

Charakterisierung von Photomultipliern und Beiträge zur Entwicklung eines Prototypen für Luftscherenkovmessungen

Diplomarbeit

vorgelegt von
Rayk Nachtigall

Institut für Experimentalphysik,
Universität Hamburg

Hamburg im Juli 2011



Gutachter:

1. Prof. Dr. Dieter Horns
2. Prof. Dr. Markus Drescher

Inhaltsangabe

In dieser Arbeit werden Photomultipliertubes (PMTs) für das HiSCORE-Projekt auf ihre Eigenschaften untersucht. Das HiSCORE-Projekt (*Hundred*² Square-km Cosmic ORigin Explorer*) ist ein nichtabbildendes Netzwerk von Cherenkovlichtdetektoren, deren zentrale Komponente ein PMT ist, zur Untersuchung von kosmischer γ -Strahlung.

Der PMT-Untersuchung geht die Entwicklung und der Aufbau eines Teststandes voraus. Die Bestimmung der PMT Eigenschaften umfassen: die Langzeitstabilität, die zeitliche Schwankung, den Konversionsfaktor der Photoelektronen und das Akzeptanzverhalten der Photokathode. Eine Diskussion der Ergebnisse und deren Einfluss auf die spätere Datennahme schließt sich an jede Messung an. Zudem werden zwei Komponenten der Ausleseelektronik (PMT-Sockel mit Signalabnahme und Ausleseboard) auf ihre Eignung geprüft. Diese werden mit weiteren Komponenten der Stationskontrolle der Detektorstation kombiniert.

Mit den Ergebnissen dieser Arbeit ist die Entwicklung und der Bau eines Detektorprototypen für HiSCORE fast abgeschlossen.

Abstract

In this thesis photomultiplier tubes (PMTs) used for the HiSCORE project are being investigated for their characteristics. The HiSCORE-project (*Hundred**i* Square-km Cosmic ORigin Explorer*) is an array of non-imaging Cherenkov detectors under construction for the study of cosmic very high energy (VHE) γ -rays. In HiSCORE PMTs are used to detect the Cherenkov light flashes produced by extensive air shower, which evolves when a VHE γ -ray hits the earths atmosphere.

Before the characterization of the PMTs, there is the development and assembling of a test bed. The following measurements of the PMT characteristics contain the longtime stability, the jitter, the conversion factor of photo electrons and the acceptance profile of the photo cathode. A discussion of the results and their influence on future data-taking is at the end of each measurement. Furthermore, two different components of the readout electronic (PMT socket with signal output and readout board) are tested. Afterwards these will be combined with other components of the detector station control.

With the results of this thesis the development and assembling of a detector prototype is nearly finished.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	6
1.1	Astroteilchenphysik	6
1.2	Kosmische Strahlung	7
1.3	γ -Astronomie	11
1.4	Detektion von kosmischer Strahlung und VHE- γ -Strahlung . .	12
1.5	HiSCORE	14
1.6	Ziele dieser Arbeit	17
2	Experimenteller Aufbau	18
2.1	Photomultipliertubes	18
2.1.1	Electron Tubes 9352KB	20
2.1.2	HAMAMATSU R5912	20
2.2	PHQ9352 iseg-Board	21
2.2.1	Weitere PMT-Basen	21
2.3	DRS4 Evaluationboard	22
2.4	Teststand	23
3	Messungen und Ergebnisse	27
3.1	Funktionstests	28
3.2	Langzeitmessung	29
3.3	Pulsanalysen	31
3.4	Basenvergleich	32
3.5	Relative zeitliche Schwankung	36
3.6	Hochspannung und Intensität	38
3.6.1	Hochspannungsuntersuchung	39
3.6.2	Intensitatuntersuchung	43
3.7	Spharische Messung	46

3.8	Vergleich der Photomultiplier	49
3.9	Test der Detektorkomponenten	50
3.9.1	Hardware	50
3.9.2	Testmessungen	51
4	Zusammenfassung und Ausblick	52
	Literaturverzeichnis	54
	Abbildungsverzeichnis	64
	Tabellenverzeichnis	66
A	Anhang	67

Kapitel 1

Einleitung

Es war nicht immer da. Doch Es existierte schon lange bevor wir Menschen da waren und Es wird auch noch da sein, wenn es uns nicht mehr gibt - *das Universum*. Dennoch versuchen wir seit unserem Auftauchen in der kosmischen Geschichte diesen dunklen Schirm mit den vielen Punkten zu beschreiben. Geschah das anfangs noch mit Magie und göttlichem Wirken, so wurde es in der griechischen Antike zu einer irdischeren und objektiveren Beschreibung des Gesehenen mittels der Astronomie. Die Astronomie wurde damals noch unabhängig von anderen Beschreibungen betrachtet, wie etwa der Bausteine der Natur, den Atomen, doch heute wissen wir, im Zuge des Bewusstseins immer größerer Vereinheitlichung, dass diese Bereiche viel gemeinsam haben. Heute werden Teilchen im Universum, also das Kleinste im Größten, durch die Astroteilchenphysik beschrieben.

1.1 Astroteilchenphysik

In der griechischen Antike sowie auch heute ist die Astronomie die Beschreibung der Sterne ($\alpha\sigma\tau\eta\rho$ = Stern, $\alpha\sigma\tau\rho\nu$ = Sternbild)[UB02]. Damals wurde auch die Theorie des kleinsten, unteilbaren Bausteins der Natur (das Atom, von griechischen $\alpha\tau\omicron\mu\omicron\varsigma$ = unzerschneidbar, unteilbar) aufgestellt. Einen Zusammenhang zwischen den beiden vermutete man aber nicht.

Die Astroteilchenphysik ist die Verbindung der Astronomie, der Teilchenphysik und der Kosmologie, mit der die Entstehung des Universums beschrieben wird. Im Einzelnen beschäftigt sich die Astroteilchenphysik mit Fragen zu [asp08]:

- der Natur der dunklen Materie und Energie
- der Stabilität von Protonen und die Physik des Urknalls
- den Eigenschaften von Neutrinos und deren Rolle in der kosmischen Evolution
- der Informationsgewinnung durch Neutrinos aus dem Inneren der Sonne und aus Supernova-Explosionen
- dem Ursprung von kosmischer Strahlung und die Betrachtung des Hochenergiehimmels
- der Detektion von Gravitationswellen und der Erforschung der Gravitation

1.2 Kosmische Strahlung

Die kosmische Strahlung wurde von Viktor Hess entdeckt. Dieser untersuchte ein Phänomen ionisierender Strahlung in der Atmosphäre mittels Ballonfahrten. Dieser Strahlung sprach er einen extraterrestrischen (kosmischen) Ursprung zu und nannte sie Höhenstrahlung [Hes12]. 1929 kamen W. Bothe und W. Kollhörster nach Messungen mit Geiger-Müller-Zählrohren zu dem Schluss, dass die Höhenstrahlung aus geladenen Teilchen besteht [BK29]. Nachdem Ende der 1930er Jahre, P. Auger Luftschauer als Sekundärererscheinung von kosmischer Strahlung belegte [AG39], zeigte M. Schein, dass die positiv geladenen Primärteilchen hauptsächlich Protonen sind [SJW41]. Spätere Experimente wiesen weitere komplett ionisierte Atomkerne als Bestandteil der kosmischen Strahlung nach [BP48] (die Zusammensetzung der kosmischen Strahlung, wie sie heute bekannt ist, ist in Abb. 1.1 zu sehen). Seit Mitte der 1940er Jahre haben immer bessere Experimente, zuerst mit Geiger-Müller-Zählrohren, dann zunehmend mit Photomultipliern, Szintillationszählern und Cherenkov-Zählern, gezeigt, dass das Spektrum der kosmischen Strahlung über einen großen Energiebereich einem Potenzgesetz, $dN/dE \sim E^\gamma$ (s. Abb. 1.2), folgt [BEH09]. Im Jahre 1958 wurde von G. V. Kulikov und G. B. Khristiansen ein Knick im differentiellen Energiespektrum bei einigen PeV ($10^{15} eV$) bemerkt, der heute als "Knie" bekannt ist [VGD⁺60]. Die Ursache für das Knie ist immer noch Gegenstand der aktuellen Forschung. Immer größere Detektorflächen und verbesserte Auflösungen

der Detektoren führten zwischen den 1960ern und den frühen 1990ern zur Etablierung des "Knöchels", einem weiteren Knick im differentiellen Energiespektrum [BCD⁺93], bei etwa $4 \cdot 10^{18} \text{ eV}$.

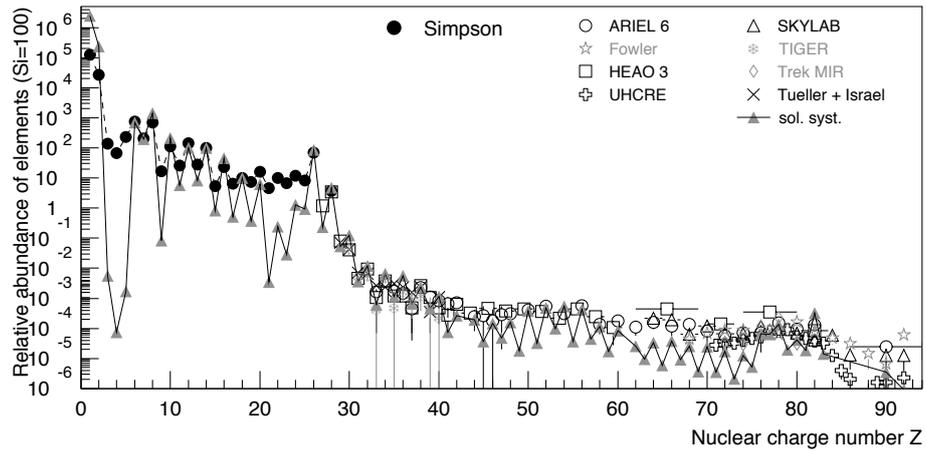


Abbildung 1.1: Häufigkeit von Elementen in der kosmischen Strahlung [BEH09].

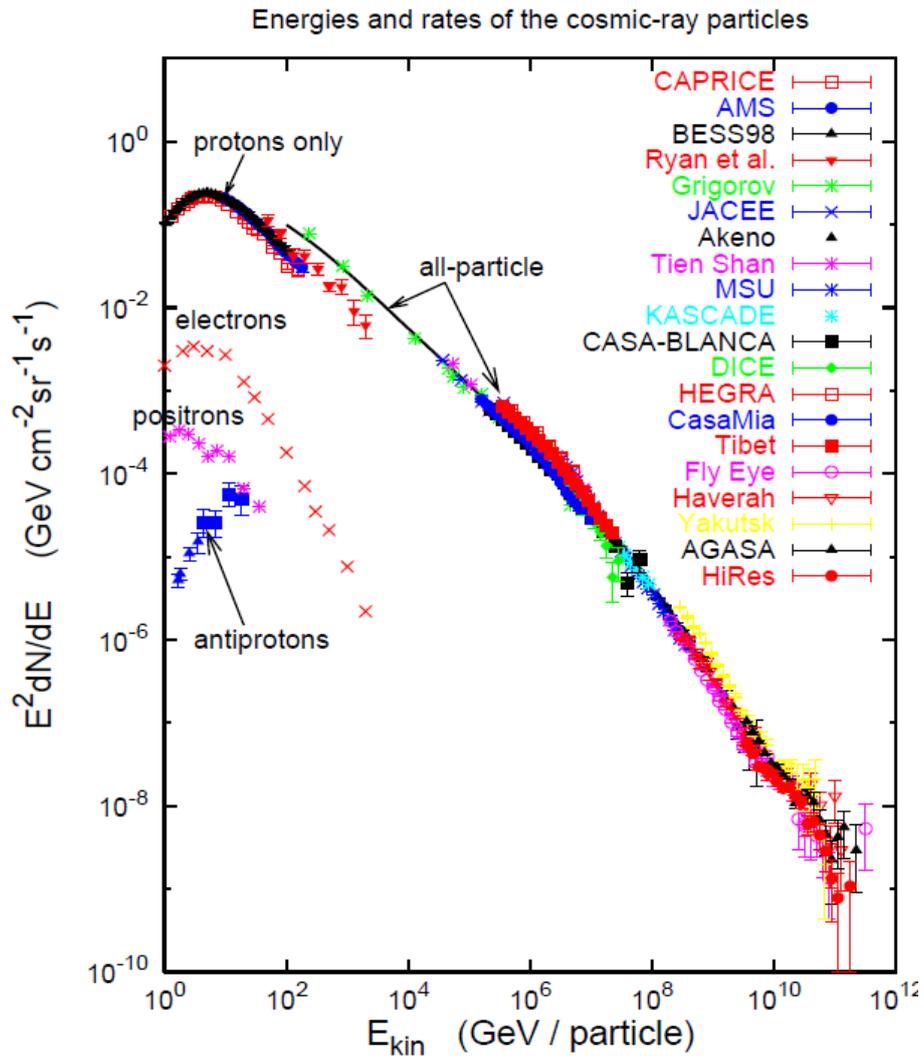


Abbildung 1.2: Flussspektrum der kosmischen Strahlung nach Hillas [Hil06].

Da das differenzielle Energiespektrum einem Potenzgesetz folgt, erhöht sich mit zunehmender Energie der Teilchen und dem damit geringer werdenden Teilchenfluss die notwendige Detektorfläche. Zudem wird es auch in diesem Verlauf immer schwerer, Aussagen über die Zusammensetzung und den Ursprung der kosmischen Strahlung zu machen. So kann bei Energien unterhalb des GeV-Bereiches auf satellitengestützte Experimente zurückgegriffen und einzelne Isotope nachgewiesen werden. Bei Ballonexperimenten im TeV-Bereich lassen sich einzelne Elemente unterscheiden. Überschreitet die Teilchenenergie 100 TeV, werden bodengestützte, großflächige Detektoren benötigt (auf die Art und Weise der Detektion wird weiter unten eingegangen). Erreichen die Detektorflächen Größen, mit denen auch der PeV-Bereich beobachtet werden kann, so sind nur noch Aussagen über Elementgruppen möglich, wohingegen bei den höchstenergetischen Teilchen allein schon die Zuordnung zu schwerem oder leichtem Primärteilchen eine Herausforderung darstellt [BEH09].

Wie schon erwähnt ist die Suche nach den Ursprüngen der kosmischen Strahlung mit zunehmender Teilchenenergie erschwert. Trotzdem wurden einige Quellen ausgemacht, die in der Lage sind, kosmischen Strahlung zu erzeugen und zu beschleunigen. Im Bereich unserer Galaxie sind dies Objekte mit großen Magnetfeldern, wie Supernovaexplosionen und Supernovaüberreste (supernova remnants, SNR) [BZ34]. In dem von E. Fermi [Fer49] (und Nachfolgern [Par55], [Tho55]) beschriebenen Mechanismus werden Teilchen durch starke Schockfronten z.B. aus Supernovaexplosionen beschleunigt. Die Teilchen durchlaufen dabei Beschleunigungszyklen in den Schockwellen. Die resultierende Teilchenenergie nimmt mit der Anzahl Zyklen, die sie durchlaufen, zu, die Wahrscheinlichkeit für hohe Energien, also eine immer größere Zyklenanzahl, nimmt dabei ab. Mit diesem Mechanismus sind Teilchenenergien bis etwa 10^{14} eV erreichbar [LC83]. Für Beschleunigungen bis zu 10^{17} eV (die durch galaktische Beschleuniger maximal erreichbare Energie) geht man davon aus, dass die kosmische Strahlung mit dem umgebenden Magnetfeld interagiert [LB00]. Bei Teilchen mit Energien ab 10^{18} eV geht man von extragalaktischen Quellen der kosmischen Strahlung aus. Kandidaten dafür sind aktive galaktische Kerne (active galactic nuclei, AGN) [PS92][BBC⁺09] und gamma-ray bursts (GRB)[Wax95].

An dieser Stelle sei auf Alternativen, die nicht auf Beschleunigungsprozessen (wie z.B. dem Top-Down-Modell) von ultra hochenergetischer kosmischer

Strahlung (UHECR), verwiesen [Bha00].

1.3 γ -Astronomie

Der Grundstein für die sehr hochenergetische γ -Astronomie wurde 1989 mit dem Whipple-Observatory gelegt, als dieses die erste TeV- γ -Strahlenquelle, den Krebsnebel, beobachtete [CFG⁺89]. Seitdem wurden ca. 80 γ -Quellen im sehr hochenergetischen Bereich (very high energy, VHE, $E > 100$ GeV) detektiert [HH09].

VHE- γ -Strahlung entsteht, sieht man von top-down-Prozessen ab, ausschließlich in der Wechselwirkung von geladenen Teilchen, Kernen oder Elektronen, mit der umgebenden Materie oder Strahlungsfeldern. Dabei spiegelt die γ -Produktionsrate die Dichte der beteiligten kosmischen Strahlung und deren Stoßpartner wider, somit folgt auch das Energiespektrum der VHE- γ -Strahlung einem Potenzgesetz. Das bedeutet auch, dass γ -Quellen Objekte mit einer großen Ausdehnung sind, deren Größe durch die Teilchenflussgeschwindigkeit, der Verteilung der Stoßpartner und der Lebensdauer der Teilchen bestimmt ist. Die Lebensdauer der Teilchen ist durch die Wechselwirkungen und die Strahlungsverluste gegeben [HH09].

Die Erzeugung von VHE- γ -Strahlung kann in zwei Prozesse unterteilt werden, einen leptonischen - Elektronen und Positronen - und einen hadronischen Prozess - Protonen und Atomkerne. Im leptonischen Prozess wird hochenergetische Strahlung durch den inversen Comptoneffekt (IC) erzeugt. Dabei streuen die sehr hochenergetischen Elektronen an niederenergetischen Photonen des umgebenden kosmischen Mikrowellenhintergrunds (cosmic microwave background, CMB), des Infrarot-, des optischen oder, in speziellen Fällen, des Röntgenbereichs [BG70]. Mit zunehmender Teilchenenergie und abnehmendem Wechselwirkungsquerschnitt nähert man sich dem Thomson-Limit. Dies ist abhängig von der Elektronenenergie und dem Streuphotonenfeld, so liegt es bei 300 TeV am CMB, 10 TeV an Infrarotlicht von Staub und 30 GeV an optischem Licht. Ab diesen Energien gibt es im Energiespektrum einen Cutoff und man spricht vom Klein-Nishina-Regime [MSCA05b], [MSCA05a].

Der hadronischen Prozess der Erzeugung von VHE- γ -Strahlung ist auf die Wechselwirkung von Protonen und Atomkernen mit interstellarem Material zurückzuführen. Dies hilft zudem bei der Lokalisierung von Beschleunigern

kosmischer Strahlung und beim Nachvollziehen der Ausbreitung von kosmischer Strahlung [HBC⁺97]. Bei z.B. der Wechselwirkung von Protonen mit Wasserstoff ist der Wechselwirkungsquerschnitt nur schwach energieabhängig, das führt zu einer Erhöhung der Sekundärproduktanzahl bei steigender Teilchenenergie nach einer Wechselwirkung. Typischerweise wird nach der Wechselwirkung, die Hälfte der Primärteilchenenergie von einem Atomkern getragen, die andere Hälfte teilt sich größtenteils auf geladene und neutrale Pionen (π^\pm , π^0) und zu einen kleinen Teil auf schwerere Kerne. Somit wird ungefähr $\frac{1}{6}$ der Primärteilchenenergie in γ -Photonen aus dem π^0 -Zerfall umgewandelt [KAB06], [KAB09].

Quellen für VHE- γ -Strahlung, also Orte, die eine große Ausdehnung, eine genügende Anzahl an Hadronen/Leptonen und Magnetfelder aufweisen, sind in unserer Galaxie SNRs, Pulsare und Pulsarwindnebel, kompakte Binärsysteme und stellare Cluster und Winde. Darüber hinaus ist ein Drittel der rund 60 galaktischen Quellen noch nicht klassifiziert. Im extragalaktischen Bereich sind AGNs, nahe Galaxien, starburst-Galaxien und ultraluminöse Infrarotgalaxien, galaktische Cluster, GRBs und UHECR-Quellen mögliche Entstehungsorte von VHE- γ -Strahlung [HH09].

1.4 Detektion von kosmischer Strahlung und VHE- γ -Strahlung

Aufgrund des geringer werdenden Teilchenflusses bei höheren Energien muss die Detektorfläche vergrößert werden, wenn man Teilchen und Photonen der höchsten Energien betrachten will. Hat man bei Teilchenenergien im GeV-Bereich noch mehr als 1000 Teilchen pro Quadratmeter und Sekunde, so sinkt der Fluss auf ein Teilchen pro Quadratmeter und Jahr im PeV-Bereich, Teilchen mit 100 EeV haben nur noch einen Fluss von einem Teilchen pro Quadratkilometer und Jahrhundert. Die Veranschaulichung dieser Flüsse erklärt auch, dass Messungen ab dem TeV-Bereich nicht mehr satellitengestützt sein können (COS-B [SBB⁺77], EGRET [BHH⁺01], AGILE [TBA⁺09] und aktuell Fermi LAT [AAA⁺10]), daher verlagert man die Detektion auf die Erdoberfläche. Dort kann der Teilchenfluss, im Gegensatz zu Weltraumexperimenten, nicht mehr direkt beobachtet werden, die Erdatmosphäre verhindert dies. Auf der anderen Seite dient gerade die Erdatmosphäre als Detektor für indirekte Beobachtungen von kosmischer Strahlung und

VHE- γ -Strahlung. Dringt ein Photon oder ein kosmisches Teilchen in die Erdatmosphäre ein und wechselwirkt mit Molekülen der Luft, so induziert dies einen Luftschauer. Dabei unterscheidet man den elektromagnetischen Schauer, durch Photonen ausgelöst, und den hadronischen Schauer, durch kosmische Strahlung ausgelöst [Sok89], [Gai90].

Bei elektromagnetischen Schauern wechselwirkt ein Photon mit dem Kernfeld eines Luftmoleküls, dabei entsteht ein $e^+ e^-$ -Paar (Paarerzeugung). Die erzeugten Elektronen und Positronen erzeugen wiederum Photonen durch Bremsstrahlung oder Annihilation (Paarvernichtung), was zu einer Wiederholung des Prozesses führt - eine elektromagnetische Kaskade entsteht. Mit fortschreitendem Prozess nimmt die mittlere Teilchenenergie ab, fällt diese dabei unter einen kritischen Wert (81 MeV in Luft) werden keine neuen $e^+ e^-$ -Paare erzeugt. Zu diesem Zeitpunkt beginnt der Schauer auszusterben. Wann dieser Zeitpunkt bzw. diese Höhe in der Atmosphäre erreicht wird, hängt von der Energie des Primärteilchens ab. Ein Beispiel dafür ist ein Photon mit einer Energie von 100 TeV, dessen resultierender Schauer sein Maximum bei 5 km über dem Meeresspiegel hat [Kar].

Bei hadroneninduzierten Schauern kommt es zur Wechselwirkung von Hadronen mit Luftmolekülen. Dabei entstehen zu ca. zwei Dritteln geladene Teilchen (z.B. π^\pm), die entweder wieder mit Luftmolekülen wechselwirken oder in Myonen und Neutrinos zerfallen, und zu einem Drittel neutrale Teilchen (z.B. π^0). Die neutralen Pionen zerfallen in Photonen ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) und lösen so elektromagnetische Kaskaden aus, diese bestimmen die Schauertiefe [Kar], [BEH09].

Ein Nebenprodukt all dieser Luftschauer ist Cherenkovlicht [Cer37]. Dieses wird durch geladene Teilchen erzeugt, deren Geschwindigkeit β höher ist als die lokale Lichtgeschwindigkeit c im durchquerten Medium. Das Licht wird unter einem vom Brechungsindex n abhängigen Winkel ϑ abgestrahlt:

$$\cos \vartheta = \frac{ct/n}{\beta ct} = \frac{1}{\beta n}. \quad (1.1)$$

Der Winkel ϑ ist der Cherenkovwinkel, dieser hat in Luft eine maximalen Wert von $1,3^\circ$ ($n=1,00029$). Im Gegensatz zu den Luftschauern stirbt der Lichtkegel nicht aus und ist somit auch auf Meeresniveau beobachtbar.

Die leptonischen und hadronischen Schauer und auch das Cherenkovlicht werden von Experimenten zur Erforschung der kosmischen Strahlung (Pier-

re Auger [Man03], KASKADE [BBB⁺93] - Luftschauer; TUNKA [CKK⁺01] - Cherenkovlicht) und der VHE- γ -Strahlung (Whipple [CFH⁺89], HEGRA [AAe93], MAGIC [LT00], H.E.S.S [HES00], HAWC [Sin05], CTA [dC08], AIROBICC [KMe93] - Cherenkovlicht) genutzt. Bei den γ -Experimenten wird weiterhin die Art der Detektion unterschieden. So gibt es abbildende Systeme, die sich den Cherenkovlichtkegel direkt betrachten. Genauer sind dies Spiegelteleskope oder ein Verbund mehrerer Spiegelteleskope, auch *Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes (IACT)* genannt (Whipple, HEGRA, MAGIC, H.E.S.S., HAWC, CTA). Sie besitzen eine Sensitivität von ca. 1% des Flusses des Krebsnebels, eine Winkelauflösung von 5' für einzelne γ -Photonen, eine Energieauflösung von ca. 15% und die Möglichkeit eine Quelle mit einer Genauigkeit von 10" zu bestimmen. Bedingt durch den geringen Beobachtungsbereich von 5° ist der Beobachtungszeitraum für einzelne Quellen beschränkt [HH09]. Das derzeit wichtigste IACT-Experiment ist das nach Viktor Hess benannte *H.E.S.S.*. Es steht in der Steppe Namibias und besteht aus vier Teleskopen. Seit es 2002 den Betrieb aufnahm, trug es bis heute durch die Entdeckung eines Großteils der bekannten γ -Quellen entscheidend zur Erweiterung des γ -Himmels bei.

Neben den abbildenden Systemen gibt es auch nicht-abbildende Systeme: die showerfront-sampling-Experimente (KASKADE, TUNKA - kosmische Strahlung; AIROBICC [KMe93] - γ -Strahlung). Diese bestehen aus einem Feld von Detektoren, die in einem bestimmten Abstand zueinander aufgestellt sind. Bei ihnen wird das Primärteilchen über die Anzahl der reagierenden Detektoren (Ausdehnung des Schauers) und die Laufzeitunterschiede der Detektoren, wenn die Schauerfront ankommt (Einfallrichtung des Primärteilchens) bestimmt.

1.5 HiSCORE

HiSCORE (Hundred**i* Square-km Cosmic ORigin Explorer) [THH⁺11] ist ein geplantes Experiment zur Erforschung des Beschleunigerhimmels (accelerator sky). Ziel dieses Experimentes ist es, eine Antwort auf die Frage der Herkunft kosmischer Strahlung für Energien oberhalb des "Knie" zu finden. Zudem können die Daten des Experimentes auch einen Einfluss auf Antworten anderer fundamentaler Fragen der Teilchenphysik haben. Dazu gehören Fragen, die folgende Themen betreffen:

- Messungen zum Proton-Proton-Wirkungsquerschnitt bei höchsten Energien
- Suche nach Quark-Gluonen-Plasma in Luftschauern
- Axion-Suche im galaktischen Magnetfeld
- Suche nach Lorentz-Invarianz-Verletzungen
- Suche nach schweren supersymmetrischen Teilchen (wimpzillas)

Dabei wird mit einem bodengestützten, großflächigen und weitwinkligen Detektorfeld die kosmische Strahlung und kosmische γ -Strahlung von kosmischen Beschleunigern auf deren Ursprung untersucht. Die Untersuchungen umfassen den Energiebereich von 10 TeV bis 1 EeV. Das Detektorfeld ist eine nichtabbildende Luft-Cherenkov showerfront-sampling Anlage, die mit Lichtkollektoren ausgestattet ist. Diese messen die Intensität und die Ankunftszeiten des atmosphärischen Cherenkovlichts. Damit kann über die Rekonstruktion die Schauertiefe in der Atmosphäre und die Herkunft, die Energie und die Art des Primärteilchens (Photon oder Hadron/Lepton) bestimmt werden [HTH11]. Die Detektorstationen (Abb. 1.3) im Einzelnen bestehen aus vier 6-Stage-Photomultipliern (PMTs) mit jeweils einem Winston-Cone mit einem Halböffnungswinkel von 30° zum Zenit. An die PMTs schliesst sich je ein Hochspannungsboard mit Spannungsteiler und Spannungsversorgung an. Am Hochspannungsboard werden zudem Signale an der Anode (high-gain-channel) und der 5. Dynode (low-gain-channel) abgegriffen. Im Weiteren folgen ein Clipper und Summierer für die Signale. Diese dienen als Trigger für den DRS4-Chip, der zur Signalauslese und Digitalisierung dient. Basierend auf diesem Stationskonzept wurden Schauersimulationen durchgeführt und die so gewonnene Beobachtungssensitivität mit anderen vorhandenen und in der Planung befindlichen Experimenten verglichen (Abb. 1.4). In die Sensitivität ist die Weitwinkligkeit und die 4-Photomultiplier-Koinzidenz pro Station eingeflossen. Ersteres bietet den Vorteil, dass der Detektor permanent einen großen Himmelsbereich erfasst (in der Größenordnung eines Steradian) und somit, im Gegensatz zu Cherenkov-Teleskopen, die Beobachtungszeit von Quellen kosmischer und γ -Strahlung größer ist. Letzteres ermöglicht eine so niedrige Triggerschwelle, dass Ereignisse, die sich nur wenig vom Nachthimmelsleuchten (night sky brightness, NSB) abheben, erfassbar sind.

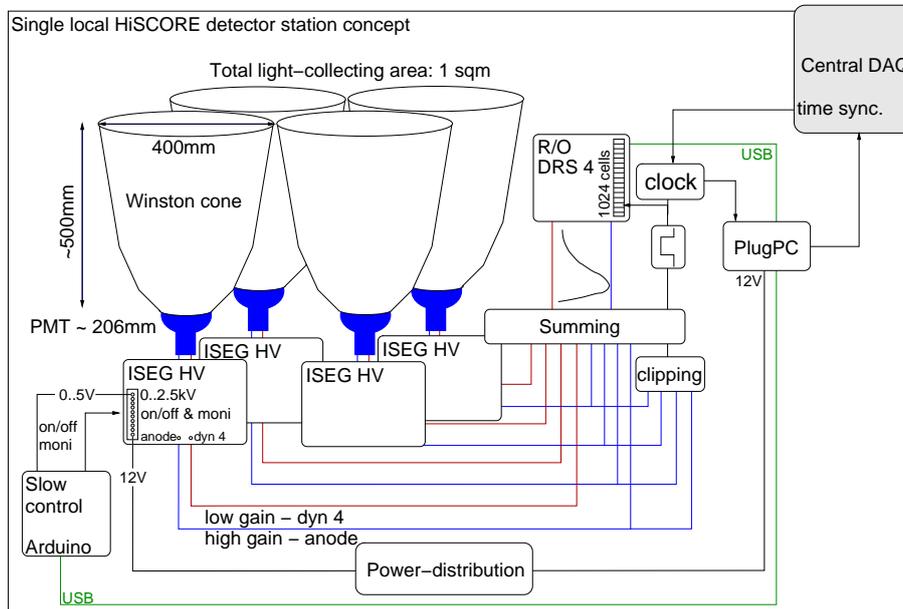


Abbildung 1.3: Schema des HiSCORE-Detektors [THH⁺11].

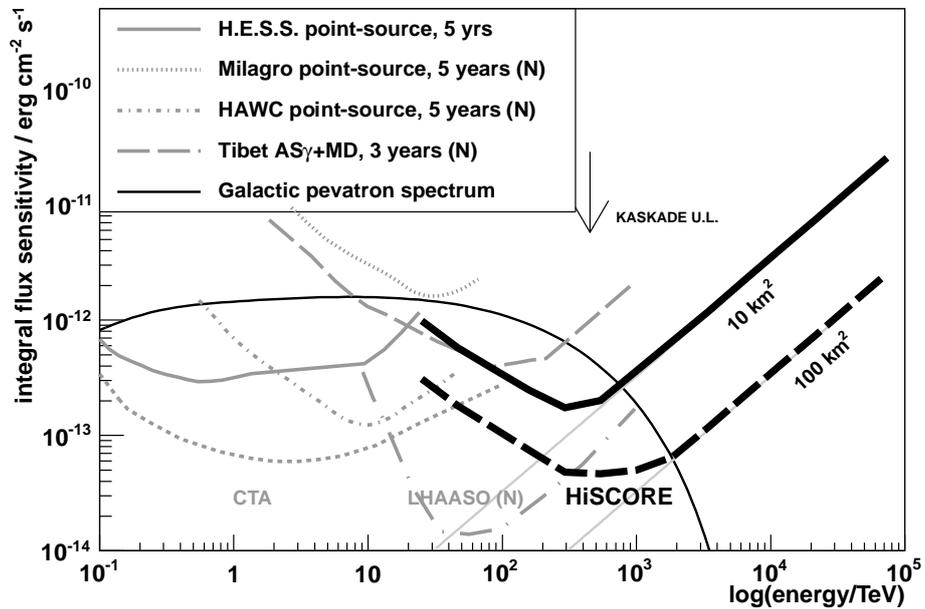


Abbildung 1.4: Beobachtungssensitivitäten von HiSCORE und anderen Experimenten [THH⁺11].

1.6 Ziele dieser Arbeit

Diese Arbeit dient der Untersuchung von Photomultipliern (PMTs) für den Bau eines Detektorprototypen für das HiSCORE-Projekt. Die Untersuchung der PMTs beinhaltet hierbei auch die Entwicklung eines Teststandes, mit dem eine detaillierte Charakterisierung der PMTs möglich ist. Des Weiteren soll eine Ausleseelektronik für den PMT, basierend auf dem DRS4-Evaluationboard, getestet werden. Ist dies abgeschlossen, so folgt die Kombination der Apparate dieser Arbeit mit denen der Arbeit von Robert Eichler [Eic].

Kapitel 2

Experimenteller Aufbau

Dieses Kapitel befasst sich mit den grundlegenden technischen Komponenten dieser Arbeit. Zudem wird noch auf die Entwicklung und Anwendung dieser eingegangen. Danach wird, neben anderen, die Photomultiplierbasis der Firma iseg vorgestellt, da diese explizit für das HiSCORE-Projekt entwickelt wurde. Im Weiteren wird das DRS4-Evaluationboard vorgestellt und dessen Verwendung für die Auslese begründet. Abschließend werden die Anforderungen und die Realisierung eines Teststandes für diese Arbeit diskutiert und dargestellt.

2.1 Photomultipliertubes

Die Entwicklung der Photomultiplier nimmt mit der Entdeckung des photoelektrischen Effekts 1887 durch H. Hertz [Her87] ihren Anfang. Hertz berichtete in seiner Arbeit über den Einfluss von ultraviolettem Licht auf elektrische Entladungen, dieser Effekt wurde 1888 von W. Hallwachs bestätigt [Hal88]. Im darauf folgenden Jahr wurde dieser Effekt auch unter Einfluss sichtbaren Lichtes bei Alkalimetallen beobachtet und von J. Elster und H. Geitel beschrieben [EG89]. Diese Beobachtungen gipfelten dann 1905 in der Quantenhypothese des Lichtes, die von A. Einstein formuliert wurde [Ein05]. All dies bildet die Voraussetzung für die Entwicklung der Photokathode. Im Verlauf folgender Jahre wurden Stoffzusammensetzungen für Photokathoden gefunden, die immer höhere photoelektrische Sensitivität aufwiesen und somit auch unter Einfluss nahinfraroter Strahlung Elektronen emittierten [Kol30].

Die erste Beschreibung von sekundärer Elektronenemission stammt aus dem Jahr 1902 [AS02]. Weitere Untersuchungen der elektronenvervielfältigenden Wirkung dieses Effektes und die Kombination mit einer Photokathode führten zur Entwicklung des ersten Photomultipliers 1935 [IS35]. Hatte dieser noch nur eine Dynode, so hatte 1936 der Photomultiplier von V. K. Zworykin schon mehrere Dynoden und nutzte ein elektrisches und ein magnetisches Feld zum Orientieren der Elektronenbahnen [ZM36]. In ihrer heutigen Form (vgl. Abb. 2.1), mit einer Photokathode, der eine Fokuselektrode und ein Sekundärelektronenvervielfacher (Dynoden) folgt, existieren sie seit 1939 [ZR39].

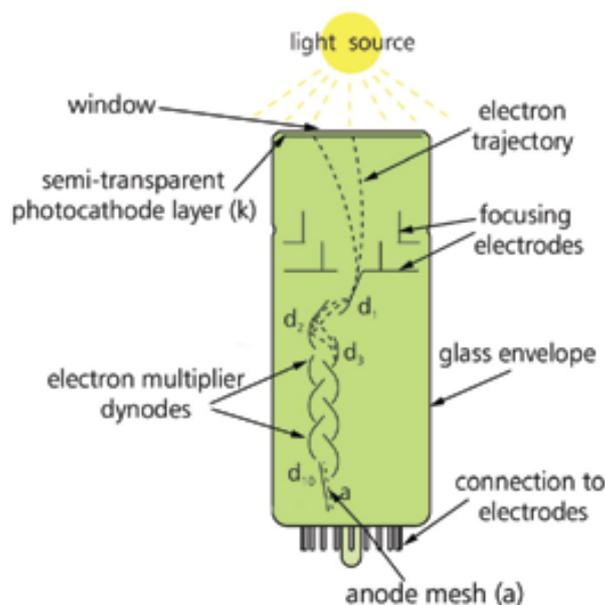


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung eines PMTs [und08].

Photomultiplier, wie der Name schon sagt, verstärken Signale, die von Photonen an der Photokathode induziert werden. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon ein Photoelektron auslöst, ist durch die Quanteneffizienz $\eta(\lambda)$ gegeben. Diese ist wellenlängenabhängig und ergibt sich aus dem Quotienten aus Photoelektronenzahl n_e und der Anzahl der Photonen $n_\nu(\lambda)$, die auf die Kathode treffen:

$$\eta(\lambda) = \frac{n_e}{n_\nu(\lambda)}. \quad (2.1)$$

Ist ein Photoelektron ausgelöst worden, wird dieses mittels der Fokuselek-

trode auf die erste Dynode gerichtet. Dort beginnt der Verstärkungsprozess. Dabei erhöht sich die Elektronenzahl an jeder Dynode um einen materialabhängigen Wert g_D . Entsprechend der Dynodenanzahl n und unter der Voraussetzung, dass die Widerstände zwischen den Dynoden gleich groß sind, potenziert sich dieser Prozess, so dass die Gesamtverstärkung g_{ges} des Photomultipliers gegeben ist durch (vgl. [TO98]):

$$g_{ges} = g_D^n. \quad (2.2)$$

Hinter den Dynoden folgt die Anode, an der das verstärkte Signal ausgelesen wird. Um den Verlauf der Elektronen von Dynode zu Dynode zu regeln, besitzen diese elektrische Potentiale, die von der ersten zur letzten Dynode größer werden. Realisiert wird dies mit einem Spannungsteiler in zwei Varianten, zum Einen durch das Anlegen einer negativen Hochspannung an den Photomultiplier, wobei die negative Spannung auf der Photokathode liegt und dann zur Anode hin auf null steigt. Zum Anderen durch das Anlegen einer positiven Hochspannung, die von der Anode zur Kathode auf null abfällt.

2.1.1 Electron Tubes 9352KB

Der PMT 9352KB wurde für das AIROBICC-Experiment [Kar] entwickelt und steht daher aus den Restbeständen dieses Experimentes zur Verfügung. Neun Stück davon wurden im Rahmen dieser Arbeit untersucht (Tab. 3.1). Dieser PMT kann zudem noch von der Firma Electron Tubes bestellt werden. Es handelt sich dabei um einen PMT mit einem Durchmesser von 8", sechs Dynoden und einer Verstärkung (gain) von $g = 0,01 \cdot 10^6$ bei einer nominellen Spannung von -1,4 kV (s. Anhang A).

2.1.2 HAMAMATSU R5912

Dieser PMT ist die Alternative der Firma Hamamatsu zum vorher beschriebenen PMT von Electron Tubes. Er besitzt die gleiche Größe, verfügt jedoch über zehn Dynoden und damit verbunden eine höhere Verstärkung von $g = 1,0 \cdot 10^7$ bei einer Spannung von +1,5 kV. Für weitere Informationen befindet sich das Datenblatt des PMTs im Anhang A.

2.2 PHQ9352 iseg-Board



Abbildung 2.2: Basis PHQ9352 der Firma iseg mit Sockel B20.

Die PHQ9352 der Firma iseg ist eine Hochspannungsplatine für den PMT 9352KB von Electron Tubes, die speziell für das HiSCORE-Projekt entwickelt wurde und zusammen mit dem Sockel B20 von Electron Tubes die Basis für den PMT bildet (Abb. 2.2). Neben einem Spannungsteiler für Kathode, Dynoden und Anode befindet sich auf ihr die Hochspannungserzeugung. Dies bietet große Vorteile im späteren Betrieb, da die Versorgung der PMTs mit einem Akku gewährleistet werden kann. Die Basis benötigt eine Versorgungsspannung von 12 V und eine 5 V-Regelspannung, die mit einer Umsetzung von 1:500 die Hochspannung des PMTs einstellt. Bezüglich der Auslese des PMTs besitzt die PHQ9352 zwei Ausgänge, einen an der Anode und einen an der vorletzten Dynode. Im späteren Betrieb dienen die beiden Signale zur Gain-Bestimmung (s. Kap. 3). Darüber hinaus kann durch die Signalabnahme an der Dynode der Messbereich erweitert werden, wenn das Anodensignal in Sättigung geht (s. Kap. 2.3).

2.2.1 Weitere PMT-Basen

Neben der PHQ9352 werden in dieser Arbeit drei weitere Basen für den PMT von Electron Tubes untersucht. Diese sind im Einzelnen eine Basis der Firma Brandner, die noch aus den Beständen des AIROBICC-Experimentes

stammt, und zwei Basen von Electron Tubes: die RB1106HSN2, eine Widerstandsbasis, bei der der Spannungsteiler nur aus Widerständen besteht, und die TB1106HSN2, eine Transistorbasis, bei der der Spannungsteiler ab der dritten Dynode aus Transistoren besteht.

Die Basis der Firma Brandner generiert, wie die PHQ9352, die Hochspannung für den PMT am Sockel, sie muss dadurch nur mit einer niedrigen Spannung von wenigen Volt gespeist werden. Im Gegensatz zur PHQ9352 ist an der Basis von Brandner nur die Auslese der Anode gegeben. Die Basen von ET müssen mit Hochspannung versorgt werden und generieren diese nicht selbst wie die anderen beiden. Zudem kann neben dem Anodensignal das Signal der letzten Dynode gemessen werden.

2.3 DRS4 Evaluationboard

Der DRS4-Chip wurde am Paul-Scherrer-Institut (PSI, Schweiz) entwickelt und ist ein Switched Capacitor Array (SCA). Dabei steht DRS für Domino Ring Sampler. Das Grundprinzip der Datendigitalisierung und Auslese besteht aus einem kontinuierlichen Kreislauf, in dem Signale geschrieben und ausgelesen werden. Bei einer Aufteilung des Signals auf 1024 bins und einer Auslesezeit von 30 ns pro bin kann so eine theoretische Signalarate von 30 kHz verlustfrei gemessen werden. Der Chip bietet zudem die Möglichkeit, Signale über acht Kanäle mit einer Sample-Frequenz bis zu je 6 GSPS (Giga-samples per second) zu digitalisieren.

Um die Arbeit mit dem Chip zu vereinfachen und dessen grundlegenden Möglichkeiten zu nutzen, wurde ebenfalls am PSI das Evaluationboard entwickelt (Abb. 2.3). Dieses verfügt über vier Kanäle, bei denen je zwei Kanäle des Chips differenziell geschaltet sind. Signale können mit einer Auslesefrequenz von 0,5 GSPS bis 5 GSPS genommen werden, bei 1024 bins entspricht dies Zeitfenstern von 2 μ s bis 200 ns. Das Board lässt sich über einen USB-Anschluss steuern und auslesen und besitzt zudem auch einen LEMO-Anschluss für einen externen Trigger. Vergleichbar ist das Evaluationboard mit einem 4-Kanal-Oszilloskop¹.

¹http://drs.web.psi.ch/docs/manual_rev11.pdf



Abbildung 2.3: DRS4-Evaluationboard Version 3.

2.4 Teststand

Ein Teil dieser Arbeit besteht aus der Entwicklung eines Teststandes für die Charakterisierung von PMTs. Dieser muss so konzipiert sein, dass er neben der einfachen Beleuchtung des PMTs auch die Anforderungen einer sphärischen Messung erfüllt, also auch Möglichkeiten bietet, die Oberfläche des PMTs an definierten Stellen zu beleuchten. In Anbetracht der späteren Anwendung und Ereignisrekonstruktion müssen auch vier PMTs gleichzeitig messbar sein, um deren zeitliche Schwankungen untereinander zu ermitteln. Ein weiterer Aspekt, der im Aufbau des Teststandes berücksichtigt werden sollte, ist die Implementierung der Ausleseelektronik, die beim Detektor Anwendung finden soll und somit auch getestet werden kann. In Abbildung 2.4 ist der angedachte Aufbau schematisch dargestellt.

Die Umsetzung dieser Anforderungen gestaltet sich derart, dass eine vorhandene, lichtdichte Kiste ausgebaut wird. Diese wird mit Blenden versehen, an denen Steckverbindungen in den Innenraum angebracht sind, die Stecker umfassen Laborsteckerbuchsen, LEMO-Buchsen, BNC-Buchsen und SHV-Buchsen. Damit wird sichergestellt, dass im laufenden Betrieb die Kiste nicht geöffnet werden muss. Um dennoch zu gewährleisten, dass Kabel nicht-gängiger Konventionen auch in die Kiste geführt werden können, wird ein vorhandener, abdichtbarer Durchbruch beibehalten (Abb. 2.5). Für die sphärische Messung wird eine Halterung gebaut, deren Merkmal ein Bügel

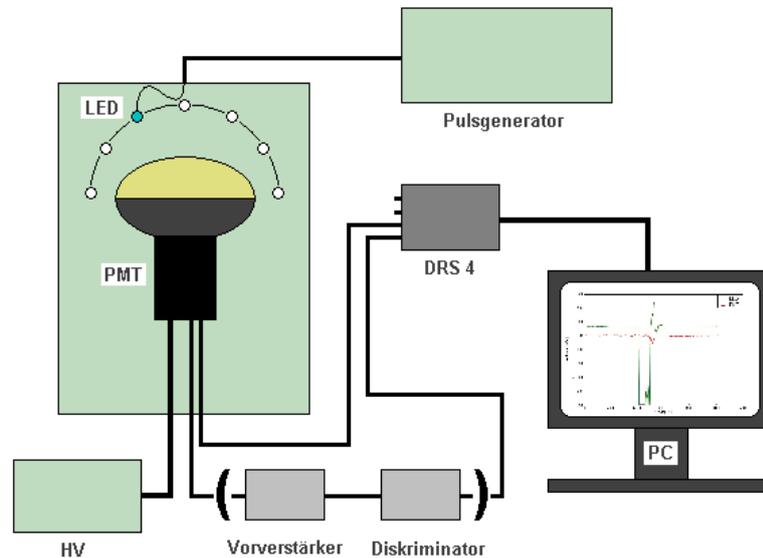


Abbildung 2.4: Schematischer Aufbau des Teststandes mit Ausleseelektronik. In Klammern weitere angedachte Teile der Auslese.

ist, der auf die Form eines hemisphärischen PMTs optimiert ist. Auf dem Bügel sind 15 Steckplätze für LEDs. Die Steckplätze sind so angeordnet, dass man den Zenitwinkel um jeweils 10° verändern kann. Des Weiteren kann der Bügel gedreht werden, um den Azimutwinkel zu variieren. Das Stellrad dafür befindet sich an der Außenseite der Kiste. Somit ist auch hier ein Öffnen der Kiste im laufenden Betrieb unnötig (Abb. 2.6).

Die Messung der Zeitschwankungen wird durch die Konstruktion eines Gestells realisiert, bei dem die PMTs so platziert sind, dass sie die vier Ecken eines Quadrats beschreiben.

Weitere Bestandteile des Teststands sind der Pulsgenerator, der als NIM-Modul "Model BL-2 Puls Generator" von Berkley Nucleonics Corp. zur Verfügung steht und mit dem die LED gepulst wird. Bei der LED handelt es sich um eine blaue InGaN-LED. Die Ausleseelektronik besteht aus noch in der Entwicklung befindlicher Triggerelektronik² und dem DRS4-Evaluationboard, welches mittels PC und entsprechender Programme die Messungen steuert. Die Triggerelektronik stellt den externen Trigger des Evaluationboards dar. Da diese Elektronik noch einer genaueren Untersuchung bedarf, wird der

²Der Bau einer Triggerelektronik ist ein Teil der Diplomarbeit von Maïke Kunas und gegenwärtig in Arbeit.

Trigger intern über die Software des Evaluationboards gesteuert. Welcher Trigger ein besseres Zeitverhalten bietet, ist ebenfalls Gegenstand weiterer Untersuchungen.

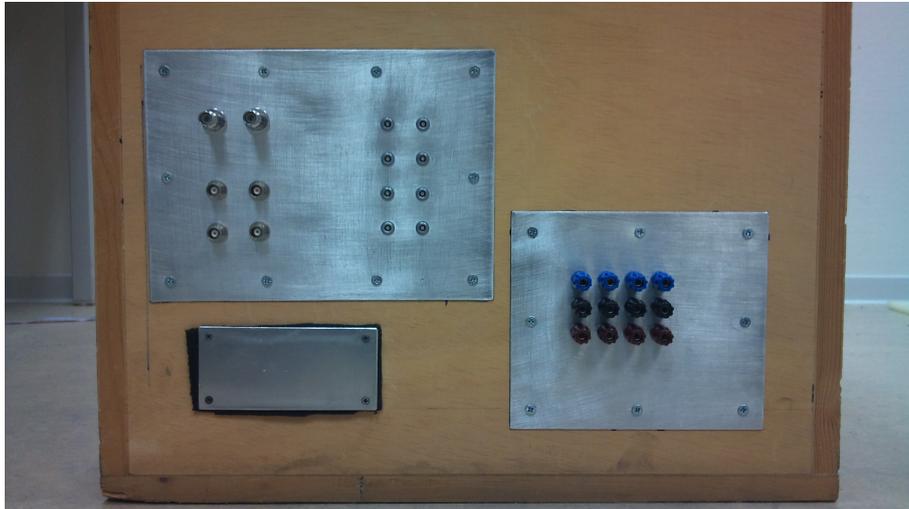


Abbildung 2.5: Anschlüsse und Durchbruch des Teststandes.

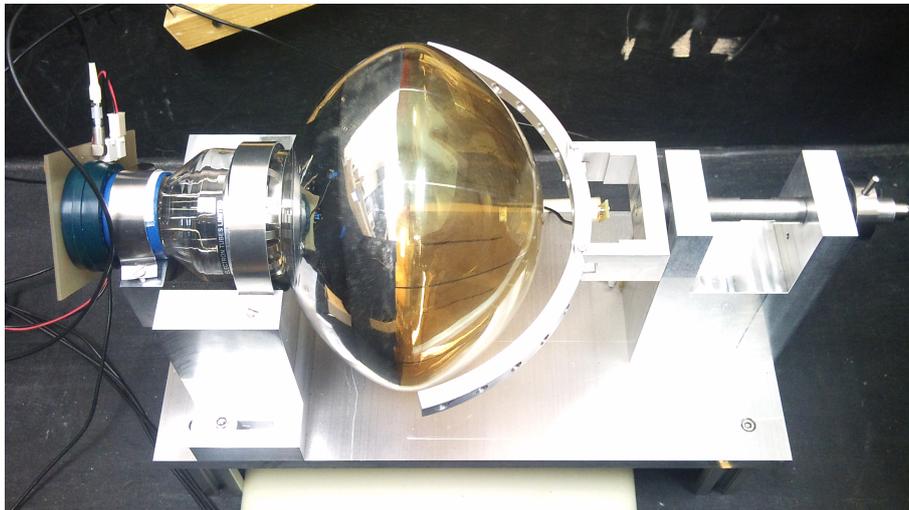


Abbildung 2.6: Halterung für die sphärische Messung mit eingesetztem PMT.

Kapitel 3

Messungen und Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Messungen der PMTs beschrieben und die dabei erhaltenen Ergebnisse dargestellt. Zuerst werden die Photomultiplier auf ihre Funktionsfähigkeit hin untersucht. Darauf folgt ein Vergleich der vorhandenen PMT-Sockel (Basen), dann schließen sich Messungen mit unterschiedlichen Hochspannungen und Lichtintensitäten an und abschließend folgt eine Langzeitmessung. Mit den gewonnenen Daten werden charakteristische Größen der Photomultiplier bestimmt. Diese umfassen die relative zeitliche Schwankung (Jitter) der PMTs untereinander, die Verstärkung (Gain), die Konversion von Photonen in Photoelektronen und die zeitliche Signalstabilität der PMTs. Sofern nicht anders angegeben, ist bei allen Messungen ein Rechteckpuls von $25,4 \text{ ns} \pm 0,1 \text{ ns}$ Länge und $720 \text{ mV} \pm 10 \text{ mV}$ Höhe am Pulsgenerator für die LEDs eingestellt und der PMT wird mit einer Spannung von $1,5 \text{ kV}$ betrieben.

Das genutzte PMT-Modell ist der 9352KB von Electron Tubes (ET). Es steht zwar auch ein PMT der Firma Hamamatsu zur Verfügung, dieser kann allerdings nicht genutzt werden. Für diesen PMT wurde von der Elektronikwerkstatt der Universität Hamburg ein Sockel mit Spannungsteiler konstruiert, der aber nicht einwandfrei funktioniert. Neben den Lichtpulsen werden spannungsabhängige Signale beobachtet, deren Ursprung auch nach Rücksprache mit Hamamatsu nicht geklärt ist. Messungen mit einem entsprechenden Sockel von Hamamatsu konnten auf Grund der Lieferzeit nicht mehr durchgeführt werden. Diese Messungen sind, nach Erhalt der Basis, Gegenstand der Masterarbeit von Ulrich Einhaus.

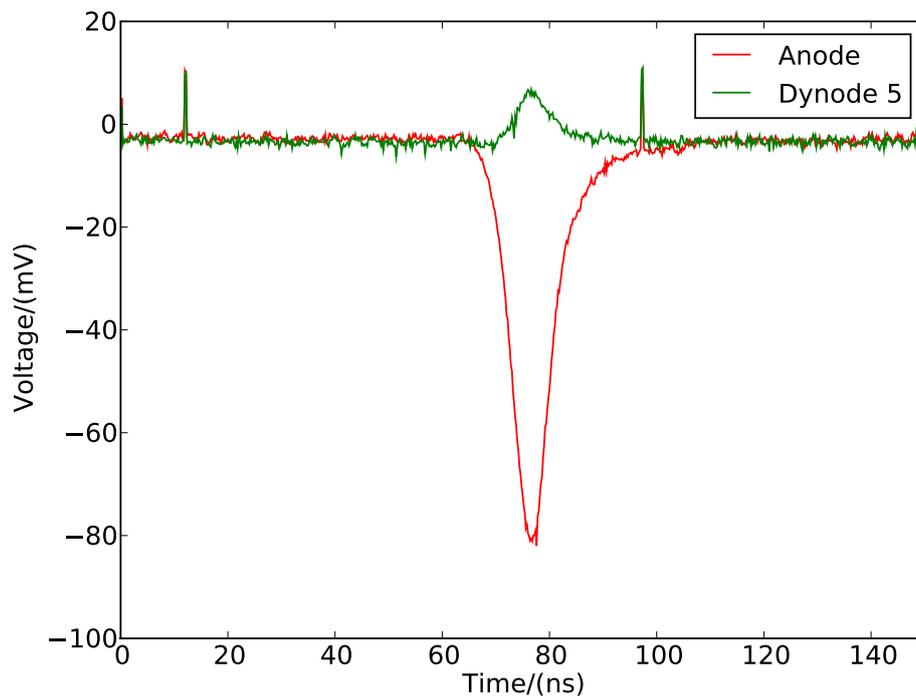


Abbildung 3.1: Signaldarstellung von PMT04. Die 12 mV Spikes sind Artefakte des DRS4-Evaluationboards. Mit der nun aktuellen Software werden diese herausgefiltert.

3.1 Funktionstests

Die Funktionstests dienen zur Klärung, welche der PMTs noch nutzbar sind. Der vorhandene Bestand an PMTs umfasst neun PMTs des AIROBICC-Experimentes (1994-2002) [AAB⁺02], [ann02] und einen neuen PMT des gleichen Modells. Nach der Beendigung des Experimentes wurden die PMTs eingelagert, somit sind Alterserscheinungen bishin zur Funktionsunfähigkeit nicht auszuschließen.

Bei dieser Untersuchung werden die PMTs nacheinander an die Hochspannung angeschlossen und mit LED-Pulsen beleuchtet. So lässt sich einerseits die Funktionsfähigkeit der PMTs prüfen und andererseits wird der PMT mit der besten Signalverstärkung für die folgenden Untersuchungen bestimmt.

In Abbildung 3.1 ist das Signal des PMTs mit dem besten Ansprechvermögen dargestellt¹. Weitere Charakteristika dieses PMTs und der anderen

¹Eine genauere Erläuterung des Signals und bestimmter Signalabschnitte folgt in Kap. 3.3

PMT	Sr.-Nr.	funkt.	μ_{sig} /(mV)	Daten	Kommentar
PMT01	20074	ja	120	ja	neuestes Modell
PMT02	15020	ja	65	ja	
PMT03	15056	ja	15	nein	Signal verloren
PMT04	20013	ja	200	ja	stärkstes Signal
PMT05	20051	ja	40	ja	
PMT06	15027	ja	25	ja	schwaches Signal
PMT07	20058	ja	100	ja	
PMT08	20021	ja	120	ja	
PMT09	10001	nein	—	nein	funktionsunfähig
PMT10	15018	ja	55	ja	

Tabelle 3.1: Dargestellt sind die Kodierungen der PMTs für die Messungen, deren Seriennummer, eine Wertung, ob sie beim Einschalten funktionieren, die dazugehörige Signalthöhe μ_{sig} , eine Wertung zur Möglichkeit der Datennahme und ggf. Kommentare zum PMT.

untersuchten sind in Tabelle 3.1 angegeben. Der für die Messungen genutzte PMT04 wird im Weiteren als *old-ET* bezeichnet. In Tabelle 3.1 ist ebenfalls ersichtlich, dass PMT03 während der Messung kein Signal mehr gab und dass PMT09, der älteste PMT, nicht mehr funktioniert. Die Signalthöhen variieren teils sehr stark, zeigen aber dennoch keine Unterschiede, die auf deren Alter zurückzuführen wären.

Es zeigt sich, dass nicht alle PMTs funktionstüchtig sind. Trotzdem hat das Einlagern und der einstige Betrieb den restlichen PMTs nichts ausgemacht. Im Vergleich zu PMT01, der direkt von ET bestellt wurde, zeigen die alten PMTs noch gute Signale.

3.2 Langzeitmessung

Die Langzeitmessung dient der Beobachtung der Stabilität des PMTs. Mit dieser Messung wird geprüft, wie sich die Signalstärke zeitlich entwickelt. Daraus lassen sich Richtlinien für einen stabilen PMT-Betrieb herleiten. Bei diesem Versuchsteil wird der PMT unter Hochspannung gesetzt und mit einer LED beleuchtet, diese wird mit einer Frequenz von 6 Hz gepulst. Für ein aussagekräftiges Ergebnis wird über 48 Stunden gemessen. Zudem werden zwei PMTs gleichzeitig gemessen, um eventuelle Schwankungen eines PMTs ausschließen zu können. Neben dem zuvor ermittelten PMT wird auch PMT01 (s. Tab 3.1) genutzt, nachfolgend als *new-ET* bezeichnet.

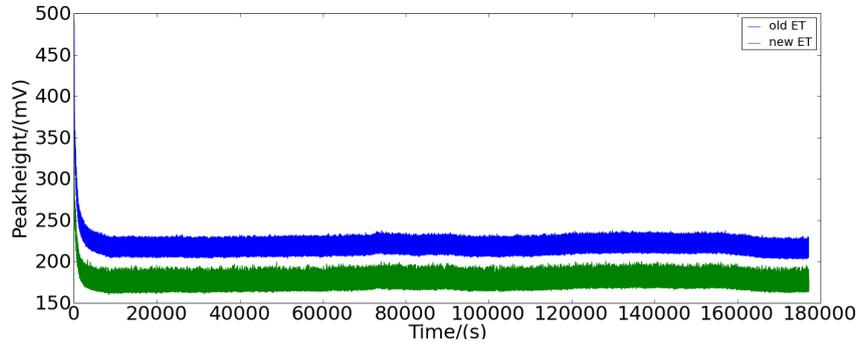


Abbildung 3.2: Zeitlicher Verlauf der Signalamplitude über 48 Stunden für den old-ET und den new-ET.

In Abbildung 3.2 ist zu erkennen, dass das PMT-Signal beim Einschalten der Hochspannung deutlich höher ist als im weiteren Betrieb. Nach ungefähr 60 Minuten ist dann ein stabiler PMT-Betrieb gewährleistet. Im weiteren Verlauf zeigt das Signal Sprünge bei ca. 74.000 s, 100.000 s und 155.000 s. Bei diesen Sprüngen besteht die Vermutung, dass es Schwankungen im Stromnetz gab. Bedenkt man, dass die Messung Freitag um 16.00 Uhr begonnen wurde, passen die Schwankungen zu Samstagabend und Sonntagnachmittag, durchaus Zeiten die diese Vermutung stützen.

Bei der Untersuchung der Stabilität der PMTs werden diese Schwankungen berücksichtigt, so dass es drei Bereiche gibt, in denen die Stabilität untersucht wird. Im Einzelnen sind dies:

1. Gesamtbereich, mit Einschwingen
2. Betriebsbereich, ohne Einschwingen
3. Plateaubereich, zwischen zwei Sprüngen

Bereich	$\mu_{\text{sig}} / (\text{mV})$	$\sigma_{\text{rel}} / (\%)$	$\sigma_{\text{max}} / (\%)$
Gesamt	214,32	1,47	134,80
Betrieb	214,25	1,45	14,98
Plateau	217,17	0,87	9,99

Tabelle 3.2: Dargestellt sind die Signalhöhen mit deren relativer mittlerer und maximaler Abweichung für den old-ET. Die hohe Abweichung im Gesamtbereich ist durch die Einschwingphase des PMTs bedingt.

Bereich	$\mu_{\text{sig}} / (\text{mV})$	$\sigma_{\text{rel}} / (\%)$	$\sigma_{\text{max}} / (\%)$
Gesamt	171,71	1,85	117,06
Betrieb	171,10	1,84	21,10
Plateau	174,20	0,94	15,21

Tabelle 3.3: Dargestellt sind die Signalhöhen mit deren relativer mittlerer und maximaler Abweichung für den new-ET. Die hohe Abweichung im Gesamtbereich ist durch die Einschwingphase des PMTs bedingt.

In den Tabellen 3.2 und 3.3 sind die Signalhöhen, deren relative mittlere Abweichung, wie sie sich mit der Gauß'schen Normalverteilung ergeben, und deren maximale Abweichung angegeben.

3.3 Pulsanalysen

Die Pulsanalyse dient zur grundlegenden Charakterisierung der Signale, die der PMT erzeugt, und zur Analyse, was bei deren Auslese mit dem DRS4-Evaluationboard zu beachten ist. Dazu werden kurze Testmessungen mit dem PMT vorgenommen und geprüft, ob die Daten der vorangegangenen Langzeitmessung ebenfalls nutzbar sind. Des Weiteren wird die Nulllinie des DRS4-Evaluationboards und deren Schwankung bestimmt.

Die Testmessungen zeigen, dass das Evaluationboard den Triggerpunkt in die Mitte des Auslesefensters legt (vgl. Abb. 3.1). Ebenso bietet es eine graphische Signaldarstellung und damit die Möglichkeit, durch das Anpassen des Triggers bzw. durch das Verschieben dieses zu einem anderen Punkt im Auslesefenster dem ungewollten Abschneiden von Signalen entgegenzuwirken. Die Messungen zur Nulllinie des DRS4-Evaluationboards zeigen, dass diese mit einer mittleren Schwankung von 0,54 mV um den Wert -0,29 mV schwankt (Abb. 3.3), somit ist kein störender Offset zu beachten. Ein Vergleich mit den Signalen der Langzeitmessung zeigt, dass diese komplett im Auslesefenster dargestellt sind. Somit können diese für weitere Untersuchungen genutzt werden. Der Spike (Abb. 3.3) bei 0 mV rührt daher, dass das DRS4-Evaluationboard mit einer höheren Rate getriggert hat als es auslesen kann, demzufolge ist der hohe Spike ein "Totzeitartefakt". Als Beispiel für eine Signaldarstellung kann Abbildung 3.1 angesehen werden. Im Weiteren werden an dieser Abbildung wichtige Bereiche erklärt. Vor dem Signal (0 ns - 60 ns) ist der Podestbereich. In diesem Bereich wird der Offset des

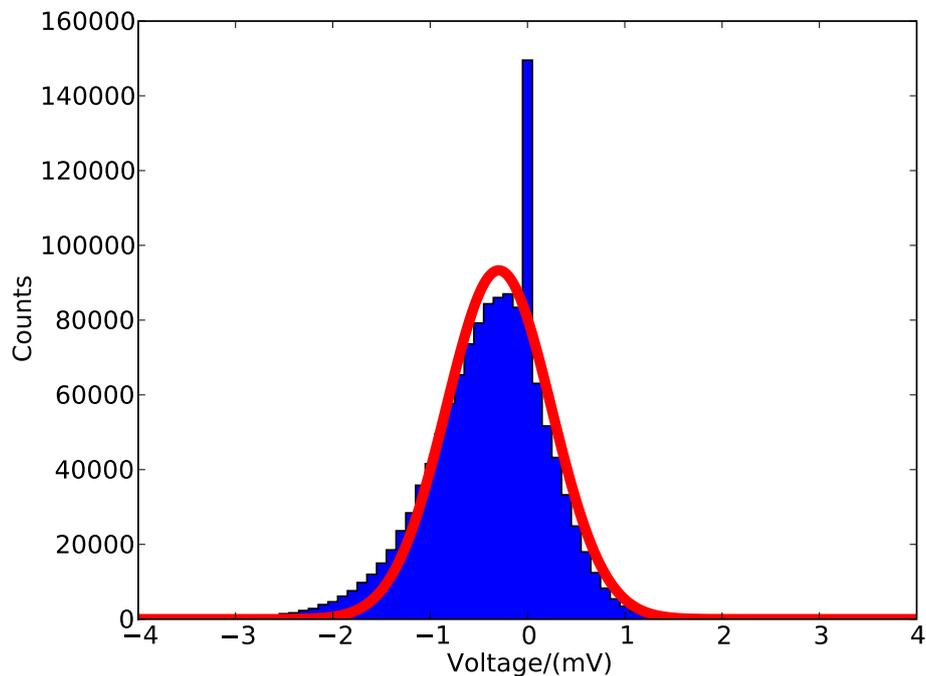


Abbildung 3.3: Darstellung der Nulllinienschwankung des DRS4-Evaluationboard. Der Spike stammt von Signalen, die während der Totzeit die Auslese getriggert haben.

Signals bestimmt. Daran schließt sich der Pulsbereich (60 ns - 110 ns) an. In diesem Bereich wird mittels Summation der Spannungseinträge über den Pulsbereich das numerische Integral des Signals bestimmt. Zudem werden in diesem Abschnitt die Zeiten bei 50% der Signalhöhe (sloptime) und bei vollem Signalausschlag (peaktime) ermittelt. Abschließend ist der Bereich, in dem das Signal wieder auf das Podestniveau zurück gefallen ist (> 110 ns). Dieser Bereich kann mit dem Pulsbereich zusammengefasst werden, da er, durch Subtraktion des Offset über den Pulsbereich, entfällt.

3.4 Basenvergleich

Bei den vorangegangenen Messungen wurde die HV-Basis der Firma iseg (iseg-Basis) genutzt. Nun wird diese Basis mit drei weiteren Basen für das PMT-Modell von ET verglichen. Dabei handelt es sich um die in Kapitel 2.2.1 vorgestellten Basen.

Die Abbildungen 3.4 - 3.7 zeigen Signalbeispiele der vier Basen.

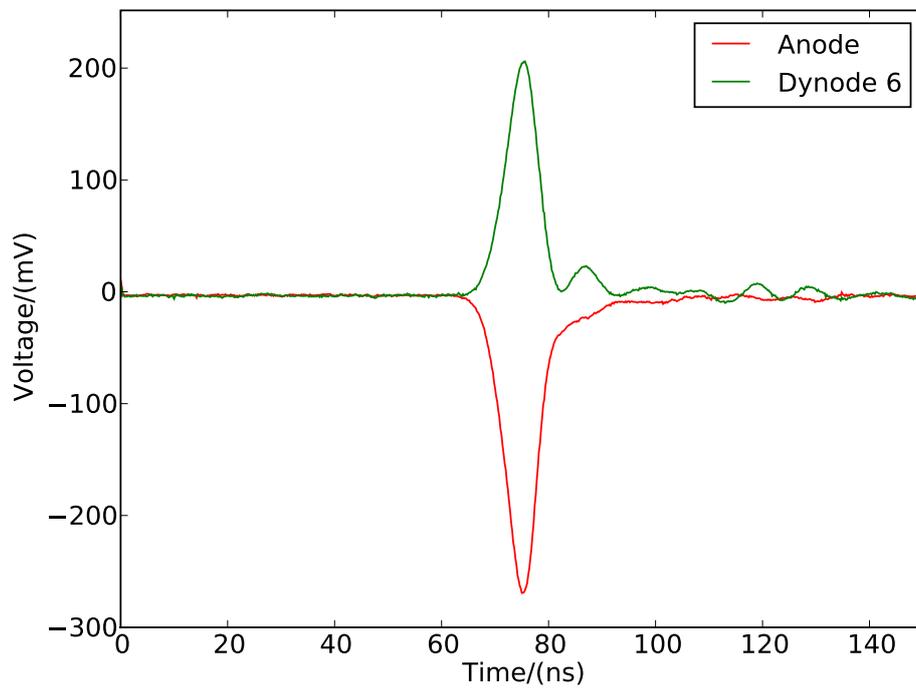


Abbildung 3.4: Signalbeispiel der Widerstandsbasis von Electron Tubes.

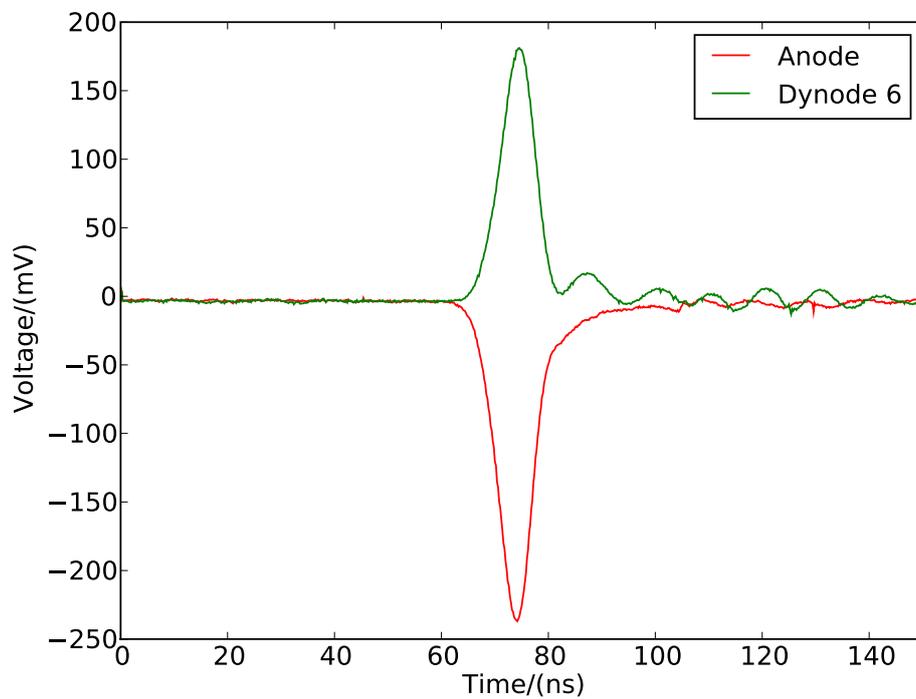


Abbildung 3.5: Signalbeispiel der Transistorbasis von Electron Tubes.

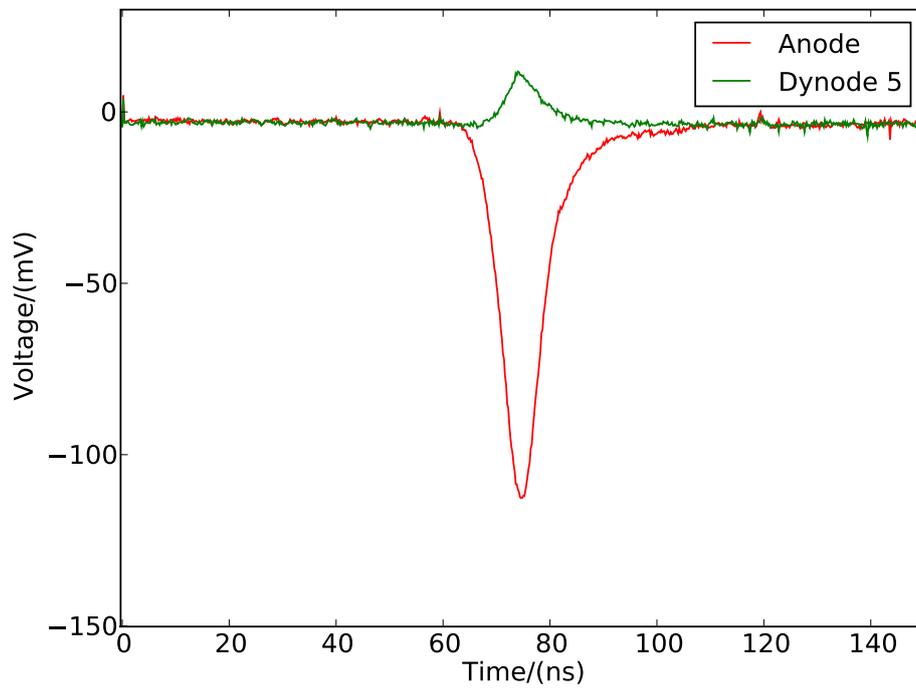


Abbildung 3.6: Signalbeispiel der iseg-Basis.

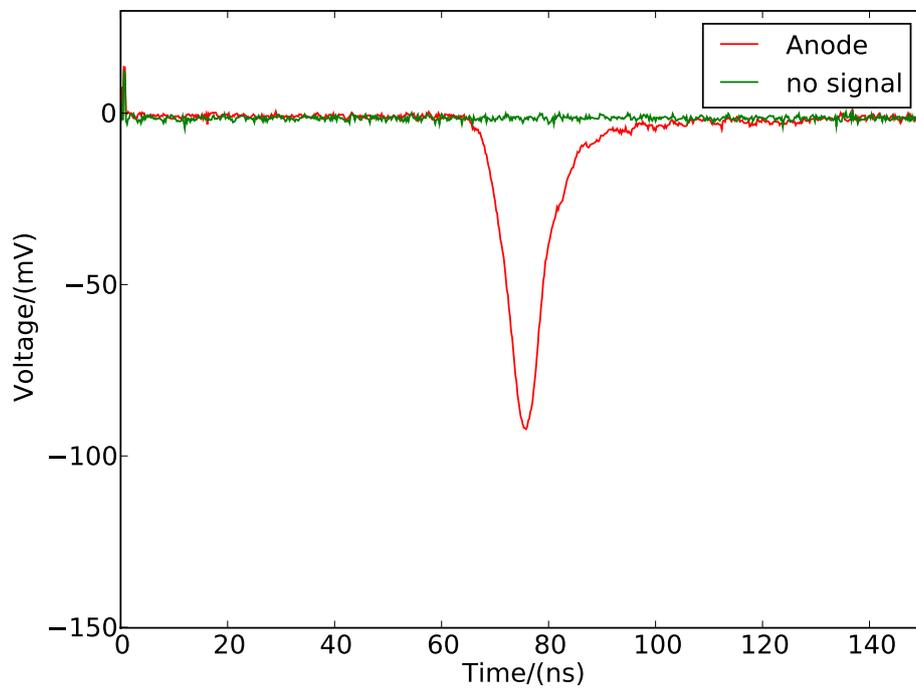


Abbildung 3.7: Signalbeispiel der Brandner-Basis.

In den Abbildungen 3.4 und 3.5 sind für die Basen von ET sowohl Dynodensignale (positive) als auch Anodensignale (negative) zu sehen. Dies liegt daran, dass an der Anode alle verstärkten Elektronen auftreffen und so eine negative Potentialdifferenz gemessen wird. Bei der Dynode hingegen ist das Signal nur eine Differenzmessung zwischen den ankommenden Elektronen und den abfließenden Verstärkungselektronen, das führt zu einer positiven Potentialdifferenz. Sonst sind keine signifikanten Unterschiede zu erkennen. Beide Basen bieten die Möglichkeit zur gain-Bestimmung. Diese geschieht über die Gleichung:

$$g_D = \frac{A}{A - D_l}. \quad (3.1)$$

Dabei ist A das gemessene Anodensignal und D_l das gemessene Signal der letzten Dynode. Berücksichtigt man den Verstärkungsverlauf, so ist das Anodensignal die absolute Verstärkung der letzten Dynode und das gemessene Dynodensignal entspricht der Differenz zwischen den ankommenden Elektronen der vorletzten Dynode D_{vl} und den zur Anode abgehenden Elektronen. Bildet man nun die Differenz zwischen Anodensignal und Dynodensignal, so erhält man das absolute Verstärkungssignal der vorletzten Dynode und Gleichung 3.1 ist gleichbedeutend mit der Verstärkung zwischen den Dynoden.

$$g_D = \frac{D_l}{D_{vl}} \quad (3.2)$$

Die Gesamtverstärkung g_{ges} ergibt sich durch das Potenzieren der Dynodenverstärkung g_D mit der Anzahl der Dynoden n (vgl. Gl. 2.2).

Die iseg-Basis (vgl. Abb. 3.6) bietet auch die Möglichkeit der gain-Bestimmung. Die Gleichung hierzu ergibt sich aus den vorhergehenden Gleichungen. Dazu wird Gleichung 3.2 nach D_l umgestellt und in Gleichung 3.1 eingesetzt und es ergibt sich:

$$g_D = \frac{A}{A - g_D D_{vl}}. \quad (3.3)$$

Formt man diese Gleichung nach g_{Dy} um, so folgt:

$$g_D^2 - \frac{A}{D_{vl}} g_D + \frac{A}{D_{vl}} = 0. \quad (3.4)$$

Dazu ergibt sich folgende Lösung

$$g_D = \frac{A}{2D_{vl}} \pm \sqrt{\frac{A}{D_{vl}} \left(\frac{A}{4D_{vl}} - 1 \right)}. \quad (3.5)$$

Hierbei ist nur die Lösung mit der positiven Wurzel von Interesse, da diese die realistische Werte liefert. Im Weiteren wird mit der Gesamtverstärkung wie in Gleichung 2.2 verfahren. Ein weiterer Vorteil dieser Basis ist die Erweiterung des Messbereichs. Sollte ein gemessenes Signal zu groß für die Auslese an der Anode sein, könnte es über die vorletzte Dynode ausgelesen werden. In Anbetracht der vorliegenden Abbildung entspricht dies ungefähr einem Faktor 10 in der Signalhöhe.

Betrachtet man Abbildung 3.7 (Brandner-Basis), ist ein sehr sauberer Puls zu sehen, im Gegensatz zu den anderen Basen kann kein weiteres Signal von einer Dynode gemessen werden. Ein weiterer Nachteil dieser Basis ist, dass sie nicht mehr produziert wird.

Dieser Messteil zeigt, dass die Basis von iseg zu favorisieren ist, da sie mit niedriger Spannung betrieben wird, eine gain-Bestimmung und eine Erweiterung des Messbereichs ermöglicht.

3.5 Relative zeitliche Schwankung

Zur Untersuchung der relativen zeitlichen Schwankung (Jitter) werden wie bei der Langzeitmessung zwei PMTs genutzt. Diese werden gleichzeitig mit einer LED beleuchtet und ausgelesen. Die LED wird dabei so platziert, dass sie zu beiden PMTs den gleichen Abstand hat. Die Ergebnisse dieser Messung sind aufschlussgebend für die spätere Winkelauflösung des kompletten Detektorfeldes. Bedingt durch die energieabhängige Winkelauflösung führt ein geringer Jitter zu einer besseren absoluten Auflösung [Ham], dies ist in Abbildung 3.8 zu sehen.

Die Bestimmung des Jitters erfolgt über die Betrachtung der Anstiegszeit (slopetime). Dabei wird die Differenz der Anstiegszeiten beider PMTs gebildet (slopetime-Differenz) und mittels Gauß'scher Normalverteilung die Schwankung $\sigma_{\Delta t}$ bestimmt (Abb. 3.9). Unter der Voraussetzung, dass bei beiden PMTs der Jitter gleich und unabhängig ist, wird dieser für einen PMT wie folgt ermittelt:

$$\sigma_{\Delta t}^2 = \sigma_{jitter1}^2 + \sigma_{jitter2}^2. \quad (3.6)$$

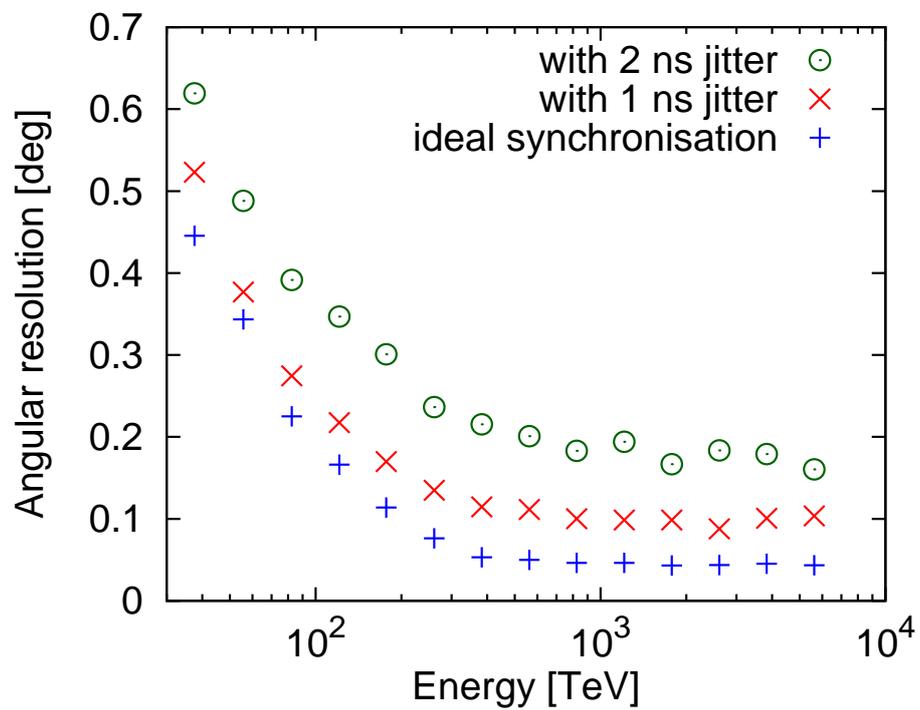


Abbildung 3.8: Zu sehen sind Kurven zu unterschiedlichem Jitter und deren Einflüsse auf die Winkelaufösung in Abhängigkeit von der Energie (Simulationsrechnungen) [HTH11].

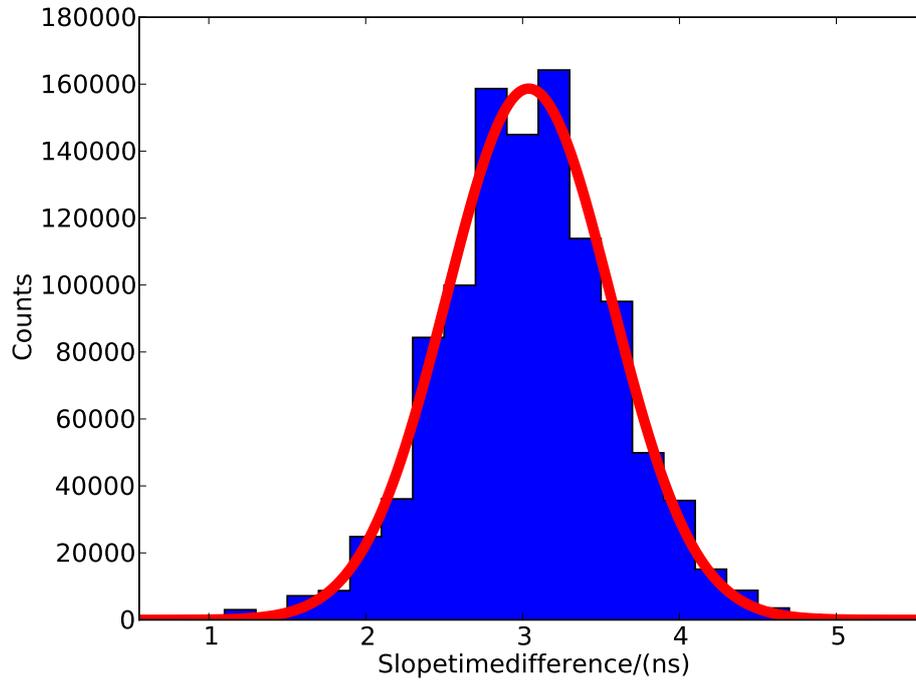


Abbildung 3.9: Histogramm der sloptime-Differenz mit Gaußkurve.

Dann wird die Gleichung nach einem der PMT-Jitter umgestellt und es folgt

$$\sigma_{jitterx} = \sqrt{\frac{1}{2} \cdot \sigma_{\Delta t}^2}. \quad (3.7)$$

Mit der, aus Abb. 3.9 ermittelten, sloptime-Differenz-Schwankung von $\sigma_{\Delta t} = 0,5$ ns ergibt sich ein Jitter $\sigma_{jitterx} = 0,37$ ns.

Das würde bedeuten, dass die Winkelauflösung bei Energien über 1 TeV bei $0,1^\circ$ liegt. Zur endgültigen Winkelauflösung kommen, neben dem Jitter der PMTs, noch weitere Parameter bezüglich der Synchronisation des Datentransfers von den Stationen hinzu, somit ist der hier ermittelte Jitter eine obere Abschätzung für die Winkelauflösung.

3.6 Hochspannung und Intensität

Bei dieser Untersuchung werden zwei Methoden genutzt, die Verstärkung der PMTs zu bestimmen. Die erste Methode ist die Variation der Hochspannung. Dabei wird die Lichtquelle mit konstanter Intensität betrieben und die Hochspannung am PMT von der minimalen Betriebsspannung (ca.

1,1 kV) bis zu einer maximalen Spannung, bei der die Signale mit dem DRS-Evaluationboard noch auslesbar sind (ca. 1,8 kV), eingestellt. Dabei werden zu definierten Spannungsabständen Messungen der Dynoden- und Anodensignalhöhe durchgeführt. Darauf folgt eine Auswertung gemäß der Gleichung 3.5.

Die zweite Methode beinhaltet eine Variation der Intensität der Lichtquelle, hierbei bleibt die Hochspannung an dem PMT konstant und zu verschiedenen Intensitätseinstellungen der LED werden Messwerte genommen. Dies geschieht durch die Einstellung der Pulsspannung am Pulsgenerator. Anschließend wird der Konversionsfaktor c_{conv} bestimmt. Der Konversionsfaktor gibt das Verhältnis von Signalhöhe μ_{sig} pro Photoelektronenzahl n_{pe} an. Im Folgenden wird die Bestimmung des Konversionsfaktors hergeleitet:

$$\mu_{sig} = c_{conv} \cdot n_{pe}. \quad (3.8)$$

Neben der Gleichung für die Signalhöhe wird deren Varianz betrachtet,

$$var(\mu_{sig}) = \sigma_{sig}^2 = E(\mu_{sig}^2) - E(\mu_{sig})^2, \quad (3.9)$$

nun folgt das Einsetzen von Gleichung 3.8 in Gleichung 3.9

$$\sigma_{sig}^2 = var(c_{conv} \cdot n_{pe}) = E(c_{conv}^2 \cdot n_{pe}^2), \quad (3.10)$$

$$\sigma_{sig}^2 = c_{conv}^2 \cdot (E(n_{pe}^2) - E(n_{pe})^2) = c_{conv}^2 \cdot var(n_{pe}), \quad (3.11)$$

$$\sigma_{sig}^2 = c_{conv}^2 \cdot n_{pe}, \text{ mit } var(n_{pe}) = n_{pe}. \quad (3.12)$$

Bildet man nun den Quotienten aus der Varianz und der Signalhöhe, so ergibt sich der Konversionsfaktor

$$\frac{\sigma_{sig}^2}{\mu_{sig}} = c_{conv}. \quad (3.13)$$

Ein ähnliches Verfahren wurde auch bei der Kalibration des HEGRA-Experimentes genutzt [PBG⁺03].

3.6.1 Hochspannungsuntersuchung

Bei diesem Teil wird die Hochspannung von 1075 V bis 1700 V in 25 V-Schritten variiert und zu jeder Einstellung eine Messung mit ca. 10.000

Messwerten durchgeführt. Anschließend werden die Messungen nach den beschriebenen Methoden ausgewertet.

Die Auswertung nach der ersten Methode (Abb. 3.10) bestätigt die Anga-

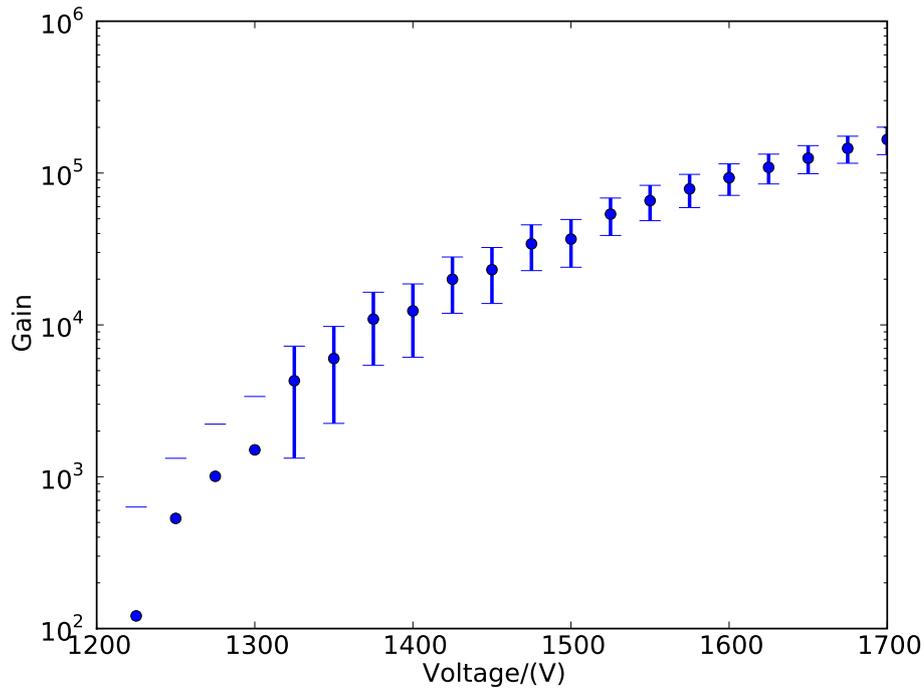


Abbildung 3.10: Gain des 9352KB als Funktion der Hochspannung.

ben des Datenblattes (s. Anhang A), dass der PMT bei einer Spannung von 1,4kV eine Verstärkung von 10^4 hat. Es zeigt sich auch, dass der weitere Verlauf des Gain sehr ähnlich dem Verlauf des Datenblattes ist.

Bei der Auswertung nach der zweiten Methode werden zu jeder Messung die Signalhöhen und deren Varianzen zur Bestimmung der Konversionsfaktoren nach Gleichung 3.13 berechnet. In Abbildung 3.11 - 3.14 sind die Zusammenhänge zwischen der Hochspannung und der Signalhöhe, der Signalhöhe und dem Varianzquadrat, sowie der Hochspannung und dem Konversionsfaktor dargestellt.

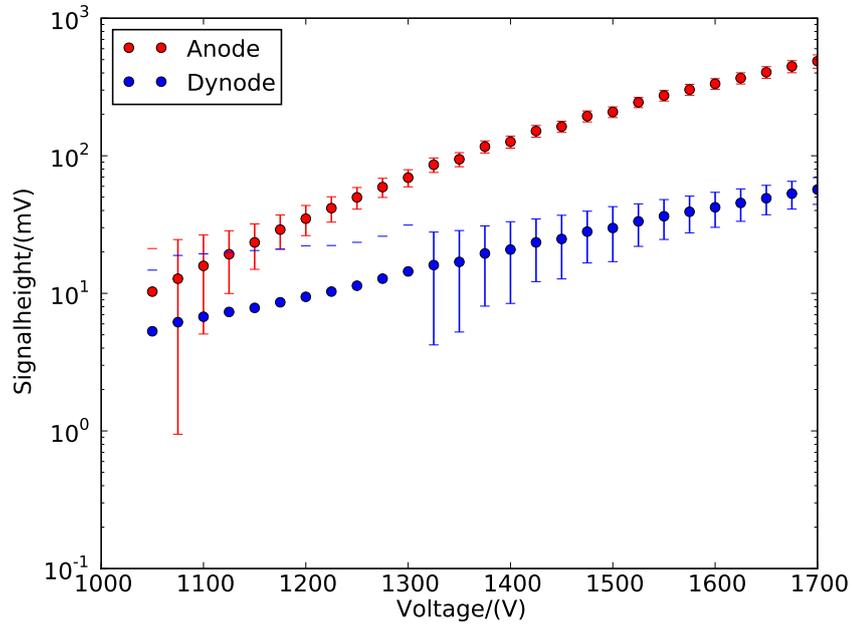


Abbildung 3.11: Darstellung der Signalhöhenbeträge in Abhängigkeit von der Hochspannung. Der Fehlerskalierungsfaktor ist 10.

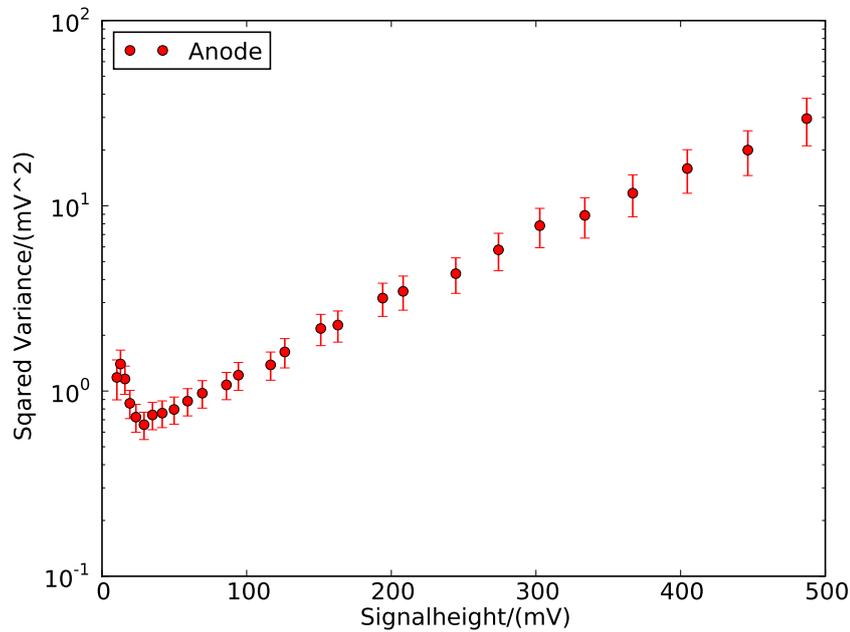


Abbildung 3.12: Anodensignal: Quadratische Schwankung der Signallänge als Funktion der Signallänge. Der Fehlerskalierungsfaktor ist 100.

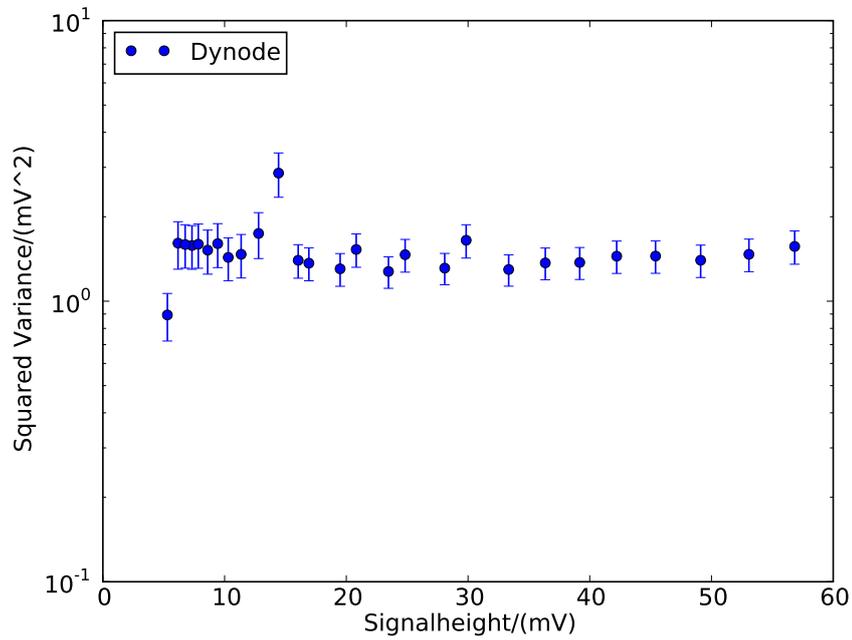


Abbildung 3.13: Dynodensignal: Quadratische Schwankung der Signalhöhe als Funktion der Signalhöhe. Der Fehlerskalierungsfaktor ist 100.

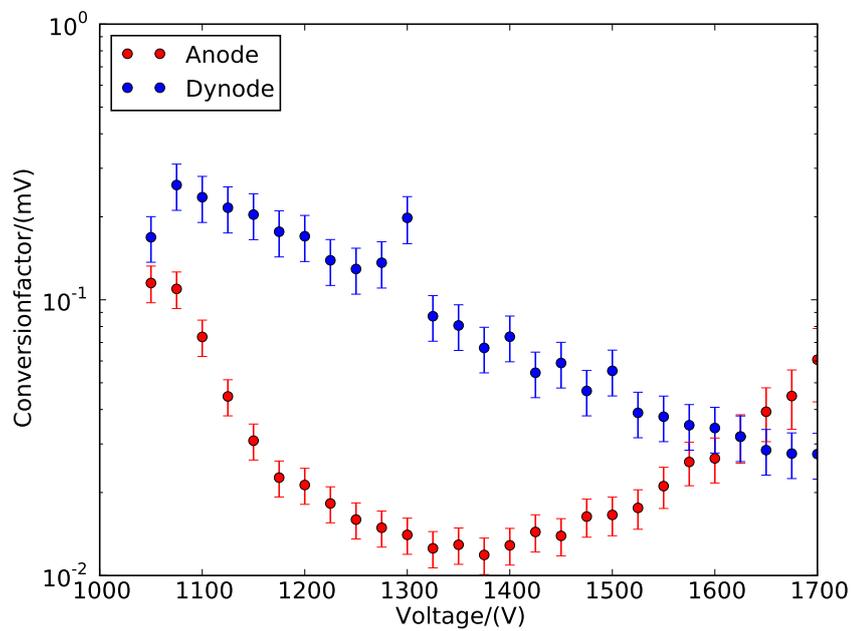


Abbildung 3.14: Darstellung des Konversionsfaktors in Abhängigkeit von der Hochspannung. Details siehe Text. Der Fehlerskalierungsfaktor ist 10.

In Abbildung 3.11 sieht man wie erwartet einen Anstieg der Signalhöhe mit zunehmender Hochspannung. Ebenfalls erwartet, aber nicht in allen Fällen bestätigt, ist eine Zunahme der Varianzquadrate der Signalhöhen mit zunehmender Hochspannung. Abbildung 3.12 zeigt, abgesehen von den anfänglichen Werten, dass Zunahme von Varianzquadrat und Signalhöhe korreliert sind. Die Streuung der Varianzquadrate bei geringer Hochspannung ist dadurch erklärbar, dass im unteren Betriebsspannungsbereich mit einer geringen Signalqualität und -konstanz zu rechnen ist. Die Betrachtung der Dynodensignale (Abb. 3.13) ist nicht erwartungsgemäß, da das Varianzquadrat konstant bleibt. Grund dafür ist hauptsächlich die geringe Signalstärke bzw. die bis dahin geringe Verstärkung, so dass der erwartete Verlauf erst an der Anode sichtbar wird. Ob an der Dynode bei höheren Spannungen ein ähnlicher Signalverlauf wie an der Anode zu sehen ist, ist noch zu klären. Die Betrachtung des Konversionsfaktors zeigt (Abb. 3.14), weshalb 1,4 kV als nominelle Spannung angegeben wird. Ab dieser Spannung folgt der Konversionsfaktor dem erwarteten, steigenden Verlauf. Unterhalb der nominellen Spannung lässt sich der Verlauf so erklären, dass nicht alle gelösten Photoelektronen gesammelt werden, d.h. nicht alle Photoelektronen, die aus der Photokathode gelöst werden, gehen in den Verstärkungsprozess ein. Auch hier zeigt sich wieder, dass das Signal an der Dynode nicht vergleichbar verläuft. Das kann wiederum daran liegen, dass die Signale, im Gegensatz zur Anode, nicht stark genug sind, um dort Unterschiede zu sehen. Auch hier ist die Vermutung, dass die Dynode bei höheren Spannungen ein ähnliches Verhalten wie die Anode zeigt, zu klären.

3.6.2 Intensitätuntersuchung

Dieser Teil der Messungen umfasst die Variation des von der LED abgegeben Lichtes. Hierbei wird die Amplitudenspannung des Pulses am Pulsgenerator in 1%-Schritten variiert, angefangen bei 78,5% bis 99,5% der maximalen Pulsgeneratoramplitude. Des Weiteren kann mit dieser Messung auch der dynamische Bereich des PMT betrachtet werden. So wird ermittelt, über wie viele Größenordnungen ein Signal messbar ist.

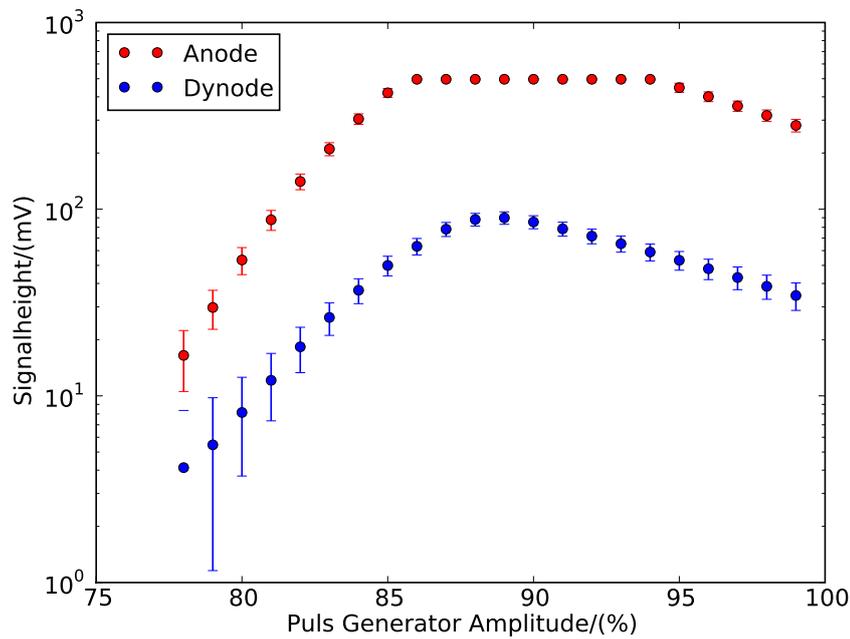


Abbildung 3.15: Darstellung der Signalhöhenbeträge in Abhängigkeit von der Pulsgeneratoramplitude. Erkennbar ist die Begrenzung der Auslese durch das DRS4-Evaluationboard, da dieses nur eine Auslese bis -500 mV gestattet (85,5% bis 94,5%). Dies zeigt sich auch in den folgenden Abbildungen. Ebenfalls sieht man, dass die LED sättigt und im Weiteren an Intensität verliert. Der Fehlerskalierungsfaktor ist 10.

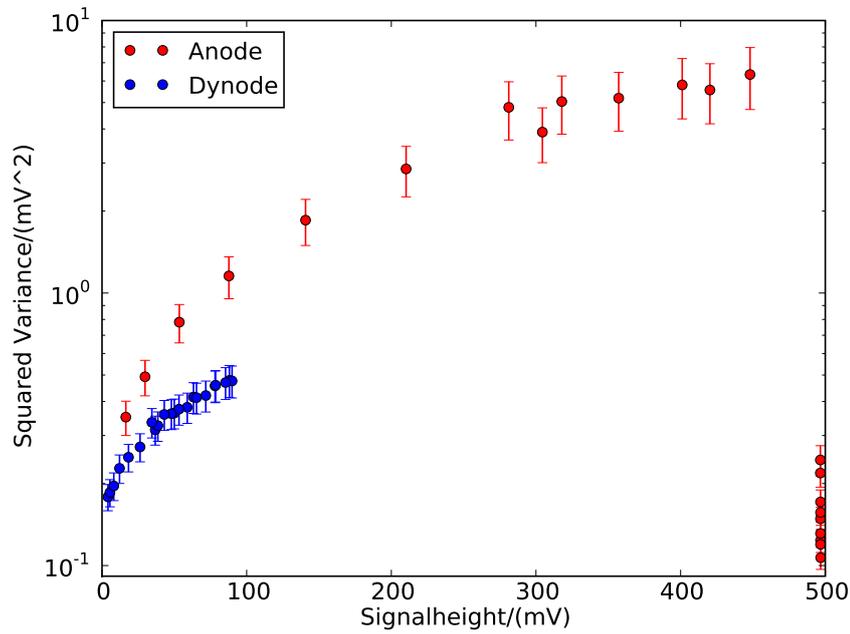


Abbildung 3.16: Quadratische Schwankung der Signalhöhe als Funktion der Signalhöhe. Der Fehlerskalierungsfaktor ist 100.

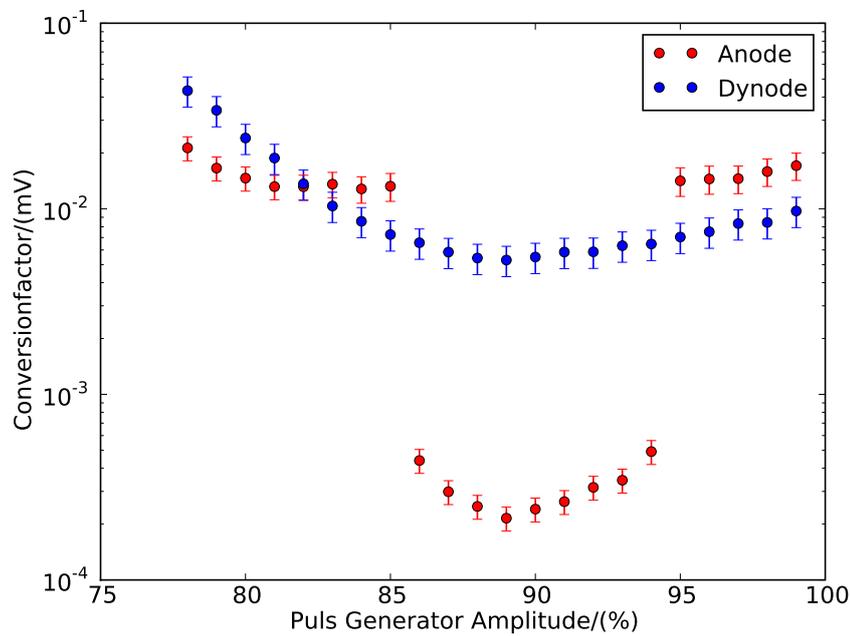


Abbildung 3.17: Darstellung des Konversionsfaktors in Abhängigkeit von der Pulsgeneratoramplitude. Der Fehlerskalierungsfaktor ist 10.

Die Auswertung zeigt, dass dieser Teil einer Verbesserung bedarf, da die LED-Intensität ab 88,5% sättigt und dann wieder sinkt (Abb. 3.15). Somit muss an dieser Stelle eher eine Filterapparatur in Betracht gezogen werden. Diese hätte den Vorteil, dass die Intensität linear variiert werden kann. Das bedeutet auch, dass der dynamische Bereich hier nicht bestimmt werden kann und die Messung zu einem späteren Zeitpunkt wiederholt werden muss.

Die Ergebnisse des Konversionsfaktors (Abb. 3.17) deuten auf den erwarteten Verlauf hin, allerdings zeigt die graphische Darstellung einen exponentiellen Verlauf. Dies liegt in der Hauptsache daran, dass die LED-Intensität nicht linear mit der linearen Erhöhung der Spannungsamplitude steigt. Daher begründet sich auch hier eine erneute Untersuchung mit einer Filterapparatur. Dann sollte sich auch ein linearer Zusammenhang zwischen Intensität und Konversionsfaktor abzeichnen.

Zu Beginn dieses Kapitels wurde eine Betrachtung des dynamischen Bereiches erwähnt. Betrachtet man die Abbildungen 3.15 und 3.16, so zeigt sich, dass ein großer dynamischer Bereich betrachtet werden kann, wenn man auch die Auslese der Dynoden nutzt.

Betrachtet man die Konversionsfaktoren, die durch beide Methoden ermittelt wurden, so kann mit Sicherheit gesagt werden, dass diese zwischen 0,001 mV und 0,01 mV, mit einem Fehler von maximal 2% auf die jeweilige Bestimmung, liegen. Angaben zu den absoluten Werten sollten nach einer Messung mit einer Filterapparatur getätigt werden.

3.7 Sphärische Messung

Ziel der sphärischen Messung ist es, Kenntnisse über die Lichtakzeptanz der PMT-Oberfläche zu gewinnen. Dies ist wichtig, weil durch die Konstruktion des Detektors mit dem Winston-Cone ein Großteil des einfallenden Lichtes randwärts des PMTs einfällt. Darum sind Kenntnisse über zu erwartende Signale und eventuelle Akzeptanzgefälle auf der PMT-Oberfläche notwendig.

Grundlegend bei der sphärischen Messung ist die vorherige Analyse und Kalibrierung der verwendeten LEDs. Dazu wird der PMT im Betriebsbereich betrieben und dann die Signale der LED gemessen.

Nacheinander werden fünf Durchgangsbuchsen mit Kabel und LED gemessen und dann in Abhängigkeit zur ersten Buchse normiert. Die Messung

des gesamten Buchsen-Kabel-LED-Aufbaus schließt alle möglichen Einflüsse ein, die bei einer LED-Kalibration nicht gemessen werden könnten, z.B. die Einflüsse der Durchgangsbuchsen. Zudem ist dadurch eine Untersuchung der Einflüsse der einzelnen Komponenten unnötig. In Abb. 3.18 sind die integralen Pulse der PMT-Signale dargestellt. Über eine Zeit von fünf Minuten werden ca. 10000 Pulse aufgenommen und neben deren absoluten Werten auch deren Konstanz betrachtet.

Außerdem wurden die absoluten Signalhöhen betrachtet und dazu auch der Mittelwert und dessen Schwankung bestimmt (s. Abb 3.19). In Tab. 3.4 sind die Mittelwerte mit Schwankungen aus den Abb. 3.18 und 3.19 dargestellt. Anschliessend wurden die Mittelwerte in Abhängigkeit zum Mittelwert der Buchse I gesetzt, in Tab. 3.5 sind diese Werte angegeben.

Buchse	$\mu_{\text{int}} / (mV \cdot ns)$	$\sigma_{\text{int}} / (mV \cdot ns)$	$\mu_{\text{sig}} / (mV)$	$\sigma_{\text{sig}} / (mV)$
I	1561,73	14,42	141,14	1,36
II	1268,28	12,53	109,26	1,19
III	2192,96	18,73	182,85	1,51
IV	961,26	10,27	85,39	1,06
V	1157,40	11,66	102,26	1,21

Tabelle 3.4: Mittelwerte und Schwankungen der intergalen Signalwerte und der Signalhöhen.

Buchse	rel μ_{int}	rel σ_{int}	rel μ_{sig}	rel σ_{sig}
I	1	0,0131	1	0,0137
II	0,81	0,0110	0,77	0,0113
III	1,40	0,0177	1,30	0,0165
IV	0,62	0,0087	0,61	0,0095
V	0,74	0,0101	0,72	0,0111

Tabelle 3.5: Relationen der Buchsen zu Buchse I.

Auffällig ist der Wert für LED III in Tabelle 3.5. Dieser lässt sich durch Leuchtstärkeunterschiede der LEDs erklären, ein unvermeidbarer Effekt, der zusätzliche Fehlerquellen birgt.

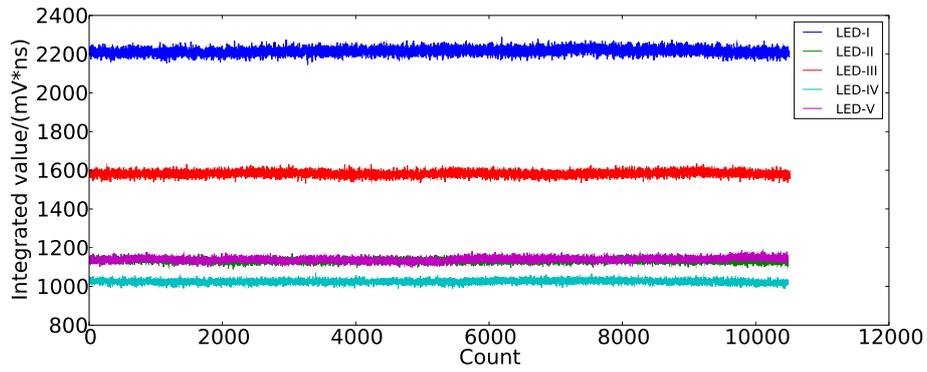


Abbildung 3.18: Zeitliche Darstellung der Signalintegrale.

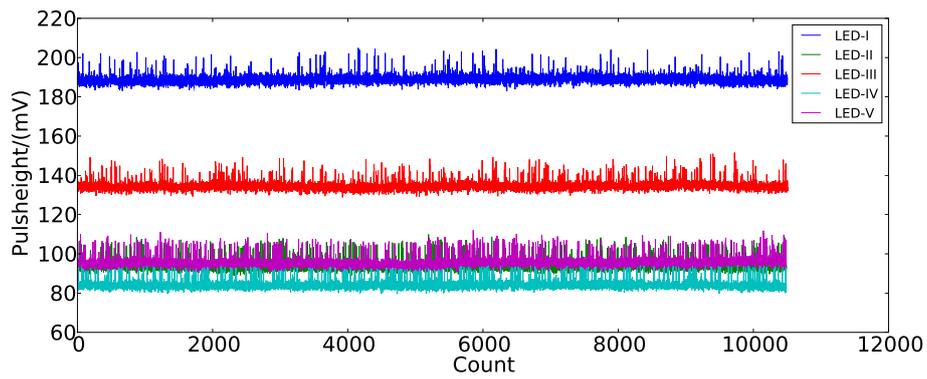


Abbildung 3.19: Zeitliche Darstellung der Signalhöhen.

Für die nun mögliche sphärische Messung werden die fünf vermessenen LEDs auf einem Bügel platziert. Die Orte der LEDs entsprechen Zenitwinkeln von -70° , -40° , 0° , 40° und 70° . Der Bügel, d.h. der Azimuthwinkel, kann außerhalb der Box von -90° bis 90° verstellt werden. Somit ist es möglich, ohne Störung des Testaufbaus die Oberfläche des PMTs zu vermessen. Bei der Messung wird der Azimuthwinkel in 30° -Schritten variiert.

Die Auswertung dieser Messung ist in Abbildung 3.20 dargestellt, dazu wurde die Normierung der Signalhöhen aus Tabelle 3.5 genutzt. Zu sehen ist die Draufsicht auf den PMT und die farbliche Darstellung der Messwerte. Auffällig ist, dass es einen Bereich gibt, in dem die PMT-Oberfläche eine geringe Photosensitivität aufweist. Dies ist ein bekannter und erwarteter Effekt [Kar] und muss in weiteren Messungen beobachtet werden, im Idealfall ist das ein systematischer Effekt, der bei allen PMTs dieser Baureihe auftritt und immer an derselben Stelle ist. Eine weitere Vermutung besteht darin, dass das Erdmagnetfeld einen Einfluss auf die Trajektorien der Elektronen im PMT hat. Auch dies muss noch untersucht werden, indem der PMT entlang seiner Längstachse rotiert und ggf. durch einen Metallzylinder geschirmt wird.

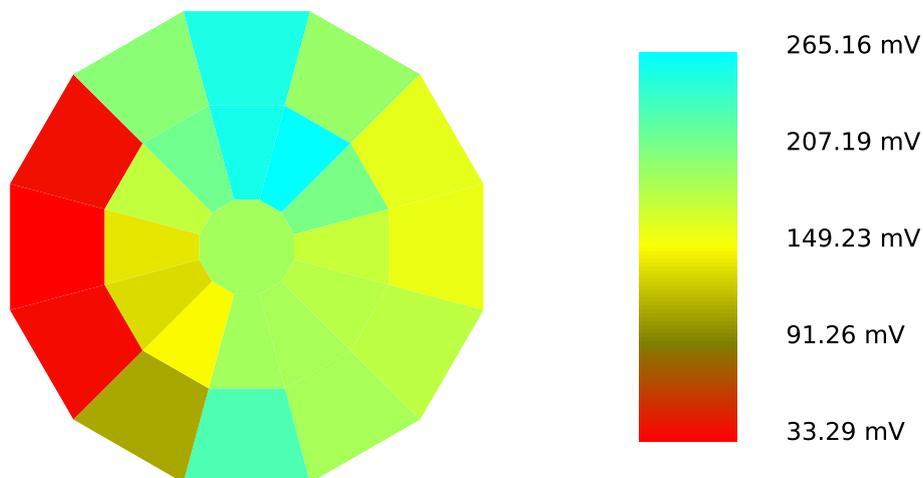


Abbildung 3.20: Darstellung der Sensitivität der PMT-Oberfläche, betrachtet werden die Signalhöhen.

3.8 Vergleich der Photomultiplier

Ein Vergleich der PMTs von Hamamatsu und Electron Tubes konnte bis zu diesem Zeitpunkt nicht vorgenommen werden. Die Gründe hierfür liegen in

der schon geschilderten Problematik mit der Basis für den Hamamatsu-PMT. Da auch zum Abschluss der Messungen mit dem ET-PMT die geordnete Basis von Hamamatsu nicht vorhanden war, müssen die ausstehenden Messungen nachgeholt werden und können nicht mehr im Rahmen dieser Diplomarbeit behandelt werden.

3.9 Test der Detektorkomponenten

Dieser Abschnitt befasst sich mit der Kombination der Komponenten, die Gegenstand dieser Arbeit sind, mit denen der Arbeit von Robert Eichler [Eic]. Auf die Hardware seiner Arbeit wird im Folgenden kurz eingegangen. Ebenso wird auf die Detektorhütte eingegangen.

3.9.1 Hardware

Neben der Hardware, die in dieser Arbeit schon beschrieben wurde, gibt es noch weitere Hardwarekomponenten, die sich speziell mit der Steuerung des Detektors und der Datenweiterleitung befassen. Im Detail sind dies der Arduino Uno und der Guru-Plug.

Arduino Uno

Bei dem Arduino Uno handelt es sich um ein Microcontrollerboard basierend auf dem ATmega328 Microcontroller von Arduino². Er verfügt über 14 digitale Ein- und Ausgänge, sowie 6 analoge Eingänge und einen USB-Anschluss. Die Eingangsspannung der digitalen und analogen Eingänge liegt bei 5 V. Diese kann an den analogen Eingängen mit einer Einteilung auf 1024 Stufen ausgelesen werden. Damit kann die Spannung an der PHQ9352 gesteuert werden. Die Ausgangsspannung der digitalen Ausgänge liegt ebenfalls bei 5 V. Außerdem wird der Arduino genutzt, um Umgebungsparameter wie Temperatur, Helligkeit und Feuchtigkeit, sowie Stationsparameter wie "Deckel offen" oder "Deckel zu" und HV an/aus, zu messen.

²www.arduino.cc

Guru-Plug

Der Guru-Plug Server PLUS von Globalscale Technologies³ ist ein Miniatur-Netzwerkserver mit einem 1,2 GHz Prozessor, 512 MB internen Flash-Speicher, sowie 512 MB DDR2 RAM. Er verfügt über 2 Ethernetanschlüsse, 2 USB-Anschlüsse, einen eSATA-Anschluss, einen Micro-USB-Port und JTAG UART RS232, sowie einen MicroSD-slot. Ebenfalls ist es mit dem Guru-Plug möglich, ein WLAN zu eröffnen. Zugriff wird per Remote-Login gewährleistet. Der Guru-Plug ist in der Lage, wie ein normaler Desktop-PC zu arbeiten. Damit ist er auch das entscheidende Glied bei der Kontrolle der einzelnen Detektorhütten. Neben der Verwendung als WLAN-Access-Point bzw. Client, da in jeder Hütte ein Guru-Plug sein wird, dient er als Hüttenrechner zur Bearbeitung aller Software-relevanten Aufgaben der Detektorhütten.

3.9.2 Testmessungen

Bei den Testmessungen wurde eine slow-control-Kette bestehend aus Guru-Plug, Arduino und PHQ9352 zusammengebaut. Mittels der GUI für die Stationssteuerung wurden Befehle zur Hochspannungs- und Stationssteuerung von einem Laptop via WLAN zum Guru-Plug geschickt. Im Einzelnen sind dies Signale zum Öffnen und Schließen des Deckels und das Betreiben der PHQ9352 von 0 bis 200 V.

Die Deckelsteuerung funktionierte dabei ohne Beanstandung und auch das Einschalten der PHQ9352 sowie die Ausgabe von unterschiedlichen Spannungen bis 200 V funktionierte problemlos. Als Kontrolle dienten neben den Ausgaben der GUI noch ein Voltmeter zur Messung und zum Abgleich der Spannungen.

³www.globalscaletechnologies.com

Kapitel 4

Zusammenfassung und Ausblick

In Anbetracht der Ergebnisse, die durch die Messungen erreicht wurden, kann die Aufgabenstellung der Charakterisierung von PMTs als Erfolg angesehen werden. Der entwickelte Teststand, der Grundlage für alle Messungen war, hat die gewünschten Anforderungen erfüllt und ist auch zur Reproduktion von Messungen und Versuchen geeignet. Trotzdem gibt es immer noch Verbesserungs- und Erweiterungsmöglichkeiten, die gegenwärtig schon vorgenommen werden. Ein langfristiges Ziel stellt eine völlige Automatisierung des Teststandes dar, so dass z.B. die Lichtquellen für die Messungen nicht per Hand verstellt werden müssen und auch bei den sphärischen Messungen der Bügel über Software und einer damit verbundenen GUI gesteuert werden kann. Auch Messungen mit mehreren PMTs gleichzeitig sollten da noch präziser gestaltet werden, ein Anfang in dieser Hinsicht ist die zum Ende dieser Arbeit fertig gestellte Vierer-Halterung.

Die Messungen des PMT 9352KB haben viel Aufschluss über dessen Eigenschaften gegeben, die auch in weitere Messungen von anderen PMTs einfließen werden. So konnte mit der sphärischen Messung (Kap. 3.7) die von Albrecht Karle [Kar] dokumentierte Eigenschaft der Akzeptanzschwankungen auf der PMT-Oberfläche bestätigt werden. Ebenso wurden wertvolle Informationen zum Zeitverhalten (Kap. 3.2, 3.5) der PMTs gewonnen. Diese sind schon in die Simulationen des HiSCORE-Projektes eingeflossen. Auch die Tatsache, dass ein PMT nach über 10 Jahren noch einwandfrei und stabil funktionieren kann und keine Unterschiede bei der Signalgebung zu neu-

en Modellen aufweist, ist in Hinblick auf den Einsatz unter freiem Himmel positiv zu werten. Immer noch ausstehend ist ein Vergleich mit anderen PMT-Modellen, insbesondere dem R5912 von Hamamatsu, da dieser eine Alternative zum PMT 9352KB von Electron Tubes darstellt.

Neben den Tests des PMT wurden auch Basen für diesen getestet, speziell die PHQ9352 wurde dabei genauer betrachtet. Das für die Messungen dieser Arbeit genutzte Exemplar war der Prototyp. In Zusammenarbeit mit der Firma iseg wurde die Basis getestet und weiterentwickelt. So wird der Hochspannungsbereich bei den finalen Modellen erst bei 500 V beginnen, da für geringere Spannungen kein Bedarf besteht. Ebenso wurden die Anschlüsse für die Versorgung und die Signalnahme modifiziert, so dass leichter verfügbare Anschlüsse genutzt werden können als beim Prototyp. Eine Überlegung bezüglich der PMT-Basen ist die Entwicklung einer ähnlichen Basis bzw. Modifizierung der PHQ9352, so dass diese für den R5912 von Hamamatsu genutzt werden kann.

Des Weiteren wurde in dieser Arbeit das DRS4-Evaluationboard als Auslese der PMTs getestet. Das Board zeichnete sich durch eine einfache Handhabung aus, was sehr für eine weitere Nutzung spricht. Auch die durch das Board gegebenen Ausleseparameter, wie die schreibbare Signallrate, entsprechen den Anforderungen und lieferten keine zusätzlichen Einschränkungen für das HiSCORE-Projekt, was durch Simulationen von M. Tluczykont und D. Hampf geprüft wurde. Dennoch gibt es Verbesserungsmöglichkeiten. So muss wegen dem auf $-0,5$ V beschränkten Auslesefenster über Möglichkeiten zur Erweiterung des dynamischen Bereiches der Messungen nachgedacht werden. Zum Einen besteht schon die Überlegung zu einer Ausleseverschiebung auf die Dynoden. Das hat allerdings Auswirkungen auf das endgültige Signal, da die Kapazität der Dynoden größer ist als die der Anode, das führt zu einer Verbreiterung des PMT-Pulses und somit auch zu einer Verlangsamung der Auslese. Zum Anderen ist die Entwicklung eines HiSCORE-Boards noch ein paar Gedanken wert. In Kombination mit dem DRS4-Chip könnte so eine Platine entworfen werden, die eine Verlagerung der Auslese unnötig macht.

Die Kombination der Arbeit von R. Eichler mit dieser verlief im ersten Test zufriedenstellend. Im Weiteren müssen die Programme der slow-control-Steuerung noch geringfügig angepasst werden, so dass im späteren Experiment vier PMTs und die Stationssensoren gesteuert werden können. Dies ist

auch mit der Nutzung mehrerer Arduinos und eventuell zwei Guru-Plug PCs pro Station verbunden.

Aktuell ist die Entwicklung einer Trigger-Elektronik für die HiSCORE-Stationen von zentralem Interesse. Diese Elektronik beinhaltet einen Clipper, der die Signale ab einer bestimmten Schwelle "abschneidet", aber *nicht* beeinträchtigt oder verfälscht, und einem Addierer, der die geclippten Signale addiert und bei Erreichen des Tiggerlevels (Anzahl der PMTs pro Station mal der clip-Schwelle) diesen auslöst. Bleibt nur noch zu erwähnen, dass zum Ende dieses Jahres der erste Feldversuch mit einer HiSCORE-Station auf der TUNKA-site geplant ist. Dort schließt sich dann im nächsten Jahr die Installation eines ersten HiSCORE-arrays und dessen erste Datennahme an.

Literaturverzeichnis

- [AAA⁺10] A. A. Abdo, M. Ackermann, M. Ajello, A. Allafort, E. Antolini, W. B. Atwood, M. Axelsson, L. Baldini, J. Ballet, G. Barbiellini, and et al. Fermi Large Area Telescope First Source Catalog. *apjs*, 188:405–436, June 2010.
- [AAB⁺02] F. Aharonian, A. Akhperjanian, J. A. Barrio, K. Bernlöhr, H. Börst, H. Bojahr, O. Bolz, J. L. Contreras, J. Cortina, S. Denninghoff, V. Fonseca, H. J. Gebauer, J. González, N. Götzting, G. Heinzelmann, G. Hermann, A. Heusler, W. Hofmann, D. Horns, I. Jung, R. Kankanyan, M. Kestel, J. Kettler, A. Kohnle, A. Konopelko, H. Kornmayer, D. Kranich, H. Krawczynski, H. Lampeitl, M. López, E. Lorenz, F. Lucarelli, N. Magnussen, O. Mang, H. Meyer, R. Mirzoyan, A. Moralejo, E. Otilden a, L. Padilla, M. Panter, R. Plaga, A. Plyasheshnikov, J. Prahl, G. Pühlhofer, G. Rauterberg, A. Röhring, W. Rhode, G. Rowell, V. Sahakian, M. Samorski, M. Schilling, D. Schmele, F. Schröder, I. Sevilla, M. Siems, W. Stamm, M. Tluczykont, H. J. Völk, C. A. Wiedner, and W. Wittek. Search for point sources of gamma radiation above 15 TeV with the HEGRA AIROBICC array. *aap*, 390:39–46, July 2002.
- [AAe93] F. Aharonian, A. G. Akhperjanian, and et al. Status and Upgrade of the HEGRA Air Shower Experiment at La Palma. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 4 of *International Cosmic Ray Conference*, pages 291–+, 1993.
- [AG39] P. Auger and T. Grivet. Analysis of deep rays. *Reviews of Modern Physics*, 11:232–234, July 1939.
- [ann02] Zweijahresbericht 2000-2001, 2002.

- [AS02] L. Austin and H. Starke. Ueber die Reflexion der Kathodenstrahlen und eine damit verbundene neue Erscheinung secundärer Emission. *Annalen der Physik*, 314:271–292, 1902.
- [asp08] Astroparticle Physics - the European strategy, 2008.
- [BBB⁺93] K. Bekk, E. Bollmann, M. Brendle, K. Daumiller, P. Doll, J. Engler, P. Gabriel, H. J. Gils, A. Hanser, D. Heck, H. O. Klages, J. Knapp, H. J. MATHes, H. H. Mielike, G. Mondry, J. Oelschläger, H. Rebel, A. Schaller, G. Schatz, H. Schieler, A. Schulte, H. J. Simonis, T. Thouw, G. Völker, J. Wentz, Y. Wetzels, D. Wochele, J. Wochele, J. Zabierowski, and B. Zeitnitz. The Extensive Air Shower Experiment KASCADE. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 4 of *International Cosmic Ray Conference*, pages 674–+, 1993.
- [BBC⁺09] P. L. Biermann, J. K. Becker, L. Caramete, A. Curuțiu, R. Engel, H. Falcke, L. Á. Gergely, P. G. Isar, I. C. Mariș, A. Meli, K.-H. Kampert, T. Stanev, O. Tașcău, and C. Zier. Active Galactic Nuclei: Sources for ultra high energy cosmic rays? *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 190:61–78, May 2009.
- [BCD⁺93] D. J. Bird, S. C. Corbató, H. Y. Dai, B. R. Dawson, J. W. Elbert, T. K. Gaisser, K. D. Green, M. A. Huang, D. B. Kieda, S. Ko, C. G. Larsen, E. C. Loh, M. Luo, M. H. Salamon, D. Smith, P. Sokolsky, P. Sommers, T. Stanev, J. K. Tang, S. B. Thomas, and S. Tilav. Evidence for correlated changes in the spectrum and composition of cosmic rays at extremely high energies. *Physical Review Letters*, 71:3401–3404, November 1993.
- [BEH09] J. Blümer, R. Engel, and J. R. Hörandel. Cosmic rays from the knee to the highest energies. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 63:293–338, October 2009.
- [BG70] G. R. Blumenthal and R. J. Gould. Bremsstrahlung, Synchrotron Radiation, and Compton Scattering of High-Energy Electrons Traversing Dilute Gases. *Reviews of Modern Physics*, 42:237–271, 1970.

- [Bha00] P. Bhattacharjee. Origin and propagation of extremely high energy cosmic rays. *physrep*, 327:109–247, March 2000.
- [BHH⁺01] D. L. Bertsch, R. C. Hartman, S. D. Hunter, D. J. Thompson, and P. Sreekumar. EGRET’s detection efficiency in the later phases of the mission. In S. Ritz, N. Gehrels, & C. R. Shrader, editor, *Gamma 2001: Gamma-Ray Astrophysics*, volume 587 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 706–710, October 2001.
- [BK29] W. Bothe and W. Kolhörster. Das Wesen der Höhenstrahlung. *Zeitschrift für Physik*, 56:751–777, November 1929.
- [BP48] H. L. Bradt and B. Peters. Investigation of the Primary Cosmic Radiation with Nuclear Photographic Emulsions. *Physical Review*, 74:1828–1837, December 1948.
- [BZ34] W. Baade and F. Zwicky. Remarks on Super-Novae and Cosmic Rays. *Physical Review*, 46:76–77, July 1934.
- [Cer37] P. A. Cerenkov. Visible Radiation Produced by Electrons Moving in a Medium with Velocities Exceeding that of Light. *Physical Review*, 52:378–379, August 1937.
- [CFG⁺89] M. F. Cawley, D. J. Fegan, K. G. Gibbs, A. M. Hillas, P. W. Kwok, R. C. Lamb, M. Lang, D. A. Lewis, P. Macomb, N. A. Porter, P. T. Reynolds, G. Vacanti, and T. C. Weekes. Detection of TeV gamma rays from the Crab Nebula using the atmospheric Cherenkov imaging technique. *Irish Astronomical Journal*, 19:51–54, September 1989.
- [CFH⁺89] M. F. Cawley, D. J. Fegan, K. Harris, A. M. Hillas, P. W. Kwok, R. C. Lamb, M. J. Lang, D. A. Lewis, D. Macomb, P. T. Reynolds, G. Vacanti, and T. C. Weekes. The Whipple Observatory High Resolution Camera. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 4 of *International Cosmic Ray Conference*, pages 224–+, 1989.
- [CKK⁺01] D. V. Chernov, E. E. Korosteleva, L. A. Kuzmichev, V. V. Prosin, I. V. Yashin, C. Spiering, T. Shmidt, O. A. Gress, L. V.

- Pan'kov, Y. V. Parfenov, Y. A. Semeny, B. K. Lubsandorzhev, A. I. Panfilov, P. G. Pohil, and R. V. Vasil'Ev. Cherenkov pulse shape observation at TUNKA array. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 2 of *International Cosmic Ray Conference*, pages 585–+, 2001.
- [dC08] M. de Naurois and CTA Consortium. The CTA Project. In C. Charbonnel, F. Combes, & R. Samadi, editor, *SF2A-2008*, pages 195–+, November 2008.
- [EG89] J. Elster and H. Geitel. Ueber die Entladung negativ electrischer Körper durch das Sonnen- und Tageslicht. *Annalen der Physik*, 274:497–514, 1889.
- [Eic] R. Eichler. Slow Control und Datenauslese für den HiSCORE-Detektor.
- [Ein05] A. Einstein. Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt. *Annalen der Physik*, 322:132–148, 1905.
- [Fer49] E. Fermi. On the Origin of the Cosmic Radiation. *Physical Review*, 75:1169–1174, April 1949.
- [Gai90] T. K. Gaisser. *Cosmic rays and particle physics*. 1990.
- [Hal88] W. Hallwachs. Ueber den Einfluss des Lichtes auf electrostatisch geladene Körper. *Annalen der Physik*, 269:301–312, 1888.
- [Ham] D. Hampf. personal conversation.
- [HBC⁺97] S. D. Hunter, D. L. Bertsch, J. R. Catelli, T. M. Dame, S. W. Digel, B. L. Dingus, J. A. Esposito, C. E. Fichtel, R. C. Hartman, G. Kanbach, D. A. Kniffen, Y. C. Lin, H. A. Mayer-Hasselwander, P. F. Michelson, C. von Montigny, R. Mukherjee, P. L. Nolan, E. Schneid, P. Sreekumar, P. Thaddeus, and D. J. Thompson. EGRET Observations of the Diffuse Gamma-Ray Emission from the Galactic Plane. *apj*, 481:205–+, May 1997.
- [Her87] H. Hertz. Ueber einen Einfluss des ultravioletten Lichtes auf die electrische Entladung. *Annalen der Physik*, 267:983–1000, 1887.

- [Hes12] V. F. Hess. Observation of penetrating radiation of seven balloon flights. *Physikalische Zeitschrift*, 13:1084, 1912.
- [HES00] HESS Collaboration. The high energy stereoscopic system (HESS) project. In B. L. Dingus, M. H. Salamon, & D. B. Kieda, editor, *American Institute of Physics Conference Series*, volume 515 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 500–509, June 2000.
- [HH09] J. A. Hinton and W. Hofmann. Teraelectronvolt Astronomy. *arXiv*, 47:523–565, September 2009.
- [Hil06] A. M. Hillas. Cosmic Rays: Recent Progress and some Current Questions. *ArXiv Astrophysics e-prints*, July 2006.
- [HTH11] D. Hampf, M. Tluczykont, and D. Horns. Simulation of the expected performance for the proposed gamma-ray detector HiSCORE. *ArXiv e-prints*, April 2011.
- [IS35] H. Iams and B. Salzberg. The Secondary Emission Phototube. *Proceedings of the Institute of Radio Engineers (1913-1962)*, 23:55–64, January 1935.
- [KAB06] S. R. Kelner, F. A. Aharonian, and V. V. Bugayov. Energy spectra of gamma rays, electrons, and neutrinos produced at proton-proton interactions in the very high energy regime. *prd*, 74(3):034018–+, August 2006.
- [KAB09] S. R. Kelner, F. A. Aharonian, and V. V. Bugayov. Erratum: Energy spectra of gamma rays, electrons, and neutrinos produced at proton-proton interactions in the very high energy regime [Phys. Rev. D 74, 034018 (2006)]. *prd*, 79(3):039901–+, February 2009.
- [Kar] A. Karle. PhD thesis.
- [KMe93] A. Karle, S. Martinez, and et al. First Running Experience with the Novel Wide Angle Air Cerenkov Matrix Detector AIRROBICC. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 4 of *International Cosmic Ray Conference*, pages 666–+, 1993.

- [Kol30] L. R. Koller. Photoelectric Emission from Thin Films of Caesium. *Physical Review*, 36:1639–1647, December 1930.
- [LB00] S. G. Lucek and A. R. Bell. Non-linear amplification of a magnetic field driven by cosmic ray streaming. *mnras*, 314:65–74, May 2000.
- [LC83] P. O. Lagage and C. J. Cesarsky. The maximum energy of cosmic rays accelerated by supernova shocks. *aap*, 125:249–257, September 1983.
- [LT00] E. Lorenz and The MAGIC Collaboration. The MAGIC Telescope Project. In B. L. Dingus, M. H. Salamon, & D. B. Kieda, editor, *American Institute of Physics Conference Series*, volume 515 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 510–+, June 2000.
- [Man03] P. M. Mantsch. The Pierre Auger Project: an overview. In P. W. Gorham, editor, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 4858 of *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, pages 115–120, February 2003.
- [MSCA05a] R. Moderski, M. Sikora, P. S. Coppi, and F. Aharonian. Erratum: Klein-Nishina effects in the spectra of non-thermal sources immersed in external radiation fields. *mnras*, 364:1488–1488, December 2005.
- [MSCA05b] R. Moderski, M. Sikora, P. S. Coppi, and F. Aharonian. Klein-Nishina effects in the spectra of non-thermal sources immersed in external radiation fields. *mnras*, 363:954–966, November 2005.
- [Par55] E. N. Parker. Hydromagnetic Waves and the Acceleration of Cosmic Rays. *Physical Review*, 99:241–253, July 1955.
- [PBG⁺03] G. Pühlhofer, O. Bolz, N. Götting, A. Heusler, D. Horns, A. Kohnle, H. Lampeitl, M. Panter, M. Tluczykont, F. Aharonian, A. Akhperjanian, M. Beilicke, K. Bernlöhr, H. Börst,

- H. Bojahr, T. Coarasa, J. L. Contreras, J. Cortina, S. Denninghoff, M. V. Fonseca, M. Girma, G. Heinzelmann, G. Hermann, W. Hofmann, I. Jung, R. Kankanyan, M. Kestel, A. Konopelko, H. Kornmeyer, D. Kranich, M. Lopez, E. Lorenz, F. Lucarelli, O. Mang, H. Meyer, R. Mirzoyan, A. Moralejo, E. Ona-Wilhelmi, A. Plyasheshnikov, R. de Los Reyes, W. Rhode, J. Ripken, G. Rowell, V. Sahakian, M. Samorski, M. Schilling, M. Siems, D. Sobzynska, W. Stamm, V. Vitale, H. J. Völk, C. A. Wiedner, and W. Wittek. The technical performance of the HEGRA system of imaging air Cherenkov telescopes. *Astroparticle Physics*, 20:267–291, December 2003.
- [PS92] R. J. Protheroe and A. P. Szabo. High energy cosmic rays from active galactic nuclei. *Physical Review Letters*, 69:2885–2888, November 1992.
- [SBB⁺77] L. Scarsi, K. Bennett, G. F. Bignami, G. Boella, R. Buccheri, W. Hermsen, L. Koch, H. A. Mayer-Hasselwander, J. A. Paul, and E. Pfeffermann. The COS-B experiment and mission. In R. D. Wills & B. Battrock, editor, *Recent Advances in Gamma-Ray Astronomy*, volume 124 of *ESA Special Publication*, pages 3–11, July 1977.
- [Sin05] G. Sinnis. HAWC: A Next Generation VHE All-Sky Telescope. In F. A. Aharonian, H. J. Völk, & D. Horns, editor, *High Energy Gamma-Ray Astronomy*, volume 745 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 234–245, February 2005.
- [SJW41] M. Schein, W. P. Jesse, and E. O. Wollan. The Nature of the Primary Cosmic Radiation and the Origin of the Mesotron. *Physical Review*, 59:615–615, April 1941.
- [Sok89] P. Sokolsky. *Introduction to ultrahigh energy cosmic ray physics*. 1989.
- [TBA⁺09] M. Tavani, G. Barbiellini, A. Argan, F. Boffelli, A. Bulgarelli, P. Caraveo, P. W. Cattaneo, A. W. Chen, V. Cocco, E. Costa, F. D’Ammando, E. Del Monte, G. de Paris, G. Di

- Cocco, G. di Persio, I. Donnarumma, Y. Evangelista, M. Feroci, A. Ferrari, M. Fiorini, F. Fornari, F. Fuschino, T. Froyland, M. Frutti, M. Galli, F. Gianotti, A. Giuliani, C. Labanti, I. Lapshov, F. Lazzarotto, F. Liello, P. Lipari, F. Longo, E. Mattaini, M. Marisaldi, M. Mastropietro, A. Mauri, F. Mauri, S. Mereghetti, E. Morelli, A. Morselli, L. Pacciani, A. Pellizzoni, F. Perotti, G. Piano, P. Picozza, C. Pontoni, G. Porrovecchio, M. Prest, G. Pucella, M. Rapisarda, A. Rappoldi, E. Rossi, A. Rubini, P. Soffitta, A. Traci, M. Trifoglio, A. Trois, E. Vallazza, S. Vercellone, V. Vittorini, A. Zambra, D. Zanello, C. Pittori, B. Preger, P. Santolamazza, F. Verrecchia, P. Giommi, S. Colafrancesco, A. Antonelli, S. Cutini, D. Gasparrini, S. Stellato, G. Fanari, R. Primavera, F. Tamburelli, F. Viola, G. Guarrera, L. Salotti, F. D'Amico, E. Marchetti, M. Crisconio, P. Sabatini, G. Annoni, S. Alia, A. Longoni, R. Sanquerin, M. Battilana, P. Concari, E. Dessimone, R. Grossi, A. Parise, F. Monzani, E. Artina, R. Pavesi, G. Marseguerra, L. Nicolini, L. Scandelli, L. Soli, V. Vettorello, E. Zardetto, A. Bonati, L. Maltecca, E. D'Alba, M. Patané, G. Babini, F. Onorati, L. Acquaroli, M. Angelucci, B. Morelli, C. Agostara, M. Cerone, A. Michetti, P. Tempesta, S. D'Eramo, F. Rocca, F. Giannini, G. Borghi, B. Garavelli, M. Conte, M. Balasini, I. Ferrario, M. Vanotti, E. Collavo, and M. Giacomazzo. The AGILE Mission. *aap*, 502:995–1013, August 2009.
- [THH⁺11] M. Tluczykont, D. Hampf, D. Horns, T. Kneiske, Eichler, R., and R. Nachtigall. The ground-based large-area wide-angle γ -ray and cosmic-ray experiment HiSCORE. In *Advances in space Research*, COSPAR Conference-Proceedings, Bremen 2010, 2011.
- [Tho55] W. B. Thompson. On the Acceleration of Cosmic-Ray Particles by Magneto-Hydrodynamic Waves. *Royal Society of London Proceedings Series A*, 233:402–406, December 1955.
- [TO98] R. H. Tränkler and E. Obermeier. *Sensortechnik*. Springer, Berlin, 1998.

- [UB02] A. Unsöld and B. Baschek. *Der neue Kosmos*, volume 7. Springer, Berlin, 2002.
- [und08] Understanding Photomultipliers, 2008.
- [VGD⁺60] S. N. Vernov, N. N. Goryunov, V. A. Dmitriev, G. V. Kulikov, Y. A. Nechin, V. I. Solovieva, Z. S. Strugalsky, and G. B. Khristiansen. On the function of lateral distribution of charged particles and of the density of the electron-photon component energy flux in an extensive air shower. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 2 of *International Cosmic Ray Conference*, pages 109–+, 1960.
- [Wax95] E. Waxman. Cosmological Gamma-Ray Bursts and the Highest Energy Cosmic Rays. *Physical Review Letters*, 75:386–389, July 1995.
- [ZM36] Morton G. A. Zworykin, V. K. and L. Malter. The Secondary Emission Multiplier-A New Electronic Device. *Proceedings of the Institute of Radio Engineers (1913-1962)*, 24:351–375, March 1936.
- [ZR39] V. K. Zworykin and J. A. Rajchman. The Electrostatic Electron Multiplier. *Proceedings of the Institute of Radio Engineers (1913-1962)*, 27:558–566, September 1939.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Häufigkeit von Elementen in der kosmischen Strahlung [BEH09].	8
1.2	Flussspektrum der kosmischen Strahlung nach Hillas [Hil06].	9
1.3	Schema des HiSCORE-Detektors [THH ⁺ 11].	16
1.4	Beobachtungssensitivitäten von HiSCORE und anderen Experimenten [THH ⁺ 11].	16
2.1	Schematische Darstellung eines PMTs [und08].	19
2.2	Basis PHQ9352 der Firma iseg mit Sockel B20.	21
2.3	DRS4-Evaluationboard Version 3.	23
2.4	Schematischer Aufbau des Teststandes mit Ausleseelektronik. In Klammern weitere angedachte Teile der Auslese.	24
2.5	Anschlüsse und Durchbruch des Teststandes.	26
2.6	Halterung für die sphärische Messung mit eingesetztem PMT.	26
3.1	Signaldarstellung von PMT04. Die 12 mV Spikes sind Artefakte des DRS4-Evaluationboards. Mit der nun aktuellen Software werden diese herausgefiltert.	28
3.2	Zeitlicher Verlauf der Signalamplitude über 48 Stunden für den old-ET und den new-ET.	30
3.3	Darstellung der Nulllinienschwankung des DRS4-Evaluationboard. Der Spike stammt von Signalen, die während der Totzeit die Auslese getriggert haben.	32
3.4	Signalbeispiel der Widerstandsbasis von Electron Tubes.	33
3.5	Signalbeispiel der Transistorbasis von Electron Tubes.	33
3.6	Signalbeispiel der iseg-Basis.	34
3.7	Signalbeispiel der Brandner-Basis.	34

3.8	Zu sehen sind Kurven zu unterschiedlichem Jitter und deren Einflüsse auf die Winkelauflösung in Abhängigkeit von der Energie (Simulationsrechnungen) [HTH11].	37
3.9	Histogramm der sloptime-Differenz mit Gaußkurve.	38
3.10	Gain des 9352KB als Funktion der Hochspannung.	40
3.11	Darstellung der Signalhöhenbeträge in Abhängigkeit von der Hochspannung. Der Fehlerskalierungsfaktor ist 10.	41
3.12	Anodensignal: Quadratische Schwankung der Signalhöhe als Funktion der Signalhöhe. Der Fehlerskalierungsfaktor ist 100.	41
3.13	Dynodensignal: Quadratische Schwankung der Signalhöhe als Funktion der Signalhöhe. Der Fehlerskalierungsfaktor ist 100.	42
3.14	Darstellung des Konversionsfaktors in Abhängigkeit von der Hochspannung. Details siehe Text. Der Fehlerskalierungsfaktor ist 10.	42
3.15	Darstellung der Signalhöhenbeträge in Abhängigkeit von der Pulsgeneratoramplitude. Erkennbar ist die Begrenzung der Auslese durch das DRS4-Evaluationboard, da dieses nur eine Auslese bis -500 mV gestattet (85,5% bis 94,5%). Dies zeigt sich auch in den folgenden Abbildungen. Ebenfalls sieht man, dass die LED sättigt und im Weiteren an Intensität verliert. Der Fehlerskalierungsfaktor ist 10.	44
3.16	Quadratische Schwankung der Signalhöhe als Funktion der Signalhöhe. Der Fehlerskalierungsfaktor ist 100.	45
3.17	Darstellung des Konversionsfaktors in Abhängigkeit von der Pulsgeneratoramplitude. Der Fehlerskalierungsfaktor ist 10.	45
3.18	Zeitliche Darstellung der Signalintegrale.	48
3.19	Zeitliche Darstellung der Signalhöhen.	48
3.20	Darstellung der Sensitivität der PMT-Oberfläche, betrachtet werden die Signalhöhen.	49

Tabellenverzeichnis

3.1	Dargestellt sind die Kodierungen der PMTs für die Messungen, deren Seriennummer, eine Wertung, ob sie beim Einschalten funktionieren, die dazugehörige Signalhöhe μ_{sig} , eine Wertung zur Möglichkeit der Datennahme und ggf. Kommentare zum PMT.	29
3.2	Dargestellt sind die Signalhöhen mit deren relativer mittlerer und maximaler Abweichung für den old-ET. Die hohe Abweichung im Gesamtbereich ist durch die Einschwingphase des PMTs bedingt.	30
3.3	Dargestellt sind die Signalhöhen mit deren relativer mittlerer und maximaler Abweichung für den new-ET. Die hohe Abweichung im Gesamtbereich ist durch die Einschwingphase des PMTs bedingt.	31
3.4	Mittelwerte und Schwankungen der intergalen Signalwerte und der Signalhöhen.	47
3.5	Relationen der Buchsen zu Buchse I.	47

Anhang A

Anhang

200 mm (8") photomultiplier 9352KB series data sheet

1 description

The 9352KB is a 200mm (8") diameter end window photomultiplier with blue-green sensitive bialkali photocathode on a hemispherical window, and 6 BeCu dynodes of linear focused design for good linearity and timing. Metal fingers extend over the active area to ensure satisfactory operation at high ambient light levels.

2 applications

- high energy physics studies with high light levels (e.g. Cosmic Ray Shower studies in the night sky)

3 features

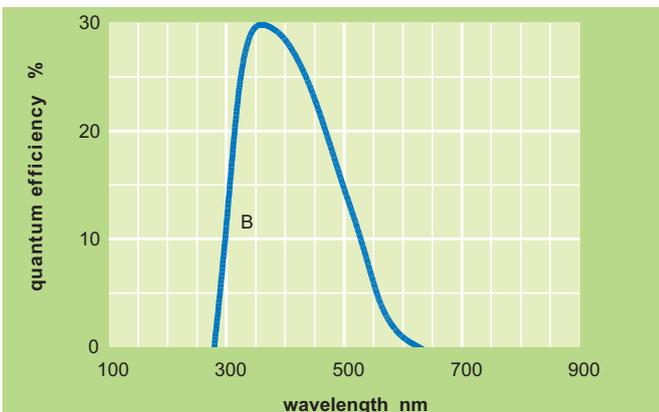
- 2π detection
- large active area
- internal collection efficiency optimised
- high light level capability
- fast time response
- low background glass envelope

4 window characteristics

		9352KB borosilicate
spectral range*(nm)		290 - 630
refractive index (n_d)		1.49
K (ppm)		300
Th (ppb)		250
U (ppb)		100

* wavelength range over which quantum efficiency exceeds 1% of peak

5 typical spectral response curves

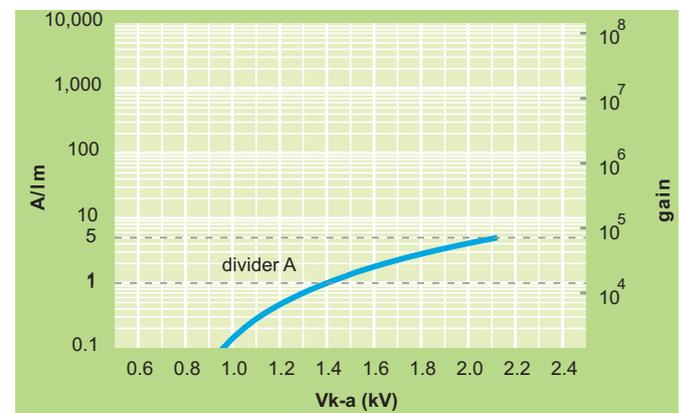


6 characteristics

	unit	min	typ	max
photocathode: bialkali				
active diameter	mm		195	
active surface area	cm ²		480	
quantum efficiency at peak	%		30	
luminous sensitivity	μA/lm		70	
with CB filter		8	12	
with CR filter			1	
dynodes: 6LFBcCu				
anode sensitivity in divider A:				
nominal anode sensitivity	A/lm		1	
max. rated anode sensitivity	A/lm		5	
overall V for nominal A/lm	V		1400	2300
overall V for max. rated A/lm	V		2000	
gain at nominal A/lm	x 10 ⁶		0.01	
dark current at 20 °C:				
dc at nominal A/lm	nA		0.2	5
dc at max. rated A/lm	nA		1	
pulsed linearity (-5% deviation):				
divider A	mA		50	
rate effect (I_a for Δg/g=1%):				
	μA		1	
magnetic field sensitivity:				
the field for which the output decreases by 50 %				
most sensitive direction	T x 10 ⁻⁴		0.4	
temperature coefficient:				
	% °C ⁻¹		± 0.5	
timing:				
multi electron rise time	ns		5	
multi electron fwhm	ns		8	
transit time	ns		50	
weight:				
	g		650	
maximum ratings:				
anode current	μA			100
cathode current	nA			5000
gain	x 10 ⁶			0.07
sensitivity	A/lm			5
temperature	°C	-30		60
V (k-a) ⁽¹⁾	V			2400
V (k-d1)	V			600
V (d-d) ⁽²⁾	V			300
ambient pressure (absolute)	kPa			202

⁽¹⁾ subject to not exceeding max. rated sensitivity ⁽²⁾ subject to not exceeding max rated V(k-a)

7 typical voltage gain characteristics



8 voltage divider distribution

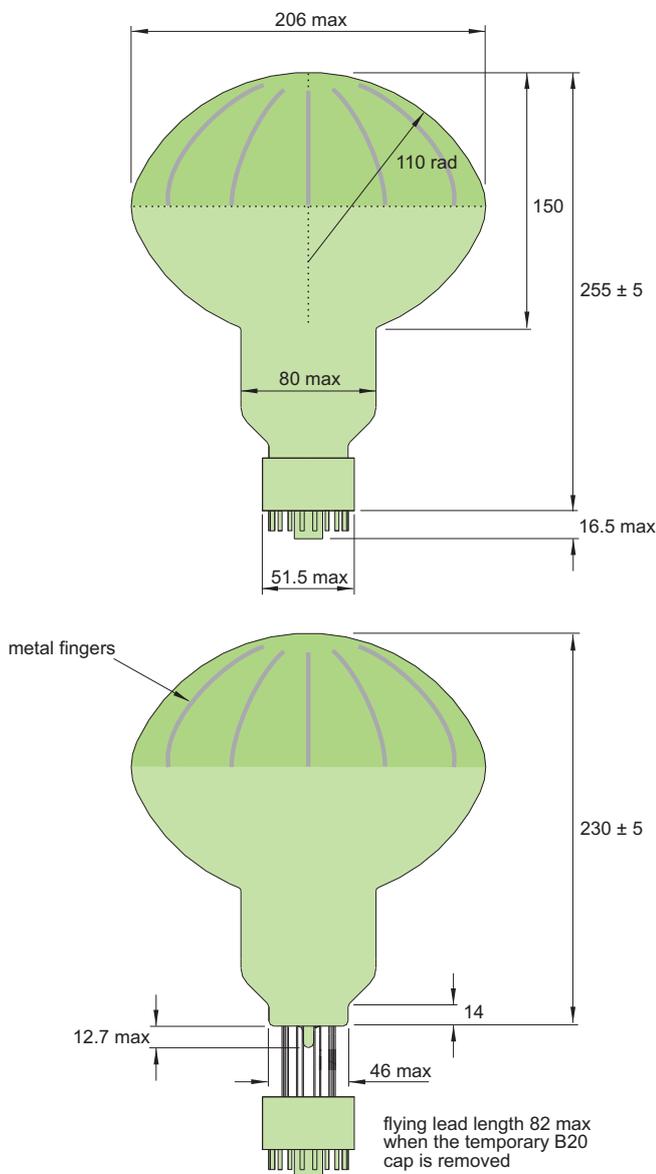
k	d ₁	d ₂	d ₃	d ₄	d ₅	d ₆	a
A	600V	R	R	R	R	R	Standard

note: focus connected to d₁

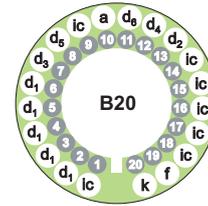
Characteristics contained in this data sheet refer to divider A unless stated otherwise.

9 external dimensions mm

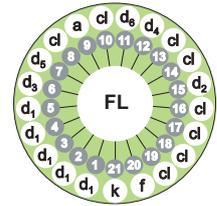
The drawings below show the 9352KB with the B20 cap fitted, and the 9352KFLB in flying lead format with a temporary B20 cap fitted. This temporary cap is attached as agreed with the customer.



10 base configuration (viewed from below)



B20 cap
(for 9352KB & 9352KFLB)
'ic' indicates an internal connection



flying lead base
(for 9352FLB
after removal of
temporary cap)
'cl' indicates cut lead

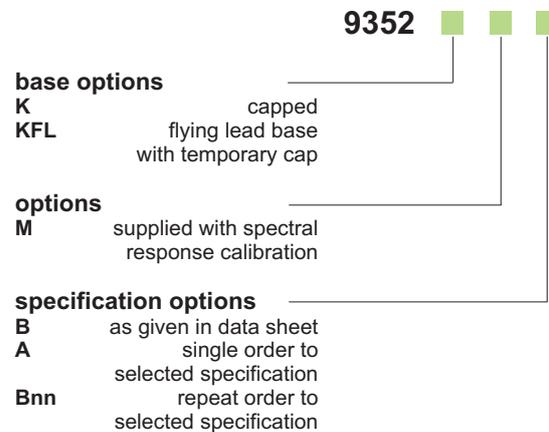
note: connect focus to d₁

note: connect focus to d₁

Our range of B20 sockets is available to suit the B20 cap. The socket range includes versions with or without a mounting flange, and versions with contacts for mounting directly onto printed circuit boards.

11 ordering information

The 9352KB meets the specification given in this data sheet. You may order **variants** by adding a suffix to the type number. You may also order **options** by adding a suffix to the type number. You may order product with **specification options** by discussing your requirements with us. If your selection option is for one-off order, then the product will be referred to as 9352KA. For a repeat order, Electron Tubes will give the product a two digit suffix after the letter B, for example B21. This identifies your specific requirement.



12 voltage dividers

Voltage dividers for this type are available to special order. Please discuss your requirements with us.

ET Enterprises Limited
45 Riverside Way
Uxbridge UB8 2YF
United Kingdom
tel: +44 (0) 1895 200880
fax: +44 (0) 1895 270873
e-mail: sales@et-enterprises.com
web site: www.et-enterprises.com

Electron Tubes
100 Forge Way Unit F
Rockaway NJ 07866 USA
tel: (973) 586 9594
toll free: (800) 521 8382
fax: (973) 586 9771
e-mail: sales@electronubes.com
web site: www.electrontubes.com

choose accessories for this pmt on our website

an ISO 9001 registered company

The company reserves the right to modify these designs and specifications without notice. Developmental devices are intended for evaluation and no obligation is assumed for future manufacture. While every effort is made to ensure accuracy of published information the company cannot be held responsible for errors or consequences arising therefrom.

ET Enterprises
electron tubes

© ET Enterprises Ltd, 2009
DS_9352KB Issue 4 (10/09/09)

APPLICATION

- Neutrino Physics

FEATURES

- Large Photocathode Area
- Fast Time Response
- High Stability
- Less Dark Count



R5912 R7081 R8055 R3600-02
R5912-02 R7081-20 R7250

SPECIFICATIONS

Type No.	Diameter (mm) / (inch)	Minimum Effective Area (mm)	Surface Area		Dynode		Weight (g)
			Min. (cm ²)	Typ. (cm ²)	Structure	Number of Stages	
R5912	202 / 8	φ190	330	380	Box & Line	10	approx. 1100
R5912-02	202 / 8	φ190	330	380	Box & Line	14	approx. 1100
R7081	253 / 10	φ220	470	530	Box & Line	10	approx. 1400
R7081-20	253 / 10	φ220	470	530	Box & Line	14	approx. 1400
R8055	332 / 13	φ312	960	1080	Box & Line	10	approx. 3000
R3600-02	508 / 20	φ460	2030	2410	Venetian blind	11	approx. 8000
R7250	508 / 20	φ430	1680	1740	Box & Line	10	approx. 8000

COMMON SPECIFICATIONS

Spectral Response	300 nm to 650 nm
Peak Wavelength	420 nm
Photocathode Material	Bialkali
Window Material	Borosilicate glass

LARGE PHOTOCATHODE AREA PHOTOMULTIPLIER TUBES

SPECIFICATIONS

Type No.	Cathode Sensitivity					Anode Sensitivity				
	Luminous (2856 K)		Radiant at 420 nm Typ. (mA/W)	Blue Sensitivity Index (CS 5-58)		Quantum Efficiency at 390 nm Typ. (%)	Luminous (2856 K)	Radiant at 420 nm	Gain Typ.	Applied Voltage for Typical Gain Typ. (V)
	Min. ($\mu\text{A/lm}$)	Typ. ($\mu\text{A/lm}$)		Min.	Typ.		Typ. (A/lm)	Typ. (A/W)		
R5912	40	80	80	6.0	10.0	25	700	7.2×10^5	1.0×10^7	1500
R5912-02	40	80	80	6.0	10.0	25	70 000	7.2×10^7	1.0×10^9	1700
R7081	40	80	80	6.0	10.0	25	800	8.0×10^5	1.0×10^7	1500
R7081-20	40	80	80	6.0	10.0	25	80 000	8.0×10^7	1.0×10^9	1700
R8055	35	60	65	5.5	8.0	20	3000	3.25×10^6	5.0×10^7	2000
R3600-02	35	60	65	5.5	8.0	20	600	6.5×10^5	1.0×10^7	2000
R7250	35	60	65	5.5	8.0	20	600	6.5×10^5	1.0×10^7	2000

NOTE: Anode characteristics are measured with the voltage distribution ratio shown below.
 () : Measured with the special voltage distribution ratio (Tapered Divider) shown below.

Type No.	Maximum Ratings						Direct Interelectrode Capacitances	
	Supply Voltage		Average Anode Current (mA)	Operating Ambient Temperature ($^{\circ}\text{C}$)	Storage Temperature ($^{\circ}\text{C}$)	Ambient Pressure (Gauge) (MPa)	Anode to Last Dynode	Anode to All Other Dynodes
	Anode to Cathode (V)	Anode to Last Dynode (V)					(pF)	(pF)
R5912	2000	300	0.1	-30 to +50	-30 to +50	0.7	approx. 3	approx. 7
R5912-02	2000	300	0.1	-30 to +50	-30 to +50	0.7	approx. 3	approx. 7
R7081	2000	300	0.1	-30 to +50	-30 to +50	0.7	approx. 3	approx. 7
R7081-20	2000	300	0.1	-30 to +50	-30 to +50	0.7	approx. 3	approx. 7
R8055	2500	300	0.1	-30 to +50	-30 to +50	0.15	approx. 10	approx. 20
R3600-02	2500	300	0.1	-30 to +50	-30 to +50	0.6	approx. 36	approx. 40
R7250	2500	300	0.1	-30 to +50	-30 to +50	0.6	approx. 10	approx. 15

Anode Sensitivity

(at +25 °C)

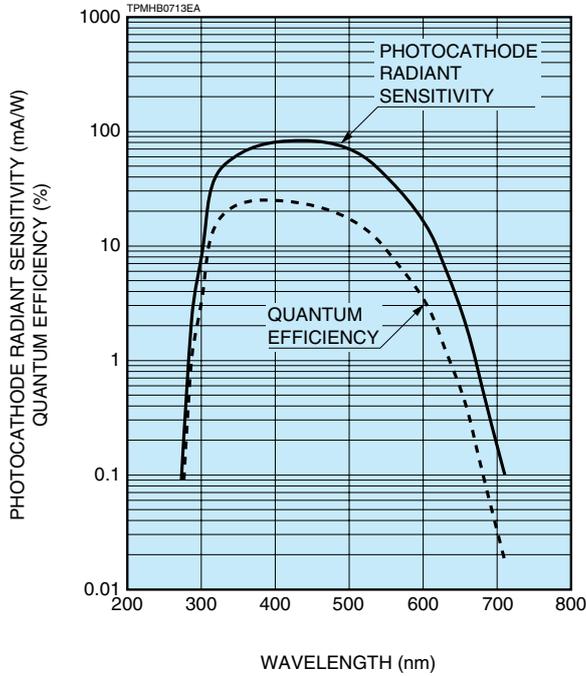
Dark Current (After 30 min storage in darkness)		Dark Count (After 15 hours storage in darkness)		Time Response			Single Photo-electron (Peak to valley ratio)		Pulse Linearity		Type No.
Typ. (nA)	Max. (nA)	Typ. (s ⁻¹)	Max. (s ⁻¹)	Rise Time Typ. (ns)	Electron Transit Time Typ. (ns)	Transit Time Spread (FWHM) Typ. (ns)	Min.	Typ.	at ±2 % Deviation	at ±5 % Deviation	
									Typ. (mA)	Typ. (mA)	
50	700	4000	8000	3.8	55	2.4	1.5	2.5	20 (60)	40 (80)	R5912
1000	5000	6000	12 000	4	68	2.8	1.5	2.5	40	70	R5912-02
50	700	7000	15 000	4.3	63	2.9	1.5	2.5	20 (60)	40 (80)	R7081
1000	5000	9000	19 000	4.5	78	3.3	1.5	2.5	40	70	R7081-20
200	1000	15 000	30 000	5.3	88	2.8	1.5	2.5	60	80	R8055
200	1000	25 000	80 000	10	95	5.5	1.1	1.7	20	40	R3600-02
200	1000	25 000	80 000	7	110	3.5	1.5	2.5	60	80	R7250

Type No.	Supply Voltage (V)	Voltage Distribution Ratio K: Photocathode Dy: Dynode P: Anode F: Focus																	
		K	Dy1	F2	F1	F3	Dy2	Dy3	Dy4	Dy5	Dy6	Dy7	Dy8	Dy9	Dy10	P			
R5912, R7081	1500	11.3	0	0.6	0	3.4	5	3.33	1.67	1	1	1	1	1	1				
		Capacitors in μF										0.01	0.01	0.01					
R5912, R7081 (Taperd Divider)	1500	11.3	0	0.6	0	3.4	5	3.33	1.67	1	1.2	1.5	2.2	3	2.4				
		Capacitors in μF										0.01	0.01	0.01					
R8055	2000	18.5	0	0.6	0	3.4	5	3.3	1.7	1	1	1	2	3	4				
		Capacitors in μF										0.01	0.01	0.01					
R7250	2000	18.5	0	0.6	0	3.4	5	3.3	1.7	1	1	1	2	3	4				
		Capacitors in μF										0.01	0.01	0.01					
R3600-02	2000	K	F2	F1	F3	Dy1	Dy2	Dy3	Dy4	Dy5	Dy6	Dy7	Dy8	Dy9	Dy10	Dy11	P		
		5	1	2	0.02	3	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1		
		Capacitors in μF										0.01	0.01	0.01					
R5912-02 R7081-20	1700	11.3	0	0.6	0	3.4	5	3.33	1.67	1	1	1	1	1	1.2	1.5	2.2	3	2.4
		Capacitors in μF										0.01	0.01	0.01	0.02	0.02			

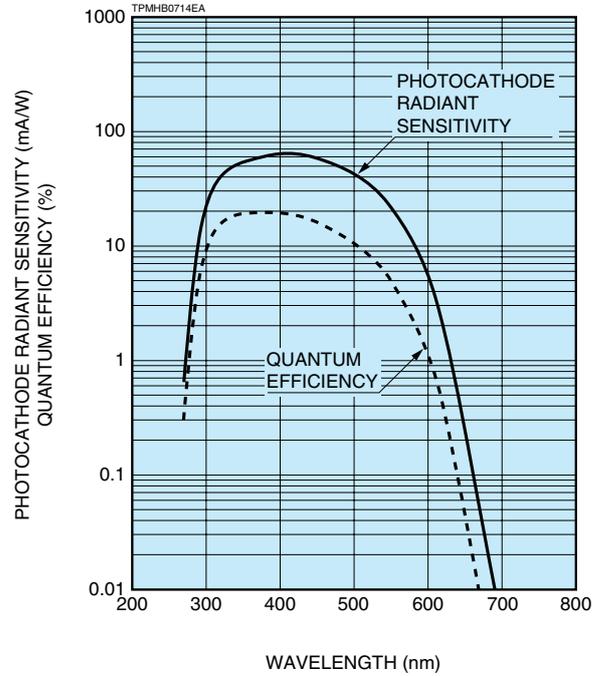
LARGE PHOTOCATHODE AREA PHOTOMULTIPLIER TUBES

SPECTRAL RESPONSE CHARACTERISTICS

- R5912, R5912-02
- R7081, R7081-20

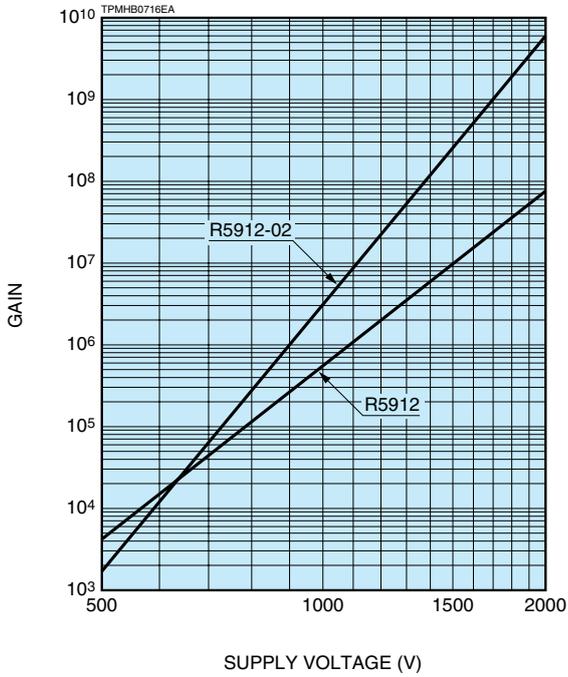


- R8055, R3600-02, R7250

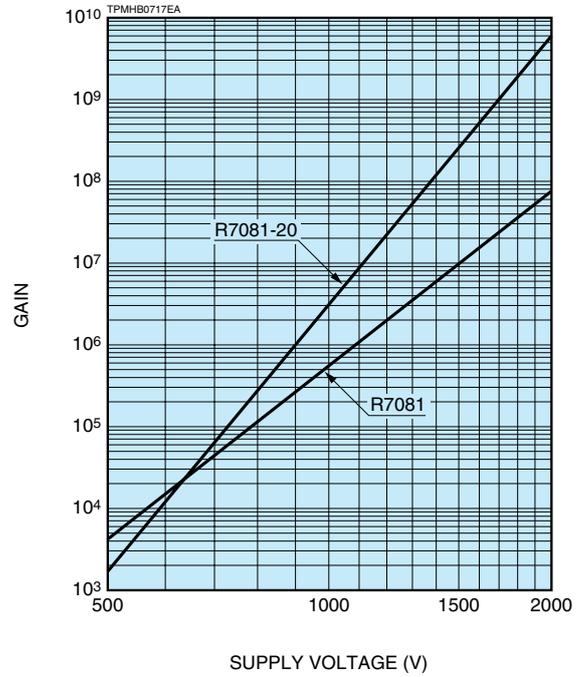


GAIN

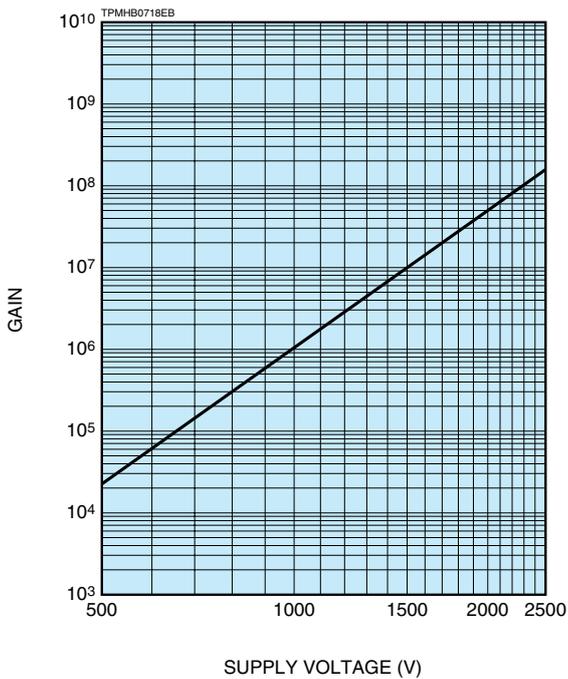
●R5912, R5912-02



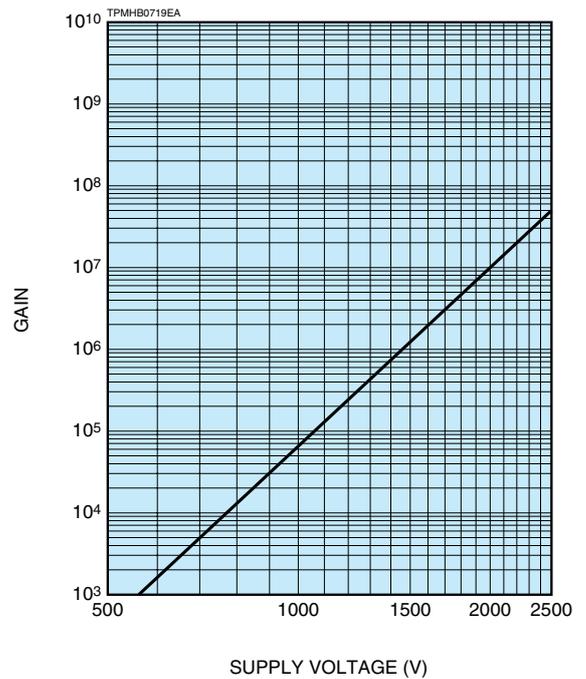
●R7081, R7081-20



●R8055



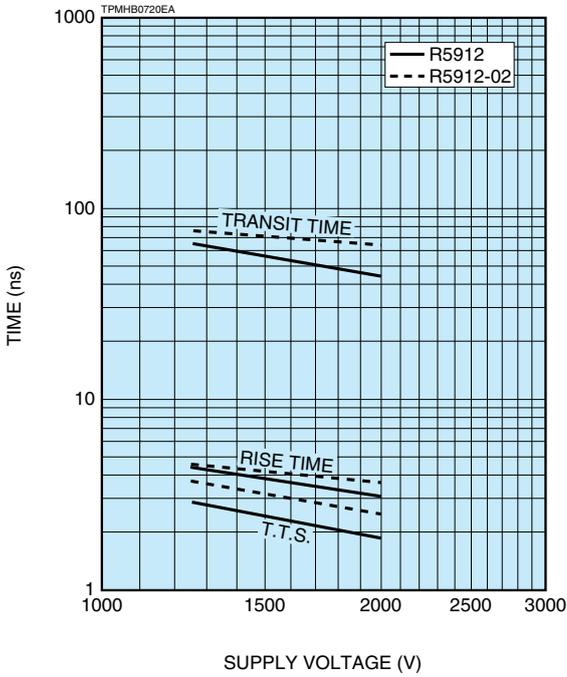
●R3600-02, R7250



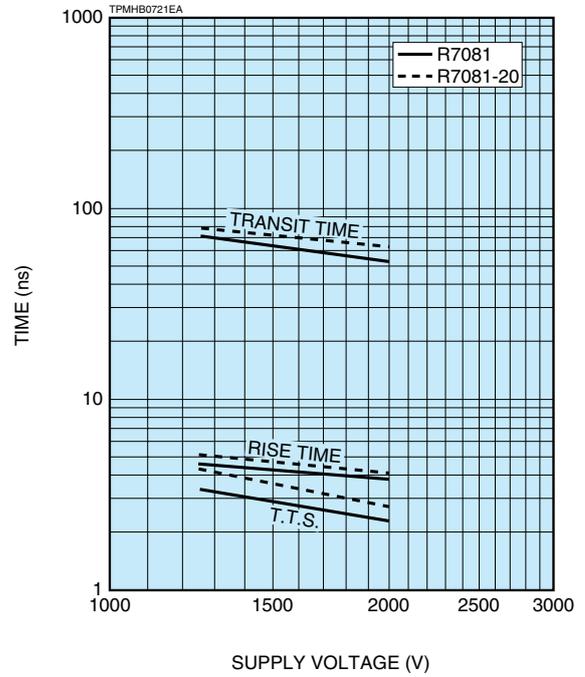
LARGE PHOTOCATHODE AREA PHOTOMULTIPLIER TUBES

TYPICAL TIME RESPONSE

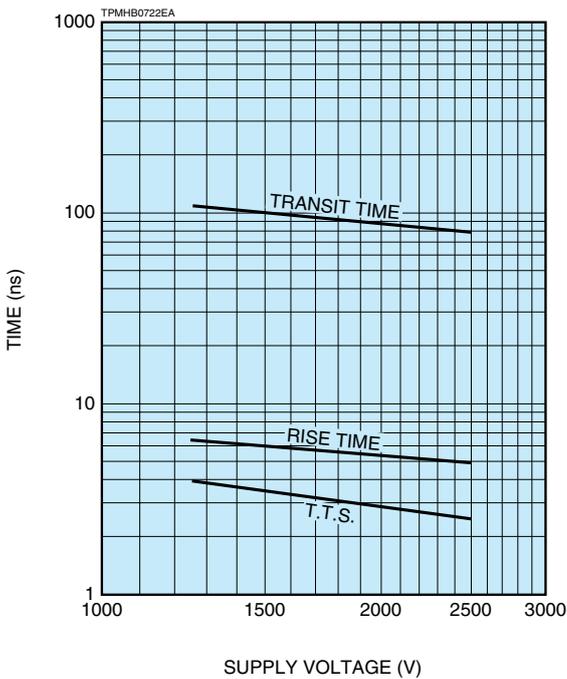
●R5912, R5912-02



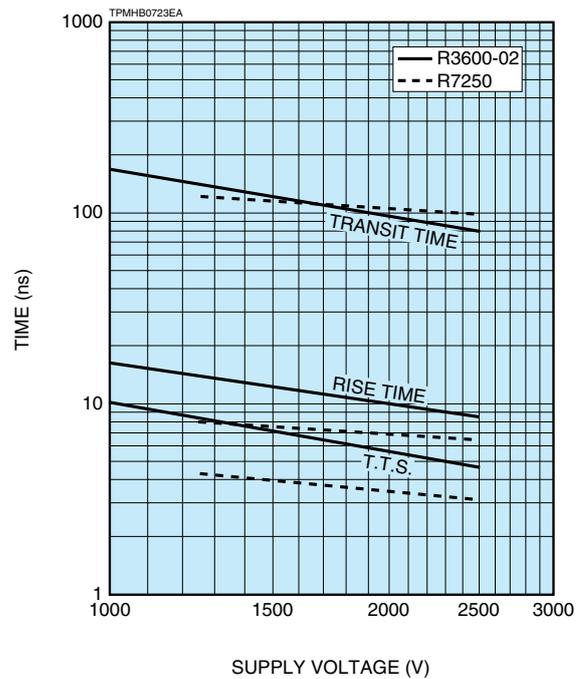
●R7081, R7081-20



●R8055

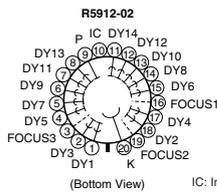
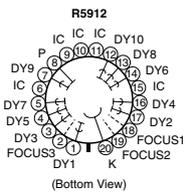
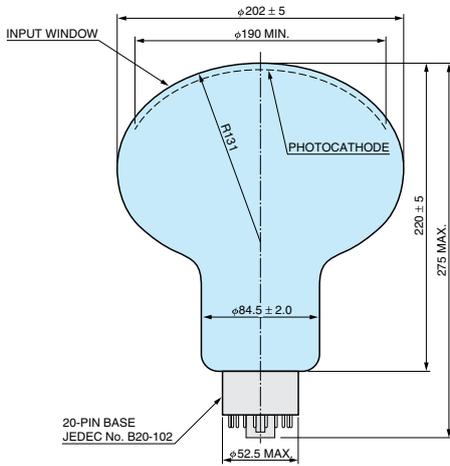


●R3600-02, R7250



DIMENSIONAL OUTLINE (Unit: mm)

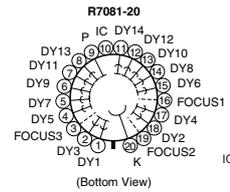
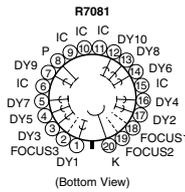
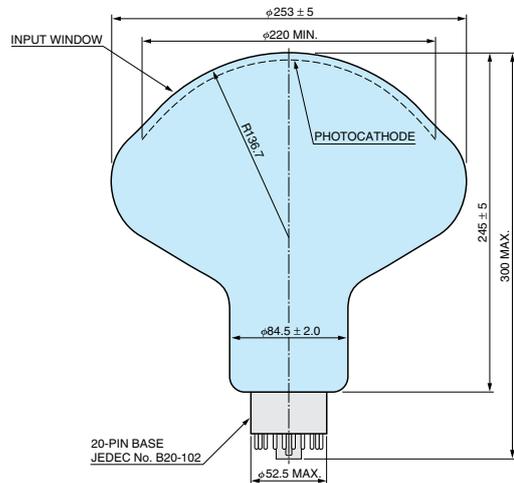
●R5912, R5912-02



IC: Internal Connection
(Do not use)

TPMHA0500EA

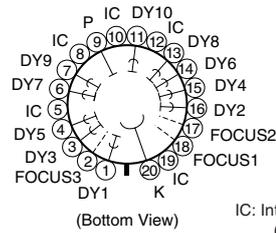
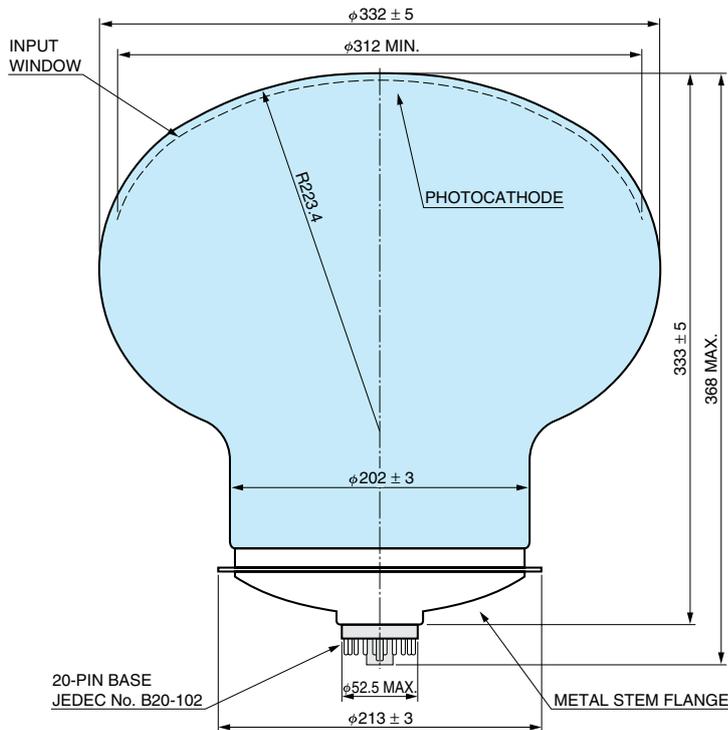
●R7081, R7081-20



IC: Internal Connection
(Do not use)

TPMHA0501EA

●R8055



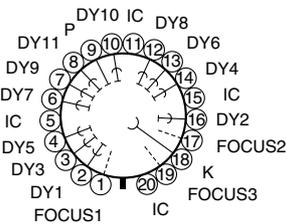
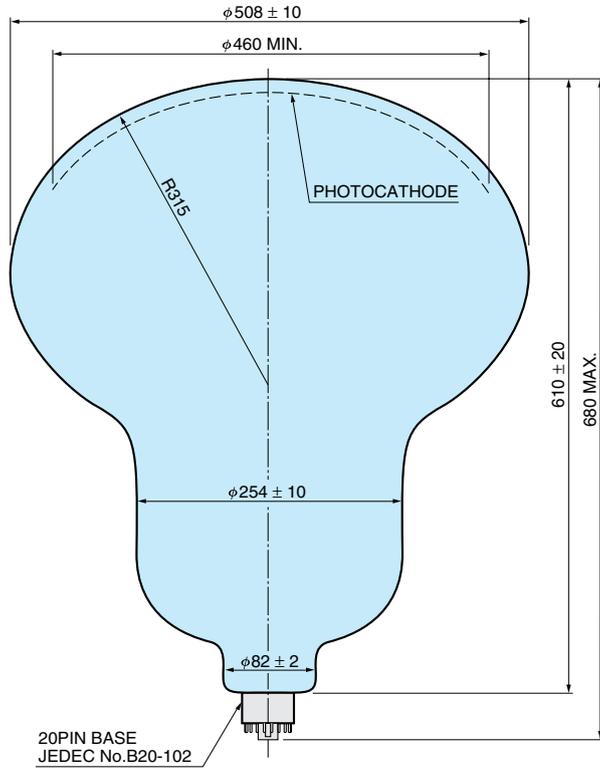
IC: Internal Connection
(Do not use)

TPMHA0502EA

LARGE PHOTOCATHODE AREA PHOTOMULTIPLIER TUBES

DIMENSIONAL OUTLINE (Unit: mm)

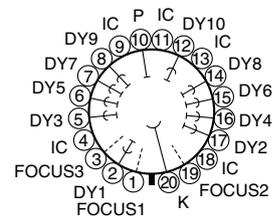
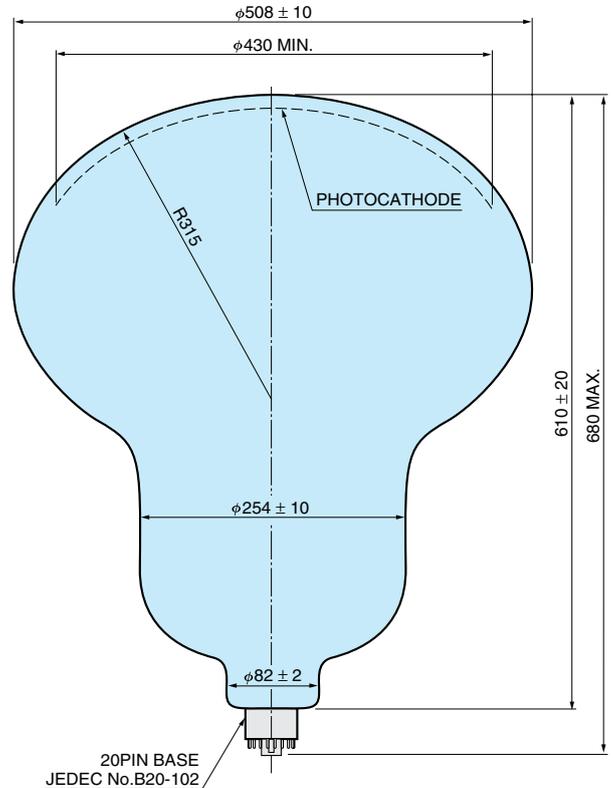
●R3600-02



IC: Internal Connection
(Do not use)

TPMHA0092EE

●R7250



IC: Internal Connection
(Do not use)

TPMHA0475ED

HAMAMATSU

WEB SITE www.hamamatsu.com

HAMAMATSU PHOTONICS K.K., Electron Tube Division

314-5, Shimokanzo, Iwata City, Shizuoka Pref., 438-0193, Japan, Telephone: (81)539/62-5248, Fax: (81)539/62-2205

U.S.A.: Hamamatsu Corporation: 360 Foothill Road, P. O. Box 6910, Bridgewater, N.J. 08807-0910, U.S.A., Telephone: (1)908-231-0960, Fax: (1)908-231-1218 E-mail: usa@hamamatsu.com

Germany: Hamamatsu Photonics Deutschland GmbH: Arzbergerstr. 10, D-82211 Herrsching am Ammersee, Germany, Telephone: (49)8152-375-0, Fax: (49)8152-2658 E-mail: info@hamamatsu.de

France: Hamamatsu Photonics France S.A.R.L.: 19, Rue du Saule Trapu, Parc du Moulin de Massy, 91882 Massy Cedex, France, Telephone: (33)1 69 53 71 00, Fax: (33)1 69 53 71 10 E-mail: infos@hamamatsu.fr

United Kingdom: Hamamatsu Photonics UK Limited: 2 Howard Court, 10 Tewin Road Welwyn Garden City Hertfordshire AL7 1BW, United Kingdom, Telephone: 44-(0)1707-294888, Fax: 44(0)1707-325777 E-mail: info@hamamatsu.co.uk

North Europe: Hamamatsu Photonics Norden AB: Smidesvägen 12, SE-171-41 SOLNA, Sweden, Telephone: (46)8-509-031-00, Fax: (46)8-509-031-01 E-mail: info@hamamatsu.se

Italy: Hamamatsu Photonics Italia: S.R.L.: Strada della Moia, 1/E, 20020 Arese, (Milano), Italy, Telephone: (39)02-935 81 733, Fax: (39)02-935 81 741 E-mail: info@hamamatsu.it

TPMH1286E05
JAN. 2008 IP

Danksagung

... Daß ich erkenne, was die Welt
Im Innersten zusammenhält, ...

Faust I, Johann Wolfgang von Goethe

Zuerst möchte ich mich vielmals bei *Prof. Dr. Dieter Horns* bedanken. Er gab mir mit den Worten: *"Das wär' doch genau was für Sie!"* die Möglichkeit, ein Projekt in seiner Anfangsphase zu begleiten und mitzugestalten. Durch seine Unterstützung war es mir auch möglich, im Rahmen dieser Arbeit am "PSI & CAEN DPP Workshop" am Paul-Scherrer-Institut in der Schweiz teilzunehmen und einen Vortrag über meine Arbeit auf der Frühjarstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft in Karlsruhe zu halten.

Einen herzlichen Dank auch an *Prof. Dr. Markus Drescher*, der sich als Zweitgutachter für diese Arbeit bereit erklärte.

Im Weiteren möchte ich mich besonders beim Initiator des HiSCORE-Projektes - *Dr. Martin Tluczykont* - bedanken. Durch viel gute Laune und Ratschläge zur richtigen Zeit schaffte er es, dass die Arbeit an diesem Projekt immer Spass machte. In diesem Zusammenhang bedanke ich mich auch bei *Daniel Hampf*. Beide haben mir auch beim Zusammenschreiben dieser Arbeit mit Rat und Korrekturen weitergeholfen.

Zu besonderem Dank bin ich *Prof. Dr. Götz Heinzelmann* verpflichtet, da er sich bereit erklärte, diese Arbeit ebenfalls Korrektur zu lesen.

Außerdem danke ich noch *Uli Einhaus*, auch für sein Kommentare zu dieser Arbeit, *Maïke Kunnas* und *Robert Eichler*, die ebenfalls am HiSCORE-Projekt mitwirken bzw. mitgewirkt haben. Auch alle anderen Mitglieder der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Horns seien hier erwähnt. Eine lockere Arbeitssatmosphäre, große Hilfsbereitschaft und *Freitag!* haben viel zu meiner Freude an dieser Arbeit beigetragen.

Ich bedanke mich herzlichst bei meinen Eltern - *Regina und Uwe Nachtigall* - und meinen Großeltern. Durch ihre Unterstützung war mir dieses Studium erst möglich. Auf ihren Trost und ihre Motivation konnte ich immer zählen, so dass ich, im Faust'schen Sinne, nie das aus den Augen verlor, was mich antreibt und auch Grund meiner Studiumswahl war.

Zuletzt möchte ich noch der wichtigsten Person in meinem Leben danken, meiner Partnerin *Nele Götze*. Sie stand mir während dieser Arbeit in einem Maße zur Seite, dass nicht in Worte zu fassen ist. Danke, dass DU da bist!

Erklärung

Hiermit versichere ich, Rayk Nachtigall, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine weiteren als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe. Mit einer universitätsinternen Veröffentlichung bin ich einverstanden.

Hamburg, den

Rayk Nachtigall