

Entwicklung eines Zeitkalibrationssystems für KASCADE-Grande

Diplomarbeit
von
Mathias Stümpert

Institut für
Experimentelle Kernphysik
Universität Karlsruhe (TH)



Institut für Kernphysik
Forschungszentrum Karlsruhe
in der Helmholtz-Gemeinschaft



14. Oktober 2003

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Kosmische Strahlung und ausgedehnte Luftschauer	3
2.1	Die kosmische Strahlung	3
2.2	Ausgedehnte Luftschauer	5
3	Das KASCADE-Grande Experiment	9
3.1	KASCADE	9
3.2	KASCADE-Grande	10
3.2.1	Motivation für die Erweiterung von KASCADE	11
3.2.2	Das Grande-Array	11
3.2.3	Die Datenerfassung des Grande-Arrays	13
3.3	Das Piccolo Trigger Array	14
4	Die Zeitkalibration von KASCADE-Grande	17
4.1	Motivation	17
4.2	Ursachen der Signalverzögerungen	17
4.3	Messung der Signalverzögerungen	18
4.3.1	Zeitkalibration mit Luftschauern	19
4.3.2	Zeitkalibration mit zentralem Laser-Kalibrationssystem	19
4.4	Anforderungen an ein Laser-Kalibrationssystem	19
5	Messaufbau	23
5.1	Das Lasersystem	23
5.1.1	Der Stickstofflaser	23
5.1.2	Der Farbstofflaser	26
5.1.3	Der Schmelzkoppler	27
5.2	Glasfasern und Optik	28
5.2.1	Die Glasfasern	29
5.2.2	Fasereinkopplung	32
5.2.3	Detektoreinkopplung	32
5.3	Steuerungs- und Auswertesoftware	34
5.3.1	Einleitung	34
5.3.2	Die Hauptapplikation	34
5.3.3	Der „Data Producer“	35
5.3.4	Das „Testbed“	35
5.3.5	Technische Details	35
5.3.5.1	Der Rekonstruktions-Algorithmus	35
5.3.5.2	Das GPIB-Interface	39
5.3.5.3	Die Geräteklassen	39

6	Messung, Auswertung und Ergebnisse	43
6.1	Bestimmung der Zeitdifferenzen der Stationen	43
6.1.1	Cluster-basierte Messung	43
6.1.1.1	Schmelzkoppler und Detektoren	43
6.1.1.2	Messergebnisse	44
6.1.2	Stations-basierte Messung	47
6.1.3	Vergleich der Methoden	48
6.2	Messung der Komponentenlaufzeiten	49
6.2.1	Die Lichtwellenleiter-Laufzeiten	49
6.2.2	Bestimmung der Laufzeiten der Stationskomponenten	52
6.2.3	Die Signalkabel-Laufzeiten	53
6.3	Diskussion der Messergebnisse	55
7	Zusammenfassung und Ausblick	59
A	Messung der Schmelzkoppler- und Detektorqualitäten	61
B	Ergebnisse der Cluster-basierten Messung	63
C	Messung der LWL-Laufzeiten	65
D	Stationskabelllaufzeiten	67
E	Messung der Stationskomponenten	69
F	Bilder	71

1 Einleitung

Schon seit jeher befasst sich der Mensch mit Phänomenen, die ihm nicht direkt, d. h. nur unter Benutzung seiner Sinnesorgane, zugänglich sind. Dazu gehört die Welt des Allerkleinsten, von der erstmals *Demokrit* (ca. 460-370 v. Chr.) eine Vorstellung hatte, die auch heute noch in gewissen Grenzen Gültigkeit besitzt. Er war es auch, der den Begriff des *Atoms* prägte (Atomos, gr.: Das Unteilbare). Aber auch die Welt des Allergrößten weckte schon immer das Interesse des denkenden Menschen. Mit der Abkehr vom *geozentrischen Weltbild* durch ein 1543 erschienenes Werk mit dem Titel „Sechs Bücher über die Umläufe der Himmelskörper“ des polnischen Astronom *Kopernikus* [Gaa93] begann ein langsamer Prozess, der die Mauern in den Köpfen der Menschen zum Einsturz brachte. Der Mensch, nun nicht mehr Mittelpunkt des Universums, fing an, sich in großem Umfang Gedanken um die Welt, die um ihn herum passierte, zu machen. Die Wissenschaften machten eine rapide Entwicklung durch und teilten sich in viele verschiedene Sparten wie die Chemie, die Biologie und natürlich die Physik.

Aber auch innerhalb dieser Sparten entwickelten sich mehr oder weniger selbstständige Teilgebiete. So entwickelte sich in der Physik die *Teilchen-* oder *Elementarteilchenphysik*, die sich, von Demokrit inspiriert, mit der Welt des Allerkleinsten auseinandersetzt. Ihre Mittel sind Mikroskope in der einen oder anderen Form. Im Gegensatz zu den ursprünglichen Mikroskopen reicht ein einfaches Linsensystem, das sich die sichtbare elektromagnetische Strahlung zunutze macht, um kleine Strukturen zu untersuchen, schon lange nicht mehr aus, um die Strukturen zu untersuchen, die für Teilchenphysiker interessant sind. Moderne Mikroskope kommen vielmehr in Form riesiger Beschleuniger und komplizierter Teilchendetektoren daher.

Auf der anderen Seite entwickelten sich die *Kosmologie* und die *Astronomie*, die sich die Welt als Ganzes zum Forschungsobjekt machten. Seit Kopernikus, Galilei und Kepler ist die Erde immer mehr aus dem Zentrum der Welt gerückt, bis sie schließlich nur noch ein Planet am Rande einer Galaxie war, die selbst nur Teil eines noch viel gewaltigeren Galaxienhaufens ist. Auch in diesen Gebieten spielten die Beobachtungen im sichtbaren Bereich des elektromagnetischen Spektrums die Vorreiterrolle für weiterführende Beobachtungstechniken.

Eine Synthese von Elementarteilchenphysik und Astronomie brachte schließlich die *Astroteilchenphysik* hervor. Sie beschäftigt sich mit der Erforschung der großräumigen Strukturen des Universums und bedient sich dabei der kleinsten Teilchen. Wenn man die Grenze zwischen Astronomie und Astroteilchenphysik auf die verwendeten Beobachtungstechniken zurückführt, so definiert sich die Astronomie durch die Beobachtung der Sterne mit Hilfe der elektromagnetischen Strahlung. Neben dem sichtbaren Teil des Spektrums kommen dabei Mikrowellen-, Infrarot-, und hochenergetischer Gammastrahlung besondere Bedeutungen zu. Die Übergänge sind jedoch fließend, so dass man sagen kann, dass praktisch das gesamte Spektrum der elektromagnetischen Strahlung zur Beobachtung genutzt wird. Die Astroteilchenphysik benutzt dagegen Elementarteilchen als Informationsträger. Das *Davis-Experiment* [Gru00], bei dem die Sonne im „Licht“ solarer Neutrinos beobachtet wurde, kann somit als Geburtsstunde der Astroteilchenphysik angesehen werden.

Heute sind die Astroteilchenphysiker nicht nur auf solare Neutrinos angewiesen, um Informationen aus den Weiten des Alls zu erlangen. In modernen Experimenten zur Untersuchung der Strahlung, die ständig aus dem All auf die Erde trifft, werden alle möglichen Arten von Teilchen registriert. Meist handelt es sich dabei um elektrisch geladene Teilchen, die relativ einfach zu detektieren sind. Aber auch neutrale Teilchen sind nicht von der Beobachtung ausgeschlossen. Alle diese Strahlungs- und Teilchenarten werden unter dem Begriff der *kosmischen Strahlung* zusammengefasst. Je nach Art der gesuchten Information wird ein Experiment auf Art und Energie der zu detektierenden kosmischen Strahlung zugeschnitten. Das Ergebnis sind große Detektorsysteme, die aus vielen Einzeldetektoren bestehen und somit eine möglichst breite Basis für Beobachtungen bieten.

Es sind die Extreme, die die Astroteilchenphysik so interessant machen. Die Beobachtung des Größten unter Benutzung des Kleinsten. Elementarteilchen mit kinetischen Energien, die im makroskopischen Bereich einem Tennisball gleichkommen, der sich mit einer Geschwindigkeit von 100 km h^{-1} bewegt. Energieausbrüche, die für kurze Zeit die gesamte Energieabstrahlung einer Galaxie überdecken können. All diese Phänomene zu ergründen, ist die Absicht des Astroteilchenphysikers.

„Nur durch Extreme gelangen wir zur Klarheit.“

Johann Christoph Friedrich von Schiller (1759 - 1805)

2 Kosmische Strahlung und ausgedehnte Luftschauer

Das Feld der kosmischen Strahlung und der ausgedehnten Luftschauer ist sehr weit und gibt den Astroteilchenphysikern immer wieder neue Rätsel auf. Im Rahmen dieser Arbeit soll lediglich eine kleine Einführung in die kosmische Strahlung und deren Wechselwirkung mit der irdischen Atmosphäre gegeben werden.

2.1 Die kosmische Strahlung

Seit Viktor Hess 1912 im Rahmen mehrerer Ballonflüge die kosmische Strahlung entdeckte [Hes12], wissen wir, dass der Raum zwischen den Sternen von hochenergetischen Teilchen durchdrungen ist. Dabei handelt es sich in erster Linie um Protonen ($\sim 90\%$), Heliumkerne ($\sim 9\%$), schwerere Atomkerne bis hin zum Eisen ($\sim 1\%$) und einem geringen Anteil Photonen ($\sim 0.1\%$) [Bat95]. Die Elementzusammensetzung der Primärteilchen zeigt dabei große Parallelen zu der Elementhäufigkeit in unserem Sonnensystem (vgl. Abb. 2.1). Der von den Teilchen der kosmischen Strahlung überdeckte Energiebereich erstreckt sich dabei über 12 Größenordnungen bis hin zu einigen (experimentell verifizierten) 10^{20} eV. Der gesamte Energiebereich wird unterteilt in:

- High Energy (HE) ab 10^9 eV = 1 GeV
- Very High Energy (VHE) ab 10^{12} eV = 1 TeV
- Ultra High Energy (UHE) ab 10^{15} eV = 1 PeV
- Extreme High Energy (EHE) ab 10^{18} eV = 1 EeV

Die Energien der höchstenergetischen kosmischen Strahlung liegen somit über den Energien, die in heutigen Teilchenbeschleunigern erzeugt werden können. Die Schwerpunktsenergie für Proton-Proton-Kollisionen des im Bau befindlichen Large Hadron Collider (LHC) liegt zum Vergleich bei etwa 14 TeV [LHC95]. Dies wirft die Frage nach den Beschleunigungsmechanismen dieser hochenergetischen Teilchen auf. Bis heute existiert noch keine geschlossene Theorie über den Ursprung und die Beschleunigungsmechanismen der kosmischen Strahlung. Theorien zur Beschleunigung der Teilchen in Supernovae-Schockfronten und durch schnell rotierende Pulsare können jeweils nur einen Teil des beobachteten Energiebereichs erklären.

Fundamental für das tiefere Verständnis der Beschleunigungsmechanismen der kosmischen Strahlung ist demnach das Auffinden ihrer Quellen. Dabei gestaltet sich die Rekonstruktion der Flugbahnen der meist geladenen Teilchen der kosmischen Strahlung als äußerst schwierig, da diese mit den stochastisch ausgerichteten Magnetfeldern unserer und anderer Galaxien wechselwirken und somit ihre Bahn ändern.

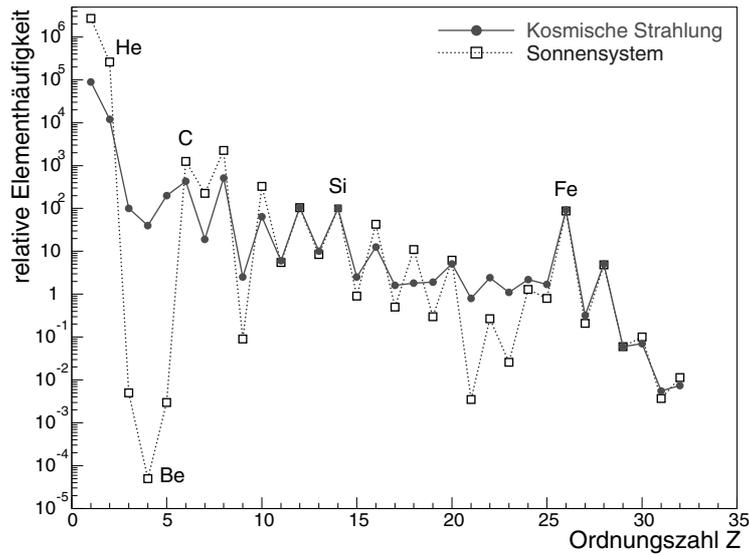


Abb. 2.1: Vergleich der Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung mit der relativen Elementhäufigkeit des Sonnensystems.

Ein erstaunlicher und viel diskutierter Aspekt der kosmischen Strahlung ist der Knick im Flussspektrum (vgl. Abb. 2.2) bei etwa $5 \cdot 10^{15}$ eV, *Knie* genannt. Bei etwas höheren Energien ($\sim 3 \cdot 10^{18}$ eV) findet sich noch ein zweiter Knick, *Knöchel* (engl.: ankle) genannt. Im Flussspektrum ist der differentielle Anteil der Primärteilchen pro Fläche, Öffnungswinkel, Zeit und Energie als Funktion der Energie aufgetragen. Es beinhaltet somit Informationen über die „energetische Zusammensetzung“ der kosmischen Strahlung. Üblicherweise wird die Ordinate im Flussspektrum mit einem Faktor E^2 bis E^3 multipliziert, um die angesprochenen Strukturen zu verdeutlichen. Formell kann der Fluss der Primärteilchen durch ein einfaches Potenzgesetz beschrieben werden:

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma}. \quad (2.1)$$

Der dabei auftretende Exponent γ wird als *spektraler Index* bezeichnet. Sowohl Knie als auch Knöchel können durch eine Änderung des spektralen Index beschrieben werden. In Energiebereichen unterhalb des Knies besitzt dieser einen Wert von $\gamma \approx 2.7$, während sich der Wert zwischen Knie und Knöchel auf $\gamma \approx 3.1$ ändert. Oberhalb des Knöchels hingegen sinkt der spektrale Index wieder auf $\gamma \approx 2.7$ [Bie02].

Die Ursachen des Knies sind nach wie vor ungeklärt. Die momentan vorliegenden Messergebnisse deuten aber auf eine Änderung der chemischen Zusammensetzung des primären Spektrums hin. Demnach wird die kosmische Strahlung bei zunehmender Energie von immer schwereren Teilchen dominiert [Rot03]. Ein Hinweis darauf wäre der experimentelle Nachweis einer Abhängigkeit der Knieposition von der magnetischen Rigidität der jeweiligen Teilchensorte:

$$E(\text{Knie})_A = Z \cdot E(\text{Knie})_{\text{Proton}}. \quad (2.2)$$

Das bei $5 \cdot 10^{15}$ eV beobachtete Knie wäre demnach von einem Rückgang des Protonflusses verursacht. Da Protonen mit Abstand den größten Teil der Primärteilchen ausmachen,

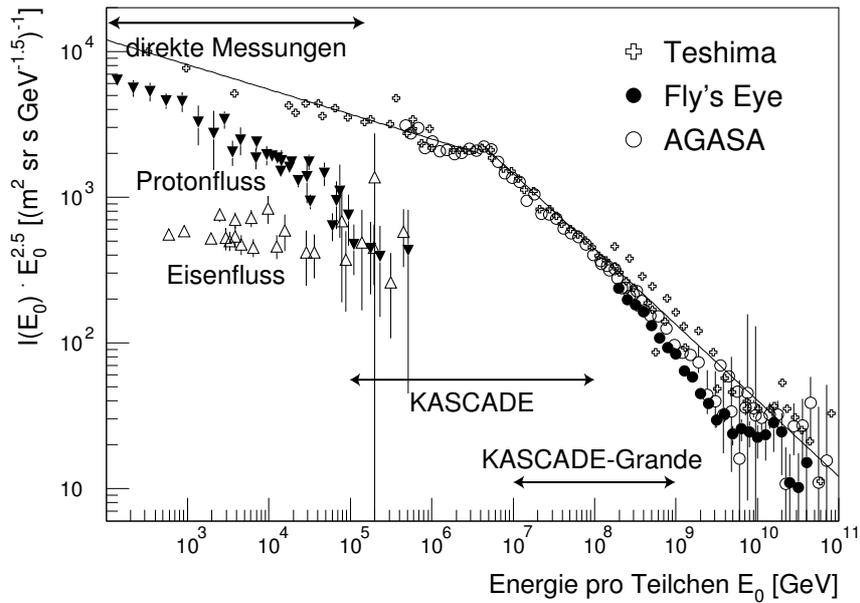


Abb. 2.2: Das Flusspektrum der kosmischen Strahlung. Bei etwa $5 \cdot 10^6$ GeV ist das Knie zu erkennen. Der Knöchel bei $3 \cdot 10^9$ GeV lässt sich mit den dargestellten Daten schwer erkennen.

ist deren Knie sehr ausgeprägt. Um die Kniepositionen der anderen Konstituenten der kosmischen Strahlung auszumachen, sind weitergehende Untersuchungen mit hochauflösenden Detektoren in den entsprechenden Energieregionen nötig. Bei gleicher Rigidität läge das Eisenknie z. B. bei einer 26-fach höheren Energie als das Protonknie, also bei etwa 10^{17} eV.

Theorien für die Änderung der chemischen Komposition der kosmischen Strahlung, die mit einem rigiditätsabhängigen Knie vereinbar wären, beziehen sich z. B. auf ein Entweichen der Teilchen mit geringerer Ladung aus der Galaxie, da deren Gyroradien im Magnetfeld der Milchstraße den Radius der Milchstraße übertreffen, oder ein Erreichen der Maximalenergie der beteiligten Beschleunigungsprozesse. Um aus dem galaktischen Magnetfeld zu entkommen, brauchen Teilchen mit höherer Ladung auch eine höhere Energie. Beschleunigungsmechanismen enthalten ihrerseits Proportionalitäten zur Ladung des zu beschleunigenden Teilchens.

2.2 Ausgedehnte Luftschauer

Treffen die *Primärteilchen* der kosmischen Strahlung auf die irdische Atmosphäre, wird durch vielfältige Kern- und Teilchenreaktionen eine Lawine von neuen Teilchen, den *Sekundärteilchen*, erzeugt (vgl. Abb. 2.3). Die Massenbelegung der Atmosphäre beträgt etwa 1000 g cm^{-2} [Gru00]. Die Strahlungslänge für Elektronen und Photonen in Luft ist $X_0 = 36.66 \text{ g cm}^{-2}$, die Wechselwirkungslänge für Hadronen ist $\lambda = 90.0 \text{ g cm}^{-2}$. Für Elektronen/Photonen ist die Atmosphäre also etwa 27, für Hadronen 11 Strahlungs-/Wechselwirkungslängen tief. Es ist leicht einzusehen, dass von der primären kosmischen Strahlung faktisch nichts auf Beobachtungsniveau ankommt.

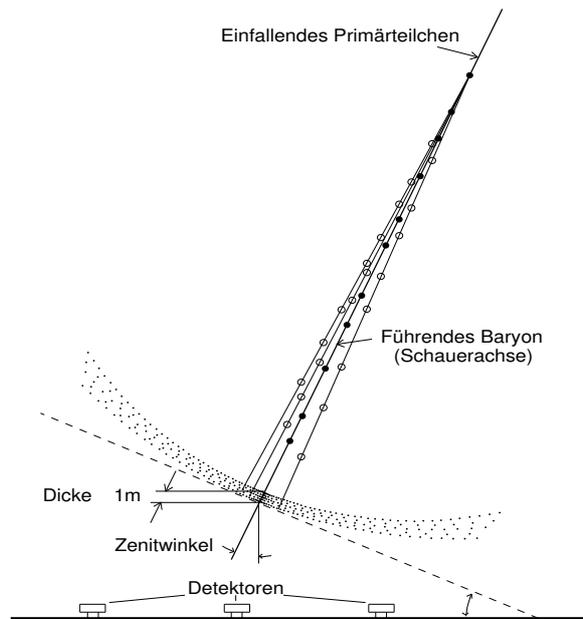


Abb. 2.3: Schematische Darstellung eines Luftschauers. Das primäre Teilchen trifft auf die Atmosphäre und erzeugt eine Teilchenkaskade, die auf der Erdoberfläche von Detektoren registriert wird. Die Schauerfront zeigt dabei die typische „Pfannkuchenstruktur“.

Stattdessen breiten sich Sekundärteilchen in der Atmosphäre aus, die sich nahezu mit Lichtgeschwindigkeit in Richtung Erdboden bewegen. Ein solcher *Teilchenschauer* besitzt eine ausgeprägte Schauerfront in Form einer senkrecht zur Einfallsrichtung des Primärteilchens stehenden gewölbten Scheibe (vgl. Abb. 2.3). Die Teilchenkonzentration nimmt dabei nach außen ab, während die Dicke der Scheibe zunimmt. Aufgrund der hohen Geschwindigkeiten der Teilchen kann die gebogene Schauerfront auf Beobachtungsniveau in erster Näherung als flach angesehen werden, wodurch eine Rekonstruktion der Einfallsrichtung des Primärteilchens aus den Ankunftszeiten der Schauerteilchen möglich wird.

In Abb. 2.4 ist die Entwicklung eines Teilchenschauers schematisch dargestellt. Die von primären Hadronen am häufigsten erzeugten Sekundärteilchen sind sowohl geladene als auch neutrale Pionen und Hadronen. Daneben treten noch etwa 10% Kaonen auf. Die Hadronen wechselwirken wieder mit der Atmosphäre und erzeugen die hadronische Kaskade. Die neutralen Pionen zerfallen recht schnell ($\sim 8.4 \cdot 10^{-17}$ s) in zwei Photonen (Gln. 2.3). Die Photonen ihrerseits erzeugen durch Paarbildung (Gln. 2.4) Elektron-Positron-Paare, welche durch Bremsstrahlung (Gln. 2.5) neue Photonen produzieren. Diese konkurrierenden Prozesse erzeugen schließlich die elektromagnetische Komponente des Luftschauers.

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (2.3)$$

$$\gamma \rightarrow e^+ + e^- \quad (2.4)$$

$$e^\pm \rightarrow e^\pm + \gamma \quad (2.5)$$

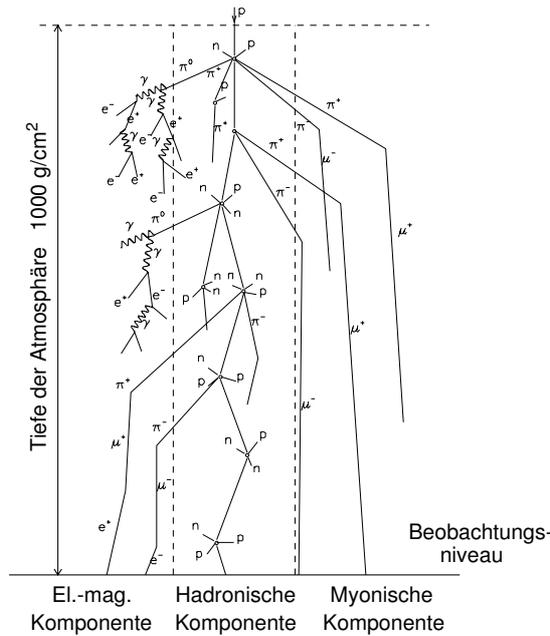


Abb. 2.4: Schematische Entwicklung eines ausgedehnten Luftschauers innerhalb der Erdatmosphäre. Die elektromagnetischen, hadronischen und myonischen Komponenten sind getrennt dargestellt.

Die geladenen Pionen und Kaonen reagieren entweder erneut mit den Teilchen der Atmosphäre oder zerfallen nach (Gln. 2.6) bzw. (Gln. 2.7). Bei diesen leptonischen Zerfällen entstehen Myonen und Neutrinos.

$$\pi^+ \text{ oder } K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (2.6)$$

$$\pi^- \text{ oder } K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (2.7)$$

Neben der Zusammensetzung der Teilchenschauer ist natürlich auch die longitudinale und die laterale Entwicklung der einzelnen Komponenten von Interesse. Am Beispiel eines photoninduzierten Schauers wird die longitudinale Schauerentwicklung, genauer, die Anzahl der Elektronen in Abhängigkeit von der atmosphärischen Tiefe $t = X/X_0$ beschrieben durch:

$$N_e(E_0, t) = \frac{0.31}{\sqrt{\beta}} \exp \left[t \left(1 - \frac{3}{2} \ln s \right) \right] \quad (2.8)$$

mit $\beta = \ln \frac{E_0}{E_k}$, $s = \frac{3t}{t + 2\beta}$.

Dabei bezeichnet E_0 die Energie des primären γ -Quants und E_k eine kritische Energie für Elektronen in Luft (~ 84.2 MeV), ab welcher der Energieverlust der Elektronen nicht mehr durch Bremsstrahlung, sondern durch Ionisation dominiert wird. Der Parameter s wird als *Schaueralter* bezeichnet und ist ein Maß für den Fortschritt der Schauerentwicklung. Er nimmt Werte zwischen 0 und 2 an und wird im Maximum des Schauers gerade 1.

2.2. AUSGEDEHNTTE LUFTSCHAUER

Die laterale Schauerentwicklung eines elektromagnetischen Schauers wird durch die sogenannte NKG¹-Funktion [Kam58, Gre60] beschrieben. Nach ihr ergibt sich die Elektrodichte ρ im Abstand r vom Schauerzentrum zu:

$$\rho_e(r) = N_e C(s) \left(\frac{r}{r_m}\right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{r_m}\right)^{s-4.5}. \quad (2.9)$$

Dabei ist $C(s)$ ein Normierungsfaktor und r_m der *Molière-Radius*. Er gibt hier die mittlere Ablenkung der Elektronen durch Vielfachstreuung in der Atmosphäre innerhalb einer Strahlungslänge an, ist also ein Maß für die Aufweitung des elektromagnetischen Schauers. Auf Meereshöhe ergibt sich der Molière-Radius für Elektronen zu etwa 79 m.

Die Gleichungen 2.8 und 2.9 lassen sich nicht ohne weiteres auf hadroninduzierte Schauer übertragen. Dennoch verhält sich die elektromagnetische Komponente eines hadroninduzierten Schauers näherungsweise wie eine Überlagerung zahlreicher elektromagnetischer Subschauer mit unterschiedlichen Altersparametern. Aufgrund der hohen Komplexität bieten sich für die Beschreibung solcher Schauer eher Simulationsmodelle als geschlossene Formelsysteme an. Das eigens für das KASCADE-Experiment entwickelte Simulationsprogramm CORSIKA (**CO**smic **R**ay **SI**mulations for **K**ASCADE) bietet zur Luftschauersimulation sowohl die Möglichkeit einer formellen Behandlung als auch die Durchführung von dreidimensionalen Monte-Carlo Simulationen [Hec98].

¹Nishimura, Kamata, Greisen

3 Das KASCADE-Grande Experiment

Zur direkten Untersuchung der primären kosmischen Strahlung bieten sich, je nach interessierendem Energiebereich, verschiedene Detektorsysteme an. Viele davon sind flugzeug- und ballongestützt, andere operieren komplett außerhalb der Erdatmosphäre auf Satelliten. Allen gemeinsam ist, dass sie oberhalb der ersten Wechselwirkungszone der Primärteilchen in der Atmosphäre messen. Allerdings eignen sich diese direkten Messungen, wegen des stark abnehmenden Teilchenflusses im PeV-Bereich, nur für den niederenergetischen Teil der kosmischen Strahlung. Bei Energien über 10^{14} eV reichen die zur Verfügung stehenden Detektorflächen und Messzeiten nicht aus, um eine genügend große Statistik für wissenschaftlich relevante Aussagen zu bekommen.

Eine Alternative dazu ist die Erforschung der durch die Teilchen der kosmischen Strahlung erzeugten Luftschauer in der Atmosphäre. Zu diesem Zweck werden terrestrische Detektorsysteme betrieben, die durch Messung zahlreicher Observablen der Luftschauer Rückschlüsse auf Energie und Masse der Primärteilchen zulassen. KASCADE-Grande ist ein solches Detektorsystem. Es setzt sich aus dem seit 1996 erfolgreich laufenden KASCADE-Experiment und aus dessen Erweiterung, bestehend aus dem Grande-Detektorarray und dem Piccolo Trigger Array, zusammen.

3.1 KASCADE

Das auf dem Gelände des Forschungszentrums Karlsruhe installierte KASCADE-Experiment (**KA**rlsruhe **S**hower **C**ore and **A**rray **DE**tector) liefert seit 1996 Daten in einem Energiebereich des Primärteilchens von $10^{14} \dots 10^{17}$ eV [Ant03]. Bestehend aus verschiedenen Detektorkomponenten, ermöglicht es KASCADE, mehrere Observablen eines einzelnen Luftschauers simultan zu messen. Das Experiment gliedert sich dabei in folgende Einzelkomponenten (vgl. Abb. 3.1):

- Das *KASCADE-Array* besteht aus 252 einzelnen Messstationen, die gitterförmig auf einer Fläche von $200 \times 200 \text{ m}^2$ angeordnet sind. Jeweils 16 Stationen sind dabei zu einem unabhängigen Cluster zusammengefasst. Die Stationen beinhalten Szintillationsdetektoren, welche die deponierten Energien und die Ankunftszeiten der Teilchen der elektromagnetischen und der myonischen Komponente eines Luftschauers messen.
- Der *Zentraldetektor* befindet sich in der Mitte des KASCADE-Arrays und setzt sich aus folgenden Komponenten zusammen:
 - Das *Hadron-Kalorimeter* liefert die Daten der hadronischen Komponente der Luftschauer. Dazu gehören die rekonstruierte Energie der Hadronen sowie deren Einfallrichtungen, Anzahl und Auftreffpunkt.
 - Die *Triggerebene* besteht aus einer Lage von 456 Szintillationszählern, die als dritte Lage in das Hadron-Kalorimeter eingelassen sind und die gesamte KASCADE-Ausleseelektronik triggern.

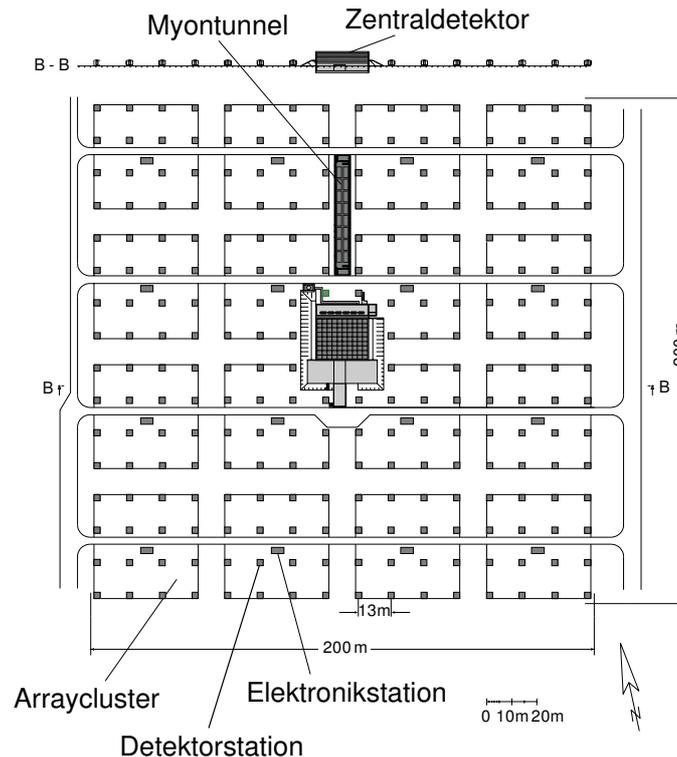


Abb. 3.1: Grundriss des KASCADE-Experiments auf dem Gelände des Forschungszentrums Karlsruhe. Die in 16 unabhängigen Clustern verteilten 252 Detektorstationen bilden das KASCADE-Array. In der Mitte des Arrays befindet der Zentraldetektor und nördlich davon liegt der MTD.

- Die 32 *Vieldrahtproportionalkammern* (MWPCs, Multiwire Proportional Chambers) sind in zwei Lagen unter dem Hadron-Kalorimeter installiert und liefern Informationen über den hochenergetischen myonischen Teil des Schauers.
- Die *Limited Streamer Tubes* (LSTs) befinden sich als dritte Lage unter den MWPCs und vergrößern die Nachweisfläche für Myonen.
- Der *Myon Tracking Detector* (MTD) ist nördlich des Zentraldetektors in einem unterirdischen 50 m langen Tunnel installiert und beinhaltet Streamer Röhren, welche die Einfallrichtungen und die Anzahl der Myonen eines Luftschauer messen.

Mit der vorliegenden Detektoranordnung ist es möglich, die von Teilchen der kosmischen Strahlung erzeugten hochenergetischen Luftschauer in Zahl, Art, Energie und Einfallrichtung der beteiligten Teilchen in Bodennähe zu rekonstruieren. Daraus wiederum lassen sich Rückschlüsse auf Art, Energie und Einfallrichtung der primären Teilchen ziehen.

3.2 KASCADE-Grande

Um eine weitergehende Untersuchung des „Knies“ im Flusspektrum der primären Schauerpartikel zu erlauben, wurde beschlossen, KASCADE unter Verwendung von Komponenten aus dem ehemaligen EAS-TOP Experiment [Agl88, Agl90] und dem ehemaligen

Detektor	Teilchen	Sensitive Fläche [m ²]
Grande-Array	$e/\mu/\gamma$	370
Piccolo	$e/\mu/\gamma$	80
KASCADE-Array e/γ	e/γ	490
KASCADE-Array μ	μ , $E_{\text{thresh}} = 230 \text{ MeV}$	622
MTD	μ , $E_{\text{thresh}} = 800 \text{ MeV}$	3×128
Triggerebene	μ , $E_{\text{thresh}} = 490 \text{ MeV}$	208
MWPCs/LSTs	μ , $E_{\text{thresh}} = 2.4 \text{ GeV}$	$2 \times 129/1 \times 200$
Kalorimeter	Hadronen, $E_{\text{thresh}} = 10 \dots 20 \text{ GeV}$	9×304

Tabelle 3.1: Zusammenfassung der einzelnen KASCADE-Grande Detektor-komponenten [Hau03].

KARMEN-Experiment zu erweitern. Diese Erweiterung besteht im Wesentlichen aus dem Grande-Array und dem Piccolo Trigger Array. Im Folgenden soll eine kurze Einführung in die neuen Komponenten gegeben werden.

3.2.1 Motivation für die Erweiterung von KASCADE

Die Komponenten des KASCADE-Experiments [Ant03] sind auf die Untersuchung der Schauerkomponenten bei Energien zwischen 10^{14} eV und 10^{17} eV ausgelegt. Der Bereich des Knies ($5 \cdot 10^{15}$ eV) ist also noch abgedeckt. In den letzten Jahren sind jedoch verstärkt Hinweise auf ein zweites Knie im Bereich von $3 \cdot 10^{17}$ [Bie02] aufgetaucht (AGASA [Aga98] und HiRes [Hir92]). Während das erste Knie einem Bruch im Protonspektrum zugeschrieben wird, könnte das zweite Knie von einem Bruch im Spektrum des wesentlich schwereren Eisens verursacht sein. Wäre diese Vermutung richtig, ließen sich die Positionen beider Knie durch eine Rigiditätsabhängigkeit beschreiben.

Um diesen Zusammenhang genauer zu untersuchen, sind Detektoren nötig, die in der Lage sind, das Flussspektrum bei Energien signifikant über der Position des Eisenknies zu vermessen. Die Kombination mit den bereits bestehenden Detektoren des KASCADE-Experiments ergibt eine Detektoranordnung, die Luftschauber im Energiebereich von 10^{14} eV bis 10^{18} eV anhand vieler Observablen vermessen kann. Dadurch gewinnt man eine weitaus breitere Basis für den Test astrophysikalischer Modelle zur Erzeugung, Beschleunigung und zum Transport der kosmischen Strahlung. Schließlich schlägt KASCADE-Grande eine Brücke zwischen bereits bestehenden Experimenten wie EAS-TOP oder KASCADE und weiteren sich im Aufbau befindlichen Experimenten, wie etwa das Pierre Auger Observatory [Aug03], die sich der Erforschung der höchsten Energien (oberhalb 10^{19} eV) der kosmischen Strahlung verschrieben haben.

3.2.2 Das Grande-Array

Das Grande-Array besteht aus 37 Messtationen aus dem ehemaligen EAS-TOP Experiment und einer zentralen Station zur Datenerfassung (Data Acquisition, Grande-DAQ, vgl. Abb. 3.2). Die einzelnen Stationen sind in einem hexagonalen Gitter mit einem mittleren Abstand von ca. 137 m angeordnet, die Grande-DAQ befindet sich in der Mitte des Arrays. Das gesamte Array deckt eine Fläche von etwa $700 \times 700 \text{ m}^2 \approx 0.5 \text{ km}^2$ ab, wobei die

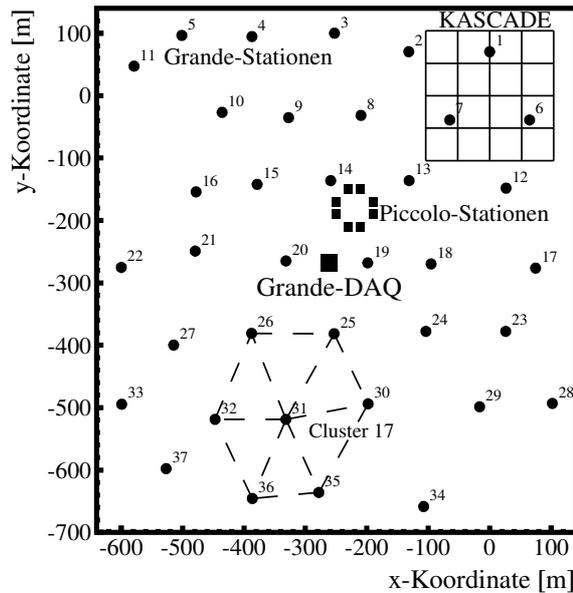


Abb. 3.2: Anordnung der Grande-Stationen. Nördlich der DAQ ist Piccolo eingezeichnet. Rechts oben ist das KASCADE-Experiment zu sehen. Ein hexagonales Cluster (Cluster 17) ist exemplarisch südlich der Grande-DAQ skizziert.

aktive Fläche einer einzelnen Messstation bei etwa 10 m^2 liegt. Die Flächenbelegung des Grande-Arrays berechnet sich somit zu etwa 0.077% .

Die 37 Stationen des Grande-Arrays sind in der Grande-DAQ zu 18 Hexagonen (Cluster) verschaltet. Ein solches Cluster besteht dabei aus einer Zentralstation und sechs die Zentralstation umgebenden „Randstationen“. Einzig Cluster 15 (rechts unten in Abb. 3.2) bildet aus technischen Gründen eine Ausnahme mit 1+5 Stationen. Die Anordnung der Grande-Stationen in Clustern dient in erster Linie der Erzeugung von Triggersignalen. Dabei werden zwei Triggerbedingungen unterschieden:

- Eine 4 fache Koinzidenz innerhalb eines Clusters, wobei neben der Zentralstation noch drei benachbarte Randstationen getroffen werden müssen. Dieses Triggersignal wird für die Grande-interne Datenauslese gefordert, welche Messdaten für Kalibrations- und Überwachungszwecke bereitstellt.
- Eine wesentlich restriktivere 7 fache Koinzidenz. Dieses Triggersignal ist nötig, um die Daten des Grande-Arrays, im Falle eines externen Triggersignals von KASCADE oder Piccolo, zur gemeinsamen Analyse mit den Daten der restlichen Detektorkomponenten in der zentralen Datenerfassung zur Verfügung zu stellen. Die Synchronisation der Daten der einzelnen Detektorkomponenten erfolgt dabei über einen allen Ereignissen aufgeprägten Zeitstempel. Auf der anderen Seite könnte diese 7/7-Koinzidenz künftig dazu genutzt werden, ein Triggersignal für alle anderen KASCADE-Komponenten zur Verfügung zu stellen. Dazu sind allerdings noch weitergehende Untersuchungen im Bezug auf Effizienzwankungen in Abhängigkeit von der Energie und der Einfallrichtung der Schauer nötig.

Kabel	Verwendungszweck	Richtung
LWL, grün	HV-Steuerung	Station → DAQ
LWL, rot	HV-Steuerung	DAQ → Station
RG58, weiss	Logic Calibration	Station → DAQ
RG58, blau	10 × HG	Station → DAQ
RG58, grün	1 × HG	Station → DAQ
RG58, schwarz	LG	Station → DAQ
RG58, rot	Logic Run Signal	Station → DAQ
HV, rot	High Gain HV	DAQ → Station
HV, schwarz	Low Gain HV	DAQ → Station

Tabelle 3.2: Zusammenstellung der Kabel zwischen den Messstationen und der zentralen Datenerfassung (vgl. dazu auch Anhang F, Abb. F.1). Die beiden Lichtwellenleiter werden voraussichtlich bald für die Datenübertragung des FADC-Systems genutzt. Die Steuerung der Hochspannung wird dann von neuen Glasfasern übernommen.

Jede Grande-Station beinhaltet 16 Szintillationsdetektoren, die in einem 4×4 -Gitter aufgebaut sind. Diese Detektoren bestehen aus einem Plastiksintillator ($80 \times 80 \text{ cm}^2$, 4 cm dick), einem Lichtsammelkegel und einem Photomultiplier¹ (PMT), der das Szintillationslicht in ein elektrisches Signal umwandelt (vgl. Anhang F, Bild F.4). Die Signale der 16 PMTs werden noch in den Stationen summiert, verstärkt (High Gain, HG, $\sim 1.6 \text{ pC/m.i.p.}^2$) und geformt, bevor sie zur weiteren Verarbeitung über Koaxialkabel³ in die DAQ geschickt werden (vgl. Anhang F, Bild F.1 und Bild F.3). Die vier zentralen Detektoren besitzen jeweils noch einen weiteren Photomultiplier, dessen Signal um einen Faktor 20 weniger verstärkt wird (Low Gain, LG, $\sim 0.32 \text{ pC/m.i.p.}$) als das Signal der HG-PMTs. Dies ermöglicht sowohl eine Messung von sehr hohen (LG, etwa $1 \dots 3000 \text{ m}^{-2}$) als auch von sehr niedrigen Teilchendichten (HG, etwa $0.03 \dots 200 \text{ m}^{-2}$) [Chi03].

3.2.3 Die Datenerfassung des Grande-Arrays

In der Datenerfassung des Grande-Arrays (Grande-DAQ) laufen die Signale aller 37 Grande-Stationen zusammen. Dazu liegt zwischen jeder Station und der Grande-DAQ ein Systemkabel von ca. 700 m Länge. Diese Verbundkabel führen im Zentrum jeweils zwei Lichtwellenleiter zur Übertragung der Kommandos an die HV-Steuerungseinheit. Um diese Glasfasern herum sind zwei Hochspannungskabel zur Versorgung der HG und LG Photomultiplier, sowie fünf abgeschirmte Koaxialkabel zur Übertragung der verschiedenen Signale zur Grande-DAQ zu einem Verbund verseilt (vgl. Tabelle 3.2). Die Signalkabel aller 37 Stationen werden in der Grande-DAQ gemeinsam auf einem Patchboard zur Verfügung gestellt.

Von dem Patchboard aus werden die einzelnen Signale weiter verteilt und verarbeitet. Die HG- und LG-Signale werden von peak-sensitiven ADCs digitalisiert. Das Logic Run Signal wird über einen Diskriminator aufbereitet und als Stoppsignal auf einen TDC geschickt

¹Philips XP3462

²m.i.p.: minimum ionizing particle

³RG58, low attenuation

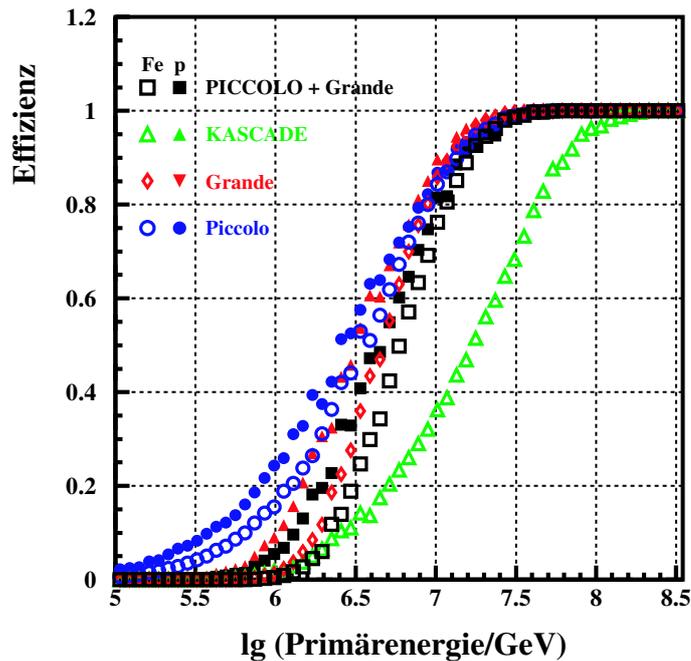


Abb. 3.3: Monte Carlo Simulation für die Trigger-Effizienz der verschiedenen KASCADE-Grande Komponenten bei Eisen- (Fe) und Proton- (p) induzierten Teilchenschauern.

(vgl. Anhang F, Bild F.2). Der TDC wird intern von der 4/7-Koinzidenz gestartet. Dabei gibt es noch weitere externe TDC-Starts wie z.B. Piccolo.

3.3 Das Piccolo Trigger Array

Die Hauptaufgabe für Piccolo besteht darin, einen schnellen externen Trigger sowohl für KASCADE als auch für das Grande-Array zu liefern, um eine synchrone Datennahme aller Detektorkomponenten zu ermöglichen. Da mit dem Grande-Array auch Schauer gemessen werden, die außerhalb des KASCADE-Arrays liegen, wird die Teilchendichte dort zu gering, um eine lokale Triggerbedingung zu erfüllen. Andererseits ist der Abstand der Messstationen des Grande-Arrays in Kombination mit der geforderten 7/7-Koinzidenz nur geeignet, um hochenergetische Schauer zu triggern. Diese Probleme werden mit dem relativ zu KASCADE und Grande möglichst zentral gelegenen Piccolo Trigger Array umgangen.

Piccolo besteht aus 8 Containern mit einer aktiven Fläche von jeweils 10 m^2 , die an den Ecken eines gleichseitigen Oktogons im Abstand von 20 m zueinander angeordnet sind (vgl. Abb. 3.2). Jeder Container beherbergt zwei elektronische Stationen, bestehend aus jeweils sechs Szintillatoren. Ein Szintillator ist dabei mit zwei Photomultipliern an dessen Stirnseiten bestückt. Die Signale von den jeweils vier PMTs zweier Szintillatoren werden passiv addiert und bilden einen elektronischen Kanal. Drei dieser Kanäle bilden also eine elektronische Station. In der Piccolo-DAQ wird aus der Summe dieser drei Signale die Energie des jeweiligen Ereignisses rekonstruiert. Drei sogenannte *Hitbits* geben dabei an,

welche der drei Kanäle einer Station zu der so ermittelten Summe beigetragen hat. Die Ankunftszeit des Ereignisses wird dabei aus dem zeitlich ersten der drei aufsummierten Kanäle ermittelt. Die acht Container des Piccolo Arrays beinhalten also 16 elektronische Stationen. Diese 16 Stationen verhalten sich zusammen mit der Piccolo-DAQ wie ein weiterer KASCADE-Cluster.

Die Trigger-Konditionen für ein Ereignis werden bei Piccolo durch zwei Parameter festgelegt: Die Anzahl der beteiligten Container ($n_{\text{hits}} > n_0$ mit $0 \leq n_0 \leq 8$) und die Anzahl der beteiligten Triggerkanäle ($m_{\text{ch}} > m_0$ mit $0 \leq m_0 \leq 48$). Beide Parameter wurden im Zuge umfassender Monte Carlo Simulationen optimiert. Ein Beispiel dafür zeigt Abb. 3.3 [Hau03]. In dem Diagramm sind die Triggereffizienzen, also die Zahl der tatsächlich getriggerten Events normiert auf die Gesamtzahl der simulierten Events, über dem Logarithmus der Energie des Primärteilchens aufgetragen. Die hierbei benutzten Triggerbedingungen waren $n_0 = 2$ und $m_0 = 4$.

4 Die Zeitkalibration von KASCADE-Grande

4.1 Motivation

KASCADE-Grande misst in erster Linie die Energiedeposits und die Ankunftszeiten der Sekundärteilchen eines Teilchenschauers. Dazu ist eine genaue Kenntnis der Datenwege und der Signallaufzeiten erforderlich. Ein elektrisches Signal braucht von einer Grande-Messstation über die 700 m Signalkabel bis zur Grande-DAQ etwa $3\ \mu\text{s}$. Dabei sind eventuell auftretende Signalverarbeitungs- und Prozessierungszeiten noch nicht enthalten. Die Datenwege des KASCADE-Arrays und aller übrigen Komponenten sind hingegen wesentlich kürzer. Daher müssen die einzelnen Detektorkomponenten synchronisiert werden. Dies gelingt nur bei genauer Kenntnis der Laufzeitunterschiede der Detektorsignale und deren Ursachen.

Zur Bestimmung der Schauerrichtung ist es nötig, die Laufzeitunterschiede zwischen den einzelnen Stationen des Grande-Arrays zu kennen. Dann lässt sich aus den Ankunftszeiten der Teilchen in den einzelnen Detektoren die Neigung der Schauerfront bestimmen. Daraus wiederum gewinnt man die Schauerachse und den Einfallswinkel des primären Teilchens. Diese Information ist wichtig für die Suche nach Anisotropien in der kosmischen Strahlung, die auf Punktquellen hindeuten könnten.

Weiterhin ermöglicht die Kenntnis der Laufzeitunterschiede eine Analyse der Schauer-scheibe und des Zeitverhaltens eines Schauers. Da die atmosphärische Tiefe für die primären Teilchen bei geeigneten Schauern zunimmt, ist die Richtung der Schauerachse wichtig für die Schauerentwicklung.

Das Ziel dieser Diplomarbeit ist es, eine Methode zu entwickeln, um die Signallaufzeiten der 37 Grande-Stationen zu messen und somit die Laufzeitunterschiede zwischen den einzelnen Stationen bestimmen zu können. Das dadurch gewonnene bessere Verständnis des zeitlichen Verhaltens des Grande-Detektorfeldes, erleichtert mögliche spätere Erweiterungen des Detektor- und des Auslesesystems. Ein Beispiel dafür sind die geplanten Flash-ADCs für die Datennahme in den Grande-Stationen.

4.2 Ursachen der Signalverzögerungen

In Tabelle 4.1 sind die Ursachen der Signalverzögerungen zusammengefasst. Interessant sind dabei die Schwankungen der Laufzeiten zwischen den einzelnen Stationen. Was genau sind aber die Ursachen dieser Schwankungen? In den meisten Fällen wird es sich dabei um Fertigungstoleranzen der Komponenten handeln. Wie genau sind z. B. die vom Hersteller angegebenen Kabellängen von 700 m? Welche Qualitätsunterschiede gibt es unter den Kabeln? Wurde die Länge der Kabel beim Einziehen in die Kabelkanäle durch das Ziehen beeinflusst? Ein einfacher Knick kann die Laufzeiten eines Signalkabels schon deutlich beeinflussen. Gleiches gilt für die Lichtwellenleiter (LWL). Einschlüsse in den Faserkernen, die sich beim Ziehen gebildet haben könnten, beeinflussen sowohl die Signalqualität als

Ursache	geschätzte Laufzeiten [ns]
Signalkabel, RG58	2800 ± 100
Kabel, LWL	3500 ± 100
Kabel, Station	60 ± 20
gesamte Elektronik	50 ± 20
Photomultiplier	40 ± 2.5

Tabelle 4.1: Ursachen der Signallaufzeitunterschiede zwischen den Grande-Stationen. Die Größenordnungen sind geschätzt. Die Werte der RG58- und LWL-Kabel entsprechen 700 m Kabellänge mit ungefähren Laufzeiten von 4 ns m^{-1} (RG58) und 5 ns m^{-1} (LWL). Der Wert für die Durchlaufzeit des PMTs ist aus [Phi89] entnommen.

auch deren Laufzeit. Unterschiedliche Konfektionierungen der LWL haben auch direkten Einfluss auf die Laufzeiten. Zudem sind die Signalkabel und die Glasfasern zusammen in einem Systemkabel untergebracht. Dort liegen die Fasern in der Mitte, während die Signalkabel mit einer Ganghöhe von etwa 22.5 cm um diese verseilt sind. Daraus ergibt sich eine Verlängerung der Signalkabel gegenüber den mit 700 m angenommenen LWL zu:

$$\Delta L = \frac{700 \text{ m}}{22.5 \text{ cm}} \cdot \left(\sqrt{(22.5 \text{ cm})^2 + (2\pi r)^2} - 22.5 \text{ cm} \right) \approx 5.51 \text{ m}. \quad (4.1)$$

Dabei ist $r \approx 0.45 \text{ cm}$. Dies entspricht einer Verlängerung des Signalkabels gegenüber der Glasfaser um circa 0.79%.

Eine weitere Quelle der Laufzeitunterschiede sind die elektronischen Komponenten der Messstationen. Wie bei den Kabeln ist hier wieder Fertigungstoleranzen zu rechnen. Aber auch systematische Abweichungen sind denkbar. So werden die Photomultiplier der einzelnen Stationen mit individuell angepassten Spannungen betrieben. Je höher jedoch die Spannung des PMT, desto kürzer seine Durchlaufzeit. Die Elektronik der Grande-Stationen stammt aus dem EAS-TOP Experiment und ist damit schon knapp 20 Jahre alt, was auf unbekannte Systematiken („aging“) der verschiedenen Geräte schließen lässt.

Neben den bereits aufgeführten Schwankungsursachen, gibt es außerdem noch witterungsbedingte Toleranzen. Luftfeuchtigkeit und Temperatur wirken sich auf Kabellängen und auf Elektroniklaufzeiten aus. Dabei sind die Grande-Stationen weder nach außen isoliert noch klimatisiert. Es bleibt auch zu bedenken, dass die Systemkabel in den Stationen selbst aufgerollt sind, d. h. dass bei Stationen nahe der DAQ weniger Kabel im Boden, dafür aber mehr Kabel in den Stationen liegt. Die unterschiedlichen klimatischen Bedingungen in den Stationen und in den Kabelkanälen zu den Stationen wirken sich somit auch unterschiedlich auf die Signallaufzeiten aus. Es bleibt also noch zu überprüfen, inwieweit sich die genannten Effekte auf die Laufzeiten übertragen.

4.3 Messung der Signalverzögerungen

Zur Messung der Laufzeitunterschiede zwischen den einzelnen Grande-Stationen ist ein in allen Stationen möglichst gleichzeitiger Trigger nötig. Unter der Annahme, dass alle Photomultiplier zum selben Zeitpunkt ein Lichtsignal erhalten, können die Laufzeitunterschieden der jeweiligen Komponenten des Datenweges der Stationen ermittelt werden. Im

Wesentlichen gibt es dazu zwei Vorgehensweisen. Zum einen kann eine Zeitkalibration bei laufendem Betrieb anhand vieler Luftschauer erfolgen, zum anderen kann das Licht einer zentralen Lichtquelle gleichmäßig auf die Stationen verteilt werden, um diese möglichst zeitgleich zu triggern. Beide Möglichkeiten werden im Folgenden kurz vorgestellt.

4.3.1 Zeitkalibration mit Luftschauern

Die Zeitkalibration mit kleinen Luftschauern, d. h. mit Schauern geringer Primärteilchenenergien im Bereich der Schwelle des Experiments (Grande: etwa 10^{16} eV), kann im laufenden Betrieb vorgenommen werden. Dabei wird die Tatsache ausgenutzt, dass kleine Luftschauer bei zu großen Einfallswinkeln durch die vergrößerte atmosphärische Tiefe für das Experiment praktisch nicht mehr sichtbar sind. Die dann noch vorhandenen Schauer gruppieren sich praktisch alle um den Zenitwinkel $\theta = 0^\circ$. Über viele solcher Schauer gemittelt, sollten also alle Stationen gleichzeitig ansprechen. Mit Hilfe des Schwerpunkts der Ansprechzeiten lassen sich so die Korrekturzeiten für die einzelnen Stationen ermitteln. Da für dieses Verfahren die vorhandene Messelektronik und Auswertesoftware verwendet werden kann, ist der zusätzliche Aufwand gering. Allerdings erhält man nur dann akzeptable Ergebnisse, wenn das Detektorfeld bereits auf Laufzeitdifferenzen unterhalb von etwa 100 ns vorkalibriert ist.

Im vorliegenden Falle eines völlig unkalibrierten Detektorsystems reicht die Zeitkalibration mit Luftschauern also nicht aus, um die Grande-Stationen zu kalibrieren. Ist das Grande-Array erst einmal vorkalibriert, kann aber mit kleinen Luftschauern während des laufenden Betriebs immer wieder nachkalibriert werden. Dieser Punkt ist allerdings nicht Thema dieser Diplomarbeit und wird deshalb nicht weiter behandelt.

4.3.2 Zeitkalibration mit zentralem Laser-Kalibrationssystem

Die Zeitkalibration mit einer zentralen Lichtquelle ist bei optimalen Bedingungen wesentlich genauer als die Kalibration mit Luftschauern. Zentral bedeutet in diesem Fall, dass das Licht der Lichtquelle zu jeder Station denselben Weg zurücklegen muss, um die Stationen dann auch gleichzeitig zu triggern. Als Lichtquelle benutzt man für gewöhnlich einen Laser geeigneter Wellenlänge, als Lichtweg geeignete Lichtwellenleiter. Der Laser wird über ein Strahlteilersystem auf mehrere Glasfasern verteilt, die den Laserpuls zu den zu messenden Detektoren transportieren. Die Detektoren sprechen somit nahezu gleichzeitig an und erzeugen ein simuliertes Signal, das auf dem normalen Signalweg zur zentralen Datenerfassung geleitet wird. Dort können schließlich die Laufzeitunterschiede zwischen den Signalwegen der einzelnen Detektoren bestimmt werden.

Dies ist die bevorzugte Methode, ein völlig neues und somit unkalibriertes Detektorfeld wie KASCADE-Grande zu kalibrieren. Die Entwicklung eines solchen zentralen Laser-Kalibrationssystems und die anschließende Ermittlung und Bereitstellung der Kalibrationsdaten ist das Thema dieser Diplomarbeit.

4.4 Anforderungen an ein Laser-Kalibrationssystem

Um die Richtung der Schauerachse möglichst genau bestimmen zu können, muss die Zeitkalibration mit größter Sorgfalt geplant und durchgeführt werden. Die Kalibration wird hinterher nur so genau sein, wie das für die Kalibration verwendete Laser-System. Diese

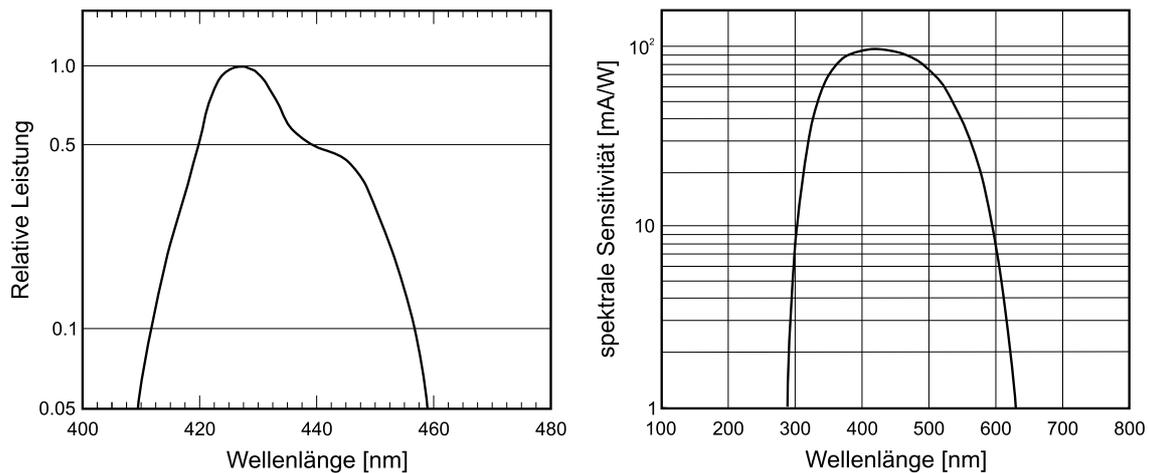


Abb. 4.1: Vergleich der normierten Leistung des Stickstofflaser-gepumpten Stilbene 3 Laserfarbstoffes, gelöst in Methanol mit einer Konzentration von 22 g l^{-1} (links) und der spektralen Sensitivität des in den Grande-Detektoren verwendeten Photomultipliers (rechts). Die maximale Leistung des Dyes liegt sehr gut im sensitivsten Bereich des PMTs.

Aufgabe stellt also gewisse Anforderungen an ein Laser-Kalibrationssystem, die im Folgenden näher erläutert werden.

1. Der verwendete Laser muss genügend Leistung zur Verfügung stellen, um mehrere Stationen gleichzeitig über 700 m Kabellänge zu triggern.
2. Das Emissionsspektrum des Lasers muss im spektralen Empfindlichkeitsbereich der verwendeten Photomultiplier, sowie möglichst im Emissionswellenlängenbereich des Szintillators liegen.
3. Die Fasereinkopplung muss genügend Licht möglichst homogen in die Fasern koppeln.
4. Das Strahlteilersystem muss die Intensität des Laserlichts möglichst gleichmäßig auf die zu messenden Stationen verteilen.
5. Die Lichtwellenleiter von der DAQ zu den Stationen müssen alle gleich lang sein oder die Laufzeitdifferenzen zwischen den LWL müssen sehr genau bekannt sein.
6. Die Software muss in der Lage sein, sowohl den Laser zu triggern, als auch die Messelektronik auszulesen und die ausgelesenen Daten so aufzubereiten, dass sie später weiter verarbeitet werden können.
7. Die Präzision der Messung sollte so gut sein, dass eine Genauigkeit von mindestens $\Delta\theta = \pm 0.5^\circ$ bei der Richtungsbestimmung der Schauerachse erreicht wird.

Ein zur Verfügung stehender Laser [Bau92] wurde im Labor auf die genannten Anforderungen getestet. Er liefert genügend Leistung, um mehr als acht Stationen gleichzeitig über 700 m Glasfaserkabel zu triggern. Der Wellenlängenbereich des Lasers lässt sich mit Hilfe des Farbstofflaser-Moduls an die spektrale Sensitivität des Photomultipliers anpassen.

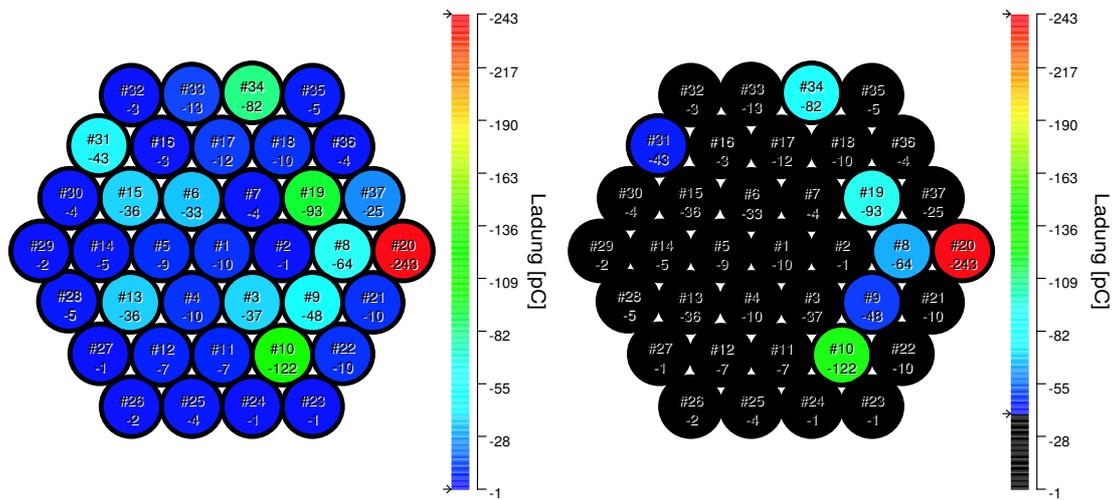


Abb. 4.2: Intensitätsverteilung der 37 Kanäle des Strahlteilers aus [Bau92]. Die beiden Bilder zeigen die mit einem ADC digitalisierte integrierte Ladung in pC eines Testdetektors nach 700 m LWL. Beim rechten Bild sind nur die besten sieben Kanäle nicht ausgeblendet.

Abb. 4.1 zeigt die Leistungskurve des verwendeten Laserfarbstoffes¹ und die Sensitivitätskurve der in den Detektoren verwendeten Photomultiplier. Es ist leicht ersichtlich, dass das Leistungsmaximum des Dyes im empfindlichsten Bereich des PMT liegt.

Der Laser wurde bereits früher im Rahmen einer Diplomarbeit zur Zeitkalibration des KASCADE-Arrays eingesetzt [Bau92]. Neben dem Laser standen noch eine Laserbank mit einem Linsensystem zur Fasereinkopplung und ein 37 fach Strahlteiler zur Verfügung. Beides sollte auf Brauchbarkeit bei der Kalibration des Grande-Arrays getestet werden.

Die Laserbank und das offene Linsensystem erwiesen sich als ungeeignet, um genügend Leistung des Lasers in die Fasern zu koppeln. Das System war auf maximale LWL-Längen von etwa 40 m ausgelegt. Bei den vorliegenden 700 m Fasern war die Dämpfung zu groß, um ein signifikantes Signal in den Photomultipliern zu erzeugen. Nur ein geschlossenes System besitzt die nötigen Rahmenbedingungen, um die Leistung des Lasers zu den Stationen zu transportieren.

Auch der bereits vorhandene 37 fach Strahlteiler zeigte große Mängel. Bei Intensitätsmessungen an den 37 Fasern über eine 700 m Faser, die an einen Testdetektor im Labor angeschlossen war, zeigten nur wenige der 37 Kanäle eine genügend hohe Intensität und Stabilität, um ein signifikantes Signal in dem Photomultiplier hervorrufen zu können. Die PMT-Signale des Detektors wurden dabei mit einem ladungssensitiven ADC² digitalisiert. Die Ergebnisse sind in Abb. 4.2 zu sehen. Die angegebenen Zahlenwerte entsprechen der digitalisierten Ladung in pC. Im rechten Bild sind außer den besten sieben Fasern alle anderen ausgeblendet. Die durch diese sieben Fasern erzeugten Signale, sind noch zu schwach um sich signifikant vom Untergrund der kosmischen Strahlung abzusetzen. Die große Inhomogenität in der Qualität der sieben Kanäle lässt außerdem keine gleichmäßige Beleuchtung der zu messenden Detektoren zu.

¹Stilbene 3, auch Stilbene 420 genannt

²LeCroy 2249W

4.4. ANFORDERUNGEN AN EIN LASER-KALIBRATIONSSYSTEM

Um Punkt 8 der Anforderungen zu erfüllen, müssen die Fehler bei der Bestimmung der Zeitdifferenzen zwischen den Stationen entsprechend klein sein. Der maximale Fehler in der Zeitmessung lässt sich aus der vorgegebenen Winkelauflösung von $\Delta\theta = \pm 0.5^\circ$ bestimmen, wenn man von zwei benachbarten Stationen mit einer Distanz von $d_0 = 140$ m ausgeht:

$$\Delta t = \frac{\Delta l}{c_0} = \frac{d_0 \sin \Delta\theta}{c_0} \approx 4 \text{ ns} \quad (4.2)$$

Dies bezieht sich auf den ungünstigsten Fall, da bei einem normalen Schauer mehrere Stationen zur Richtungsbestimmung eingesetzt werden können und die größte Distanz zweier beteiligter Stationen somit größer ist als die angenommenen 140 m. Eine Beschreibung des aufgebauten Lasersystems zur Kalibrierung des Grande-Detektorfeldes erfolgt im nächsten Kapitel.

5 Messaufbau

5.1 Das Lasersystem

Die Zeitkalibration wird im Rahmen dieser Diplomarbeit mit Hilfe eines zentral aufgestellten Lasersystems bewerkstelligt, welches in der Lage ist, bis zu acht Grande-Stationen nahezu gleichzeitig anzusprechen. Dieses Lasersystem besteht im Wesentlichen aus drei Komponenten: Einem Stickstofflaser, einem nachgeschalteten Farbstofflaser oder Dye-Modul und einem Schmelzkoppler, der den Laserstrahl in acht Teilstrahlen aufspaltet. Zusammen mit der Fasereinkopplung, die den kollimierten Laserstrahl in den Schmelzkoppler leitet, bilden diese Komponenten das Lasersystem. Dieses empfindliche Lasersystem ist in einer abschließbaren Holzkiste untergebracht (vgl. Anhang F, Bild F.7). Im Folgenden werden die physikalischen Grundlagen der einzelnen Komponenten dieses Lasersystems erarbeitet und die in dieser Arbeit verwendeten Komponenten vorgestellt.

5.1.1 Der Stickstofflaser

Als primäre Laserlichtquelle wird ein gepulster Gaslaser¹ mit molekularem Stickstoff als aktives Medium benutzt (vgl. Anhang F, Bilder F.5 und F.6). Die technischen Daten des Lasers sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst. Laser funktionieren nach dem Prinzip der *induzierten Emission*. Dabei wird ein angeregtes Atom des aktiven Mediums von einem einfallenden Lichtquant dazu angeregt, in den Grundzustand überzugehen. Die dabei frei werdende Energie wird wiederum als Lichtenergie frei. Im Gegensatz zur *spontanen Emission* ist die Richtung, in die das abgegebene Lichtquant abgestrahlt wird, nicht willkürlich. Die einfallende Lichtwelle induziert in dem Atom einen Dipol, der parallel zur elektrischen Feldstärke der Welle schwingt. Die Strahlungscharakteristik eines solchen Dipols legt die Richtung der auslaufenden Welle fest. Das auslaufende Quant bewegt sich demnach in die Richtung des einfallenden. Über viele solcher Reaktionen gemittelt ergibt sich eine ebene Welle.

Ein in ein aktives Medium eintretender Lichtblitz der richtigen Frequenz wird über den Effekt der induzierten Emission somit verstärkt. Auf der anderen Seite tritt aber auch eine Abschwächung, verursacht durch die Absorption im Medium, auf. Die Photonen stoßen inelastisch mit den Atomen oder Molekülen und regen diese wiederum an. Ohne besondere Maßnahmen überwiegt dabei stets die Absorption. Um nun eine kontinuierliche Verstärkung des einfallenden Lichts zu erreichen, muss ein *Inversionszustand* erzeugt werden, d. h. es muss dafür gesorgt werden, dass sich mehr Atome des aktiven Mediums im Anregungszustand (Energie E_2 , Besetzungszahl n_2) als im Grundzustand (Energie E_1 , Besetzungszahl n_1) befinden. Die Bedingung für einen Inversionszustand lässt sich schreiben als:

$$n_2 > n_1. \tag{5.1}$$

¹Laser Science VSL-337

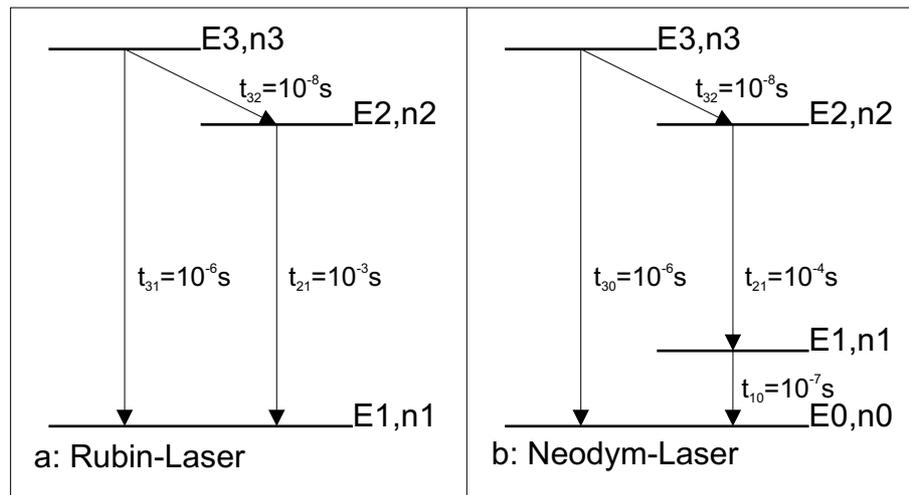


Abb. 5.1: Drei-Niveau-System (a) am Beispiel des Rubin-Lasers und Vier-Niveau-System (b) am Beispiel des Neodym-Lasers.

Dabei bezeichnen n_1 und n_2 die Anzahl der Atome, die sich im Grundzustand bzw. im angeregten Zustand befinden. Um einen Inversionszustand zu erzeugen, muss man allerdings den Umweg über ein Drei- oder ein Vier-Niveau-System gehen (vgl. Abb. 5.1).

Abb. 5.1a zeigt ein typisches Drei-Niveau-System am Beispiel des Rubin-Lasers. Rubin ist ein aus Aluminiumoxid (Al_2O_3) und geringen Mengen Chrom bestehender Kristall. Diese dreifach ionisierten Chrom-Atome dienen im Rubin-Laser als aktives Medium. Fällt nun Licht der Frequenz ω_0 entsprechend der Energie des Übergangs $E_1 \rightarrow E_3$ in den Kristall, so werden die Chrom-Atome vom Grundzustand in den angeregten Zustand E_3 überführt. Von dort haben sie entweder die Möglichkeit, wieder in den Grundzustand oder aber in den zweiten angeregten Zustand E_2 zu fallen. Quantenmechanisch betrachtet hängt es von der Übergangszeit ab, mit welcher Wahrscheinlichkeit die angeregten Atome in welchen Zustand fallen (je kürzer die Übergangszeit, desto wahrscheinlicher der Übergang). Am Beispiel des Chrom-Atoms fallen etwa 99% der angeregten Atome in den Zustand E_2 . Dieser Zustand ist aufgrund seiner relativ langen Übergangszeit ein sogenannter *metastabiler Zustand*, d. h. das Atom verweilt eine relativ zu den anderen Übergangszeiten lange Zeit

Eigenschaft	Wert
Wellenlänge	(337.1 ± 0.1) nm
Pulsrate	1 . . . 20 Hz
Pulsbreite (FWHM)	3 ns
Pulsenergie	120 μJ
Leistung pro Puls	40 kW
Strahlquerschnitt	3×8 mm
Strahldivergenz	5×8 mrad
Externer Trigger	TTL-Signal

Tabelle 5.1: Eigenschaften des verwendeten Stickstofflasers nach [Las89].

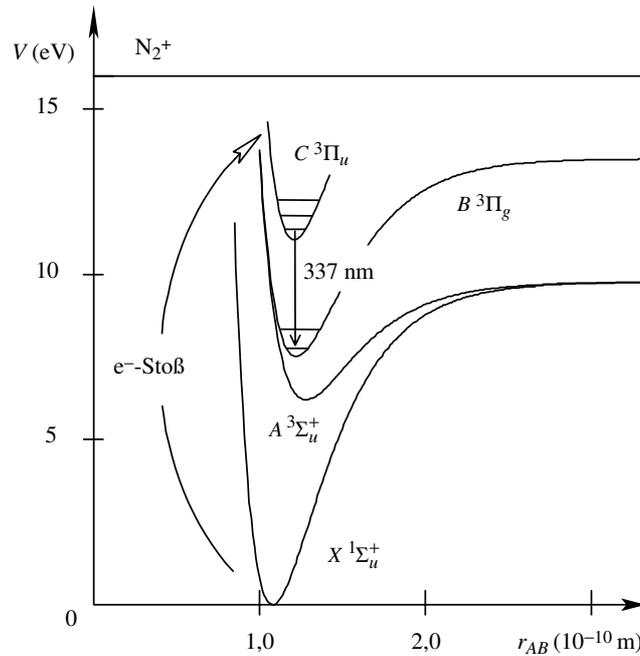


Abb. 5.2: Vereinfachtes Termschema des Stickstoffmoleküls. Die X , A , B und C bezeichnen die Anregungszustände der relativen Bewegung der Atome zueinander. Die Σ und Π sind die Quantenzahlen des Drehimpulses. Die hoch- und tiefgestellten Indizes sind Multiplizität des Zustandes, Paritäts- und Symmetriequantenzahlen. Die Energieniveaus sind dabei abhängig vom Abstand r_{AB} der Atome zueinander.

in diesem Zustand. Wird nun genügend Licht der Frequenz ω_0 eingestrahlt, werden mehr Atome in das Niveau E_2 *gepumpt*, als durch spontane Emission wieder in den Grundzustand übergehen. Die Bedingung für einen Inversionszustand ist somit erfüllt. Fällt nun Licht der Frequenz ω_1 entsprechend der Energie des Übergangs $E_2 \rightarrow E_1$ in den Kristall, so wird dieses durch induzierte Emission verstärkt.

Das Vier-Niveau-System (vgl. Abb. 5.1b) verhält sich ähnlich dem Drei-Niveau-System, hat allerdings noch ein viertes Niveau, das zwischen dem Grundzustand und dem ersten angeregten Zustand des Drei-Niveau-Systems liegt. Die Übergangszeit t_{10} ist dabei so klein, dass sich praktisch keine Atome im Zustand E_1 befinden, also $n_1 \approx 0$ gilt. Damit ist klar, dass die Absorption des eigentlich zu verstärkenden Laserlichts durch den Übergang $E_1 \rightarrow E_2$ im Vergleich zum Drei-Niveau-System stark unterdrückt ist. Das Vier-Niveau-System hat also erhebliche energetische Vorteile gegenüber dem Drei-Niveau-System.

Wie bereits erwähnt, ist der hier verwendete Laser ein N₂-Laser, also ein Gaslaser, genauer ein Moleküllaser. Im Gegensatz zu Atomlasern sind die Energieniveaus von Moleküllasern wesentlich unschärfer und meist zu Niveaubändern entartet, da es sich bei den einzelnen Energieniveaus um eng beieinander liegende Rotations- und Schwingungsterme handelt (vgl. Abb. 5.2). Daraus resultiert die Tatsache, dass z. B. von N₂ über 440 Laseremissionslinien vom ultravioletten bis hin zum infraroten Spektralbereich bekannt sind [Kne89]. Das Funktionsprinzip bleibt aber dasselbe wie beim Atomlaser. Der Inversionszustand wird dabei durch Gasentladungen erzeugt. Dabei zerfällt das neutrale Gas in Ionen und Elektro-

Eigenschaft	Wert
Wellenlänge	360 . . . 720 nm
Wellenlänge mit Stilbene 3	408 . . . 457 nm
Maximale Leistung mit Stilbene 3 bei	424 nm
Spektrale Bandbreite	3 nm
Pulsrate	1 . . . 20 Hz
Pulsbreite (Bei Betrieb mit VSL-337)	3 ns
Pulsenergie bei $\lambda = 500$ nm	27 μ J
Leistung pro Puls $\lambda = 500$ nm	7 kW
Strahlquerschnitt	2 \times 3 mm
Strahldivergenz	5 \times 4 mrad

Tabelle 5.2: Eigenschaften des verwendeten Farbstofflasers nach [Las89]. Bei den Angaben mit Bezug auf Stilbene wurde eine Lösung in Methanol mit einer Konzentration von 0.22 g l^{-1} angenommen.

nen. Die so frei gewordenen Elektronen werden durch das elektrische Feld der Entladung beschleunigt und geben schließlich ihre kinetische Energie in Stößen an die Gasmoleküle ab. Diese werden dadurch in den angeregten Zustand versetzt und können nun ihrerseits durch induzierte Emission eingestrahlt Licht der entsprechenden Frequenz verstärken. Die mit Abstand intensivste Emission des N_2 -Lasers liegt dabei bei einer Wellenlänge von 337.1 nm. Dies ist die Wellenlänge, mit der der hier verwendete Laser betrieben wird (vgl. Tabelle 5.1).

5.1.2 Der Farbstofflaser

Der Stickstofflaser erzeugt Licht mit einer Wellenlänge von 337.1 nm. Wie in Kapitel 4 beschrieben, wird jedoch Licht mit einer Wellenlänge von etwa 400 . . . 450 nm benötigt, um die Detektoren des Grande-Arrays zu triggern. Zu diesem Zweck wird ein Dye-Modul² (vgl. Tabelle 5.2) hinter den Primärlaser geschaltet und mit einem passenden Laserfarbstoff (Dye) betrieben. Wie aus Abb. 4.1 ersichtlich, scheint Stilbene 3 (vgl. Abb. 5.3) dafür bestens geeignet zu sein. Das Stilbene 3 (auch Stilbene 420) wird, nach den Herstellerangaben, mit einer Konzentration von 0.22 g l^{-1} in Methanol gelöst. Im Betrieb mit einem Stickstofflaser ergibt sich somit ein nutzbarer Wellenlängenbereich von 408 . . . 457 nm, mit einem Leistungsmaximum bei 424 nm (vgl. Abb. 4.1). Dies ist auch die bei dieser Arbeit eingesetzte Wellenlänge.

Ein Laserfarbstoff ist ein Farbstoffmolekül, welches bei Bestrahlung mit Licht fluoresziert oder das eingestrahlte Licht äquivalent zum Laserprinzip verstärkt. Der Dye wird dabei in einem Lösungsmittel gelöst. Laserfarbstoffe gibt es im gesamten sichtbaren und infraroten Bereich des Spektrums. Wegen der Vielzahl an Atomen (ca. 50 bis 100 [Web72]) werden die Termschemata der Laserdyes schnell sehr unübersichtlich. Andererseits liegen die Rotations- und Schwingungsbanden der Spektren so eng beieinander, dass ein Farbstofflaser im Vergleich zum Atomlaser kein monochromatisches Licht mehr abstrahlt. Die Bandbreite eines Dyes erstreckt sich über etwa 30 nm [Kne89]. Dies gibt dem Anwender die Möglichkeit, mit Hilfe eines durchstimmbaren Resonators nur die benötigte Wellenlänge

²Laser Science DLM-120

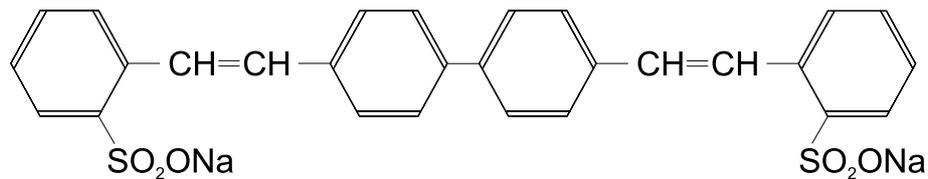


Abb. 5.3: Stilbene 3-Molekül ($C_{28}H_{20}Na_2O_6S_2$)

durch konstruktive Interferenz zu verstärken. Der Resonator besteht dabei aus einem halbdurchlässigen Auskoppelspiegel und einem gegenüberliegenden drehbar gelagerten Beugungsgitter mit Gitterkonstante d . Das Beugungsgitter ist über eine Mikrometerschraube justierbar. Durch Drehen des Gitters erfolgt eine Wellenlängenabstimmung im Resonator. Die durch konstruktive Interferenz herausgefilterte Wellenlänge ergibt sich nach:

$$2d \cdot \cos \theta = m\lambda. \quad (5.2)$$

Die so erreichbare Linienbreite beträgt etwa 0.1 nm [Kne89].

Das DLM-120 wird bei dem vorliegenden Lasersystem direkt mit dem Gehäuse des VSL-337 verschraubt. Das Licht des N_2 -Lasers regt nach Durchlaufen einer Zylinderlinse die Moleküle des Laserfarbstoffs zur Fluoreszenz an. Das so erzeugte Fluoreszenzlicht wird im optischen Resonator verstärkt und es entsteht ein Inversionszustand. Bei dem verwendeten Laserfarbstoff Stilbene 3 liegt das Maximum der Absorption bei etwa 350 nm. Der Bereich der Laseraktivität erstreckt sich von 412 nm bis 443 nm mit einem Maximum bei 425 nm bei Lösung in Methanol [Ako03]. Dies ist auch die Wellenlänge, die im Rahmen dieser Diplomarbeit gewählt wurde, um die Photomultiplier anzusprechen (vgl. Abb. 4.1).

5.1.3 Der Schmelzkoppler

Zur Verteilung des Laserlichts auf die zu messenden Stationen wird ein sogenannter *Schmelzkoppler* verwendet. Schmelzkoppler dienen dazu, mehrere Lichtsignale zusammenzuführen und/oder zu verteilen. Die Koppler werden dabei nach der Zahl ihrer Eingangs- und Ausgangsfasern unterschieden. Neben Y- (1×2) und X-Kopplern (2×2) gibt es noch die sog. Baumkoppler ($1 \times N$) und die Sternkoppler ($M \times N$). Daneben werden die Koppler noch nach Monomode- und Multimode-Koppler unterschieden. Während Monomode-Koppler meist auf ein oder höchstens einige wenige schmale Frequenzfenster optimiert werden, sind Multimode-Koppler auch für den Breitbandbetrieb geeignet.

Schmelzkoppler werden nach der *fused biconical taper*-Technik (FBT) hergestellt [Fun98]. Dabei werden die zu verschmelzenden Fasern erhitzt und gezogen bzw. verjüngt, bis eine konische Koppelzone zwischen den Fasern entsteht (vgl. Abb. 5.4). Das Ergebnis ist ein einfacher X-Koppler. Die einlaufenden Lichtwellen überlagern sich innerhalb der Koppelzone und verteilen sich schließlich wieder auf die auslaufenden Fasern. Meist ist eine gleichmäßige Aufteilung der optischen Leistung auf die einzelnen Fasern erwünscht. Möglich sind aber auch asymmetrische Teilverhältnisse, die durch vorherige Manipulation der Fasern und Manipulation während des Ziehens realisiert werden. Um einen Y-Koppler zu realisieren, wird eine einlaufende Faser eines X-Kopplers reflexionsfrei abgeschlossen. Baum- und Sternkoppler entstehen durch Kaskadierung von X- und/oder Y-Kopplern.

Typische Einsatzgebiete von Schmelzkopplern finden sich vor allem in optischen Netzwerken als Multiplexer und Demultiplexer (Wavelength Division Multiplexing, WDM).

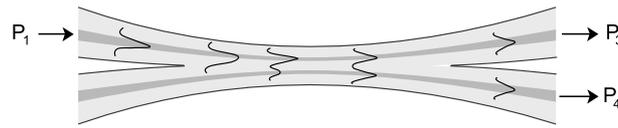


Abb. 5.4: Schmelzkoppler: Herstellung eines Y- bzw. X-Kopplers aus [Fun98].

Eigenschaft	Wert
Typ	1 × 8-Baumkoppler
Typische Einfügedämpfung	12 dB
Gleichmäßigkeit	3 dB
Direktivität	> 30 dB
LWL	50/125
Verbinder	FSMA

Tabelle 5.3: Schmelzkoppler Spezifikationen nach [Ati03].

Dabei wird Licht verschiedener Frequenzen mit Hilfe eines $N \times 1$ -Kopplers (Multiplexer) überlagert und auf der Empfängerseite mit Hilfe eines $1 \times N$ -Kopplers (Demultiplexer) wieder entkoppelt. Die Übertragungsbandbreite steigt dadurch linear mit der Anzahl der überlagerten Wellenlängen. Andere Einsatzgebiete finden sich in der Messtechnik, z. B. bei Rückstreumessgeräten.

Der hier verwendete Schmelzkoppler³ ist ein 1×8 -Baumkoppler. Da es für die hier erforderliche Wellenlänge von 425 nm keine Singlemode-Koppler gibt, wurde ein Multimode-Koppler benutzt. Er besteht aus einem Eingangs-LWL und acht Ausgangs-LWL von jeweils 1 m Länge die mit FSMA⁴-Steckern konfektioniert sind (vgl. Tabelle 5.3). Das Teilverhältnis ordnet jedem der acht Ausgangskanäle gleiche Intensität zu. Die Abweichungen davon wurden vom Hersteller als Dämpfungswerte in Dezibel angegeben. Durch eine Kombinationsmessung (vgl. Anhang A) wurden die angegebenen Werte qualitativ überprüft. Die so ermittelten Ergebnisse sind in Tabelle 5.4 den Herstellerangaben gegenübergestellt. Die selbst bestimmten Werte liegen dabei als Intensitäten in willkürlichen Einheiten normiert auf die höchste gemessene Intensität vor. Ein Vergleich mit den Herstellerangaben kann somit nur über die „Rangfolge“ der Kanäle in der jeweiligen Messung erfolgen. Aus Tabelle 5.4 ist ersichtlich, dass die gemessenen Intensitäten der Fasern deutlich von den Herstellerangaben abweichen. Es muss daher geprüft werden, inwiefern die einzelnen Kanäle nach 700 m Kabelweg noch zur Erzeugung eines Detektorsignals geeignet sind.

5.2 Glasfasern und Optik

Ein wichtiger Aspekt dieser Diplomarbeit sind die Glasfasern und die verwendete Optik zur Einkopplung des Laserlichts in die Fasern und in die Detektoren. Auf die Glasfasern konnte leider kein Einfluss genommen werden, da Fasern benutzt wurden, die bereits zwischen

³ATI Optique, CA.050.50.18.20.07-1

⁴FSMA: Field Installable Subminiature Assembly

Faser	Dämpfung [dB] (Herstellerangaben)	Eigene Messung [a.u.]
1	9.9	0.11
2	9.6	0.63
3	9.0	0.28
4	10.5	1.00
5	9.8	0.32
6	10.2	0.41
7	9.2	0.04
8	10.3	N/A

Tabelle 5.4: Abschwächungsfaktoren der einzelnen Koppelkanäle. Die Werte der eigenen Messung sind Mittelwerte der Peak-Spannungen des Analog Calibration Signals aus 37 Grande-Detektoren, normiert auf Kanal 4 (vgl. Anhang A).

der DAQ und den einzelnen Stationen lagen. Hier musste dafür um so mehr Wert auf eine saubere Fasereinkopplung gelegt werden, da die vorhandenen Fasern leider nicht den Ansprüchen genügten, die an sie gestellt wurden. Dazu gehören die möglichst uniforme und zeitlich stabile Qualität der Fasern und eine nicht zu große Dämpfung für die benutzte Wellenlänge von 420 nm.

5.2.1 Die Glasfasern

Glasfasern bestehen aus einem *Fasermantel* und einem *Faserkern*, die meist aus Quarzgläsern mit Brechungsindizes von ca. 1.5 gefertigt werden. Nach Gleichung 5.3 ergibt sich damit für einen 700 m-Faser eine Laufzeit von circa 3500 ns. Der Fasermantel hat dabei einen um typischerweise 1% geringeren Brechungsindex als der Kern. Aufgrund der Totalreflexion des Lichts an der Grenzschicht Kern-Mantel, geschieht die Wellenausbreitung fast ausschließlich im Kern. Typische Kerndurchmesser erstrecken sich von 50 μm bis 200 μm [Gec90].

$$c_n = \frac{c}{n} \approx 200\,000 \text{ km s}^{-1} \quad (5.3)$$

Lichtwellenleiter werden nach sog. *Stufenindexfasern* (auch Stufenprofilfasern oder kurz Stufenfasern) und *Gradientindexfasern* (auch Gradientprofilfasern oder kurz Gradientfasern) unterschieden (vgl. Abb. 5.5). Während der Brechungsindex des Faserkerns bei Stufenfasern über den gesamten Durchmesser konstant bleibt, ändert er sich bei Gradientfasern als Funktion des Radius. Vorteile der Gradientfaser gegenüber der Stufenfaser ergeben sich in der Verringerung der Modendispersion, die weiter unten besprochen wird. Ein Nachteil sind die höheren Herstellungskosten.

Eine weitere Unterteilung der Glasfasern ist durch die Anzahl der ausbreitungsfähigen Moden gegeben. Kann sich nur eine Mode ausbreiten, so spricht man von *Monomodefasern*. Fasern, in denen mehrere Moden ausbreitungsfähig sind, nennt man dagegen *Multimodefasern*. Eine Mode ist dabei definiert durch die ganzzahligen Lösungen der Wellengleichungen 5.4, für die durch die jeweilige Glasfaser vorgegebenen Randbedingungen (vor allem Fasergeometrie und Indexprofil). Diese Lösungen entsprechen gerade stehenden Wellen die sich nicht durch destruktive Interferenz selbst auslöschen. Monomodefasern werden dabei

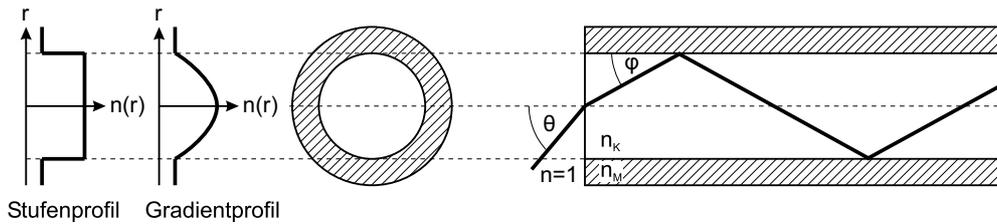


Abb. 5.5: Aufbau einer Stufenindexfaser. Am linken Bildrand sind qualitativ die Brechzahlprofile für eine Stufenindexfaser und eine Gradientindexfaser mit parabelförmig nach außen abfallender Brechzahl dargestellt.

Eigenschaft	Wert
Typ	50 μm , Multimode
Profil	Gradientindex
Brechungsindex bei $\lambda = 420 \text{ nm}$, Fasermantel	1.467
Brechungsindex bei $\lambda = 420 \text{ nm}$, Faserkern	1.481
Numerische Apertur	0.20 ± 0.015

Tabelle 5.5: Spezifikationen der verwendeten Lichtwellenleiter.

hauptsächlich durch eine Reduzierung des Kernradius auf wenige μm und einer Anpassung der numerischen Apertur (siehe weiter unten) realisiert.

$$\begin{aligned} \nabla^2 \vec{E} + \text{grad} \left[(\text{grad} \ln n^2) \cdot \vec{E} \right] &= \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \\ \nabla^2 \vec{H} + (\text{grad} \ln n^2) \times \text{rot} \vec{H} &= \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \end{aligned} \quad (5.4)$$

Um Licht in eine Glasfaser einzukoppeln, darf ein bestimmter Winkel θ_A , *Akzeptanzwinkel* genannt, zwischen Faserachse und Einfallrichtung nicht überschritten werden, da der Grenzwinkel der Totalreflexion φ_g an der Grenzschicht zwischen Faserkern und Fasermantel ansonsten überschritten und die einfallende Welle somit nicht im Faserkern gehalten wird (vgl. Abb. 5.5). Anstatt des Akzeptanzwinkels benutzt man oft die *numerische Apertur* A_N , die dem Sinus des Akzeptanzwinkels entspricht. Diese ist eine Funktion der Brechzahlen des Faserkerns (n_K) und des Fasermantels (n_M) und ergibt sich für Stufenindexfasern aus dem Snelliusschen Brechungsgesetz zu:

$$A_N = \sin \theta_A = \sqrt{n_K^2 - n_M^2}. \quad (5.5)$$

Für einen Brechungsindex von typischerweise 1.5 für den Faserkern und einen um 1% kleineren Brechungsindex für den Fasermantel ergibt sich der Akzeptanzwinkel zu ca. 12.2° [Gec90]. Bei Gradientindexfasern bleibt die numerische Apertur nicht konstant, sondern wird eine Funktion des Radius.

Da die hier vorliegenden Lichtwellenleiter relativ lang sind, müssen Effekte wie die Dämpfung der Laserpulse und die Impulsdispersion beachtet werden. Eine Dämpfung des durch eine Glasfaser laufenden Lichts wird durch zwei Effekte hervorgerufen: Streuung und Absorption. Streuung tritt vor allem an Inhomogenitäten im Glas auf, während für die Ab-

sorption kleine Verunreinigungen des Glases, bei modernen Fasern hauptsächlich mit OH^- -Ionen, verantwortlich sind. Beide Effekte führen zu einer Verminderung der eingestrahnten Leistung P_0 nach Durchlaufen einer Glasfaser der Länge x gemäß [Gra91]:

$$P(x) = P_0 e^{-\alpha x}. \quad (5.6)$$

Dabei ist die Leistungsdämpfungskonstante α (Einheit: km^{-1}) ein Maß dafür, wieviel Leistung pro Kilometer Glasfaser verloren geht. Normalerweise wird zur Beschreibung der Leistungsverluste die Dämpfung a (Einheit: dB) benutzt, die sich aus der Leistungsdämpfungskonstante berechnen lässt:

$$a = 10 \cdot \lg \frac{P_0}{P(x)} = 10 \cdot \alpha x \lg e. \quad (5.7)$$

Demnach entspricht eine Dämpfung von 10 dB einem Abfall auf etwa 10%, 3 dB auf 50% und 1 dB auf 80% der ursprünglich eingestrahnten Leistung.

Wie bei einem elektrischen Kabel treten auch bei einem Lichtwellenleiter Dispersionseffekte in Erscheinung. Ein ursprünglich scharfer Puls wird nach Durchlaufen einer Glasfaser breiter und die Flanken verlieren ihre Steilheit. Diese sog. *Impulsdispersion* lässt sich in zwei getrennte Phänomene aufteilen, die *chromatische Dispersion* und die *Modendispersion*. Die chromatische Dispersion hat ihre Ursache in der Wellenlängenabhängigkeit der Brechzahl. Danach ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichts abhängig von der Wellenlänge. Die Verbreiterung eines Pulses mit spektraler Breite $\Delta\lambda$ bezogen auf einen Lichtwellenleiter der Länge L ergibt sich aus

$$\Delta t_c = \Delta\lambda \frac{dt(\lambda)}{d\lambda} = \Delta\lambda \frac{L}{c} \frac{dn(\lambda)}{d\lambda} = \Delta\lambda LM(\lambda). \quad (5.8)$$

Dabei ist $M(\lambda)$, der sogenannte *Materialdispersionsparameter*, eine für ein Material charakteristische Funktion, die auf andere Materialparameter, wie z. B. die Gruppen- oder Phasenbrechzahl, zurückgeführt werden kann [Gec90]. Bei Verwendung einer monochromatischen Lichtquelle (Laser) liegt die chromatische Dispersion typischerweise bei Werten von circa 100 ps km^{-1} [Hei97].

Bei der Modendispersion betrachtet man die Laufzeiten der Grundmode, also der Mode, die sich achsenparallel durch den Faserkern ausbreitet und der Mode höchster Ordnung, die durch den Grenzwinkel der Totalreflexion gegeben ist. Die Laufzeit der Grundmode gibt die minimale Laufzeit während die Laufzeit der Mode höchster Ordnung die maximale Laufzeit aller Moden angibt. Die Modendispersion ist dann durch die Differenz der maximalen und der minimalen Laufzeiten gegeben. Im Fall einer Stufenindexfaser berechnen sich die Laufzeiten zu

$$t_{\min} = \frac{L}{c} \cdot n_k \quad (5.9)$$

$$t_{\max} = \frac{1}{\cos \varphi_g} \cdot \frac{L}{c} \cdot n_k = \frac{t_{\min}}{\cos \varphi_g}. \quad (5.10)$$

Dabei ist c die Vakuumlichtgeschwindigkeit, L die Länge des Lichtleiters und φ_g der Grenzwinkel der Totalreflexion. Bei Gradientfasern mit parabolischem Profil ergibt sich die Modendispersion nach [Hei97] aus

$$\Delta t_m = \frac{n_k \Delta n^2}{2c} \cdot L. \quad (5.11)$$

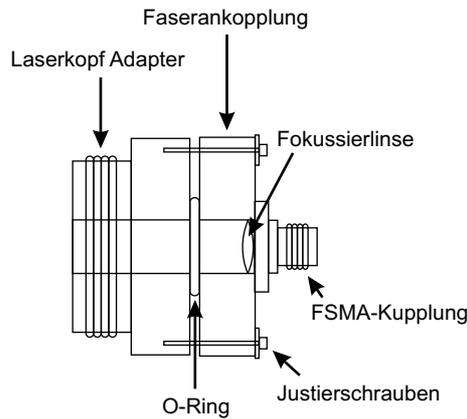


Abb. 5.6: Die verwendete Fasereinkopplung, bestehend aus dem Laserkopf-Adapter und der Faserankopplung. Der dazwischen liegende O-Ring aus Gummi erlaubt eine Feinjustierung der Brennpunktlage der Fokussierlinse mit Hilfe der Justierschrauben.

Dabei bezeichnet Δn die Differenz der Brechzahl des Kerns von der Kernmitte zum Kernrand. Typische Werte der Modendispersion für Gradientprofilfasern bewegen sich bei etwa 1 ns km^{-1} .

Die Spezifikationen der verwendeten Lichtwellenleiter sind, soweit verfügbar, in Tabelle 5.5 zusammengestellt. Einige der Spezifikationen waren vom Hersteller nicht in Erfahrung zu bringen. Hier muss auf typische Literaturwerte verwiesen werden.

5.2.2 Fasereinkopplung

Um das Licht eines Lasers optimal in einen Lichtwellenleiter einzukoppeln, bedarf es einer geeigneten Fasereinkopplung. Diese hat die Aufgabe, das Laserlicht mit Hilfe eines geeigneten Linsensystems auf den Faserkern zu fokussieren. Dabei ist darauf zu achten, dass der Akzeptanzwinkel nicht überschritten wird, da sonst an der Grenzschicht Faserkern-Fasermantel keine Totalreflexion mehr stattfindet und das Licht somit nicht mehr in dem Faserkern gehalten wird. Außerdem muss wegen des kleinen Kerndurchmessers eine ausreichende Steifheit und Stabilität des Koppelsystems gewährleistet sein.

Der hier verwendete Faserkoppler⁵ erfüllt alle diese Anforderungen (vgl. Abb. 5.6). Er besteht im Wesentlichen aus zwei Komponenten, dem Laserkopf-Adapter und der Faserankopplung. Beide Komponenten sind mit drei Justierschrauben verbunden, mit deren Hilfe der Brennpunkt der in der Faserankopplung enthaltenen Fokussierlinse verschoben werden kann. Da der Hersteller des Kopplers keinen passenden Laserkopf-Adapter für das verwendete Dye-Modul im Sortiment hatte, wurde der Koppler über einen zusätzlichen Adapter an das Dye-Modul montiert.

5.2.3 Detektoreinkopplung

Die Ankopplung der Lichtwellenleiter an die Detektoren muss diversen Anforderungen genügen. Dazu gehören:

⁵OZ Optics Laser to Fiber Coupler with Receptacle (Non-Contact Style)

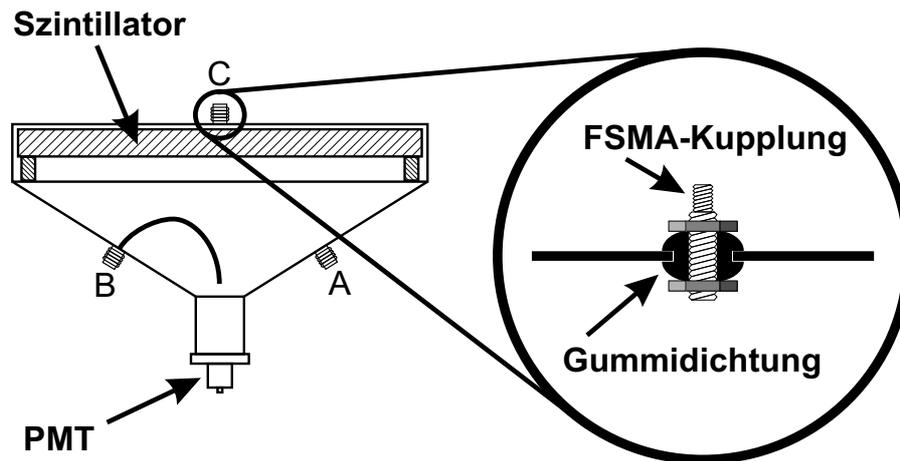


Abb. 5.7: Einkopplung eines LWL in einen Detektor. Seitliche Einkopplung (A), seitliche Einkopplung mit Führungsröhr (B) und Einkopplung von oben durch den Szintillator (C). Rechts die Einkopplung von oben in einer Detailvergrößerung.

- Gute Ausleuchtung des Photomultipliers.
- Lichtdichte Einkopplung in den Detektor.
- Ausreichende Stabilität, um während des gesamten Messzeitraums gleichbleibende Bedingungen für die Einkopplung zu garantieren.
- Reproduzierbarkeit, da die Fasern zwischen den Kalibrationen zur Steuerung der Hochspannung der PMTs benötigt werden.

Im Verlauf dieser Arbeit wurden mehrere Arten der Faserankopplung an die Detektoren untersucht. Als erstes wurde der LWL direkt von der Seite an den Detektor angekoppelt (vgl. A in Abb. 5.7). Das Laserlicht traf somit von schräg unten auf den Szintillator und regte diesen zur Szintillation an. Die so erhaltenen Intensitäten waren knapp über der Nachweisgrenze der empfindlichen Photomultiplier.

Als nächstes wurde durch die seitliche Einkopplung ein dünnes, um etwa 150° gebogenes Kupferrohr eingeführt, welches die Lichtleitfaser direkt über dem PMT zentrieren sollte (vgl. B in Abb. 5.7). Mit dieser Methode konnten sehr gute Intensitäten erreicht werden – die Signale der Photomultiplier hoben sich deutlich vom Hintergrund der gemessenen Myonen ab. Durch die konstruktionsbedingte labile Montage des Kupferrohres konnten jedoch keine ausreichend stabilen und reproduzierbaren Messbedingungen garantiert werden.

Die schließlich verwendete Einkopplung befindet sich zentral auf dem Detektor, also über dem Szintillator (vgl. C in Abb. 5.7) und bestrahlt den Photomultiplier somit direkt von oben. Messungen mit und ohne Szintillator konnten weder einen signifikanten Dämpfungs- noch einen Verstärkungseffekt nachweisen. Alle Messergebnisse lagen in einem Bereich von $\pm 10\%$. Auf der einen Seite dämpft und streut Szintillator das Laserlicht, während er es auf der anderen Seite durch Szintillation verstärkt. Beide Effekte scheinen sich fast zu kompensieren.

5.3 Steuerungs- und Auswertesoftware

Besonderen Wert bei der Durchführung der vorliegenden Arbeit wurde auf die Entwicklung einer leicht bedienbaren und jederzeit wieder verwendbaren Steuerungs- und Auswertesoftware gelegt. Da das Kalibrationssystem auch in Zukunft eingesetzt werden soll, um die Stationen des Grande-Arrays zeitlich abzugleichen, muss auch ein unerfahrener Benutzer in der Lage sein, die Softwarekomponente zu bedienen. Voraussetzung dafür ist eine komplett grafische Benutzerführung, sowie eine möglichst intuitive Handhabung der einzelnen Softwaremodule.

Des Weiteren wurde die Software so weit als möglich systemunabhängig entwickelt, um eine eventuelle Portierung auf andere Betriebssysteme offen zu halten. Aus diesem Grund und wegen der vielfältigen Möglichkeiten der Implementierung einer grafischen Benutzeroberfläche erschien es naheliegend, die Software fast ausschließlich in Java zu entwickeln. Einzig der Treiberteil, also die Verbindung zur Hardware, wurde mit Hilfe des JNI (Java Native Interface) in Ansi-C entwickelt. Bei einer Portierung der Software nach Linux o. Ä. wäre dies die einzige Komponente, die neu implementiert werden müsste.

Das eigens für diese Arbeit entwickelte Laser Calibration System (LCS) erfüllt alle diese Anforderungen. In den nachfolgenden Kapiteln soll ein Einblick in das LCS gegeben werden. Eine weitere Vertiefung und Hilfe zur Bedienung findet sich in der integrierten Hilfefunktion.

5.3.1 Einleitung

Das Laser Calibration System ist, mit Ausnahme der Treiberschnittstelle, vollkommen in Java implementiert. Zumindest der hardwareunabhängige Teil kann also auf jedem Betriebssystem, das Java unterstützt, ausgeführt werden. So ist es jederzeit möglich, die Messungen auf einem Windows-Rechner vorzunehmen, die Daten aber dann auf einem Linux-Rechner weiter mit dem LCS zu bearbeiten. Das LCS stellt dabei selbstständig fest, ob eine Hardwareunterstützung gegeben ist oder nicht.

Das LCS gliedert sich in mehrere Applikationen. Neben der Hauptapplikation existieren noch zwei Module zur Kalibrierung des verwendeten TDCs so wie eines ADCs, der *Data Producer* zur Simulation der erwarteten Messdaten und das *Testbed* zur freien Manipulation der angeschlossenen CAMAC-Geräte. Alle Komponenten können direkt oder indirekt von der Hauptapplikation aus ausgeführt werden. Der Data Producer und das Testbed können zudem auch als eigenständige Applikationen ausgeführt werden.

Im Folgenden soll nur ein sehr kurzer Überblick über die einzelnen Softwarekomponenten und die wichtigsten technischen Details gegeben werden. Eine ausführliche Behandlung würde den Rahmen dieser Arbeit sprengen.

5.3.2 Die Hauptapplikation

Die Hauptapplikation, also das eigentliche LCS (vgl. Anhang F, Bild F.9), ist eine projektorientierte Arbeitsumgebung zur Steuerung und Auswertung von CAMAC-Geräten über einen GPIB-Controller. Von den verfügbaren Projekten soll hier nur das *Time Calibration*-Projekt vorgestellt werden. Dieses ermöglicht es, die Detektorstationen des Grande-Arrays clusterweise zu vermessen. Das Ergebnis sind 17 Messungen mit jeweils 7 Stationen und 1 Messung mit 6 Stationen. Zusätzlich zu der eigentlichen Messung bietet das Time Calibration-Projekt noch die Möglichkeit der Rekonstruktion der Zeitdifferen-

zen der Grande-Stationen aufgrund der Messdaten mit Hilfe eines eigens entwickelten Rekonstruktions-Algorithmus (siehe technische Details). Der Benutzer bekommt somit die Möglichkeit, „auf Knopfdruck“ die Ergebnisse seiner Messungen abzurufen und zu speichern.

5.3.3 Der „Data Producer“

Der Data Producer (vgl. Anhang F, Bild F.11) wurde entwickelt, um den Rekonstruktions-Algorithmus mit möglichst realitätsnahen Werten testen zu können. Dabei wird eine komplette clusterweise Messung mit einer bestimmten Anzahl von Laserpulsen simuliert. Der Benutzer hat dabei die Möglichkeit, die Parameter der Messung vorab festzulegen. So können sowohl Mittelwert und Streuung der gemessenen Zeitunterschiede, als auch Mittelwert und Streuung jedes einzelnen Laserpulses festgelegt werden.

Ein bereits generierter Datensatz kann dann mit dem Rekonstruktions-Algorithmus bearbeitet werden. Das Ergebnis der Rekonstruktion lässt sich danach jederzeit mit den der Simulation zugrunde liegenden Daten vergleichen. Auf diese Weise ist eine Abschätzung der Zuverlässigkeit des Rekonstruktions-Algorithmus möglich.

5.3.4 Das „Testbed“

Im Gegensatz zum LCS bietet das Testbed (vgl. Anhang F, Bild F.10) vollkommene Freiheit in der Benutzung der angeschlossenen CAMAC-Geräte. Jeder Parameter lässt sich einzeln setzen. Dazu gehören Gate-Zeiten, Delay-Zeiten und Pulsraten. Außerdem ermöglicht das Testbed eine simultane Auslese von bis zu 12 ADC-Kanälen und 8 TDC Kanälen. Jeder auszulesende Kanal erhält dazu ein Histogramm, in welches die ausgelesenen Daten geschrieben werden. Das Testbed ist somit die ideale Grundlage, um Messaufbauten zu testen und kurze Messungen durchzuführen.

5.3.5 Technische Details

Ohne in die Tiefen der Java-Programmierung vordringen zu wollen, soll hier ein kleiner Einblick unter die Oberfläche des LCS gegeben werden.

5.3.5.1 Der Rekonstruktions-Algorithmus

Ausgangspunkt des Rekonstruktions-Algorithmus sind 18 clusterbasierte Messungen, die jeweils einen Messwert für jede in dem entsprechenden Cluster enthaltene Station bereitstellen. Es gibt also genau so viele Messwerte pro Station, wie Cluster, in denen diese Station enthalten ist. Die Messwerte sind dabei jeweils schon arithmetische Mittel so vieler Einzelmessungen, wie Laserpulse pro Cluster-Messung geschossen werden. Jeder Messwert enthält also auch einen Fehler des Mittelwertes und eine Streuung, die später benutzt wird, um die Fehler der Rekonstruktion mit Gauss'scher Fehlerfortpflanzung (Gln. 5.12) zu berechnen.

$$s_f^2 = \sum_i \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 \cdot s_{x_i}^2 \quad (5.12)$$

Im Folgenden werden spezielle Notationen für die verschiedenen Begriffe und Größen in den Rechnungen benutzt die hier kurz vorgestellt werden:

GTD	– Global Time Delay, das Ergebnis der Rekonstruktion. Steht für die globalen Laufzeitunterschiede zwischen den Stationen.
LCD	– Local Cluster Delay, der Ausgangspunkt der Rekonstruktion. Steht für die clusterweise gemessenen Werte.
T_i	– GTD der i -ten Station.
S_i^2	– Die Streuung von T_i .
t_{ij}	– LCD der i -ten Station aus der Messung des j -ten Clusters.
s_{ij}^2	– Die Streuung von t_{ij} .
Originalcluster	– Bezogen auf eine Station der Cluster, bei der diese Station Zentralstation ist.
Nachbarcluster	– Bezogen auf einen Originalcluster der Cluster, dessen Zentralstation als Außenstation in dem Originalcluster enthalten ist.

Funktionsweise des Rekonstruktions-Algorithmus: Um die GTDs aus den LCDs zu berechnen, geht der Rekonstruktions-Algorithmus wie folgt vor:

1. **Wahl des Startpunktes:**

Als erster Schritt muss ein Startpunkt für den Algorithmus gewählt werden. Ein Startpunkt ist eine Station, die Zentralstation eines Clusters ist. Es kommt also nicht jede Station in Frage, sondern nur die „inneren“ Stationen des Grande-Arrays. Je zentraler die Start-Station ist, desto besser wird die zur Rekonstruktion verwendete Statistik.

2. **Sortierung der Stationen:**

Einmal gestartet, berechnet der Algorithmus die Distanzen der einzelnen Stationen von dem Startpunkt. Die Stationen werden schließlich von der relativ zur Start-Station nächsten bis zur entferntesten sortiert und in einer FIFO-Schlange (**F**irst **I**n **F**irst **O**ut) abgelegt. Die Start-Station steht dabei an erster Stelle. Wird im Folgenden der GTD einer Station berechnet, so wird diese Station aus der Schlange entfernt.

3. **Berechnung der Varianz der Start-Station:**

Per Definitionem setzt der Rekonstruktions-Algorithmus $T_s = 0$ für die Start-Station und berechnet somit alle GTDs relativ zu T_s . Die Streuung der Start-Station wird dabei nach [Blo98] wie folgt berechnet:

$$S_s^2 = \frac{1}{\sum_c s_{ic}^{-2}} \quad \forall c \in \{\text{Cluster} \mid \text{Station} \in \text{Cluster}\}. \quad (5.13)$$

4. **Cluster-basierte Rekonstruktion:**

Bei der Cluster-basierten Rekonstruktion werden nur die Stationen behandelt, die Zentralstation eines Clusters sind. Alle anderen Stationen werden bei der Stations-basierten Rekonstruktion behandelt. Die Reihenfolge ist dabei durch die bereits erfolgte Sortierung gegeben.

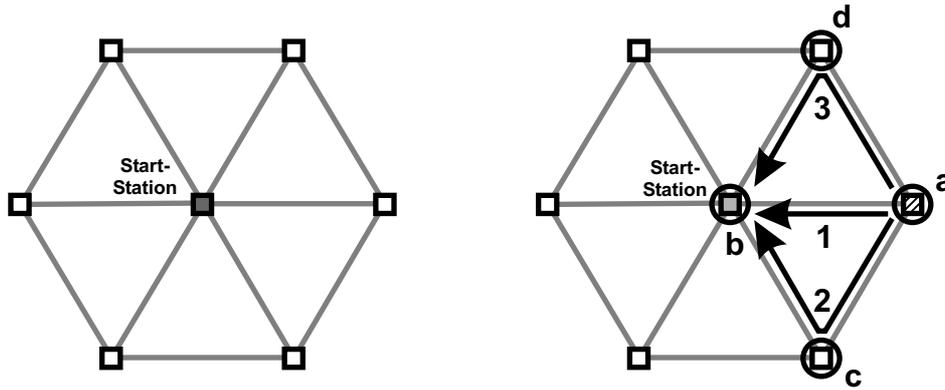


Abb. 5.8: Zur Funktionsweise der Cluster-basierten Rekonstruktion. Es gibt genau drei Wege, über die die GTDs der beiden Zentralstationen zweier Cluster korreliert sind. Zu jedem Weg gibt es zwei Laufzeitdifferenzen, nämlich genau eine pro Cluster, da die Stationen a-d in den beiden zugehörigen Clustermessungen enthalten sind.

Trifft der Algorithmus also auf eine Station, die Zentralstation eines Clusters ist, sucht er als erstes alle anderen Cluster, in denen die Station enthalten ist, also die Nachbarcluster des Originalclusters der Station. Von den so gefundenen Clustern sucht er diejenigen Cluster, von deren Zentralstationen bereits die Global Time Delays berechnet wurden.

Diese Nachbarcluster und der Originalcluster teilen sich jeweils genau 4 Stationen, die beiden Zentralstationen und zwei „Seitenstationen“ (vgl. Abb. 5.8). Es gibt nun genau drei „Wege“, um den neuen GTD aus dem bereits bekannten zu berechnen. Einer ist der direkte Weg von der Nachbarstation zur Originalstation, die zwei anderen führen jeweils über die Seitenstationen. Auf dem direkten Weg berechnet sich der neue GTD zu:

$$T_{a(1)} = T_b + \frac{(t_{an} - t_{bn}) + (t_{am} - t_{bm})}{2}. \quad (5.14)$$

Dabei steht a jeweils immer für die Originalstation, b für die Nachbarstation, deren GTD ja bekannt ist, m für den Originalcluster und n für den Nachbarcluster. Auf den beiden Seitenwegen berechnet sich T_a nach

$$T_{a(2)} = T_b + (t_{bn} - t_{cn}) - (t_{am} - t_{cm}) \quad (5.15)$$

$$\text{und } T_{a(3)} = T_b + (t_{bn} - t_{dn}) - (t_{am} - t_{dm}), \quad (5.16)$$

wobei c und d die beiden Seitenstationen sind. Aus den so erhaltenen drei Werten für T_a wird dann noch der Mittelwert gebildet:

$$\begin{aligned} T_a &= \frac{1}{3} (T_{a(1)} + T_{a(2)} + T_{a(3)}) \\ &= T_b + \frac{1}{6} (5(t_{am} - t_{bn}) + t_{an} - t_{bm} + 2(t_{cn} + t_{dn} - t_{cm} - t_{dm})) \end{aligned} \quad (5.17)$$

Die Streuung des so ermittelten GTDs wird nach der Gauss'schen Fehlerfortpflanzung anhand folgender Formel berechnet:

$$S_a^2 = S_b^2 + \frac{25}{36} (s_{am}^2 + s_{bn}^2) + \frac{1}{36} (s_{an}^2 + s_{bm}^2) + \frac{1}{9} (s_{cn}^2 + s_{dn}^2 + s_{cm}^2 + s_{dm}^2). \quad (5.18)$$

St	Simulation [ns]	Rekonstr. [ns]	St	Simulation [ns]	Rekonstr. [ns]
1	-2.117±0.636	-2.074±0.752	20	0.000±0.397	0.000±0.159
2	-12.474±1.259	-12.460±1.301	21	5.983±0.289	5.998±0.288
3	-22.149±0.597	-22.128±0.583	22	-5.319±0.606	-5.282±0.486
4	-10.349±0.213	-10.337±0.432	23	-0.667±0.747	-0.670±0.586
5	-4.231±0.671	-4.237±0.857	24	0.096±0.690	0.089±0.404
6	7.751±0.322	7.778±0.658	25	-2.932±0.005	-2.917±0.249
7	-4.350±0.013	-4.323±0.650	26	-16.682±0.345	-16.676±0.233
8	10.449±0.873	10.464±0.481	27	-4.223±0.868	-4.202±0.530
9	-7.388±0.395	-7.390±0.468	28	14.593±0.530	14.572±1.203
10	-7.981±0.692	-7.963±0.515	29	-11.346±0.969	-11.295±0.696
11	17.695±0.740	17.721±0.914	30	-6.050±0.070	-6.051±0.460
12	2.331±0.249	2.349±0.355	31	-6.749±0.192	-6.745±0.233
13	1.133±0.533	1.130±0.456	32	6.657±0.788	6.705±0.466
14	-6.012±0.523	-6.002±0.350	33	4.010±0.644	4.026±0.905
15	1.147±0.713	1.171±0.488	34	5.801±0.345	5.796±0.635
16	-6.853±0.098	-6.829±0.346	35	-17.495±1.529	-17.483±1.668
17	10.149±0.768	10.152±0.837	36	-2.078±0.234	-2.072±0.420
18	-9.690±0.657	-9.652±0.496	37	0.414±0.939	0.393±1.184
19	0.542±0.688	0.529±0.446			

Tabelle 5.6: Zur Qualität des Rekonstruktions-Algorithmus. Simulierte Werte sind den rekonstruierten gegenübergestellt. Die größten Abweichungen liegen bei etwa 50 ps.

Auf diese Weise erhält man einen Wert für T_a und S_a pro Nachbarcluster. Aus den einzelnen T_a wird nun noch der Mittelwert gebildet. Die Streuung berechnet sich dann noch aus den einzelnen S_a nach der Gauss'schen Fehlerfortpflanzung.

5. Stations-basierte Rekonstruktion:

Die Stationen, die nicht Zentralstation eines Clusters sind, werden zum Schluss behandelt. Auch hier ist die Reihenfolge durch die bereits erfolgte Sortierung gegeben. Die Rekonstruktion der GTDs der verbleibenden Stationen geschieht nach der Stations-basierten Methode.

Wieder werden alle Cluster identifiziert, in denen die Station enthalten ist und deren Zentralstation bereits einen gültigen GTD besitzt. Aus diesen Global Time Delays wird dann der GTD der besagten Station auf direktem Weg ermittelt:

$$T_a = T_b + t_{an} - t_{bn} \quad (5.19)$$

$$S_a^2 = S_b^2 + s_{an}^2 - s_{bn}^2. \quad (5.20)$$

Dabei steht a wieder für die Station, deren GTD ermittelt werden soll, b für die Zentralstation des Clusters und n für den Cluster selbst. Auch hier erhält man wieder einen Wert pro Cluster, in dem Station a enthalten ist. Das Endresultat ist schließlich der Mittelwert der einzelnen rekonstruierten GTDs. Die Streuung wird wieder nach Gauss'scher Fehlerfortpflanzung ermittelt.

Zuverlässigkeit des Rekonstruktions-Algorithmus und Qualität der Rekonstruktion: In Tabelle 5.6 sind mit Hilfe des Data Producers simulierte Daten den rekonstruierten gegen-

übergestellt. Den simulierten Daten liegen folgende Parameter zugrunde:

Laserpulse:	1000
GTD-Mittelwert:	0.0 ± 10.0 ns
GTD-Streuung:	0.5 ± 0.3 ns

Die Rekonstruktion wurde mit Station 20 als Startposition durchgeführt. Bei einem direkten Vergleich der simulierten und der daraus rekonstruierten GTDs zeigen sich Abweichungen von wenigen Picosekunden bis hin zu etwa 50 Picosekunden. Da die bei der Messung erwarteten Fehler im Nanosekundenbereich liegen, arbeitet der Rekonstruktions-Algorithmus sehr zuverlässig.

Die hier vorgestellte Rekonstruktion ist nur ein Beispiel von vielen Tests mit unterschiedlichen Parametern, denen der Rekonstruktions-Algorithmus unterzogen wurde. Alle anderen durchgeführten Tests zeigten sehr ähnliche Ergebnisse.

5.3.5.2 Das GPIB-Interface

Zur Steuerung der CAMAC-Hardware wurde eine interne GPIB-Schnittstellenkarte⁶ mit einem GPIB-To-CAMAC Interface⁷ verbunden. Die Treiberdateien für Windows wurden dabei direkt von National Instruments geliefert. Im Wesentlichen handelte es sich dabei um eine einzige Datei (`gpi32.drv`), die die wesentlichen GPIB-Funktionalitäten in Form von Unterfunktionen zur Verfügung stellt. Um diese Treiberdatei von Java aus zugänglich zu machen, war es nötig, eine Schnittstelle zwischen Java und dem Treibersystem zu erstellen. Die Schnittstelle besteht dabei aus zwei Komponenten, einer Java-Klasse (`GPIBDriver.class`), die die Subroutinen der `gpi32.drv` möglichst eins zu eins auf Java als native Methoden abbildet, und eine Ansi-C-Datei, die von Java eingebunden wird und die Java-Methoden auf die entsprechenden Methoden der `gpi32.drv` verweisen lässt. Dazu waren einige Datentyp-Anpassungen notwendig. Mit diesem System und mit Hilfe des JNI [Cam97] besitzt das LCS die volle Hardwarekontrolle über den GPIB-Controller.

5.3.5.3 Die Geräteklassen

Beim Design der Geräteklassen des LCS wurde vor allem auf hohe Modularität, Wiederverwendbarkeit und eine möglichst effiziente Ausnutzung der objektorientierten Möglichkeiten von Java, insbesondere der Vererbung, geachtet. Da das so entstandene Konzept ohne Probleme für andere Aufgaben erweitert werden kann, soll hier eine kurze Einführung in die Klassenstruktur des `lcs.device`-Pakets gegeben werden.

In Abb. 5.9 sind die Geräteklassen ausgehend von der Oberklasse `Device` als Vererbungsbaum aufgezeichnet. Das heißt, dass jede Klasse die Eigenschaften der Oberklasse, also die Eigenschaften der Klasse, die auf sie zeigt, erbt. Da `Device` die Oberklasse aller Geräteklassen ist, hat jedes Gerät z. B. einen Namen und eine Beschreibung. Außerdem kann man jedes Gerät abfragen, ob es momentan online ist. Was das im Einzelnen bedeutet, hängt von dem entsprechenden Gerät ab und wird in der dazugehörigen Klasse definiert.

`GPIBDevice`, `GPIBBoard` und `CrateMountableDevice` sind direkt von `Device` abgeleitete Unterklassen. `GPIBBoard` repräsentiert die PCI-Steckkarte, die durch die zugehörige Klasse über `GPIBDriver` direkt angesprochen werden kann und ihrerseits wieder andere GPIB-Geräte, repräsentiert durch die Klasse `GPIBDevice`, steuern kann. So steuert beim LCS

⁶National Instruments PCI-GPIB

⁷LeCroy 8901A

das GPIBBoard den LeCroy8901A. Die Klassenstruktur ist also eine genaue Abbildung der Wirklichkeit.

Die Klasse `CrateMountableDevice` repräsentiert alle Geräte, die in Crates untergebracht sind. Solche Geräte sind in einem Steckplatz montiert, können aber mehrere Steckplätze breit sein, daher die beiden in `CrateMountableDevice` definierten Methoden. Eine direkte Unterklasse von `CrateMountableDevice` ist `CamacDevice`, welche Oberklasse für alle Arten von CAMAC-Geräten ist und einen entsprechenden Bus-Controller benötigt. Hier sieht man, wie leicht das hier vorgestellte System erweiterbar ist. Ein Beispiel für solche Erweiterungen wäre eine Klasse `VMEDevice` mit einem entsprechenden `VMEController`, welche dem LCS den Zugang zu VME-Geräten bereitstellen würde.

Schließlich gibt es noch die Geräteklassen, die direkten Zugriff auf Geräte wie ADCs (`LeCroy2249W`), TDCs (`LeCroy2228A`) und Gates (`LeCroy2323A`) bieten. Diese Klassen stellen Methoden zur Verfügung, die den Benutzer in die Lage versetzen, Gates zu starten, ADCs auszulesen oder TDCs auf anstehende Daten zu testen. Die genannten Methoden greifen dabei auf die zur Verfügung stehende Infrastruktur zurück und sind sehr einfach und sehr kurz (meist einzeilig) zu implementieren. Eine Erweiterung mit neuen Geräten stellt somit kein Problem dar.

Die mit dem in diesem Kapitel beschriebenen Lasersystem und der dafür entwickelten Software durchgeführten Messungen werden im folgenden Kapitel vorgestellt und näher erläutert.

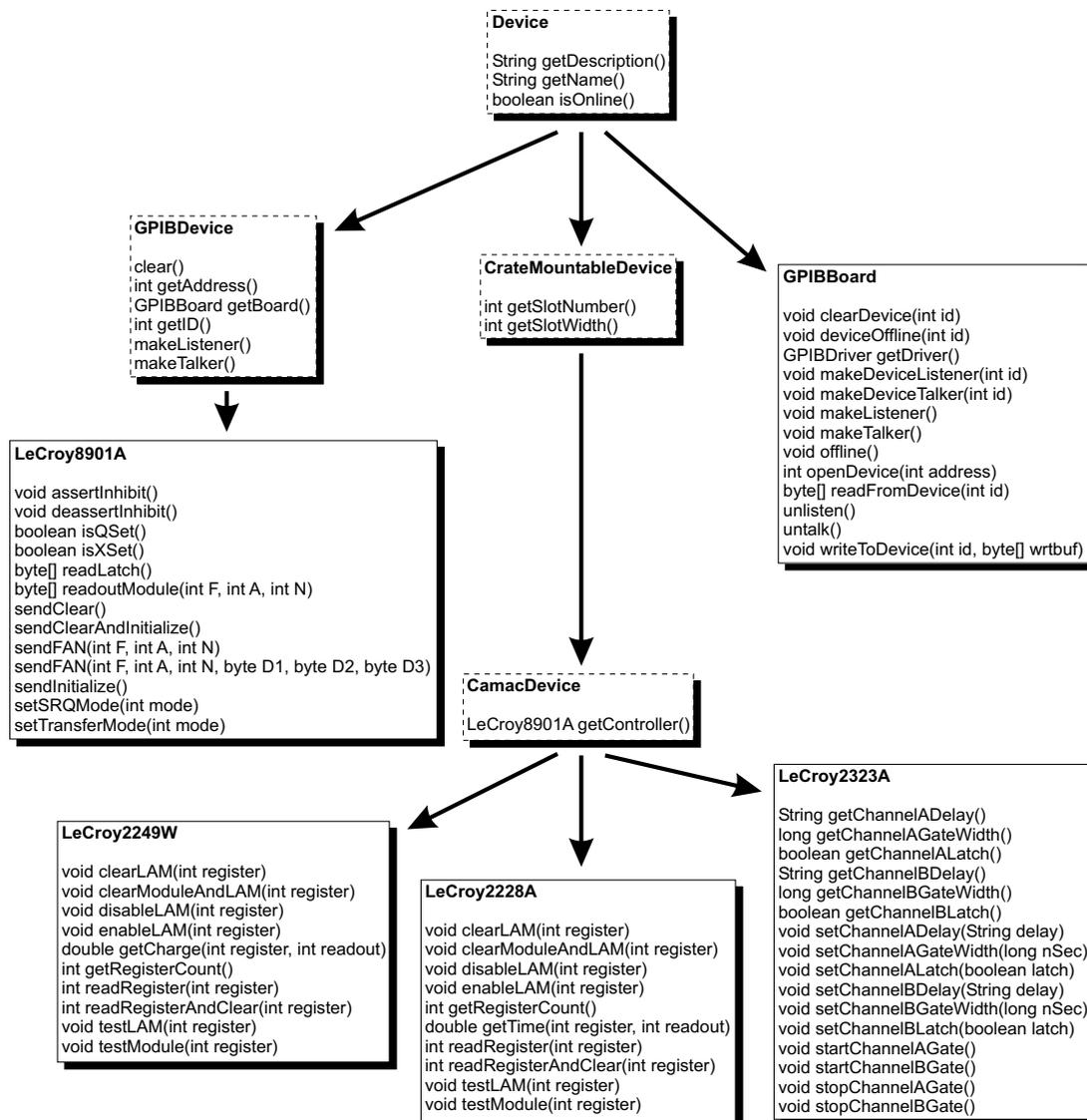


Abb. 5.9: Vereinfachtes Vererbungsschema des `lcs.device`-Packets. Es sind jeweils nur die wichtigsten öffentlichen Methoden der entsprechenden Klassen aufgeführt. Die Klassen mit gestrichelter Umrandung sind abstrakt. Oberklasse aller Geräteklassen ist `Device`.

6 Messung, Auswertung und Ergebnisse

Ziel dieser Diplomarbeit war es, die Signallaufzeitdifferenzen zwischen einzelnen Grande-Stationen zu bestimmen. Die dazu notwendigen Messungen sollen im Folgenden vorgestellt und diskutiert werden.

6.1 Bestimmung der Zeitdifferenzen der Stationen

Um die Signallaufzeitdifferenzen der Grande-Stationen zu messen, wurden zwei unabhängige Methoden angewendet, die im Folgenden beschrieben und diskutiert werden. Der Vergleich soll zeigen, welche Methode die zuverlässigere ist.

6.1.1 Cluster-basierte Messung

Die Methode der Cluster-basierten Messung geht davon aus, dass man die Zeitdifferenzen aller Stationen, ohne Kenntnis der globalen Laufzeiten, aus der Kenntnis der Zeitdifferenzen der Stationen innerhalb eines Clusters durch Messung mehrerer sich überlappender Cluster bestimmen kann. Dazu ist es notwendig, mindestens sieben Stationen gleichzeitig messen zu können. Das beinhaltet, dass sieben Stationen mit Hilfe des zentralen Lasersystems gleichzeitig angesteuert und die Signallaufzeiten der Stationen gegen eine beliebige Referenz gemessen werden können. Zum Ansteuern der sieben Stationen wurde der in Kapitel 5 vorgestellte Schmelzkoppler verwendet. Jedoch waren hierzu noch einige Vorabmessungen notwendig, auf die im folgenden Unterkapitel näher eingegangen wird.

Der gesamte Messaufbau ist in Abb. 6.1 zu sehen. Als Referenz diente eine PIN-Diode¹, die mit Kanal 8 des Schmelzkopplers verbunden war. Das Signal der PIN-Diode wurde mit Hilfe eines Constant Fraction Diskriminators² (CFD) aufbereitet und über ein programmierbares Gate³ um 6300 ns verzögert. Schließlich startete das Signal einen Time-to-Digital Converter⁴ (TDC). Die anderen Kanäle des Schmelzkopplers wurden über die Glasfasern mit den Stationen des zu vermessenden Clusters verbunden. Die LWL waren in den Stationen direkt an die Detektoren gekoppelt und konnten so durch den Szintillator hindurch die Photomultiplier ansprechen. Diese erzeugten ein Signal, das an der „Logic Run“-Leitung in der DAQ abgenommen, über den CFD nochmals diskriminiert und schließlich als Stoppsignal auf die Kanäle 1 bis 7 des TDCs geleitet wurden. Die Verzögerung des PIN-Dioden Signals war nötig, um das Startsignal in den Bereich des Stoppsignals zu bringen, damit der TDC mit optimaler Zeitauflösung arbeiten konnte.

6.1.1.1 Schmelzkoppler und Detektoren

Im Laufe der Messvorbereitungen stellte sich heraus, dass weder die Kanäle des Schmelzkopplers, noch die Stationen und deren Glasfasern annähernd gleiche Qualitäten hatten.

¹Hamamatsu S3590-02

²Caen Mod. N 415 A

³LeCroy 2323A

⁴LeCroy 2228A

Station	$\Delta t_{20}[\text{ns}]$	$\Delta(\Delta t_{20})[\text{ns}]$	$\Delta t_{10}[\text{ns}]$	$\Delta t_{32}[\text{ns}]$
1	-46.6	1.3	-47.1	-46.4
2	24.3	0.7	23.8	24.4
3	8.1	0.8	7.9	8.3
4	15.1	0.6	15.1	15.3
5	-13.0	1.3	-13.0	-21.8
6	-19.7	1.3	-20.2	-19.6
7	21.2	0.6	20.7	21.4
8	7.1	0.4	6.6	7.3
9	10.6	0.7	10.6	10.8
10	-4.3	0.7	-4.3	-4.1
11	1.4	1.3	1.4	1.6
12	3.8	0.4	3.3	3.8
13	12.8	0.6	12.2	12.9
14	-6.5	0.4	-6.7	-6.3
15	-23.7	1.0	-23.3	-23.5
16	2.2	0.4	2.5	2.4
17	-7.8	1.1	-8.1	-8.1
18	-4.6	0.6	-4.9	-4.9
19	-5.4	0.9	-5.6	-5.4
20	-5.0	0.1	-4.4	-4.7
21	19.6	0.4	20.1	19.8
22	8.2	1.1	8.6	8.4
23	5.4	0.4	5.2	5.0
24	-3.5	0.4	-3.6	-3.9
25	-10.3	0.4	-10.1	-10.3
26	-6.7	0.8	-6.6	-6.7
27	0.8	0.4	1.1	0.8
28	-7.5	1.2	-7.5	-7.8
29	-15.9	0.6	-15.9	-16.2
30	-2.6	0.4	-2.5	-2.8
31	31.9	0.5	32.2	32.0
32	4.6	0.5	4.9	4.4
33	-8.7	1.1	-8.3	-8.9
34	-1.7	0.6	-1.7	-2.0
35	15.1	0.6	15.3	15.0
36	4.6	0.5	4.9	4.5
37	-3.3	1.2	-2.9	-3.5

Tabelle 6.1: Ergebnisse des Rekonstruktionsalgorithmus mit drei verschiedenen Startpositionen (Station 10, 20, 32), basierend auf den Cluster-basierten Messungen. Zu den Ergebnissen mit Startposition 20 sind zusätzlich die Fehler angegeben, wie sie sich mit Gauss'scher Fehlerfortpflanzung nach (5.18) und (5.20) ergeben.

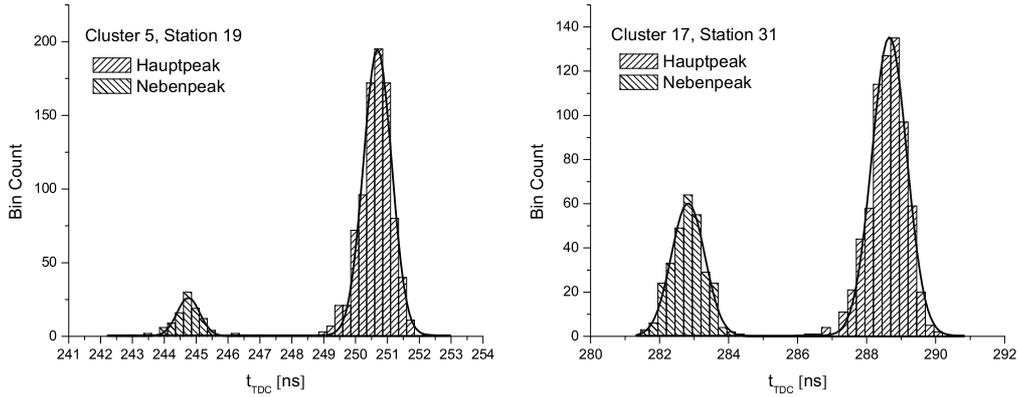


Abb. 6.2: Zwei Spektren aus den Cluster-basierten Messungen. Das linke Spektrum (Cluster 5, Station 19) ist ein durchschnittliches bis gutes Spektrum, bei dem der Nebenpeak nur etwa 10% der Stichproben enthält. Das rechte Spektrum (Cluster 17, Station 31) ist eines der schlechtesten. Der Nebenpeak ist ausgeprägter und beinhaltet fast 30% der Stichproben.

CFDs. Bei einem Shaping Delay von 20 ns verzögert der CFD ein NIM-Signal um etwa 26 ns.

Der volle Datensatz der Cluster-basierten Messung ist in Anhang B zu finden. Die dort angegebenen Werte stammen aus Spektren, wie sie Abb. 6.2 zeigt. Dabei wurden die Nebenpeaks durch adäquate Schnitte beseitigt. Von den ursprünglichen 1000 Stichproben gehen so noch zwischen 700 und 900 in die Mittelwertbildung ein. Die Breite der so erhaltenen Gauss-Verteilungen werden durch die Zeitauflösung der Photomultiplier (deutlich weniger als 2.5 ns nach [Phi89]) bestimmt. Der in Anhang B angegebene Fehler entspricht der Standardabweichung (root mean square deviation) der Stichproben. Diese Werte bilden die Grundlage für die Rekonstruktion der Laufzeitunterschiede.

In Tabelle 6.1 sind die Ergebnisse des Rekonstruktionsalgorithmus für drei verschiedene Startpositionen (Station 20, 10 und 32) in Referenz zum jeweiligen Mittelwert der Rekonstruktion aufgetragen. Für die Messwerte mit Station 20 als Startposition sind die Fehler angegeben, wie sie der Rekonstruktionsalgorithmus nach den Gleichungen 5.18 und 5.20 berechnet. Die Rekonstruktionsergebnisse sind im Bereich ± 0.5 ns identisch, was sehr gut mit den Standardabweichungen aus Tabelle 6.1 übereinstimmt. Abb. 6.3 zeigt die Ergebnisse der drei verschiedenen Rekonstruktionen, wobei die Zeiten gegen die Stationsnummern aufgetragen sind. Auch hier stimmen die Ergebnisse sehr gut überein.

Im Folgenden wird nur noch mit den Daten aus der Rekonstruktion mit Startposition 20 gearbeitet, da diese Zahlen aufgrund der Beschaffenheit des Algorithmus über die beste Statistik verfügen (Station 20 liegt sehr zentral im Grande-Array, weswegen große Teile der Rekonstruktion clusterartig durchgeführt werden können). Auch liegen die Messwerte Δt_{20} aus Tabelle 6.1 fast immer zwischen den Δt_{10} - und Δt_{32} -Werten.

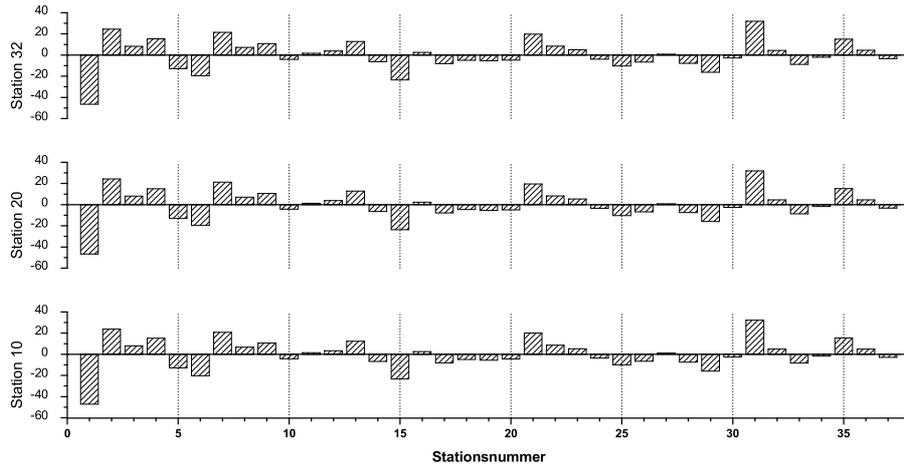


Abb. 6.3: Vergleich der Ergebnisse des Rekonstruktionsalgorithmus bei verschiedenen Startpositionen (Station 20, 10 und 32). Die drei Diagramme zeigen die rekonstruierten Laufzeitunterschiede (in ns) der einzelnen Stationen mit dem jeweiligen Mittelwert als Nullpunkt.

6.1.2 Stations-basierte Messung

Der Messaufbau ist bei der Stations-basierten Messung derselbe wie bei der Cluster-basierten Messung (vgl. Abb. 6.1). Unterschiede ergeben sich lediglich durch die Tatsache, dass jeweils nur eine Station gemessen wurde und dass die PIN-Diode als Zeitreferenz durch einen Photomultiplier, wie er auch in den Grande-Detektoren eingesetzt wird, ersetzt wurde. Wie aus Abb. 6.4 zu sehen ist, verlieren die Spektren dadurch den gesamten Nebenpeak. Die Vermutung, dass der Nebenpeak von der PIN-Diode in Kombination mit dem CFD verursacht wurde, hat sich somit bestätigt. Die Ergebnisse der Stations-basierten Messung mit deren Standardabweichungen finden sich in Tabelle 6.2. Die t_{TDC} geben direkt die mit dem TDC gemessenen Zeiten, gemittelt über 1000 Laserpulse, an. Die Δt -Werte geben schließlich die Differenzen der einzelnen t_{TDC} zu deren Mittelwert an. Ein Vergleich mit den Laufzeitunterschieden der rekonstruierten Zeiten (vgl. Tabelle 6.1) zeigt sehr gute Übereinstimmungen. Die meisten Werte weichen nicht mehr als ± 1 ns voneinander ab. Bei einigen Stationen weisen die Laufzeitunterschiede Abweichungen bis zu ± 5 ns auf. Diese Werte sind jedoch noch durchaus im Bereich der Fehlertoleranzen. Auf eine globale Laufzeit von gut 6000 ns entspricht dies weniger als 1 %. Die Stationen 18 und 20 zeigen dagegen eine sehr schlechte Übereinstimmung.

Die im Allgemeinen gute Übereinstimmung wird auch aus Abb. 6.5 ersichtlich. Die zwei Diagramme geben die Laufzeitdifferenzen der einzelnen Stationen an. Dabei sind die Ergebnisse der Stations-basierten Messung im oberen Diagramm und die Ergebnisse der Cluster-basierten Messung im unteren Diagramm jeweils gegen die Stationsnummer aufgetragen. Hier sind auch deutlich die schlechten Übereinstimmungen der Stationen 18 und 20 zu erkennen.

6.1. BESTIMMUNG DER ZEITDIFFERENZEN DER STATIONEN

St	$t_{\text{TDC}}[\text{ns}]$	$\Delta t[\text{ns}]$	r.m.s.[ns]	St	$t_{\text{TDC}}[\text{ns}]$	$\Delta t[\text{ns}]$	r.m.s.[ns]
1	225.26	-45.62	0.66	20	289.18	18.29	0.48
2	295.17	24.28	0.67	21	288.17	17.28	0.52
3	278.70	7.81	1.01	22	279.01	8.12	0.58
4	285.10	14.22	0.49	23	274.58	3.70	0.47
5	258.49	-12.40	0.51	24	270.12	-0.76	0.32
6	251.25	-19.63	0.64	25	260.37	-10.52	0.58
7	295.70	24.81	0.45	26	265.17	-5.71	0.37
8	283.07	12.18	1.57	27	270.26	-0.62	0.53
9	280.48	9.59	0.44	28	261.97	-8.91	0.55
10	264.29	-6.60	0.41	29	253.30	-17.58	0.59
11	272.36	1.48	0.53	30	264.29	-6.59	0.51
12	274.78	3.90	0.53	31	300.79	29.90	0.38
13	285.16	14.28	0.37	32	276.20	5.31	0.42
14	260.94	-9.94	0.51	33	261.59	-9.30	0.49
15	248.76	-22.13	0.77	34	269.59	-1.29	0.56
16	273.42	2.53	0.40	35	285.65	14.77	0.50
17	262.90	-7.99	0.44	36	274.81	3.92	0.46
18	248.45	-22.44	0.73	37	267.98	-2.90	0.59
19	265.43	-5.45	0.36				

Tabelle 6.2: Die Ergebnisse der Stations-basierten Messung. Die t_{TDC} geben direkt die am TDC gemessenen Zeiten zwischen TDC-Start und Stopp an. Die Δt sind die daraus berechneten Laufzeitdifferenzen zu den Mittelwerten der t_{TDC} . In der letzten Spalte sind die Standardabweichungen der einzelnen Werte angegeben.

6.1.3 Vergleich der Methoden

Beide Methoden, die Cluster-basierte und die Stations-basierte, haben Vor- und Nachteile. Die Cluster-basierte Messung weist durch die Vielzahl unabhängiger Einzelmessungen (bis zu sieben Clustermessungen pro Station) eine höhere statistische Signifikanz auf. Außerdem werden die Laufzeitunterschiede mit einem aufwändigen und effektiven Algorithmus rekonstruiert, der sich in Simulationen und auch bei den Messungen sehr bewährt hat.

Demgegenüber steht die Stations-basierte Messung. Sie verwendet als Referenzdetektor einen schnellen Photomultiplier, wodurch die gemessenen Spektren keine Doppelpicks mehr enthalten. Allerdings basiert die Rekonstruktion der Laufzeitunterschiede lediglich auf einer Differenzbildung der Messungen der Einzelaufzeiten.

Im Bezug auf die schlechten Übereinstimmungen der Werte bei den Stationen 18 und 20 wurden die Daten der beiden Messungen mit zwei früheren Messungen verglichen, die durchgeführt wurden, um das Laser-Kalibrationssystem zu testen. Diese Messungen beinhalten nicht das gesamte Grande-Array, jedoch die Stationen 18 und 20. Beide Messungen stimmen mit den Ergebnissen der Cluster-basierten Messung für die Stationen 18 und 20 bis auf ± 2 ns überein (vgl. Tabelle 6.3). Die Ergebnisse der Stations-basierten Messungen werden dagegen von den früheren Daten nicht bestätigt. Die Daten der Cluster-basierten Messung scheinen in diesem Zusammenhang wesentlich zuverlässiger zu sein, zumal die Laufzeitdifferenzen der restlichen Stationen der beiden Probemessungen auch auf ± 2 ns

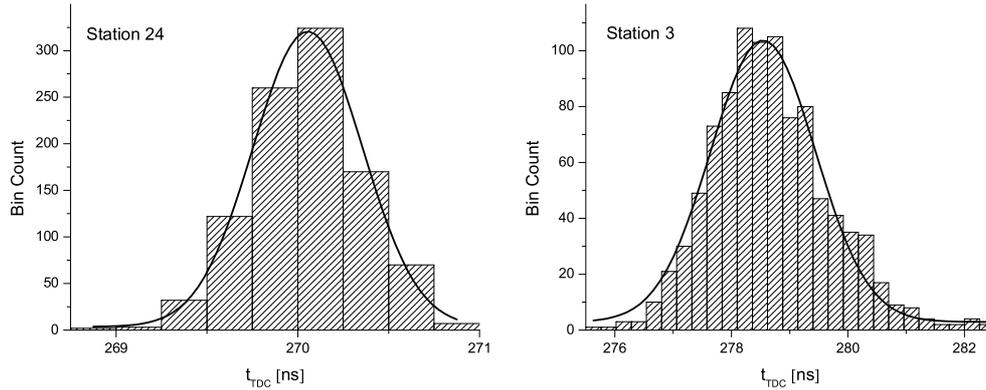


Abb. 6.4: Zwei Spektren aus den Stations-basierten Messungen. Links ein sehr scharfes Spektrum von Station 24, rechts ein breites Spektrum von Station 3. Die Breite der Verteilungen sind hauptsächlich durch die Zeitauflösung der beiden beteiligten PMTs verursacht. In erster Näherung erhält man deren Zeitauflösung als $\sigma/\sqrt{2}$.

	$\Delta t_{18}[\text{ns}]$	$\Delta t_{20}[\text{ns}]$
Probemessung I	-4.4	-3.3
Probemessung II	-5.4	-5.5
Cluster-basierte Messung	-4.6	-5.0
Stations-basierte Messung	-22.4	18.3

Tabelle 6.3: Die Laufzeitdifferenzen der Stationen 18 und 20 aus zwei Probemessungen und der Cluster- und Stations-basierten Messung. Beide Probemessungen bestätigen die Werte der Cluster-basierten Messung.

mit den Laufzeitdifferenzen der Cluster-basierten Messung übereinstimmen. Für alle weiteren Anwendungen werden die Ergebnisse der Cluster-basierten Messung verwendet.

6.2 Messung der Komponentenlaufzeiten

Nachdem die Cluster-basierten Messungen zwischen den einzelnen Stationen Laufzeitdifferenzen von bis zu 78 ns aufweisen (vgl. Δt_{20} Stationen 1 und 31 aus Tabelle 6.1), stellt sich die Frage, was die Ursachen dieser großen Abweichungen sind. Um diese Frage zu klären, wurden die Laufzeiten der Komponenten der Datenwege der Grande-Stationen, wie in Abb. 6.1 dargestellt, nochmals einzeln gemessen.

6.2.1 Die Lichtwellenleiter-Laufzeiten

Die LWL gehören nicht zum eigentlich Datenweg der Grande-Stationen. Sie wurden jedoch benutzt, um die Grande-Stationen möglichst gleichzeitig zu triggern. Ein Unterschied in den LWL-Laufzeiten hat somit direkte Auswirkungen auf die gemessenen Laufzeitunterschiede.

6.2. MESSUNG DER KOMPONENTENLAUFZEITEN

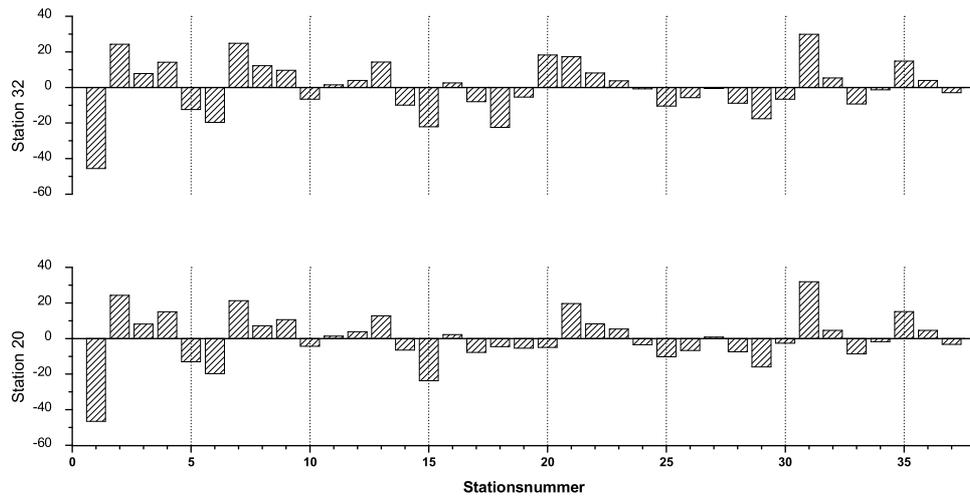


Abb. 6.5: Vergleich der Cluster-basierten mit der Stations-basierten Messung. Bis auf einige Ausnahmen stimmen die rekonstruierten Laufzeitunterschiede (in ns) beider Methoden gut überein.

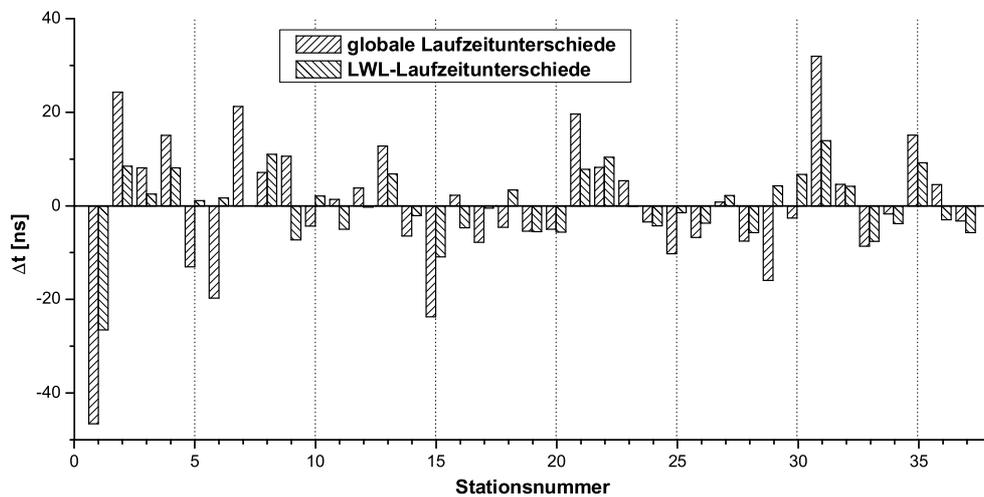


Abb. 6.6: Die Laufzeitunterschiede der globalen und der LWL-Laufzeiten.

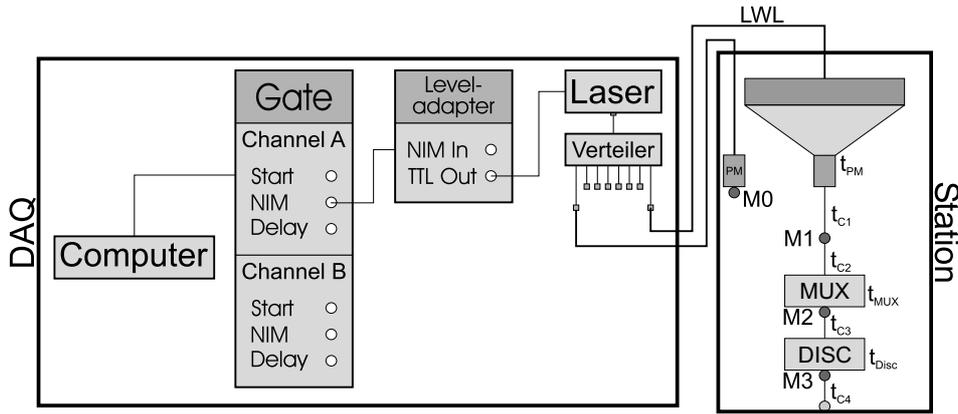


Abb. 6.7: Messaufbau zur Bestimmung der Laufzeiten der einzelnen Stationskomponenten und des Signalkabels. Die Messpunkte M1-M3 werden gegen den Referenzmesspunkt M0 nach dem Referenz-Photomultiplier gemessen.

Außerdem sind die LWL mit den Signalkabeln des Datenweges jeweils einer Station in einem gemeinsamen Kabelverbund angeordnet. Sollten sich die LWL als unterschiedlich lang erweisen, gälte dies auch für die Signalkabel.

Zur Messung der Laufzeiten wurden die beiden LWL des Systemkabels in den Messstationen miteinander verbunden. Aus der DAQ wurde dann ein schneller Laserpuls über den gesamten Weg (circa 1400 m) gesendet und die Zeit gemessen, die der Puls benötigte, um wieder in der DAQ anzukommen. Die so erhaltenen Ergebnisse sind in Anhang C zusammengefasst. Die Messung wurde mit einem speziellen Gerät zur Laufzeitmessung⁵ durchgeführt. Dabei wurden jeweils ca. 100 Messwerte aufgenommen, die jeweils über 1000 Einzelmessungen gemittelt waren. Die gemittelten Messwerte variierten dabei harmonisch zwischen den Zeiten t_{\min} und t_{\max} . Der eigentliche Messwert t ergab sich deshalb als Mittelung der t_{\min} und t_{\max} . Da das zur Messung benutzte Gerät noch eine interne Laufzeit von $t_{\text{Offset}} = 275.7 \text{ ns}$ hat, errechnen sich die Laufzeiten der LWL (t_{LWL}) für den einfachen Weg von der DAQ zur jeweiligen Station zu

$$t_{\text{LWL}} = \frac{1}{2} (t - t_{\text{Offset}}) = \frac{1}{2} (t - 275.7 \text{ ns}). \quad (6.1)$$

Die Laufzeitunterschiede dieser Messung (LWL-Delays) mit deren Mittelwert als Nullpunkt sind in Abb. 6.6 zusammen mit den globalen Laufzeitunterschieden aus der Clusterbasierten Messung dargestellt. Viele der Werte zeigen die richtige Tendenz, um die globalen Laufzeitunterschiede erklären zu können. Andere zeigen genau die umgekehrte Tendenz. Die Glasfasern allein scheinen das Problem der großen Laufzeitunterschiede also nicht lösen zu können.

Aus vorhergehenden Messungen eines gleichartigen Lichtwellenleiters mit sehr genau bekannter Länge wurde die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichts innerhalb der Fasern

⁵HP 5370A Universal Time Interval Counter

$U_{\text{ref}}[\text{V}]$	$\Delta t_1[\text{ns}]$	$\Delta t_2[\text{ns}]$
1000	-10.0	-10.0
1100	-8.0	-7.6
1200	-5.6	-5.6
1250	-5.2	-5.4
1300	-5.0	-5.0
1400	-4.0	-3.2
1500	-2.0	-1.6

Tabelle 6.4: Abhängigkeit der Reaktionszeit eines PMT von der angelegten Hochspannung. Gemessen wurde der Referenz-PMT mit variabler Spannung gegen den PMT der Station 19 mit einer Spannung von 1570 V.

auf $v_{\text{LWL}} = 1/(4.943 \pm 0.1) \text{ m ns}^{-1}$ festgelegt. Damit lässt sich schließlich die Länge der LWL bestimmen:

$$L_{\text{LWL}} = t_{\text{LWL}} \cdot v_{\text{LWL}}. \quad (6.2)$$

Die so erhaltenen Werte finden sich in der letzten Spalte der Tabelle in Anhang C.

6.2.2 Bestimmung der Laufzeiten der Stationskomponenten

Die Stationskomponenten bestehen aus dem Detektor (Szintillator, Lichtsammelpyramide und PMT), den elektronischen Komponenten Mixer/Multiplexer (MUX) und Diskriminator sowie den Verbindungskabeln C1 bis C4 (vgl. Abb. 6.7). Die Laufzeiten der Verbindungskabel können direkt auf deren Ummantelung abgelesen werden. Die entsprechenden Werte finden sich in Anhang D. Die Laufzeiten der elektronischen Komponenten werden mit Hilfe des in Abb. 6.7 beschriebenen Messaufbaus bestimmt. Das Laser-Signal wird dazu auf beide LWL aufgeteilt und in die jeweilige Station geführt. Dort wird der grüne LWL auf den Referenz-Photomultiplier, die rote in den Detektor eingekoppelt. Der Referenz-PMT gibt nun das Startsignal, das Stoppsignal wird jeweils an den markierten Messpunkten (M1-M3) abgenommen. Gemessen wurde mit einem Oszilloskop. Die Ablesegenauigkeit des Oszilloskops betrug dabei etwa $\pm 0.2 \text{ ns}$. Die Laufzeiten der grünen und roten LWL waren bis auf $\pm 0.5 \text{ ns}$ identisch. Die so gemessenen Zeitdifferenzen zwischen M0 und Mx sind in Anhang E zusammengestellt.

Wenn man sich die Δt_{M1} in Anhang E näher betrachtet, stellt man fest, dass die Werte eine negative Laufzeit durch den Detektor implizieren. Da die entsprechenden Werte nicht nur den Detektor, sondern auch das Kabel C1 mit einer Laufzeit von 50 ns enthalten, scheint der Detektor früher anzusprechen als der Referenz-PMT. Die Ursache dafür ist die spannungsabhängige Durchlaufzeit der PMTs. Bei einer höheren Spannung werden die Elektronen zwischen den Dynoden stärker beschleunigt. Die Sammelzeit der Elektronenlawine verkürzt sich. Der beobachtete Effekt ist also eine Folge der geringen Hochspannung der Referenzzöhre ($U_{\text{ref}} = 1250 \text{ V}$). Um diesen Fehler auszugleichen zu können, musste die Korrekturfunktion bestimmt werden. Hierzu wurde der Detektor von Station 19 ($U = 1570 \text{ V}$) direkt gegen die Referenzzöhre gemessen. Die Spannung der Referenzzöhre wurde in zwei Messreihen zwischen 1000 V und 1500 V variiert. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.4 zusammengestellt. Die Werte haben aufgrund der Ableseungenauigkeiten des verwendeten Oszilloskops einen systematischen Fehler von $\pm 0.4 \text{ ns}$. In Abb. 6.8 sind die

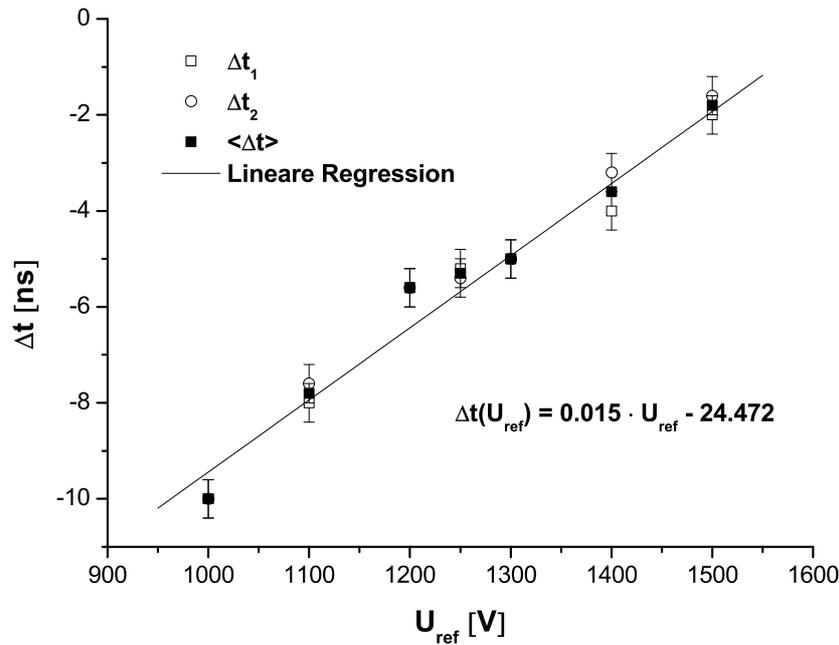


Abb. 6.8: Lineare Regression für die Abhängigkeit der Reaktionszeit der PMTs von der angelegten Hochspannung.

Messwerte, deren Mittelwerte und die in erster Näherung lineare Anpassung an die Mittelwerte aufgetragen. Die dort angegebene Formel wird benutzt um die Δt_{M1} mit Hilfe der bekannten Hochspannungen zu korrigieren. Die so ermittelten Korrekturfaktoren t_{cor} sind in Anhang E zu finden. Das die Durchlaufzeiten eines Photomultipliers in weiten Bereichen sehr gut als lineare Funktion beschrieben werden kann, ist unter anderem in [Neu66] nachzulesen.

Mit Hilfe dieser Korrektur lassen sich nun die Signallaufzeiten innerhalb einer Station und deren individuelle Laufzeitunterschiede bestimmen (vgl. Tabelle 6.5). In Abb. 6.9 sind die globalen Laufzeitunterschiede und die Summe aus LWL-Delays und Stations-Delays aufgetragen. Die gemessenen globalen Laufzeitunterschiede können demnach nicht ausschließlich durch Laufzeitunterschiede in den LWL und innerhalb der einzelnen Stationen erklärt werden. Die fehlenden Laufzeitunterschiede werden also von den RG58-Kabeln verursacht.

6.2.3 Die Signalkabel-Laufzeiten

Die Messung der Laufzeiten der Signalkabel stellte sich als extrem schwierig heraus. Eine ähnliche Vorgehensweise wie bei den LWL-Messungen scheiterte an der zu großen Dispersion bei 1400 m Kabel. Mit den zur Verfügung stehenden Methoden war es somit nicht möglich, eine gültige Messung der Signalkabel-Laufzeiten durchzuführen.

Über theoretische Überlegungen wie in Gln. 4.1 für die Länge der Signalkabel im Verhältnis zu den Lichtwellenleitern ließen sich mit Hilfe der Signallaufzeiten in den Signalkabeln auch Aussagen über die Laufzeitdifferenzen machen. Tests in diese Richtung scheiterten jedoch an der Ungenauigkeit der Herstellerangaben im Bezug auf die Verseilung innerhalb der Systemkabel. Die Laufzeitunterschiede der Signalkabel lassen sich somit nur aus der

6.2. MESSUNG DER KOMPONENTENLAUFZEITEN

St	$t_{St}[\text{ns}]$	$\Delta t_{St}[\text{ns}]$	St	$t_{St}[\text{ns}]$	$\Delta t_{St}[\text{ns}]$	St	$t_{St}[\text{ns}]$	$\Delta t_{St}[\text{ns}]$
1	100.9	8.4	14	92.6	0.0	27	91.6	-1.0
2	93.8	1.2	15	92.8	0.2	28	88.5	-4.1
3	90.0	-2.6	16	86.9	-5.7	29	87.0	-5.5
4	91.1	-1.5	17	94.7	2.1	30	87.3	-5.2
5	97.4	4.8	18	97.1	4.6	31	94.2	1.6
6	N/A	N/A	19	87.4	-5.2	32	93.1	0.5
7	N/A	N/A	20	87.8	-4.8	33	88.5	-4.1
8	99.5	6.9	21	87.3	-5.3	34	98.2	5.6
9	93.3	0.7	22	87.6	-5.0	35	93.9	1.4
10	92.7	0.1	23	90.2	-2.4	36	93.7	1.1
11	98.0	5.4	24	92.8	0.3	37	92.3	-0.3
12	96.5	3.9	25	93.2	0.7			
13	94.3	1.7	26	93.7	1.1			

Tabelle 6.5: Signallaufzeiten durch Detektor und Stationselektronik. Die letzte Spalte gibt die Laufzeitdifferenzen der Stationen im Bezug auf den Mittelwert der Laufzeiten an.

Station	$\Delta t_{RG58}[\text{ns}]$	Station	$\Delta t_{RG58}[\text{ns}]$	Station	$\Delta t_{RG58}[\text{ns}]$
1	-19.493	14	-3.772	27	-0.823
2	16.358	15	-12.209	28	-1.190
3	6.232	16	7.526	29	-19.660
4	7.595	17	-6.716	30	-8.734
5	-13.561	18	-7.432	31	18.643
6	-20.831	19	0.657	32	0.995
7	N/A	20	1.248	33	-0.448
8	-3.287	21	12.388	34	2.664
9	18.472	22	-1.591	35	6.495
10	-5.839	23	6.111	36	8.144
11	6.952	24	1.412	37	3.069
12	4.689	25	-8.130		
13	6.545	26	-2.488		

Tabelle 6.6: Die Laufzeitdifferenzen der Signalkabel.

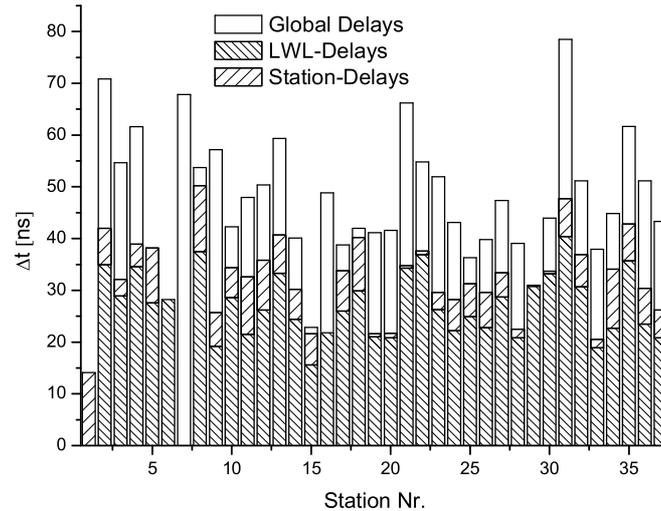


Abb. 6.9: Vergleich der globalen Laufzeitunterschiede mit der Summe der Laufzeitunterschiede der Lichtwellenleiter und der Stationselektronik.

Differenz der globalen Messungen (vgl. Tabelle 6.1) und der Summe der LWL- (vgl. Anhang C) und Stationsmessungen (vgl. Anhang E) bestimmen. Die so erhaltenen Ergebnisse finden sich in Tabelle 6.6.

6.3 Diskussion der Messergebnisse

Ziel dieser Diplomarbeit war die Bestimmung der Laufzeitunterschiede der Signalwege von den 37 Stationen des Grande-Arrays zur zentralen Datenerfassung. Diese Signalwege beinhalten die Detektoren, die Stationselektronik des schnellen logischen Signals innerhalb der Messstationen und die 700 m Signalkabel von den Stationen zur DAQ. Da die Laufzeiten der Signalkabel nicht mit der erforderlichen Präzision gemessen werden konnten, ergeben sich die Laufzeitunterschiede zwischen den einzelnen Stationen aus der Differenz der globalen Messung (vgl. Tabelle 6.1) und der Messung der Lichtlaufzeiten der Glasfasern (vgl. Anhang C). Beide Messungen sind sehr genau und im Rahmen der Fehler reproduzierbar.

Die Ergebnisse der Berechnungen sind in Tabelle 6.7 und in Abbildung 6.10 zusammengefasst. Die statistischen Fehler entsprechen den Standardabweichungen der globalen Messung. Die statistischen Fehler der LWL-Messung waren so klein, dass sie keinen Einfluss auf die Fehler der Endergebnisse hatten. Die systematischen Fehler ergaben sich durch Anwendung der Größtfehleraddition aus den systematischen Fehlern der Messung der globalen Laufzeiten und den systematischen Fehlern der LWL-Messung. Die systematischen Fehler der globalen Messung wurden dabei mit $\Delta t = \pm 2 \text{ ns}$ abgeschätzt und setzen sich aus den Unsicherheiten der einzelnen Elektronikbausteine der Messanordnung (speziell des CFDs und des TDCs) zusammen. Die systematischen Fehler der LWL-Messung sind aus Anhang C übernommen.

Im Laufe der Messungen fielen die Lichtwellenleiter der Stationen sechs und sieben aus. Dadurch war es nicht möglich, alle Messungen für diese Stationen durchzuführen. Während

6.3. DISKUSSION DER MESSERGEBNISSE

Station	Δt [ns]	Station	Δt [ns]
1	$-19.493 \pm 0.041 \pm 5.000$	20	$1.248 \pm 0.001 \pm 5.000$
2	$16.358 \pm 0.015 \pm 5.000$	21	$12.388 \pm 0.006 \pm 5.000$
3	$6.232 \pm 0.018 \pm 5.000$	22	$-1.591 \pm 0.034 \pm 5.000$
4	$7.595 \pm 0.014 \pm 5.000$	23	$6.111 \pm 0.007 \pm 5.000$
5	$-13.561 \pm 0.041 \pm 5.000$	24	$1.412 \pm 0.005 \pm 5.000$
6	$-20.831 \pm 0.042 \pm 5.000$	25	$-8.130 \pm 0.004 \pm 5.000$
7	N/A	26	$-2.488 \pm 0.010 \pm 5.000$
8	$-3.287 \pm 0.006 \pm 5.000$	27	$-0.823 \pm 0.006 \pm 5.000$
9	$18.472 \pm 0.010 \pm 5.000$	28	$-1.190 \pm 0.037 \pm 5.000$
10	$-5.839 \pm 0.012 \pm 5.000$	29	$-19.660 \pm 0.010 \pm 5.000$
11	$6.952 \pm 0.040 \pm 5.000$	30	$-8.734 \pm 0.005 \pm 5.000$
12	$4.689 \pm 0.007 \pm 5.000$	31	$18.643 \pm 0.008 \pm 5.000$
13	$6.545 \pm 0.008 \pm 5.000$	32	$0.995 \pm 0.010 \pm 5.000$
14	$-3.772 \pm 0.005 \pm 5.000$	33	$-0.448 \pm 0.034 \pm 5.000$
15	$-12.209 \pm 0.013 \pm 5.000$	34	$2.664 \pm 0.014 \pm 5.000$
16	$7.526 \pm 0.008 \pm 5.000$	35	$6.495 \pm 0.013 \pm 5.000$
17	$-6.716 \pm 0.035 \pm 5.000$	36	$8.144 \pm 0.012 \pm 5.000$
18	$-7.432 \pm 0.009 \pm 5.000$	37	$3.069 \pm 0.039 \pm 5.000$
19	$0.657 \pm 0.010 \pm 5.000$		

Tabelle 6.7: Die Laufzeitunterschiede der Signalwege für die 37 Messstationen des Grande-Arrays mit den zugehörigen statistischen und systematischen Fehlern.

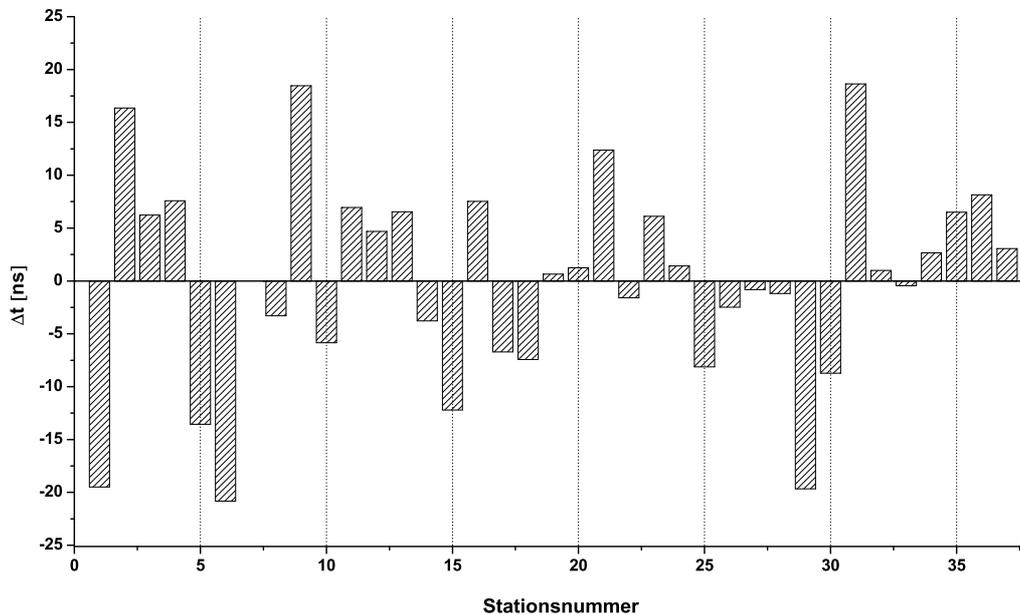


Abb. 6.10: Die Laufzeitunterschiede (in ns) der reinen Signalwege der 37 Grande-Stationen. Die Signalwege beinhalten die Detektoren, die Stationselektronik und die Signalkabel von den Stationen zu der zentralen Datenerfassung.

die globale Messung noch für alle Stationen Ergebnisse lieferte, war die Bestimmung der LWL-Laufzeiten für Station sieben nicht mehr durchführbar. Die Laufzeitdifferenzen dieser Station waren somit nicht bestimmbar. Neue Messungen mit Hilfe eines speziellen Diodenlasers bei $\lambda \approx 650 \text{ nm}$ zeigen, dass die Glasfaser zu Station sieben nicht gebrochen ist. Es besteht also die prinzipielle Möglichkeit, die Laufzeitdifferenz der Station im Nachhinein zu bestimmen. Eine Einzelmessung, bei der das gesamte Laserlicht, ohne Umweg über den Schmelzkoppler, direkt in die Faser der Station gekoppelt wird, war aus zeitlichen Gründen nicht bis zum Ende dieser Arbeit durchführbar.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde ein lasergestütztes Zeitkalibrationssystem für das KASCADE-Grande Detektorfeld entwickelt. Das System ist in der Lage, über einen 1×8 -Schmelzkoppler bis zu sieben Grande-Stationen gleichzeitig anzusprechen und die jeweiligen Laufzeiten gegen eine Referenz (PIN-Diode oder Photomultiplier) zu ermitteln. Damit ist es möglich, das Detektorfeld clusterweise zu vermessen. Die zugehörige Softwarekomponente berechnet aus den so erhaltenen 18 Clustermessungen die Laufzeitdifferenzen der 37 Detektorstationen. So konnte eine erste Zeitkalibration des Grande-Feldes durchgeführt werden.

Das Ergebnis der Zeitkalibration sind 37 Korrekturfaktoren (vgl. Tabelle 6.7), die als Laufzeitdifferenzen zwischen den Grande-Stationen zu verstehen sind. Der größte gemessene Laufzeitunterschied zwischen zwei Stationen lag bei etwas unter 40 ns. Die Ursachen dieser relativ großen Differenzen konnten hauptsächlich auf die 700 m langen Systemkabel zurückgeführt werden. Die vom Hersteller der Kabel angegebene Länge der Kabel von 700.00 ± 0.15 m war während der Laufzeitmessungen nicht reproduzierbar. Die Längen der zentral im Systemkabel liegenden Lichtwellenleiter schwanken zwischen 700.0 m und 708.2 m. Unabhängig davon dürften die Längendifferenzen der ebenfalls in den Systemkabeln enthaltenen Signalkabel noch wesentlich höhere Schwankungen aufweisen, als die Längen der Glasfasern, da diese mit einer ungefähren Ganghöhe von 22.5 cm um die Glasfasern gewickelt sind. Ein kleiner Fehler in der Ganghöhe ergibt so schon einen recht großen Fehler in der Gesamtlänge eines Signalkabels. Multipliziert mit dem Fehler des Systemkabels bzw. der Lichtwellenleiter erklärt dies die großen Laufzeitunterschiede.

Die Schwierigkeiten beim Aufbau des Lasersystems lagen in der Auswahl der verwendeten Geräte. Erst als auf qualitativ hochwertige Instrumente zurückgegriffen wurde, gelang es, einen Laserpuls ausreichender Intensität über die, für andere Wellenlängen als die verwendete, optimierten Lichtwellenleiter zu den Stationen zu senden. Für zukünftige Arbeiten in diesem Bereich sollte eine sorgfältige Vorauswahl der benutzten Geräte und Materialien erfolgen. So sollten Laser und Glasfasern besser aufeinander abgestimmt sein. Eine saubere Fasereinkopplung und ein leistungsfähiger Strahlteiler sind Voraussetzung für eine qualitativ hochwertige Ankopplung des Lasers an das Lichtverteilersystem. Der entgegen den Herstellerangaben relativ schlechte Strahlteiler, sollte zur Reduzierung des Aufwandes bei einer Neukalibration so ausgelegt sein, dass alle 8 Kanäle gleichmäßig hohe Lichtintensität emittieren.

Zusammenfassen ist zu sagen, dass die Zeitkorrekturfaktoren bis auf etwa ± 5 ns genau bestimmt werden konnten. Bei der Rekonstruktion der Richtung der Schauerachse ist damit eine Winkelauflösung von $\theta < 0.7^\circ$ möglich. Die Anforderungen an das vorgestellte Zeitkalibrationssystem wurden somit erfüllt. Das so vorkalibrierte Detektorfeld kann nun mit der vorgestellten Methode der „Zeitkalibration mit Luftschauern“ (vgl. Kapitel 4.3.1) im laufenden Betrieb mit noch höherer Präzision kalibriert werden.

Für zukünftige Kalibrationen verbleibt das Lasersystem in der Grande-DAQ. Eine Wiederholung der Kalibration für alle Stationen oder einen Teil kann so bei Bedarf oder in regelmäßigen Zeitabständen erfolgen und ist, mit der dafür notwendig Umverkabelung, innerhalb weniger Stunden durchführbar.

A Messung der Schmelzkoppler- und Detektorqualitäten

In der Tabelle sind die Ergebnisse der Messung zur Bestimmung der Qualitäten der Schmelzkopplerkanäle und der Fasern/Detektoren zusammengefasst. Diese Kombinationsmessung ergibt eine 37×7 Matrix, deren Zeilen für die jeweilige Station bzw. deren Detektor und deren Spalten für den jeweiligen Kanal des Schmelzkopplers stehen. An den entsprechenden Positionen der Matrix, stehen die in der Grande-DAQ gemessenen Peak-Spannungen (U_n mit $0 < n < 8$) des Analog Calibration-Signals der jeweiligen Station, die mit dem der Spalte entsprechenden Kopplerkanal angesteuert wurde. Die letzte Spalte beinhaltet schließlich die über alle Werte der zugehörigen Station gemittelte Spannung (\bar{U}_P), die ein Maß für die Qualität der entsprechenden Glasfaser-Detektor Kombination ist. Die letzte Zeile enthält die über alle Werte des entsprechenden Kopplerkanals gemittelte Spannung (\bar{U}_L), die ein Maß für die Qualität des entsprechenden Kanals darstellt. So ist es möglich, die Kanäle des Schmelzkopplers während der Cluster-basierten Messung so auf die Stationen eines Clusters zu verteilen, dass möglichst alle Stationen mit einer ähnlichen Lichtleistung angesteuert werden.

St	U_1 [mV]	U_2 [mV]	U_3 [mV]	U_4 [mV]	U_5 [mV]	U_6 [mV]	U_7 [mV]	\bar{U}_P [mV]
1	50	1600	170	120	90	70	0	300
2	30	800	80	260	500	190	20	269
3	50	450	90	250	100	160	10	159
4	70	700	150	370	160	250	20	246
5	30	220	50	150	60	100	10	89
6	40	200	50	120	30	100	10	79
7	10	70	40	70	20	70	0	40
8	20	120	50	120	30	70	0	59
9	30	150	50	100	30	120	10	70
10	110	240	200	370	100	400	30	207
11	100	400	150	300	80	300	20	193
12	90	280	170	250	800	450	40	297
13	20	700	160	1700	60	70	10	389
14	50	220	150	900	180	220	20	249
15	30	110	60	330	50	110	10	100
16	30	110	70	370	40	130	10	109
17	130	420	260	1300	180	480	40	401
18	120	1100	650	4000	1100	600	100	1096
19	20	40	40	90	30	50	0	39
20	10	30	30	80	30	50	0	33
21	120	320	270	700	200	210	50	267
22	10	20	20	50	20	30	0	21
23	50	140	120	300	100	190	30	133
24	10	40	30	80	20	50	0	33
25	20	60	50	150	40	90	10	60
26	20	60	50	140	40	80	10	57
27	100	260	230	620	190	380	50	261

St	U_1 [mV]	U_2 [mV]	U_3 [mV]	U_4 [mV]	U_5 [mV]	U_6 [mV]	U_7 [mV]	\bar{U}_P [mV]
28	70	200	190	450	150	280	30	196
29	30	70	70	170	50	100	20	73
30	100	240	220	600	200	350	40	250
31	20	60	60	140	40	80	10	59
32	10	20	20	40	20	30	0	20
33	30	60	60	120	50	80	20	60
34	20	50	40	100	30	60	10	44
35	60	140	130	330	110	200	30	143
36	80	180	170	400	130	240	30	176
37	0	30	30	60	20	40	0	26
\bar{U}_L [mV]	48	268	120	424	137	175	19	

B Ergebnisse der Cluster-basierten Messung

In der folgenden Tabelle sind alle Ergebnisse der Cluster-basierten Messung aufgeführt, wie sie vom Rekonstruktionsalgorithmus verwendet wurden, um die Laufzeitunterschiede zu berechnen. Zu jedem Messwert ist zudem die Streuung der jeweiligen Verteilung angegeben. Diese Streuung wird benutzt, um die statistischen Fehler nach den Gleichungen 5.18 und 5.20 zu berechnen.

	St	t_{TDC} [ns]	r.m.s. [ns]		St	t_{TDC} [ns]	r.m.s. [ns]
Cluster 1	1	213.138	0.741	Cluster 5	7	279.371	0.612
	2	283.910	0.919		8	263.408	0.918
	6	240.000	0.749		12	260.120	0.567
	7	280.955	0.642		13	269.667	0.523
	8	265.676	0.771		14	247.952	0.659
	12	263.115	0.597		18	252.753	0.540
	13	272.226	0.517		19	250.650	0.501
Cluster 2	2	285.330	0.763	Cluster 6	8	266.997	1.008
	3	268.039	1.205		9	268.494	0.687
	7	279.421	0.552		13	268.742	0.547
	8	268.106	0.759		14	251.539	0.975
	9	271.985	0.635		15	234.417	0.850
	13	273.049	0.603		19	250.279	0.516
	14	253.880	0.780		20	253.994	0.554
Cluster 3	3	269.283	1.010	Cluster 7	9	269.802	0.594
	4	274.264	0.592		10	249.548	0.484
	8	267.347	0.793		14	248.792	0.813
	9	270.738	0.571		15	233.916	0.865
	10	255.791	0.582		16	260.110	0.557
	14	249.618	0.640		20	252.481	0.492
	15	238.128	0.774		21	277.812	0.619
Cluster 4	4	274.577	0.555	Cluster 8	12	261.576	0.524
	5	245.548	0.642		13	266.634	0.537
	9	268.058	0.574		17	248.976	0.566
	10	254.246	0.595		18	252.185	0.523
	11	259.936	0.575		19	252.068	0.622
	15	235.073	0.892		23	261.857	0.506
	16	261.763	0.530		24	252.043	0.511

	St	t _{TDC} [ns]	r.m.s. [ns]		St	t _{TDC} [ns]	r.m.s. [ns]
Cluster 9	13	271.099	0.545	Cluster 14	20	255.457	0.593
	14	248.379	0.772		21	275.185	0.570
	18	251.152	0.542		25	247.153	0.735
	19	251.944	0.606		26	250.896	0.516
	20	252.515	0.468		27	259.179	0.607
	24	251.402	0.489		31	288.749	0.514
	25	247.422	0.727		32	262.248	0.525
Cluster 10	14	251.398	0.772	Cluster 15	23	263.707	0.556
	15	233.996	0.893		24	251.640	0.517
	19	252.367	0.612		28	249.826	0.592
	20	254.011	0.494		29	241.406	0.656
	21	278.417	0.597		30	254.605	0.678
	25	248.323	0.743		34	255.390	0.707
	26	251.663	0.498				
Cluster 11	15	235.537	0.826	Cluster 16	24	253.337	0.531
	16	259.562	0.544		25	245.701	0.796
	20	254.546	0.539		29	240.600	0.653
	21	278.111	0.567		30	254.549	0.688
	22	266.706	0.661		31	289.557	0.565
	26	250.888	0.474		34	255.661	0.765
	27	258.709	0.520		35	273.330	0.607
Cluster 12	18	253.791	0.596	Cluster 17	25	248.903	0.745
	19	250.015	0.560		26	250.001	0.523
	23	262.171	0.531		30	253.810	0.716
	24	254.006	0.607		31	289.670	0.566
	25	247.051	0.742		32	262.438	0.563
	29	241.385	0.640		35	271.768	0.567
	30	253.340	0.666		36	262.537	0.567
Cluster 13	19	251.408	0.514	Cluster 18	26	251.712	0.481
	20	252.347	0.491		27	258.242	0.602
	24	252.999	0.558		31	288.513	0.546
	25	247.740	0.727		32	262.187	0.496
	26	252.338	0.513		33	248.969	0.598
	30	253.906	0.677		36	261.945	0.557
	31	290.933	0.635		37	254.361	0.837

C Messung der LWL-Laufzeiten

Die Ergebnisse der Laufzeitmessungen der in den Systemkabeln enthaltenen Lichtwellenleiter. Zur Messung dieser Laufzeiten, wurden die beiden Fasern des Systemkabels in den Stationen miteinander verbunden und die Laufzeit eines Lichtsignals über beide Fasern bestimmt. Jeweils 1000 solcher Pulse wurden gemittelt und ergaben einen Messwert. Dabei wurden 100 solcher Messwerte aufgenommen. Diese 100 Messwerte schwankten dabei harmonisch zwischen zwei Zeiten (t_{\min} und t_{\max}). Die eigentlichen Messwerte t ergaben sich somit als Mittelwert der Umkehrpunkte der harmonischen Schwingung. Von diesen Werten mußte noch die Durchlaufzeit des zur Messung benutzten Gerätes abgezogen werden (275.7 ns). Die Hälfte der so korrigierten Werte entsprach dabei den Laufzeiten des einfachen Faserweges (t_{LWL}). Bei Station 7 konnte nach 1400 m Lichtweg kein Signal mehr gemessen werden. Die Dämpfung des Kabels scheint für die verwendete Messanordnung zu hoch zu sein.

St	t_{\min} [ns]	t_{\max} [ns]	t [ns]	Δt [ns]	t_{LWL} [ns]	LWL[m]
1	7195.5	7196.5	7196.0	3.0	3460.2	700.0
2	7265.5	7266.5	7266.0	3.0	3495.2	707.1
3	7252.2	7255.6	7253.9	3.0	3489.1	705.9
4	7264.6	7265.6	7265.1	3.0	3494.7	707.0
5	7251.2	7251.3	7251.3	3.0	3487.8	705.6
6	7252.2	7252.6	7252.4	3.0	3488.4	705.7
7	N/A	N/A	N/A	N/A	N/A	N/A
8	7271.0	7271.0	7271.0	3.0	3497.7	707.6
9	7233.6	7235.2	7234.4	3.0	3479.4	703.9
10	7251.7	7254.7	7253.2	3.0	3488.8	705.8
11	7236.5	7241.5	7239.0	3.0	3481.7	704.4
12	7248.3	7248.5	7248.4	3.0	3486.4	705.3
13	7262.5	7262.7	7262.6	3.0	3493.5	706.7
14	7244.6	7244.9	7244.8	3.0	3484.5	704.9
15	7227.0	7227.2	7227.1	3.0	3475.7	703.2
16	7236.6	7242.6	7239.6	3.0	3482.0	704.4
17	7244.9	7251.1	7248.0	3.0	3486.2	705.3
18	7255.8	7255.9	7255.9	3.0	3490.1	706.1
19	7237.9	7238.1	7238.0	3.0	3481.2	704.3
20	7237.0	7238.4	7237.7	3.0	3481.0	704.2
21	7263.7	7265.6	7264.7	3.0	3494.5	707.0
22	7269.7	7269.9	7269.8	3.0	3497.1	707.5
23	7248.7	7251.7	7248.7	3.0	3486.5	705.3
24	7238.8	7242.0	7240.4	3.0	3482.4	704.5
25	7242.5	7249.3	7245.9	3.0	3485.1	705.1
26	7239.6	7243.7	7241.7	3.0	3483.0	704.6
27	7251.4	7255.4	7253.4	3.0	3488.9	705.8
28	7237.2	7237.8	7237.5	3.0	3480.9	704.2
29	7257.5	7257.7	7257.6	3.0	3491.0	706.2
30	7261.3	7263.4	7262.4	3.0	3493.3	706.7

St	t_{min}[ns]	t_{max}[ns]	t[ns]	Δt[ns]	t_{LWL}[ns]	L_{LWL}[m]
31	7274.9	7278.6	7276.8	3.0	3500.5	708.2
32	7257.1	7257.5	7257.3	3.0	3490.8	706.2
33	7233.7	7233.8	7233.8	3.0	3479.0	703.8
34	7241.3	7241.4	7241.4	3.0	3482.8	704.6
35	7265.4	7269.3	7267.4	3.0	3495.8	707.2
36	7241.8	7244.2	7243.0	3.0	3483.7	704.8
37	7237.4	7237.6	7237.5	3.0	3480.9	704.2

D Stationskabellaufzeiten

In der folgenden Tabelle werden die Laufzeiten der Verbindungskabel der einzelnen Grande-Stationen aufgelistet. Im Einzelnen handelt es sich dabei um:

- C1: Kabel zwischen Detektor und PMT-Patchboard
- C2: Kabel zwischen PMT-Patchboard und Mixer/Multiplexer
- C3: Kabel zwischen Mixer/Multiplexer und Diskriminator
- C4: Kabel zwischen Diskriminator und RG58-Patchboard

Diese Werte konnten direkt von den Kabeln abgelesen werden und sind somit keine Messwerte. Der Fehler dieser Laufzeiten ist vernachlässigbar. Außerdem sind noch die an den PMTs anliegenden Hochspannungen eingetragen, die benötigt werden, um die Messungen der globalen Laufzeiten auf die Durchlaufzeiten der Photomultiplier zu korrigieren.

Station	C1 [ns]	C2 [ns]	C3 [ns]	C4 [ns]	$U_{\text{PMT}}[\text{V}]$
1	50.0	11.5	2.0	3.0	1965
2	50.0	8.0	3.0	3.0	1517
3	50.0	6.5	1.5	3.0	1584
4	50.0	9.0	2.0	3.0	1737
5	50.0	8.5	2.5	3.0	1730
6	50.0	8.5	2.0	3.0	1893
7	50.0	9.0	2.0	3.0	1719
8	50.0	10.0	2.0	3.0	1896
9	50.0	7.5	2.0	3.0	1883
10	50.0	11.5	2.0	3.0	1840
11	50.0	9.5	2.0	3.0	1768
12	50.0	8.5	3.0	3.0	1879
13	50.0	8.5	2.0	3.0	1788
14	50.0	7.5	2.0	3.0	1650
15	50.0	7.0	2.0	3.0	1717
16	50.0	5.0	2.0	3.0	1613
17	50.0	6.5	2.5	3.0	1922
18	50.0	7.0	2.5	3.0	1791
19	50.0	3.0	2.0	3.0	1570
20	50.0	5.0	3.0	3.0	1621
21	50.0	5.5	3.0	3.0	1856
22	50.0	4.0	2.0	3.0	1554
23	50.0	5.5	2.5	3.0	1673
24	50.0	5.0	2.5	3.0	1559
25	50.0	6.5	2.0	3.0	1851

Station	C1 [ns]	C2 [ns]	C3 [ns]	C4 [ns]	U _{PMT} [V]
26	50.0	5.0	2.5	3.0	1829
27	50.0	7.0	2.0	3.0	1794
28	50.0	7.0	2.0	3.0	1803
29	50.0	6.5	2.0	3.0	1917
30	50.0	4.5	2.0	3.0	1645
31	50.0	7.5	2.0	3.0	1756
32	50.0	5.5	2.0	3.0	1709
33	50.0	4.5	3.0	3.0	1720
34	50.0	10.5	2.0	3.0	1996
35	50.0	5.5	2.0	3.0	1817
36	50.0	8.0	2.0	3.0	1936
37	50.0	4.5	3.0	2.5	1794

E Messung der Stationskomponenten

Zur Bestimmung der Komponentenlaufzeiten wurden innerhalb der Stationen drei Messpunkte festgelegt (M1-M3, vgl. Abb. 6.7) die gegen eine Referenz (M0) gemessen wurden. Die jeweiligen Messpunkte beinhalten dabei jeweils folgende Komponenten:

M0 – Lichtwellenleiter

M1 – Lichtwellenleiter, Detektor+PMT, C1

M2 – Lichtwellenleiter, Detektor+PMT, C1, C2, Mixer/Multiplexer

M3 – Lichtwellenleiter, Detektor+PMT, C1, C2, Mixer/Multiplexer, C3, Diskriminator

Die Laufzeitdifferenzen zwischen den Mn und M0 sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt.

Station	$\Delta t_{M1}[\text{ns}]$	$\Delta t_{M2}[\text{ns}]$	$\Delta t_{M3}[\text{ns}]$	$t_{\text{cor}}[\text{ns}]$
1	44.0	68.4	87.2	10.7
2	46.8	66.8	86.8	4.0
3	45.2	64.8	82.0	5.0
4	43.2	64.0	80.8	7.3
5	44.8	65.2	87.2	7.2
6	N/A	N/A	N/A	N/A
7	N/A	N/A	N/A	N/A
8	45.2	68.0	86.8	9.7
9	43.6	62.8	80.8	9.5
10	41.2	65.6	80.8	8.9
11	49.2	71.2	87.2	7.8
12	45.2	66.0	84.0	9.5
13	46.0	66.4	83.2	8.1
14	47.2	67.2	83.6	6.0
15	46.4	65.6	82.8	7.0
16	46.0	62.0	78.4	5.5
17	45.2	64.4	81.6	10.1
18	44.4	63.6	86.0	8.1
19	47.2	62.4	79.6	4.8
20	44.8	60.4	79.2	5.6
21	44.0	60.0	75.2	9.1
22	50.0	65.6	80.0	4.6
23	47.2	64.4	80.8	6.4
24	50.0	66.0	85.2	4.6
25	45.2	64.0	81.2	9.0
26	46.8	64.0	82.0	8.7

Station	$\Delta t_{M1}[\text{ns}]$	$\Delta t_{M2}[\text{ns}]$	$\Delta t_{M3}[\text{ns}]$	$t_{\text{cor}}[\text{ns}]$
27	44.4	63.6	80.4	8.2
28	43.6	62.4	77.2	8.3
29	41.2	59.2	74.0	10.0
30	46.4	61.6	78.4	5.9
31	48.0	67.2	83.6	7.6
32	46.0	63.6	83.2	6.9
33	44.8	60.4	78.4	7.1
34	43.6	65.2	84.0	11.2
35	45.6	63.2	82.4	8.5
36	42.8	62.8	80.4	10.3
37	45.6	62.0	81.6	8.2

F Bilder

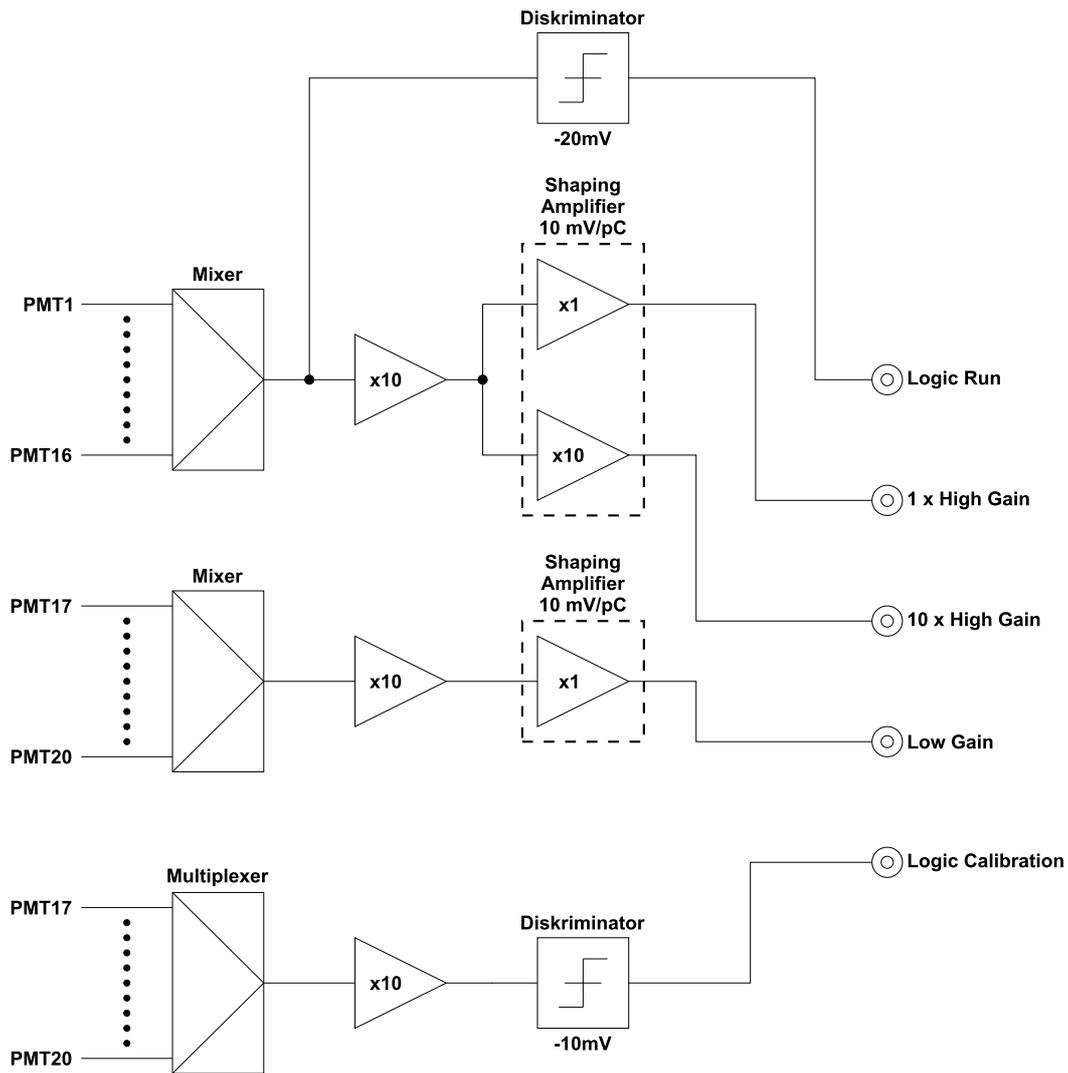


Abb. F.1: Die Signalelektronik der Grande-Stationen.

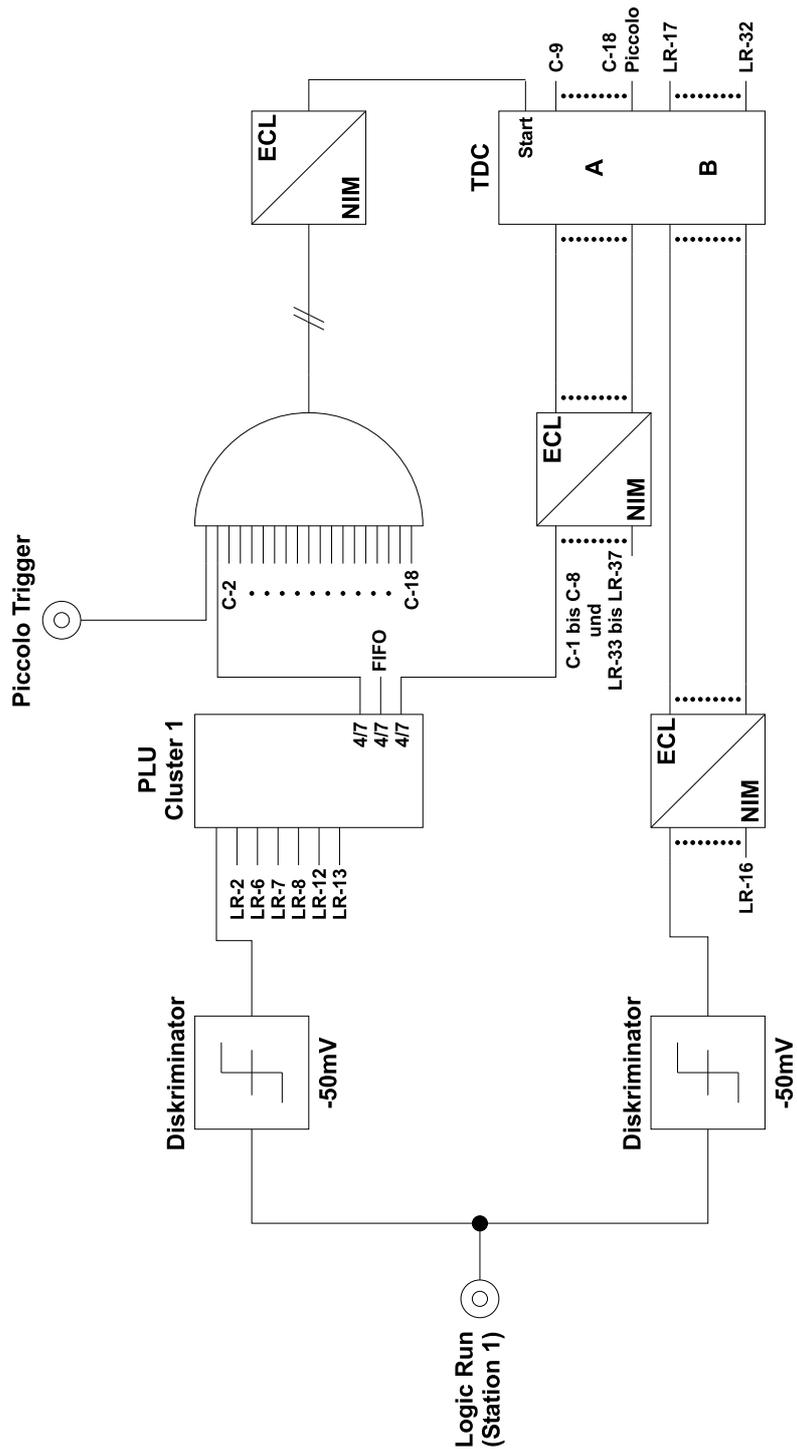


Abb. F.2: Ein vereinfachter Ausschnitt aus der DAQ-Elektronik. Gezeigt ist der Teil, der für das Timing wichtig ist am Beispiel von Station 1. Das Zeitsignal wird von einem TDC ausgewertet. Dieser wird von der 4/7-Koinzidenz, die von einer programmierbaren Logik-Einheit (PLU) erzeugt wird, gestartet und von den einzelnen Stations- und Clusterkanälen gestoppt.

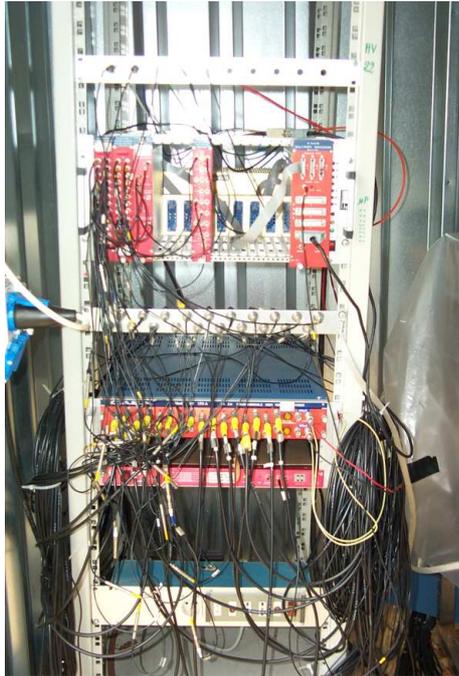


Abb. F.3: Das Elektronickrack einer Grande-Station. In dem NIM-Crate befinden sich von links nach rechts der Mixer/Multiplexer für den High Gain-Kanal, der Mixer/Multiplexer für den Low Gain-Kanal, der Shaping Amplifier, der Diskriminator und das HV-Steuermodul.



Abb. F.4: Blick in einen Detektor. Durch den Szintillator hindurch sind die beiden Photomultiplier für den High Gain- und den Low Gain-Kanal zu sehen.



Abb. F.5: Der verwendete Laser (Laser Science VSL-337) mit anmontiertem Farbstofflaser-Modul (Laser Science DLM-120) und Fasereinkopplung. Der Laserfarbstoff befindet sich in einer Quarzglasküvette unter der schwarzen zylindrischen Abdeckung. Die Mikrometerschraube dient zur Justierung des Beugungsgitters zur Wellenlängenselektion.

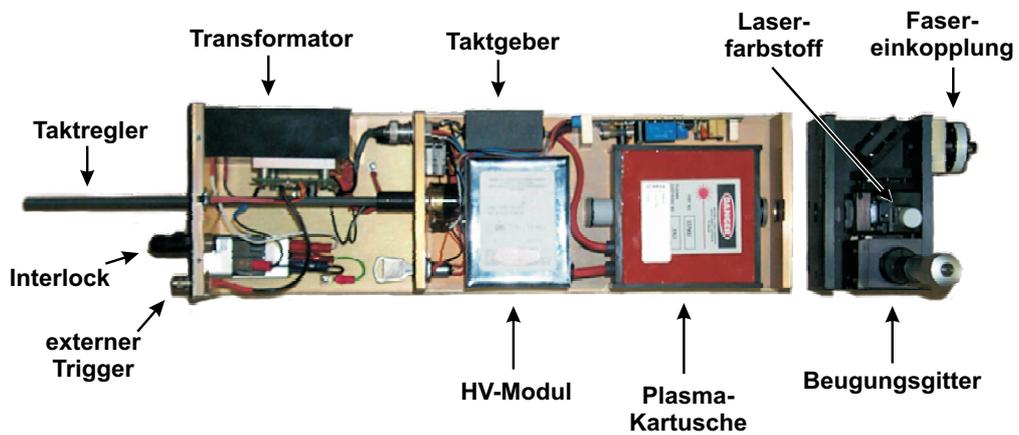


Abb. F.6: Der Laser samt Dye-Modul und Fasereinkopplung im geöffneten Zustand.

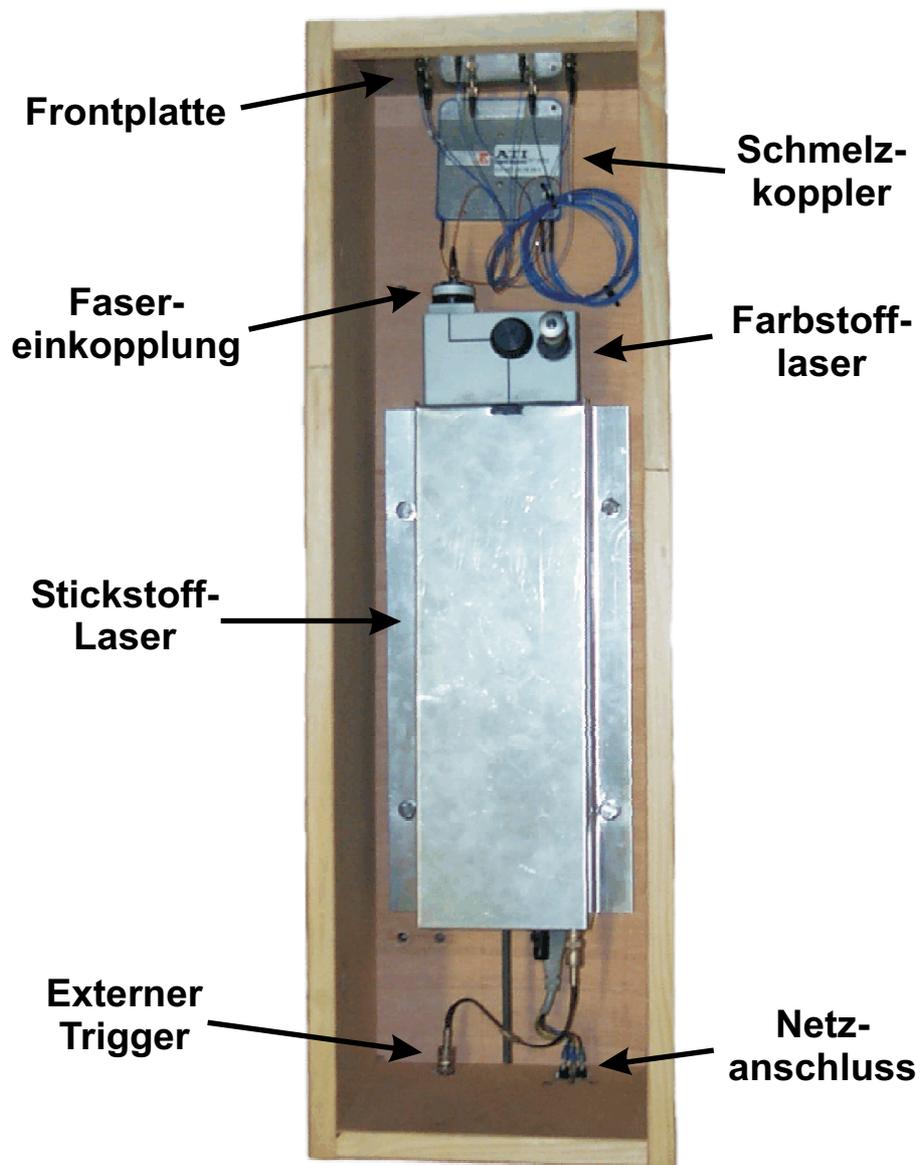


Abb. F.7: Die Laserbox. Zu sehen sind der Stickstofflaser, das nachgeschaltete Dye-Modul, die Faserankopplung und der Schmelzkoppler. In die Frontplatte sind acht FSMA-Kupplungen eingelassen an welche die Ausgangsfasern des Schmelzkopplers angeschlossen sind.



Abb. F.8: Das Startfenster des LCS.

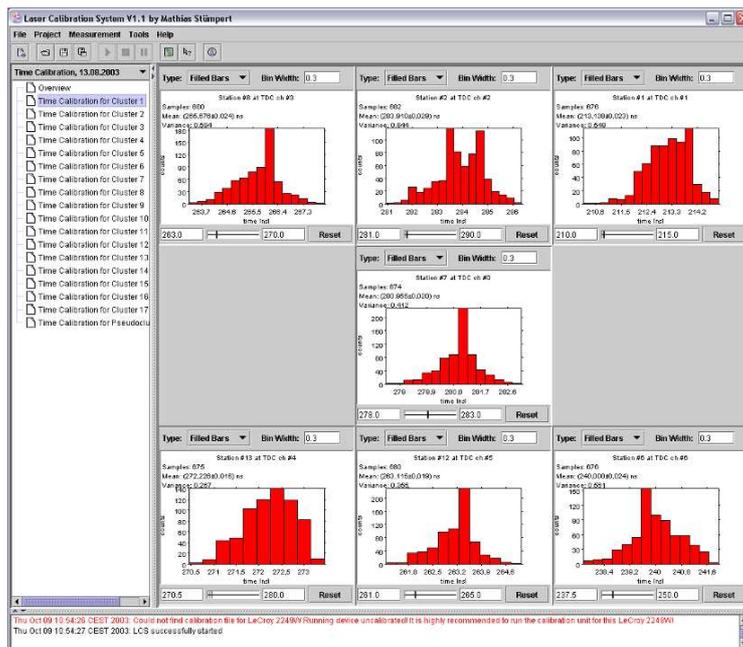


Abb. F.9: Die Hauptapplikation des LCS. Auf der linken Seite befindet sich der Projektmanager zur Verwaltung aller geöffneten Projekte und deren Messungen. Auf der rechten Seite sieht man eine clusterbasierte Zeitmessung mit Verteilungen der sieben Stationen aus Cluster 1.

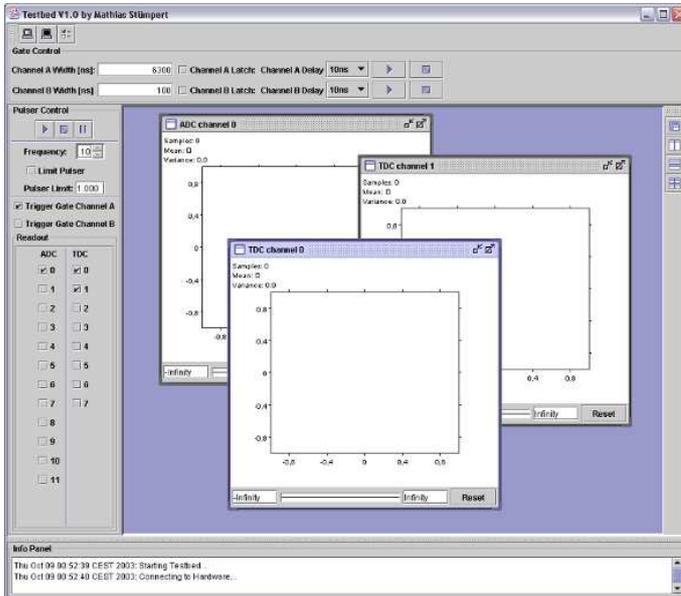


Abb. F.10:

Der Teststand (Testbed).
 Oben findet sich die Kontrolle für das Dual-Gate, links die Kontrollen für den Pulser und die Ausleselogik für ADC und TDC. In der Mitte sind die für die aktivierten ADC-/TDC-Kanäle reservierten Histogramme zu sehen.

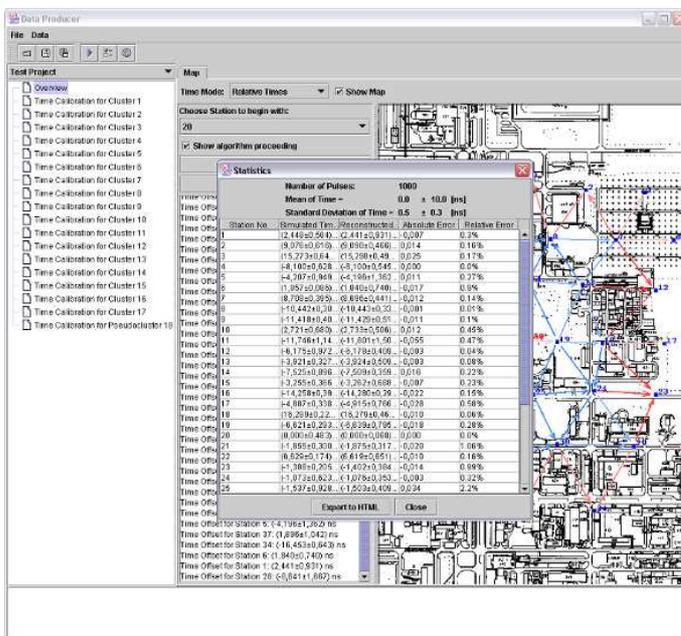


Abb. F.11:

Der Data Producer ähnelt im Aufbau der Hauptapplikation. Im Hintergrund ist ein Durchlauf des Rekonstruktionsalgorithmus zu sehen. Im Vordergrund sind die rekonstruierten Signalverzögerungen den simulierten gegenübergestellt.

Literaturverzeichnis

- [Aga98] <http://icrsun.icrr.u-tokyo.ac.jp/as/project/agasa.html>
- [Agl88] M. Aglietta et al.: Nucl. Instr. Meth. A277, (1988) 23
- [Agl90] M. Aglietta et al.: Nucl. Instr. Meth. A289, (1990) 490
- [Ako03] <http://www.akonis.nm.ru/Compounds/Junct/High/name.html>
- [Ant03] T. Antoni et al.: Nucl. Instr. Meth., Submitted 2003
- [Ati03] ATI Optique: Produkt Katalog Version 3.3, released 12.06.2003
- [Aug03] <http://www.auger.de>
- [Bat95] G. Battistoni, A.F. Grillo: Introduction to high energy cosmic ray physics
- [Bau92] F.C. Bauer: Ein lasergestütztes Zeitkalibrationssystem für das KASCADE-Array: FZK, 1992
- [Bie02] P.L. Biermann, G. Sigl: Introduction to Cosmic Rays: arXiv: astro-ph/0202425, 2002
- [Blo98] V. Blobel, E. Lohrmann: Statistische und numerische Methoden der Datenanalyse. Stuttgart, Leipzig: Teubner, 1998
- [Cam97] M. Campione, K. Walrath: Das Java Tutorial. Bonn: Addison-Wesley-Longman Verlag GmbH, 1997
- [Chi03] A. Chiavassa et al.: Proc 28th ICRC 2003
- [Fun98] D. Eberlein: Arbeitsblätter Lichtwellenleiter-Technik - Abzweigelemente; Artikel in Funkschau 25/98. <http://www.telkonet.de/heftarchiv/pdf/1998/fs25/fs9825057.pdf>
- [Gaa93] J. Gaarder: Sofies Welt. München, Wien: Carl Hanser Verlag, 1993
- [Gec90] S. Geckeler: Lichtwellenleiter für die optische Nachrichtenübertragung. Berlin; Heidelberg; New York; London; Paris; Tokyo; Hong Kong: Springer, 1990
- [Gra91] G. Grau, W. Freude: Optische Nachrichtentechnik. Berlin; Heidelberg; New York; London; Paris; Tokyo; Hong Kong, Barcelona: Springer, 1991
- [Gre60] K. Greisen: Ann. Rev. Nucl. Sci. 10 (1960) 63
- [Gru00] C. Grupen: Astroteilchenphysik - Das Universum im Licht der kosmischen Strahlung. Braunschweig/Wiesbaden: Vieweg & Sohn Verlagsgesellschaft mbH, 2000

- [Hau03] A. Haungs et al.: The KASCADE-Grande Experiment. Tokyo: The 28th International Cosmic Ray Conference, 2003
- [Hec98] D. Heck et al.: FZKA Report 6019, Forschungszentrum Karlsruhe, 1998
- [Hei97] W. Heinlein: Grundlagen der faseroptischen Übertragungstechnik. Stuttgart: Teubner, 1997
- [Hes12] V. Hess: Physikalische Zeitschrift 13, 1084, 1912
- [Hir92] <http://hires.physics.utah.edu>
- [Kam58] K. Kamata, J. Nishimura: Prog. Theoret. Phys. Suppl. 6, 93: 1958
- [Kne89] F.K. Kneubühl, M.W. Sigrist: Laser. Stuttgart: Teubner, 1989
- [Las89] Laser Science, Inc.: VSL-337 Nitrogen Laser, Dye Laser Modules. Cambridge: Rev. 6/89
- [LHC95] The LHC Study Group: The Large Hadron Collider - Conceptual Design. CERN/AC/95-05: Oktober 1995
- [Neu66] H. Neuert: Kernphysikalische Meßverfahren. Karlsruhe: G. Braun, 1966
- [Phi89] Data Handbook Photomultipliers (PC04). Philips Components, 1989
- [Rot03] M. Roth et al.: Energy Spectrum and Elemental Composition in the PeV Region. Tokyo: The 28th International Cosmic Ray Conference, 2003
- [Web72] H. Weber, G. Herziger: Laser, Grundlagen und Anwendungen. Weinheim/Bergstr.: Physik Verlag GmbH, 1972
- [Wie03] U. Wieland, Private Mitteilung, 2003

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denjenigen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Mein besonderer Dank gilt dabei

- PROF. DR. KARL-HEINZ KAMPERT für viele nützliche Ratschläge und für die Übernahme des Referats.
- PROF. DR. HANS BLÜMER für die Ermöglichung dieser Arbeit am Institut für Kernphysik und für die Übernahme des Korreferats.
- DIPL. PHYS. JURRIAN VAN BUREN für die Betreuung dieser Arbeit und für viele nützliche Ratschläge.
- DR. JÜRGEN WOCHLE für die tatkräftige Unterstützung bei der Durchführung der Messungen, seine ständige Hilfs- und Diskussionsbereitschaft und die Durchsicht dieser Arbeit.
- DR. HARALD SCHIELER für die Durchführung der Glasfaser-Messung, die vielen nützlichen Ratschläge und die Durchsicht dieser Arbeit.
- DIPL. PHYS. THOMAS BERGHÖFER und DIPL. PHYS. STEFAN PLEWNIA für die Bereitschaft zur Diskussion, die Durchsicht dieser Arbeit und die angenehme Arbeitsatmosphäre
- RALF HAMEL und ANDREAS WIEGELE Für die Durchsicht dieser Arbeit und den regen Gedankenaustausch auf nicht nur die Arbeit betreffenden Gebieten.
- NORBERT BECHTOLD und HANS SKACEL für die Hilfe bei technischen Problemen aller Art.
- HEIKE BOLZ und BERND HOFFMANN für die Unterstützung bei Fragen zur Elektronik und für die Durchführung der Glasfaser-Messung.
- Meiner Freundin STEFFI JÄGER, die mit mir gelitten und mir immer den Rücken gestärkt hat.
- Ein besonderer Dank gilt meinen Eltern ohne deren Unterstützung mein Studium nicht möglich gewesen wäre.

14. Oktober 2003

Mathias Stümpert

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig und nur unter Verwendung der angegebenen Quellen angefertigt habe.

Karlsruhe, den 14. Oktober 2003

Mathias Stümpert