



ETAP

Institut für Physik

Fachbereich Physik

Johannes Gutenberg-Universität zu Mainz

Diplomarbeit

**Untersuchungen optischer Module
für das AMANDA- bzw. ICECUBE-Projekt**

Olav Franzen

geboren am 30.01.1974 in Cochem

Betreuer: Lutz Köpke

6. Januar 2003

Olav Franzen
ETAP
Institut für Physik
Johannes Gutenberg-Universität
D-55099 Mainz
Olav.Franzen@students.uni-mainz.de

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Einleitung | 1 |
| 2 | Das AMANDA-Experiment | 3 |
| 2.1 | Neutrino teleskope | 3 |
| 2.1.1 | Neutrinos hoher Energie | 3 |
| 2.1.2 | Supernova-Nachweis mit dem AMANDA-Detektor | 4 |
| 2.1.3 | Der Detektoraufbau | 4 |
| 2.1.4 | Das optische Modul (OM) | 8 |
| | Der Photovervielfacher | 8 |
| | Die Druckkugel | 12 |
| | Das Gel | 12 |
| 2.1.5 | Frühere Ergebnisse | 13 |
| | Transparenz | 13 |
| | Nachpulsverhalten | 15 |
| 3 | Versuchsaufbau und Kalibration | 21 |
| 4 | Untersuchungen von Rauschraten | 29 |
| 4.1 | Zusammenarbeit mit den Schott-Glaswerken | 34 |
| 4.2 | Weitere Untersuchungen der Rauschraten | 35 |
| 4.3 | γ -Untersuchungen der Glasproben | 37 |
| 4.4 | γ -Untersuchungen neuer Schott-Glasproben | 41 |
| 5 | Analysen der Zeitverteilungen der Rauschsignale | 43 |
| 5.1 | Das Zeitverhalten der Nachpulse innerhalb von $10 \mu s$ | 43 |
| 5.2 | Das Zeitverhalten bei langen Zeiten | 48 |
| 6 | Pulshöhenbetrachtungen bei den Rauschpulsen | 57 |
| 6.1 | Pulshöhen | 57 |
| 6.1.1 | Die Triggerpulse | 57 |
| 6.1.2 | Die Nachpulse | 62 |
| 6.2 | Pulshöhen und ihre Zeitverteilung | 62 |
| 6.3 | Temperaturabhängigkeit der Pulshöhen | 62 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| 6.4 | Das Verhalten der Pulshöhen bei langen Zeiten | 62 |
| 7 | Die Transmission der optischen Komponenten | 71 |
| 7.1 | Verbesserungen der Transmission des Glases | 71 |
| 7.2 | Eigenschaften der Gele | 75 |
| 7.3 | Lichtnachweeffizienzsteigerungsabschätzungen | 79 |
| 8 | Zusammenfassung | 81 |
| | Anhang A | 83 |
| | Selbstständigkeitserklärung | 91 |
| | Danke heißt Merci. | 93 |

1 Einleitung

„Klassische“ optische Teleskope haben die Eigenschaft, daß Photonen, mit denen man Phänomene in den Tiefen des Alls beobachten möchte, auf dem Weg zum/zur BeobachterIn durch Materie (Sterne, Planeten, Gaswolken, Staub, „dunkle“ Materie etc.) gestoppt werden. Elektrisch neutrale und nur schwach wechselwirkende Teilchen wie Neutrinos hingegen können diese Barrieren weitgehend ungehindert passieren. Außerdem werden Neutrinos, anders als geladene Teilchen, nicht durch kosmische magnetische Felder von ihrer Bahn abgelenkt. Daher kann man im Prinzip mit Neutrino-Teleskopen auch dahin schauen, wo konventionellen Observatorien der Blick verwehrt ist. Abgesehen von der Richtung geben Neutrinos auch tieferen Aufschluß über die kosmischen Phänomene selbst, deren Produkt sie sind: Aktive Galaktische Kerne¹ sind Objekte im Zentrum entfernter Galaxien, denen man starke Energieemissionen, die alle anderen bekannten kosmischen Objekte an konstantem Energieausstoß übertreffen, zuordnet. Gammastrahlen-Blitze² sind millisekunden- bis minutenlangen Ausbrüche im Bereich der Gammastrahlung, in denen bisweilen mehr Energie steckt als der gesamte Kosmos zu der Zeit als elektromagnetische Strahlung aussendet. Dies sind nur zwei Beispiele interessanter und noch nicht vollständig verstandener kosmischer Phänomene, die mögliche Quellen für Neutrinos hoher Energie sind und wo eine Neutrino-Teleskop zum Verständnis beitragen könnte.

Um Neutrinos als Informationsquelle für kosmische Phänomene nutzbar zu machen, wurde im antarktischen Eise das AMANDA-Neutrino-Teleskop installiert. Das Akronym „AMANDA“ steht im Englischen für „Antarctic Muon and Neutrino Detector Array“.

AMANDA besteht derzeit aus 677 optischen Modulen (OM), wobei jedes optische Modul im wesentlichen aus einem Photovervielfacher³ großer Kathodenfläche und einer ihn vor Drücken und sonstigen Einflüssen schützenden Glaskugel besteht.

Einige Eigenschaften dieser optischen Module sind noch nicht vollständig verstanden. Insbesondere ist das Rauschverhalten zu nennen, dessen bisherige mutmaßliche Ursache, nämlich der ⁴⁰K-Zerfall im Glas, das Rauschverhalten nur unzulänglich erklärt. Ein zweiter Punkt ist das Nachpulsverhalten des Photovervielfachers, das nachteilig für den Supernova-Nachweis mit dem AMANDA-Projekt ist. Dieser Supernova-Nachweis ist ein besonderes Mainzer Anliegen, da das entsprechende System zu großen Teilen in Mainz

¹Im Englischen: „Active Galactic Nuclei“ (AGN).

²Im Englischen: „Gamma Ray Bursts“ (GRB).

³Photovervielfacher heißen im Englischen Photomultiplier Tubes.

entwickelt wurde. Insbesondere sind weitergehende Untersuchungen zu den optischen Komponenten nötig, da geplant ist, das AMANDA-Projekt zu einem kubikkilometergroßen Neutrino-Teleskop zu erweitern. Dieses Projekt mit dem sinnfälligen, aber nicht unbedingt eleganten Namen ICECUBE soll aus etwa 5000 optischen Modulen bestehen. Vor der Produktion einer solchen Menge von optischen Modulen soll versucht werden, ihre Eigenschaften zu optimieren. Vor meinen Versuchen wurden bereits einige Untersuchungen beim Institut für Hochenergiephysik in Zeuthen gemacht, deren Ergebnisse kurz angesprochen werden.

Des Weiteren werde ich nach einer Beschreibung des Detektors und der optischen Module zunächst auf meine Versuchsaufbauten eingehen sowie die notwendigen Kalibrationsmessungen erläutern. Dann wird diese Arbeit verschiedene Untersuchungen zu Rauschraten und ihren möglichen Ursachen vorstellen. In einem weiteren Abschnitt werden wir uns den Aspekten des Nachpulsverhaltens der Photovervielfacher widmen.

Und bevor ich dann zur Zusammenfassung schreite, werde ich auch einen Blick auf mögliche Optimierung optischer Eigenschaften der Komponenten werfen.

2 Das AMANDA-Experiment

2.1 Neutrinooteleskope

2.1.1 Neutrinos hoher Energie

Neutrinos großer Energie (zumindest bis zu 1 PeV) durchfliegen, da sie nur der schwachen Wechselwirkung unterliegen, Materie nahezu ungehindert. Ein Bruchteil wechselwirkt z.B. mit der Erde, dem Meerwasser oder dem südpolaren Eis und erzeugt ein Lepton. Myonen mit einer Geschwindigkeit größer als der Lichtgeschwindigkeit im Eis produzieren dort Čerenkov¹-Licht, das sich um die Spur des Myons herum kegelförmig ausbreitet. Dieses Čerenkov-Licht wird von den in den optischen Modulen enthaltenen Photovervielfachern nachgewiesen. Schematisch wird dies in Abbildung 2.3 und 2.4 dargestellt: Vom Südpol aus gesehen kommen die zu betrachtenden Neutrinos „von unten“. So wird beim AMANDA-Projekt die Erde als Filter genutzt, um alle Teilchen, die nicht Neutrinos aus der nördlichen Hemisphäre sind, herauszufiltern. Insbesondere können so Myonen, die in der Erdatmosphäre oberhalb des Südpols entstanden sind, ausgesondert werden. Die Neutrinos wandeln sich in Leptonen um, welche entlang einer Spur Čerenkov-Licht produzieren. Wenn eine solche Spur durch den Detektor geht, weisen die optischen Module (dort als Punkte dargestellt) das Licht nach. (Ein „direkt getroffenes“ OM ist mit einem Kreuz versehen.) Aber auch Spuren, die in einem gewissen Abstand an dem eigentlichen, durch die Lage der Stränge mit den optischen Modulen begrenzten Detektorvolumen vorbeigehen, werden u. U. noch nachgewiesen, da sich das Čerenkov-Licht kegelförmig durch das optisch äußerst durchlässige Medium Eis ausbreitet, so daß weiter außen erzeugtes Čerenkov-Licht den Detektor auch noch erreichen kann. Soweit dies noch möglich ist, reicht das „effektive Detektorvolumen“. Da die Spur des Myons nur wenig von der des ursprünglichen Neutrinos abweicht, - im Mittel gilt für den Winkel zwischen beiden:

$$\bar{\theta} \approx \frac{0,7^\circ}{\sqrt{E_\nu / \text{TeV}}}, \quad (2.1)$$

¹In dieser Arbeit wird für den Namen Черенков die Transliteration „Čerenkov“ der Deutschen Bibliothek verwendet, die auf DIN 1460 (1982) fußt. Im Deutschen gebräuchlich ist auch die Transkription „Tscherenkow“ [Dud80]. Die Schreibweise „Cherenkov“ paßt zwar auch zur vom Russischen Institut für Standards ГОССТАНДАРТ РОССИИ empfohlenen, deren Verwendung im Deutschen ist hingegen aber wohl eher eine unwissentliche Kopie der englischen Transkription.

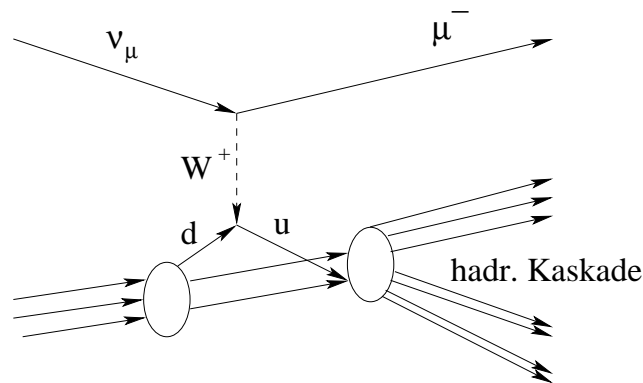


Abbildung 2.1: *Beispiel für die Wechselwirkung eines Neutrinos mit einem Atomkern der Erde. Über einen geladenen schwachen Strom geht das Myonenneutrino in ein Myon über. (Skizze aus [Fes00].)*

ist also ab 1 TeV die Abweichung kleiner als $0,7^\circ$, und so kann anhand der Spur des Myons die ursprüngliche Richtung des Neutrinos bestimmt werden. Die Nachweisschwelle für diese Methode entspricht beim AMANDA-Projekt einer Neutrinoenergie von etwa 50 bis 100 GeV.

2.1.2 Supernova-Nachweis mit dem AMANDA-Detektor

Neutrinos niedrigerer Energie hinterlassen zu kurze Spuren, als daß man diese auf obige Weise nachweisen könnte. Um dennoch Supernovae, die $\bar{\nu}_e$ -Neutrinos im MeV-Bereich emittieren, mit dem AMANDA-Experiment detektieren zu können, wurde im Jahre 2000 ein neues Supernova-Nachweissystem installiert, das auf folgendem Prinzip basiert: Die von einer Supernova ausgesandten Neutrinos sind nicht sehr energiereich, aber sie sind extrem zahlreich. Während einer Dauer von etwa 10 Sekunden erwartet man deshalb, daß diese zahlreichen Neutrinos zu einer gleichzeitigen Erhöhung der Rate aller Photovervielfacher führen.

2.1.3 Der Detektoraufbau

Das AMANDA-Projekt existiert seit Ende 1993 im südpolaren Eis. Zunächst bestand es nur aus vier Strängen², die auf eine Tiefe zwischen 800m und 1000m eingelassen wurden. An diesen Strängen hingen insgesamt 73 optische Module. Mittlerweile besteht

²Im Englischen "Strings"



Abbildung 2.2: Pavel A. Čerenkov (1904-1990). Links Porträt aus Anlaß der Nobelpreis-Verleihung, rechts posthume philatelistische Verewigung.

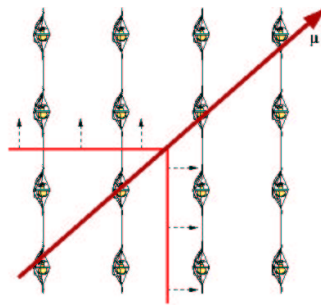


Abbildung 2.3: Eine Myonspur und die zugehörige Front von Čerenkov-Photonen im AMANDA-Detektor. (Skizze aus [Sdt02].)

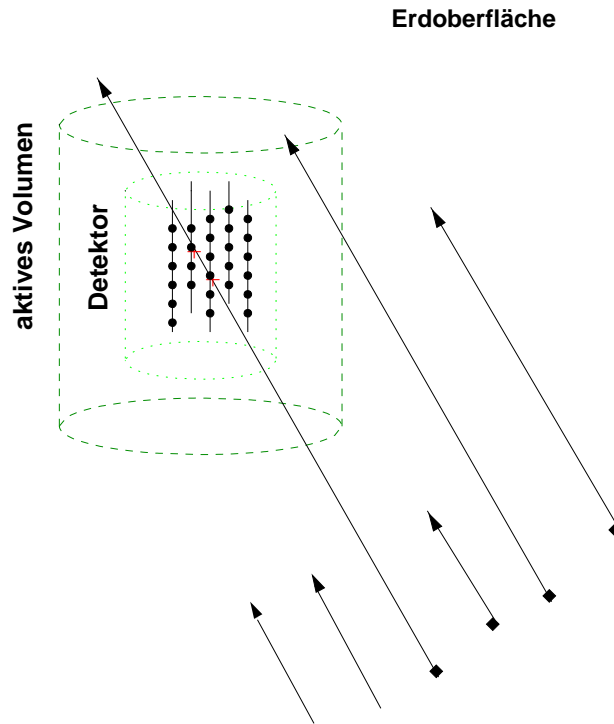


Abbildung 2.4: Beim AMANDA-Projekt wird die Erde als Filter genutzt, um alle Teilchen, die nicht Neutrinos aus der nördlichen Hemisphäre sind, herauszufiltern. Insbesondere können so Myonen, die in der Erdatmosphäre oberhalb des Südpols entstanden sind, ausgesondert werden. Die Neutrinos aus der nördlichen Hemisphäre wandeln sich zum Teil in Leptonen um, die entlang einer Spur Čerenkov-Licht erzeugen. Die optischen Module (hier als Punkte dargestellt) weisen das entstandene Licht nach. Getroffene optische Module sind mit einem Kreuz markiert. Eine größere Darstellung des eigentlichen Detektors findet sich in Abbildung 2.5. (Skizze aus [Sdr00].)

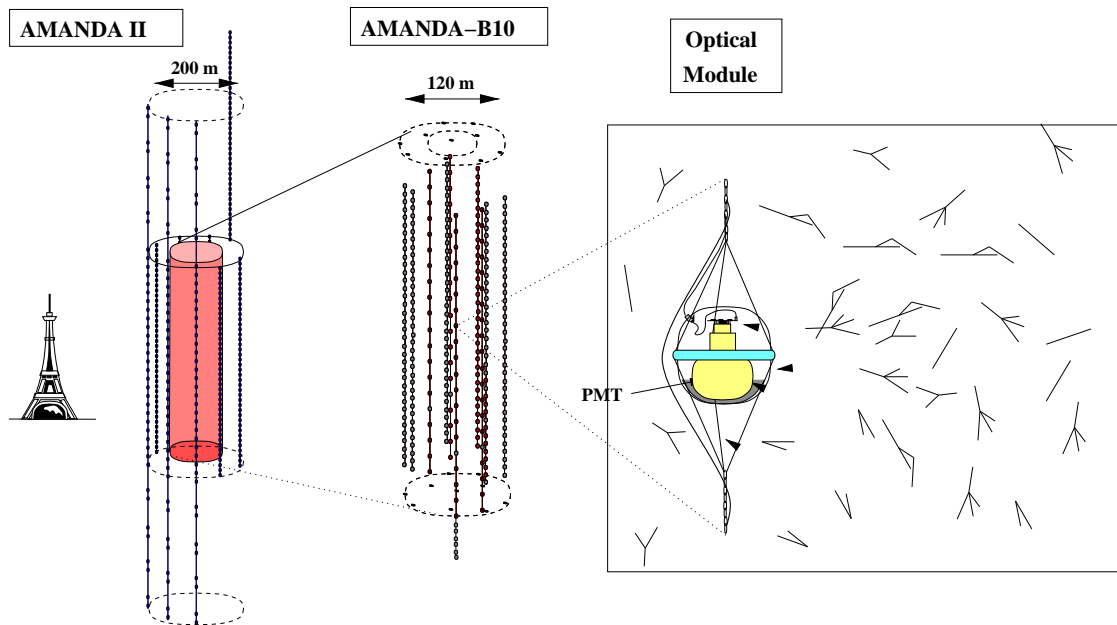


Abbildung 2.5: Der AMANDA-Detektor, bestehend aus 19 Strängen und 677 optischen Modulen, die als schwarze Punkte dargestellt sind. Daneben sind die kurzen Spuren schematisch dargestellt, die die MeV-Neutrinos einer Supernova verursachen würden. (Entnommen aus [Neu01].) Der Eiffel-Turm ist als Größenvergleich neben dem Detektor abgebildet.

das AMANDA-Projekt aus 19 Strängen mit 677 optischen Modulen, die sich in einer Eistiefe zwischen 1100m und 2400m befinden.

Die Stränge bestehen aus Edelstahlbrahttrossen, an denen die OM sowie Spannungsversorgungs- und Signalkabel befestigt sind. Die OM bestehen aus zwei zu einer Kugel zusammengesetzten Glashalbschalen unterschiedlicher Hersteller, einem großen Photovervielfacher der Marke Hamamatsu, sowie einem Gel zwischen Kugel und Kathode des Photovervielfachers (siehe Abbildung 2.6).

Die Signale der optischen Module werden über Kabel an die Oberfläche geleitet und gelangen zum MAPO³-Gebäude der Datennahme⁴. Je nach Ausleseart (optisch, elektrisch) werden sie in den „Schwedischen Verstärkern“ („SWAMPS“ - „SWedish AMPlifier“) oder in den ORBs („optical receiver boards“) verstärkt bzw. umgeformt. Dann durchlaufen die Signale die TDCs⁵, die ADCs⁶ und das Triggersystem⁷.

Als Nachfolge- bzw. Erweiterungsprojekt ist an gleicher Stelle ein Neutrino-teleskop mit etwa einem Kubikkilometer Inhalt geplant. Dieses Projekt mit dem Namen ICECUBE soll nach dem gleichen Aufbauprinzip etwa 5000 optische Module an 80 Strängen enthalten und einen Sensitivitätsgewinn von mehreren Größenordnungen gegenüber dem AMANDA-Projekt erzielen.

2.1.4 Das optische Modul (OM)

Die beim AMANDA-Projekt verwendeten optischen Module bestehen im wesentlichen aus drei Komponenten: Einem Photovervielfacher, zwei zur Kugel zusammengefaßten Glashalbschalen und einem optischen Gel.

Der Photovervielfacher

Beim AMANDA-Projekt werden vor allem Photovervielfacher der Marke Hamamatsu, Typ 5912, mit einem Durchmesser von 8 Zoll verwendet. Der Hamamatsu R5912 hat anders als kleinere Photovervielfacher eine große, halbkreisförmige Oberfläche mit einem effektiven Radius von etwa 190 mm. Die spektrale Sensitivität ist maximal für Licht mit einer Wellenlänge von 420 nm, wobei die Photokathode für Licht mit einer Wellenlänge zwischen etwa 200 nm und 650 nm sensitiv ist.

Außer dem Standardmodell Hamamatsu R5912-02 wurden in der Polsaison 1999/2000 testweise einige Hamamatsu R7081-20 ins Eis eingebracht, die sich durch einen größeren Kathodenradius von etwa 220 mm auszeichnen⁸.

³Martin Pomeranz Observatory

⁴Im Englischen wird die Datenakquisition „DAQ“ - „data aquisition“ genannt.

⁵Time to Digital Converter

⁶Analog to Digital Converter

⁷Das Wort Triggersystem konnte sich als Neologismus auch im Deutschen für „Auslösesystem“ etablieren.

⁸In dieser Arbeit wird aber i. d. R. nur vom R5912-02 die Rede sein. Wo der R7081 untersucht wurde,

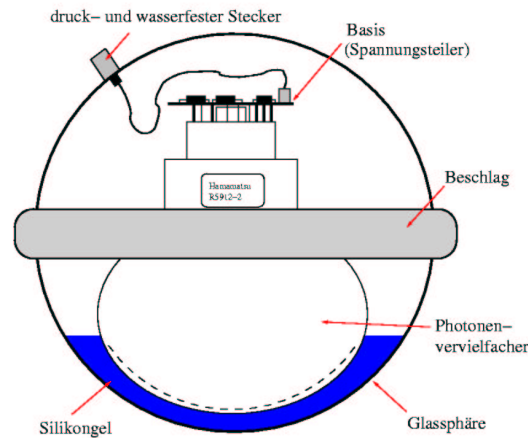


Abbildung 2.6: *Ein typisches optisches Modul des AMANDA-Projektes. Man erkennt den Photovervielfacher im Gele, die zur Kugel zusammengefügte Glashalbschalen sowie die Elektronik. (Skizze aus [Fes00].)*

Diese Photovervielfacher funktionieren nach folgendem Prinzip: Auf die halbtransparente Photokathode, die auf der Innenseite auf das Fensterglas aufgedampft wurde, fällt durch das Fenster der Röhre Licht. Nach dem Prinzip der Photoemission werden im Kathodenmaterial (üblicherweise ein Bialkali wie SbRbCs/SbKCs [Ham02]) Elektronen freigesetzt, wodurch einzelne Photoelektronen ins Vakuum der Röhre ausgesandt werden. Diese sog. Photoelektronen („PE“) werden zunächst durch die Opto-Elektronik fokussiert und durch die anliegende Hochspannung zur ersten Dynode beschleunigt. Dort wird ihre Anzahl durch Emission von Sekundärelektronen vervielfacht, die nun zur nächsten Dynode beschleunigt werden, ein Prozeß, der sich an jeder folgenden Dynode wiederholt. Die Sekundärelektronen der letzten Dynode werden schließlich an der Anode gesammelt. Pro Photoelektron werden beim Hamamatsu R5912 somit bis zu ca. 10^9 Elektronen an der Anode gesammelt, die ein meßbares elektrisches Signal darstellen. Eine solch große Verstärkung ist beim AMANDA-Projekt wichtig, da das Signal über Kabel von etwa zwei Kilometer Länge an die Oberfläche geleitet wird.

Eines der Hauptprobleme der Photovervielfacher ist die (Dunkel-)Rauschrate, also die Rate, die selbst bei absoluter Dunkelheit gemessen wird. In der Literatur (siehe v. a. [Coa71]) kennt man dafür mehrere Ursachen. Rauschpulse mit kleinen Pulshöhen entstehen vor allem durch thermische Emission aus den Dynoden, ohmschen Leckströmen zwischen Anode und Dynoden sowie Elektronemission aus den Dynoden als Ergebnis von Bombardierung mit Ionen. Des weiteren sind noch vier Effekte, die innerhalb des

ist dies besonders gekennzeichnet.

Photovervielfachers Licht produzieren, bekannt:

1. Elektronen ionisieren Atome oder Moleküle im Restgas im Inneren der Photovervielfacherröhre bzw. regen sie an. Durch den anschließenden Abregungsprozeß bzw. die Rekombination entstehen Photonen. Die Wahrscheinlichkeit für diesen Effekt ist in der Nähe der Anode, wo die Elektronendichte am höchsten ist, am größten.

2. Elektronen, die im Lawinenprozeß verloren gehen, können die Wand des Photovervielfachers zur Fluoreszenz anregen, wenn sie auf diese treffen⁹.

3. Bei hohen Verstärkungen fangen die Dynoden aufgrund des Elektronenbombardements an zu glühen, möglicherweise als Ergebnis von Oberflächenpolarisation (beschrieben durch Malter [Mal36], Cantarell und Almodovar [Can63]).

4. Entladungen und Mikro-Lichtbögen können über Isolatoren oder Punkten auf Strukturen im Inneren vorkommen.

Ein zweites Problem ist die Tatsache, daß Photovervielfacherpulse oft von Nachpulsen begleitet werden. Diese Nachpulse sind aber nicht zufällig verteilt, sondern es existiert eine zeitliche Korrelation zwischen ihnen und dem ursprünglichen Puls. Bei den beim AMANDA-Projekt verwendeten Photovervielfachern zeigte sich oft eine Häufung von Nachpulsen bei $7 \mu\text{s}$, und auf einer langen Zeitskala reichen die genannten Korrelationszeiten sogar bis etwa zu einer Millisekunde. Eine der bisher in der Literatur¹⁰ genannten Hauptursachen für Nachpulse ist die Ionisierung von Atomen und Molekülen im Restgas durch Elektronen des ersten Pulses. Die positiv geladenen Ionen werden dabei in Richtung der Photokathode beschleunigt und lösen dort Sekundärelektronen aus. Die Korrelationszeit zwischen dem die Ionen erzeugenden Puls und dem Nachpuls müßte bei festen Zeiten in der Größenordnung der Transitzeit durch den Photovervielfacher liegen. Die Ionen sind im wesentlichen H_2^+ , N_2^+ und He^+ . H_2^+ -Ionen sorgten für durchschnittlich vier Sekundärelektronen, während N_2^+ -Ionen i. d. R. ein Photoelektron auslöste. Das Zeitintervall zwischen erzeugendem Puls und Nachpuls ist ungefähr gleich der Transitzeit durch den Photovervielfacher, und die unterschiedlichen im Restgas enthaltenen Ionen kommen zu verschiedenen, erstaunlich scharf definierten Zeiten an der Photokathode an. Um diesen Prozeß genau zu verstehen, muß man die genaue Feldverteilung im Photovervielfacher kennen. Für kleine Photovervielfacher wie den RCA8850 lagen die typischen Zeiten bei $0,2\text{-}0,9 \mu\text{s}$. Bei den dazu vergleichsweise großen Abständen zwischen Kathode und Dynoden des beim AMANDA-Projekt verwendeten Photovervielfachers kann daher a priori nicht ausgeschlossen werden, daß die Häufung von Nachpulsen bei $7 \mu\text{s}$ dadurch hervorgerufen würde.

Eine weitere mögliche Ursache, das Glühen der Dynoden („Malter-Effekt“), verursacht Korrelationszeiten etwa in der Größenordnung der Transitzeit durch den Photovervielfacher. Damit kann man Nachpulse von einigen Hundert Nanosekunden bis höchstensfalls

⁹Unklar ist, ob bei genügend hoher Energie auch Paarbildung vorkommen kann.

¹⁰Insb. [Coa71], [Coa72], [Coa73a], [Coa73b], [Sal81] und [Mor67].

einige Mikrosekunden erklären, nicht aber bis zu einer Millisekunde.

Fluoreszenz durch die Abregung metastabiler Zustände kann Zeitkonstanten von etwa 20-50 μs besitzen. In manchen Gläsern ist „Radiolumineszenz“ als Folge von Anregung durch beschleunigte Elektronen (β -Zerfälle) beobachtet worden, ebenso wie Fluoreszenz durch kosmische Strahlung, die im Glas Čerenkov-Licht produziert. Photovervielfacher mit großer Kathodenfläche sind dafür besonders empfänglich. Die Anzahl der Nachpulse ist etwa so groß wie die Pulshöhe des ursprünglichen Pulses, angegeben in der Anzahl von Photoelektronen. Es ist möglich, daß die Zahl der Nachpulse mit dem Alter des Photovervielfachers ansteigt.

Als Ursache für Čerenkov-Licht kann in Gläsern der radioaktive β -Zerfall nicht nur von $^{40}\text{Kalium}$, sondern auch von Zerfallsprodukten von $^{238}\text{Uran}$ und $^{232}\text{Thorium}$ gelten, welche in verschiedenem Maße in Gläsern und im Plastik der Photovervielfacherbasen vorhanden sind. Photovervielfacherpulse, die von radioaktiven Zerfällen ausgelöst werden, haben (von der Temperatur unabhängig) Pulshöhen, die zwischen zwei und zwanzig Photoelektronen entsprechen.

Bei dem AMANDA-Projekt verwendete Photovervielfacher arbeiten bei etwa -30°C , was das thermische Rauschen in weiten Teilen reduziert. Ebenso sorgt die Eisschicht für einen gewissen Abschirmeffekt gegenüber kosmischer Strahlung. Andererseits kann auch die Auslese-Elektronik am Photovervielfacher und an der Oberfläche Rauschen verursachen, Kabelreflexionen können dazukommen.

Puls-„Ausbrüche“, die eventuell von den Dynoden stammen, finden in der genannten Literatur Erwähnung, ebenso wie ausbruchartiges Rauschen bei niedrigen Temperaturen. Das Rauschen hat ein Minimum bei -10°C , zu tieferen Temperaturen steigt es wieder an. Das legt nahe, daß bei tieferen Temperaturen ein weiterer Mechanismus zum Tragen kommt, der zu korrelierten Rauschen mit einer langen Zeitkonstanten führt.

Die Druckkugel

In einigen tausend Metern Tiefe im Eis herrscht ein Druck von einigen hundert bar. Außerdem ist das (sehr reine!) Eis nicht nur durchlässig für ultraviolettes Licht, es ist auch ein äußerst korrosives Medium. Die relativ fragilen Photovervielfacher, die zugehörige Elektronik und die Basis zur Hochspannungsversorgung müssen vor diesen Einflüssen geschützt werden. Dazu werden sie in etwa 12,5 mm dicke Glaskugeln gepackt. Diese Glaskugeln bestehen aus zwei Halbschalen, die durch einen paßgenauen Schliff zusammengehalten werden. Diese Kugeln dienen sonst als Auftriebskörper für Tiefsee-Experimente und konnten daher kostengünstig von entsprechenden Herstellern erworben werden.

Das Gel

Das zwischen Photovervielfacher und Glaskugel eingebrachte Gel dient einerseits der Fixierung des Photovervielfachers im Glas, andererseits sorgt es für den optischen Kontakt

zwischen den beiden. (Ein Fehlen dieses Gels würde zu Fresnel-Verlusten führen¹¹.) Außerdem steigt mit Gel die Sammeleffizienz des optischen Modules, da Lichtstrahlen, die ansonsten nahe am Photovervielfacher vorbeigehen würden, dennoch auf die Photokathode gelenkt werden. Üblicherweise wird ein Silikon-Gel verwendet, das bis mindestens -50°C zähflüssig bleiben soll, denn die Glaskugel schrumpft im Druck des Eises um einige Millimeter. So wird verhindert, daß sich dadurch ein für den Photovervielfacher schädlicher Druck aufbaut. (Um eine Sicherheitsmarge zu haben, bleibt das verwendete Silikongel bis -93°C zähflüssig.) Welche Anforderungen man an die optischen Eigenschaften des Gels stellt, davon wird noch in Kapitel 7 die Rede sein.

2.1.5 Frühere Ergebnisse

Für diese Arbeit sind zwei Aspekte besonders relevant: Die Transparenz der optischen Komponenten, sowie das Nachpulsverhalten.

Transparenz

Am Institut für Hochenergiephysik in Zeuthen führte Peter Sudhoff [Sud01a] im Rahmen seiner Diplomarbeit Messungen zur Transparenz verschiedener Gläser und Gele durch. Besonders relevant war die Frage, bis zu welcher Wellenlänge im UV-Bereich die Komponenten durchsichtig sind. Das südpolare Eis ist UV-transparent bis etwa 200-220 nm, und zum Čerenkov-Licht im Eis tragen die ultravioletten Komponenten stark bei gemäß der Formel¹²:

$$\frac{dN}{d\lambda} = 2\pi\alpha \cdot L \cdot \sin^2 \theta_c \cdot \frac{1}{\lambda^2} \quad (2.3)$$

Für die Anzahl der Photonen, die zwischen einer bestimmten Wellenlänge λ_1 und einer Nachweisschwelle λ_{min} emittiert werden, findet sich also nach Integration:

$$N = 2\pi\alpha \cdot L \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_1} \sin^2 \theta_c \cdot \frac{1}{\lambda^2} d\lambda = 2\pi\alpha \cdot L \sin^2 \theta_c \left(\frac{1}{\lambda_{min}} - \frac{1}{\lambda_1} \right) \quad (2.4)$$

Also ist die Anzahl N der emittierten Photonen mit der Wellenlänge λ proportional zu $\frac{1}{\lambda_{min}}$. Sudhoffs Untersuchungen zeigten (siehe Abbildung 2.8), daß die beim AMANDA-Projekt standardmäßig verwendeten Gläser für die Druckkugeln nur bis etwa 310 nm

¹¹Der Anteil an Lichtintensität, der beim Übergang eines Lichtstrahles in ein Medium anderer optischer Dichte durch Fresnel-Verluste verlorengeht, beträgt

$$I_f = I_0 \cdot \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2. \quad (2.2)$$

Dabei ist I_f die fehlende, I_0 die ursprüngliche Intensität. n_1 bzw. n_2 bezeichnen die jeweiligen optischen Dichten der beteiligten Medien.

¹²N bezeichnet hier die Anzahl der Photonen, α bezeichnet die Feinstrukturkonstante, L ist die Länge des Strahlers, λ die Wellenlänge, und θ_c ist der Čerenkov-Winkel.

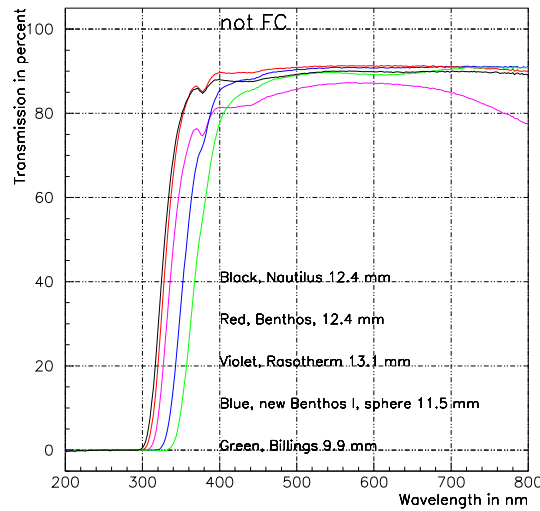


Abbildung 2.8: Ein nicht Fresnel-korrigierter Vergleich der beim AMANDA- und Baikal-Projekt bisher verwendeten Glassorten. Diese Messung stammt von Peter Sudhoff [Sud01b]. Die Reihenfolge nach Farben und Anordnung von links nach rechts in der Nähe des Abbruchs bei 340 nm ist: Nautilus „Duran 8339“, Benthos, Rasotherm, neues Benthos I, Billings. In der Reihenfolge von oben nach unten bei 600nm: Benthos, neues Benthos I, Nautilus „Duran 8339“, Billings, Rasotherm.

durchlässig sind¹³. Diese stammen von den Herstellern Benthos und Billings. Als Glasmaterial wird in der Regel Borosilikatglas verwendet, welches je nach Hersteller aus 70 - 87% SiO₂, 7 - 15% B₂O₃, 1 - 8% Na₂O, 1 - 8% K₂O und 1 - 8% Al₂O₃ besteht. Durch die Verwendung von B₂O₃ gelingt es nämlich, eine Glassorte mit einem hohen SiO₂-Gehalt zu erschmelzen. Aufgrund dieser Zusammensetzung zeichnet sich das Borosilikatglas durch eine hohe chemische Widerstandsfähigkeit und Temperaturwechselbeständigkeit aus.

Das auch untersuchte Nautilus- bzw. Corning-Glas (Nautilus ist der Name des Ingenieurbüros, das Glas selbst war Schott Duran 8339¹⁴) wurde zwar schon länger für das ICECUBE-Projekt ins Auge gefaßt, Kugeln dieses Lieferanten wurden aber nicht beim AMANDA-Experiment verwendet.

Im Unterschied zu den Transparenzmessungen bei den Druckkugeln ist das Photovervielfacherglas nur etwa 2,7 mm dick. Die Transmission des Hamamatsu-Photovervielfacher-Glases verschob sich im Laufe der Jahre von 255 nm (1991) nach 300 nm (2002) (Abbil-

¹³Üblicherweise wird als Transparenzgrenze die Wellenlänge angegeben, bei der nur noch 10% der ursprünglichen Intensität durchgelassen wird.

¹⁴Duran ist ein Borosilikatglas mit einem Ausdehnungskoeffizienten von $3,3 \cdot 10^{-6}$ Längeneinheiten pro Kelvin (nach [Scho02c]).

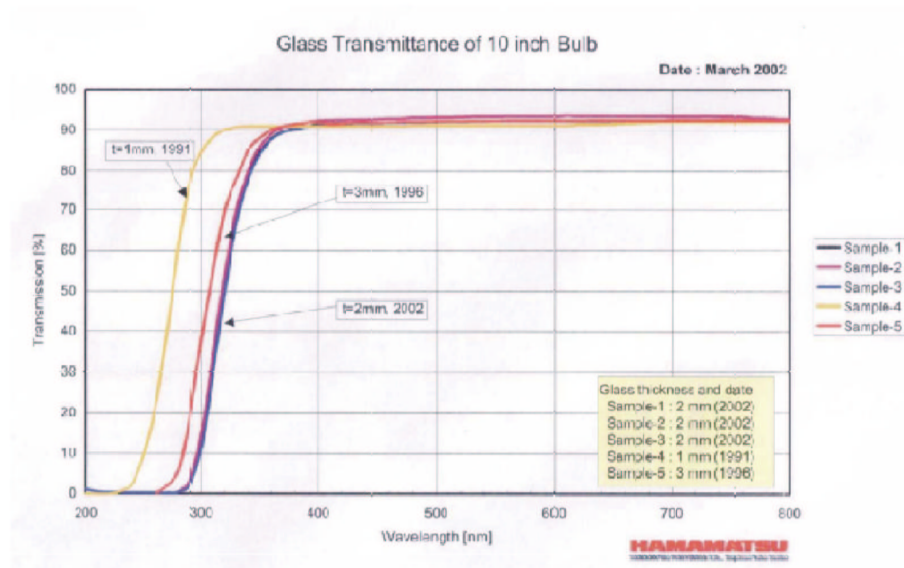


Abbildung 2.9: Eine von Hamamatsu [Res02a] durchgeführte Transmissionsmessung beim R7081-Photovervielfacherglas. Nach dieser Messung war es 1991 bis etwa 255 nm durchlässig, heute sind es nur noch 300 nm.

dung 2.9).

Zwar zeigt sich also, daß das Nautilus-Glas ein wenig besser als das von Benthos oder Billings ist, aber durch die Tatsache, daß weder die Druckkugel noch der Photovervielfacher für UV-Licht kleinerer Wellenlänge als 300-310 nm¹⁵ durchlässig sind, limitiert die Nutzung des UV-Anteils des Čerenkov-Lichtes für die Zwecke des AMANDA-Projektes.

Etwas besser ist die UV-Transparenz des beim AMANDA-Projekt üblicherweise verwendeten Gels „RTV 6156“ der Firma General Electric, welches bis etwa 280 nm durchlässig ist.

Nachpulsverhalten

Eine genauere Untersuchung des Rauschverhaltens der optischen Module zeigte, daß die Rauschpulse nicht poissonisch (i.e. rein zufällig) verteilt waren. Vielmehr waren die Rauschpulse mindestens bis zu einer Zeit von 1ms mit Nachpulsen behaftet. Diese Zeitverteilung ließ sich mit einem ad-hoc-Ansatz von vier Exponentialkurven mit Zeitkonstanten von 7, 40, 300 und 1240 μ s reproduzieren.

Die erwähnten üblichen Erklärungen für Nachpulse wie Ionendrifts etc. erklären allen-

¹⁵Beim Photovervielfacher neueren Datums.

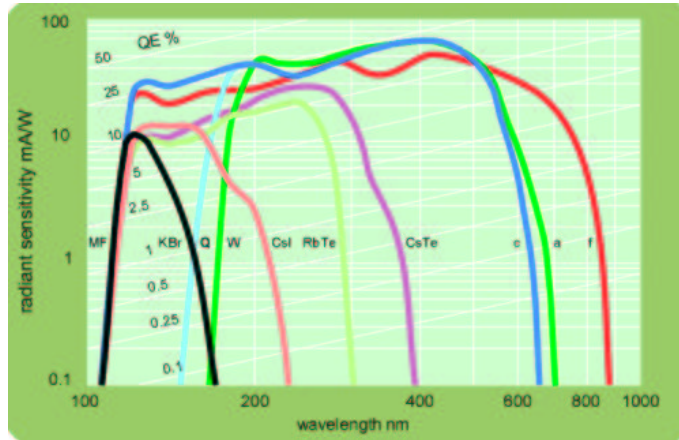


Abbildung 2.10: Die Sensitivitäten verschiedener Standard-Kathoden- und Dynodenmaterialien hinter unterschiedlichen Fenstermaterialien. Beispielsweise findet sich die Quanteneffizienz eines Photovervielfachers mit Bialkali-Dynoden mit Magnesiumfluorid-Fenster als Kurve MF-c, die eine Abbruchkante der Sensitivität bei etwa 100nm zeigt. Wird statt dessen für das Fenstermaterial Quarz verwendet, bricht die Sensitivität schon bei 160 nm ab (Kurve Q-c). (Aus [Elt01].)

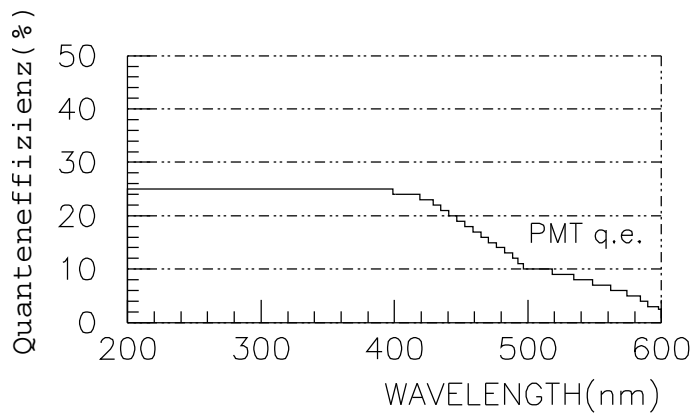


Abbildung 2.11: Die Sensitivität des Kathodenmaterials beim untersuchten Hamamatsu-Photovervielfacher. Die Sensitivität reicht bis etwa 200 nm. Andere Darstellungen, die man auch hin und wieder findet, zeigen einen Abbruch der „Sensitivität“ bei 310 nm. Solche „Sensitivitäten“ wurden mit UV-undurchlässigem Glas gemessen, so daß der eigentliche limitierende Faktor die Transmission des Glases ist. (Nach [Res02b].)

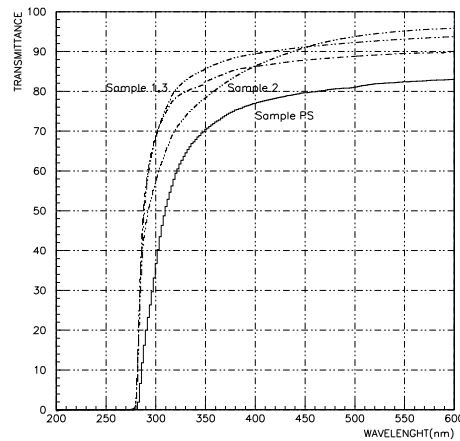


Abbildung 2.12: Die Transmission dreier Proben des AMANDA-Standardgels „RTV 6156“. Proben 1 und 3 zeigen anders als Proben 2 und (die von Peter Sudhoff gemessene Probe) PS keine Alterungserscheinungen. (aus [Res02b] und [Sud01b], zitiert ebenda.). Die Gele sind bis etwa 280 nm durchlässig, wobei Probe 2 aufgrund von Alterungserscheinungen bei Wellenlängen zwischen 300 und 400 nm an Durchlässigkeit deutlich eingebüßt hat. Bei der Probe PS kommt noch dazu, daß bei jener anders als bei Proben 1, 2 und 3 zur Transmissionsmessung das Gel nicht in eine Zyklohexanlösung getaucht wurde, die mit $n=1,424$ eine ähnliche optische Dichte wie das Gel ($n=1,43$) hat. Die hätte nach Formel 2.2 zur Reduktion von Fresnel-Verlusten geführt.

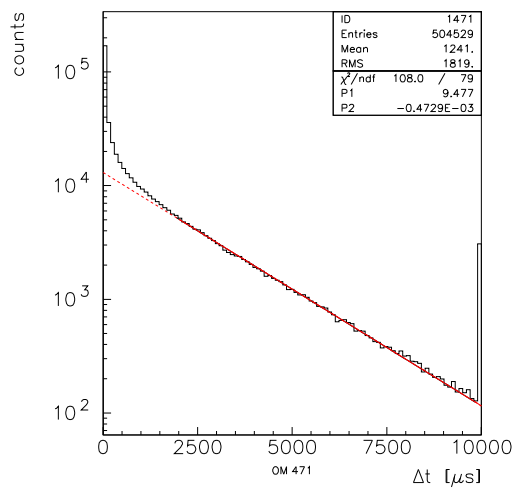


Abbildung 2.13: Als Beispiel die Zeitverteilung zwischen zwei Pulsen von OM 471. Hierbei handelt es sich um experimentelle, am Südpol aufgezeichnete Daten. Aufgetragen ist logarithmisch die Anzahl der Einträge gegen die Zeit zwischen zwei Pulsen. Rot bzw. durchgezogen in einer geraden Linie ist die Verteilung der Pulse, wenn sie rein zufällig („poissonisch“) verteilt wären. (Entnommen aus [Neu01].)

falls Nachpulse bis einige hundert Nanosekunden, für solch lange Nachpulszeiten sind sie jedoch nicht ausreichend.

Nachpulse sind insbesondere für das Supernova-Nachweissystem nachteilig, denn Supernovae sollen beim AMANDA-Projekt über die gleichzeitige Erhöhung der Rauschrate aller Photovervielfacher nachgewiesen werden. Die Signifikanz dieses Nachweises skaliert mit:

$$N_{Signal} / \sqrt{V_{Untergrund}}, \quad (2.5)$$

wobei N_{Signal} die Anzahl der Ereignisse in einem gewissen Zeitintervall (bei einer Supernova typischerweise 10s) ist. $V_{Untergrund}$ ist die Varianz des Untergrundes aufgrund von $N_{Untergrund}$ -Ereignissen im gleichen Zeitintervall. Nicht nur, daß die Nachweissignifikanz steigt, wenn der Photovervielfacher a priori eine geringe Rauschrate hat, sondern es ist auch bei mit Nachpulsen behafteten Rauschereignissen die Varianz $V_{Untergrund}$ nicht einfach gleich $N_{Untergrund}$ wie bei poissonischem Rauschen, sondern es gilt vielmehr:

$$V_{Untergrund} = f^2 \cdot N_{Untergrund}, \quad (2.6)$$

wobei f^2 ein Maß für die Verbreiterung der tatsächlichen Rauschpulsverteilung gegenüber dem rein poissonischen Verhalten ist.

Auch bei kürzeren Zeitskalen zeigen die Nachpulse ein interessantes Verhalten. Wie sich bei den Analysen von Marc Hellwig [Hel00] und Christian Weinheimer [Hel01]) bei mit dem AMANDA-Supernova-Nachweissystem genommenen Daten zeigte, gibt es eine Häufung von Nachpulsen bei etwa $7 \mu\text{s}$ nach dem auslösenden Puls. Daß diese Häufung nicht an Kabelreflexionen in den etwa 2 km langen Signalkabeln am Pol liegen kann, zeigte eine Untersuchung von Torsten Schmidt [Sdt00] im Labor von Zeuthen, der diese Häufung dort reproduzieren konnten. Diese Häufung kommt auch nicht durch einen Fehler in der Elektronik zustande, denn Emiliano Camona Flores vom ANTARES-Projekt konnte diese ohne Verwendung der beim AMANDA-Projekt üblichen Elektronikkomponenten nachweisen¹⁶. Übrigens waren Häufungen dieser Art nicht nur beim Hamamatsu-R5912 und R7081 zu sehen, sondern auch beim Electron Tubes 9353-Photovervielfacher¹⁷.

¹⁶Nach [Cam99].

¹⁷Ebenda.

3 Versuchsaufbau und Kalibration

Um einerseits das Verhalten der optischen Module bei tiefen Temperaturen nachahmen zu können und andererseits eine weitergehende Untersuchung der Form der Signalverläufe¹ zu gewährleisten, wurde im Mainzer Labor ein Versuchsaufbau eingerichtet, der im wesentlichen aus folgenden Komponenten bestand:

- einem Kühlschranks, der bis zu -25°C kühlt,
- einer Hochspannungsversorgung für den Photovervielfacher
- einem Entkoppler zum Trennen von Hochspannung und Photovervielfachersignal
- je nach Messung einem Digitaloszilloskop zur Aufnahme der genauen Signalverläufe, oder
- einem Diskriminator mit Zeitschaltuhr und Zähler zur Rauschratenbestimmung.

Ein Großteil dieses Materials wurde uns freundlicherweise vom DESY Zeuthen zur Verfügung gestellt.

Zur Untersuchung standen zur Verfügung:

- eine 10-Zoll-Glashalbschale der Firma Benthos, kaliumreich
- eine 12-Zoll-Glashalbschale der Firma Nautilus/Corning („Vitrovex“)
- eine 12-Zoll-Glashalbschale der Firma Schott (Duran 8339)
- eine 12-Zoll-Glashalbschale der Firma Benthos, kaliumarm, Herstellungsjahr 2001; (Leihgabe der Universität Madison)
- mehrere Glasscherben der genannten Hersteller
- zwei neuentwickelte Duran-Glasproben von Schott
- ein Photovervielfacher Hamamatsu R5912, 8 Zoll Durchmesser
- ein Photovervielfacher Hamamatsu R7081, 10 Zoll Durchmesser (Leihgabe der Universität Madison)
- verschiedene Gele des Herstellers Wacker

Als erstes wurde geprüft, ob der Photovervielfacher Hamamatsu R5912 auch dem erwarteten (exponentiellen) Rauschverhalten für steigende Hochspannung folgt. (Siehe Abbildung 3.2.). Nachdem dies bestätigt war, bestand die Frage nach der Festlegung einer Schwelle, um Signale von elektronischem/statischen Rauschen zu unterscheiden. Der Photovervielfacher wurde dazu in Versuchsaufbau Abbildung 3.1 auf die von DESY Zeuthen empfohlene positive(!) Hochspannung von 1500 V eingestellt. Dann wurde

¹Signalverläufe heißen im Englischen "waveforms".

3 Versuchsaufbau und Kalibration

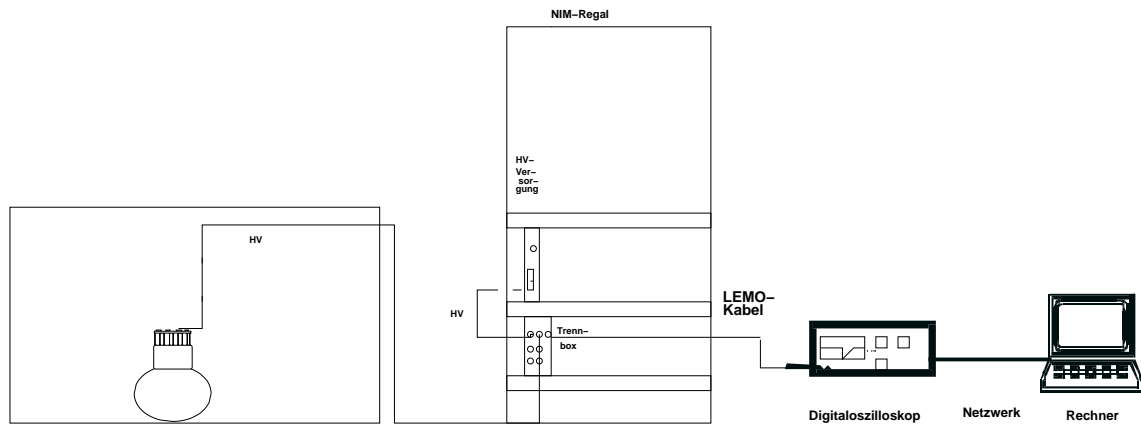


Abbildung 3.1: *Schema des Versuchsaufbaus: Photovervielfacher im Kuhlschrank. Das Signal des Photovervielfachers wird zuerst in eine Trennbox geleitet, wo Signal und Hochspannung getrennt werden. Das Signal wird dann in ein Digitaloszilloskop geleitet, per Rechner ausgelesen und weiterverarbeitet.*

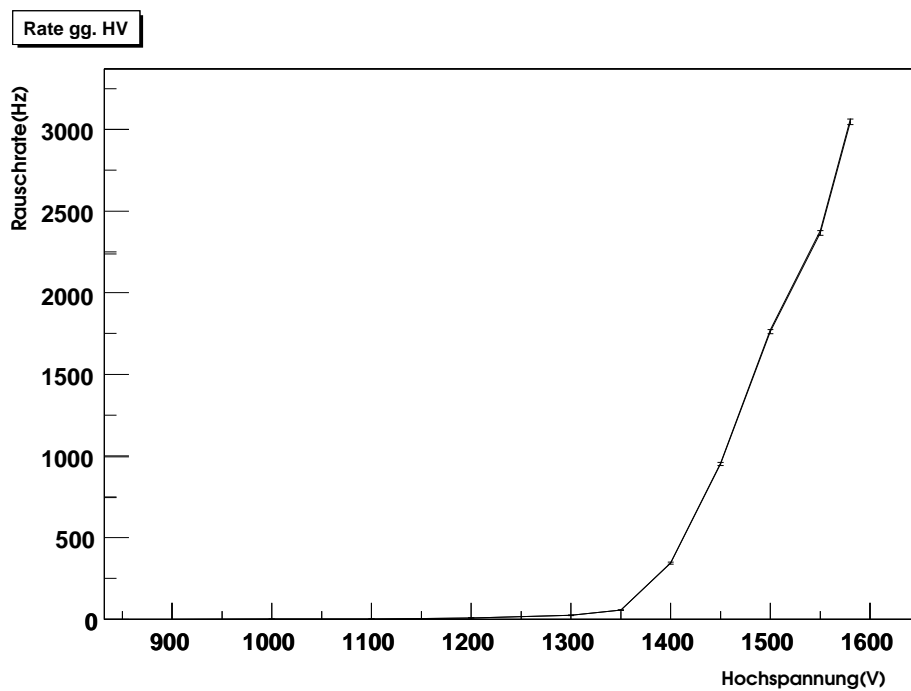


Abbildung 3.2: *Die Rauschrate des Photovervielfachers gegen angelegte Hochspannung zeigt das erwartete exponentielle Verhalten.*

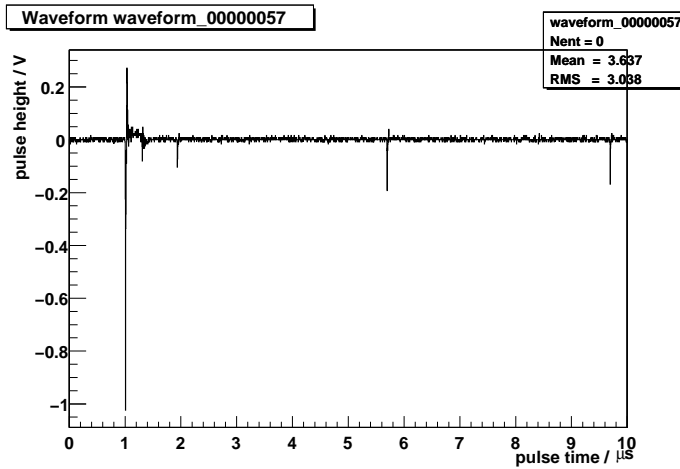


Abbildung 3.3: *Ein typischer Signalverlauf: Triggerpuls (bei 1 μs) mit Nachpulsen bis 9 μs . In diesem Beispiel hat der Triggerpuls bei 1 μs einen Spannungsscheitelwert von etwa 1 V.*

der Photovervielfacher mit einer blauen LED der Marke Nichia bestrahlt, die von einem Signalgenerator gesteuert wurde. Die Amplitude der an die LED angelegten pulsformigen Spannung wurde so gewählt, daß eine Koinzidenzrate² von 5% erreicht wurde³. Dies wurde überprüft, indem die Signalverläufe des Photovervielfachers mit einem Tektronix TDS 220-Digitaloszilloskop über ein in der Programmiersprache C geschriebenes Programm [Med] ausgelesen wurden und die Anzahl der Koinzidenzen berechnet wurde.

Dann wurde bei dieser Koinzidenzrate der Photovervielfacher wieder mit der LED beleuchtet, und ein Datensatz mit Signalverläufen wurde aufgenommen. Ein typischer Signalverlauf findet sich in Abbildung 3.3. Die Pulshöhe, also die Flächen unter den Signalverläufen, die der geflossenen Ladung entsprechen, wurden histogrammiert (siehe Abbildung 3.4). Man erkennt den von einem Photoelektron ausgelösten sog. 1pe-Peak (Maximum für 1 Photoelektron). Als Schwelle, um Signale von elektronischem/statischen Rauschen zu unterscheiden, wurde für die weiteren Versuche wie üblich $1/3$ des 1pe-Peaks⁴ gewählt. Daraus konnte für diesen Versuchsaufbau⁵ als geeignete Schwelle 35 mV⁶ berechnet werden.

²Bei der Bestimmung der Koinzidenzrate wurde der eine Kanal des Oszilloskops auf die Pulse des Signalgenerators getriggert, und auf dem anderen Kanal wurde festgestellt, in wieviel Prozent der Fälle der Photovervielfacher daraufhin einen Lichtpuls nachwies.

³Diese Angaben nach [Sdt01].

⁴Nach [Sdt01].

⁵Es wurden die Standard-50 Ω -Widerstände verwendet.

⁶Um genau zu sein: -35 mV, denn die Signalverläufe gehen ja ins Negative.

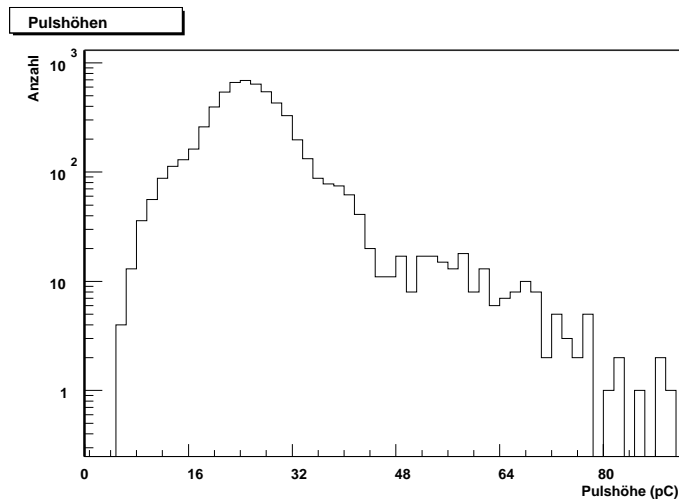


Abbildung 3.4: Das Photoelektron-Impulshöhenspektrum des Photovervielfachers, beleuchtet mit einer LED bei einer Koinzidenzrate von 5%. Aufgetragen ist die (logarithmische) Anzahl der Signalverläufe gegen das Zeitintegral über die Höhe des Pulses. Aufgrund der Instabilität der Auslese des TDS 220-Oszilloskops über den RS 232-Ausgang war bei den anfänglichen Messungen leider keine bessere Statistik zu erreichen.

Um zu vermeiden, daß Streulicht die Messungen verfälsche, wurden besondere Vorichtsmaßnahmen getroffen: Der Kühlschrank, in dem sich der Photovervielfacher zur Messung befand, war innen mit schwarzem Papier ausgekleidet. Zusätzlich wurde der Kühlschrank außen mit einer schwarzen Decke über der Dichtung der Schranktür überzogen, die Kontrollleuchten wurden abgeklebt. Der Schrank selbst stand in der ganzen Zeit im Dunkelraum der Arbeitsgruppe, und bei Messungen wurden im Nebenraum alle unnötigen Lichtquellen ausgeschaltet. Photovervielfacher rauschen aufgrund von Fluoreszenzeffekten oft stundenlang, wenn sie zuvor für das menschliche Auge sichtbaren Lichtmengen ausgesetzt wurden [Cam99]. Um dies zu überprüfen, wurden Rauschratenmessungen einige Minuten, 4 Stunden und zwei Wochen nach einer Bestrahlung mit einer sichtbaren Lichtmenge gemacht. Es ergaben sich folgende Rauschraten: Während die Rate direkt nach dem Anschalten noch bei 588 ± 14 Hz lag⁷, lag sie nach vier Stunden nur noch bei 375 ± 7 Hz, ebenso, wie nach zwei Wochen⁸.

Daher wurden die Messungen frühestens einige Stunden nach Arbeiten am Versuchsaufbau, in der Regel erst nach einer Nacht, gestartet. Um den Fluoreszenzeffekt zu minimieren, wurde bei Arbeiten am Versuchsaufbau nur eine schwache, rote Lichtquelle verwendet, da die Photokathode nur für Licht von einer Wellenlänge bis etwa 650 nm sensitiv ist.

Warum sich die Rate des Photovervielfachers bei einer längerfristigen Beleuchtung mit einer schwachen LED⁹ noch um fast 10% im Laufe der Zeit senkte (siehe Abbildung 3.5), obwohl die Hochspannung vor Anschalten der LED schon tagelang stabil lief, ist allerdings nicht klar.

Um sicherzustellen, daß die Elektrik des Kühlschrankmotors nicht die Messungen stört, wurde eine Rauschratenmessung sowohl bei laufendem, bei ausgeschaltetem als auch bei gerade wieder anspringendem Kühlschrankmotor durchgeführt. Es zeigte sich, daß weder der laufende noch der anspringende Motor die Rauschrate erhöhte.

Die Temperatur im Kühlschrank konnte über ein PT100-Element bestimmt werden, welches einen temperaturabhängigen Widerstand zeigt. Dieses Element wurde mit Wärmeleitpaste kurz unterhalb des Halses des Photovervielfachers angebracht und über zwei Kabel nach draußen geleitet, so daß der Widerstand und somit die Temperatur am Photovervielfacher auch außerhalb des Dunkelraumes einfach bestimmt werden konnte.

Für Messungen, die über die Bestimmung des Rauschverhaltens hinausgingen, war zudem ein Computerprogramm nötig, das den gesamten Signalverlauf eines Photovervielfacherpulses in einem gewissen Zeitintervall aufzeichnete, so daß dieser dann genauer

⁷Diese Rate ist nur ein Beispiel, bei längerer Beleuchtung des Photovervielfachers mit sichtbaren Lichtmengen dürfte diese anfängliche Rate noch höher liegen.

⁸Die Streuung in den Rauschratenmessungen direkt nach dem Anschalten der Hochspannung ist ebenfalls größer.

⁹Bei der LED wurde in diesem Fall eine Spannung von 2,4 V angelegt, 0,512 V mehr als bei den Kalibrationsmessungen.

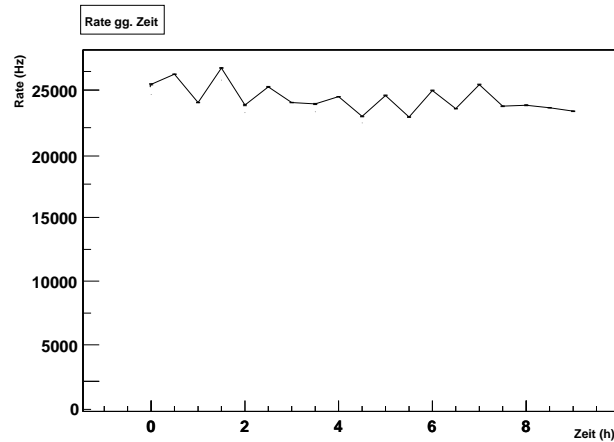


Abbildung 3.5: Die Rate des mit schwachen LED (dauer-)beleuchteten Photovervielfachers gegen die Zeit der Beleuchtung. Trotz starker Schwankungen ist eine fallende Tendenz zu erkennen. Nach 9 Stunden Beleuchtung sind 91% des Wertes erreicht, der unmittelbar nach Beginn der Beleuchtung auftrat.

analysiert werden konnte. Aufgrund der mangelnden Stabilität der Auslese des Tektronix TDS 220-Oszilloskopes über den seriellen RS 232-Ausgang mußte für solche Messungen ein Tektronix TDS 620B-Digitaloszilloskop (für Messungen bis zu einer Zeitskala von 10 μ s), bzw. für Zeiten bis zu 500 μ s ein Tektronix TDS 784D-Digitaloszilloskop herangezogen werden. Dabei konnte bei der Auslese der Oszilloskope (nach einigen Änderungen) auf ein Ausleseprogramm von Volker Gärtner [Gär], das mit dem graphischen Programmierprogramm LabViewTM geschrieben wurde, zurückgegriffen werden. Dieses Ausleseprogramm liest die Signalverläufe des Photovervielfachers, die auf dem Oszilloskop-Bildschirm erscheinen, aus und speichert diese zunächst in einem der Firma Tektronix eigenen Datenformat, „ribinary“ genannt, ab¹⁰. Dann wird dieses Datenformat von einem weiteren Programmteil in ein ASCII-Format konvertiert. Dieses kann dann in ein ROOT-Histogramm¹¹ umgewandelt werden, das deutlich weniger Speicherplatz in Anspruch nimmt. Diese Signalverläufe können dann durch von mir geschriebene C++-Programme weiter analysiert werden. Daß das LabViewTM-Programm auch tatsächlich die Signalverläufe korrekt ausliest und nicht beispielsweise nach einem halben gelesenen

¹⁰Hierbei ist zu beachten, daß LabViewTM, AD007-Anschluß am Oszilloskop und TekVisaTM, das für die „Kommunikation“ zwischen Oszilloskop und Rechner/LabViewTM sorgt, nicht rückwärtskompatibel sind. Vielmehr lassen sich diese Oszilloskope nur mit TekVisaTM, Version 105, und LabViewTM, Version 5.1 (genaugenommen: LabViewTM, Version 4.1 mit einer Run-Time-Engine 5.1) auslesen.

¹¹ROOT ist ein am CERN entwickeltes und beim AMANDA-Projekt weit verbreitetes objektorientiertes Datenanalyserahmenprogramm.

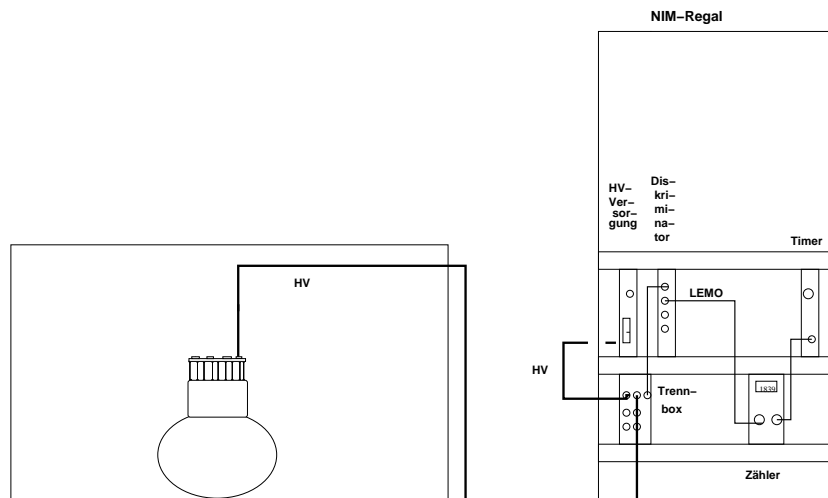


Abbildung 3.6: *Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus zur Rauschratenbestimmung: Die an der Hochspannungsversorgung eingestellte Hochspannung (engl.: high voltage - HV wird über eine Trennbox zum Photovervielfacher (mit oder ohne Glashalbschale) geführt. Das Signal geht über das gleiche Kabel hinaus und wird in der Trennbox von der (niederfrequenten) Hochspannung getrennt. Dann geht das Signal über ein LEMO-Kabel in einen Diskriminator, dessen Ausgangssignal in einen Zähler mit angeschlossenem Zeitgeber geleitet wird.*

Signalverlauf einen neuen auszulesen beginnt, wurde mit Doppelpulsen, die von einem Funktionsgenerator auf das Oszilloskop gegeben wurden, verifiziert.

Abgesehen vom Aufbau zur Auslese der exakten Signalverläufe wurde in einem NIM-Regal¹² eine Anlage zur Rauschratenbestimmung aufgebaut, bestehend aus einem Le Croy Quad-Diskriminator Nr. 821 mit veränderlicher Schwelle, der auf die oben ermittelten Schwelle von 35 mV ¹³ eingestellt wurde, einer Zeitschaltuhr C.A.E.N. Nr. 2255B und einem Zähler Ortec Nr. 771 (siehe Versuchsaufbau 3.6).

Die Signale, die der Diskriminator durchläßt, werden dabei in dem Zeitraum, in dem der Zähler durch die Zeitschaltuhr freigeschaltet ist, gezählt. Üblicherweise wurde ein Zeitintervall von 5 Sekunden gewählt, bei jeder Einstellung wurde 20 Mal gemessen, um auch die Streuung der Werte bestimmen zu können.

¹²Im Englischen: "NIM-Crate"

¹³Genauer gesagt: 35 mV unterhalb der Null-Linie.

4 Untersuchungen von Rauschraten

Abgesehen von offensichtlich defekten optischen Modulen, die eine deutlich zu hohe oder eine stark schwankende Rauschrate zeigen, variieren die beim AMANDA-Projekt verwendeten optischen Module je nach Hersteller in Bezug auf ihre mittlere Rauschrate (siehe Tabelle 4.1).

| Strang | Jahr | Anzahl | mittl. Rate(Hz) | Hrsl. |
|---------|-----------|--------|-----------------|----------|
| 1 - 4 | 1995/96 | 86 | 350 | Billings |
| 5 - 10 | 1996/97 | 216 | 1150 | Benthos |
| 11 - 13 | 1998/99 | 116 | 1400 | Benthos |
| 14 - 19 | 1999/2000 | 252 | 750 | Benthos |

Tabelle 4.1: *Einbringungsjahr, Rauschrate und Hersteller der Druckkugeln der optischen Module in den verschiedenen Strängen des AMANDA-Projektes. (Nach [Hel01] und [Fes00].)*

Die Druckkugeln der verschiedenen Hersteller wurden bereits früher von AMANDA-Arbeitsgruppenmitgliedern untersucht [Smi99].

Als wichtigste Quelle für die Rauschrate der Photovervielfacher bzw. der optischen Module wurde damals der ^{40}K -Zerfall genannt, da die γ -Spektren der untersuchten Glas-sphären (eine 10-Zoll-Benthos-Halbkugel und eine 12-Zoll-Billings-Halbskugel) eine deutliche Spitze bei ^{40}K zeigten.

Zunächst wurde daher im Mainzer Labor mit dem Versuchsaufbau aus Abbildung 3.6 untersucht, welche Komponente des optischen Moduls wieviel zur Rauschrate beiträgt, bzw. wie das Rauschen sich gegen die Temperatur verändert.

Zunächst wurden die Rauschraten des Photovervielfachers bei -25°C selbst bestimmt, welche bei $385 \pm 8\text{Hz}$ liegt¹.

Wenn der Photovervielfacher in die kaliumreiche 10-Zoll-Benthos-Halbschale gestellt wurde (Skizze in Abbildung 4.1), so zeigte sich eine Rauschrate von $1231 \pm 12\text{Hz}$, also eine Erhöhung von 865Hz aufgrund der schieren Anwesenheit der Glashalbschale.

¹In der Regel wurde zur Bestimmung einer gewissen Rauschrate jeweils 20 Meßwerte genommen. Als Streuung ist hier die sich daraus ergebende Standardabweichung angegeben.

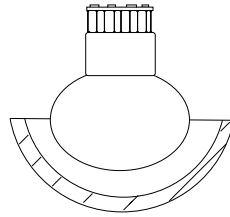


Abbildung 4.1: Ein Photovervielfacher in einer Glashalbschale (schematische Darstellung).

Nicht ganz so stark wird die Rauschrate erhöht, wenn statt der Benthos- eine kaliumärmere Corning-Halbschale verwendet wird, die nur eine Rauschrate von 765 ± 11 Hz, also 380Hz zusätzlich produziert.

Das thermische Rauschen eines Photovervielfachers in Abhängigkeit von der Temperatur wird vom Richardson-Gesetz beschrieben. Dieses besagt, daß die Anzahl N der Rauschpulse pro Zeiteinheit gegeben ist durch:

$$dN/dt = 7,5 \cdot 10^{20} \cdot T^2 \exp[-eQ/kT] \cdot F, \quad (4.1)$$

wobei F die Kathodenfläche in cm^2 und eQ die Austrittsenergie von etwa 1,5 eV ist. Daher erwartet man zumindest für einen Temperaturbereich zwischen -5°C bis $+20^\circ\text{C}$ auch das in Abbildung 4.2 gezeigte Verhalten, also ein Abfall der Rauschrate zu tieferen Temperaturen hin, da das thermische Rauschen immer geringer wird. Zwischen -5°C und -30°C bleibt die Rate dann in etwa stabil, und ab etwa -30°C steigt sie aus bislang noch ungeklärten Gründen wieder an. Allerdings kann man dies als Anzeichen werten, daß hier der Beitrag korrelierter Pulse immer größer wird. Messungen dieser drei im Mainzer Labor gemessenen Rauschraten über einen Temperaturbereich von -28°C bis -5°C zeigten, daß diese dort in der Tat weitgehend stabil sind, wie Abbildung 4.3 zeigt. Beim Photovervielfacher alleine deutet sich ein leichter Anstieg der Rate zu höherer Temperatur hin an.

Um herauszubekommen, wie die Rauschrate genau von der Geometrie abhängt, wurden in der Folgezeit mehrere Versuche mit dem Photovervielfacher und vor allem der Benthos-Halbschale durchgeführt, wobei die Raten jeweils bestimmt wurden. Dabei wurden folgende Beobachtungen gemacht:

1.) Eine Veränderung der Lage des Photovervielfachers allein im Kühlschrank sowie das Einhüllen in einer schwarzen Plastiktüte² ändern die Rauschrate nicht, so daß man davon ausgehen kann, daß alle äußeren Streulichtquellen gut abgeschirmt sind.

2.) Wurde der Photovervielfacher in eine schwarze Plastiktüte gepackt und dann in die Benthos-Halbschale gestellt wie in der Abbildung 4.5 skizziert, so sank die Rauschrate

²Siehe Abbildung 4.4 links.

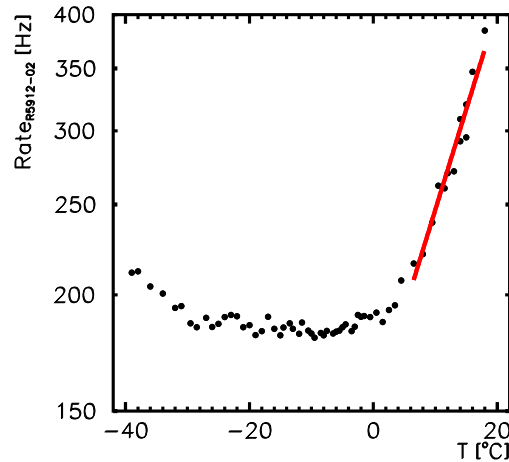


Abbildung 4.2: *Das zu erwartende Temperaturverhalten der Rauschrate eines Photovervielfachers: Bei sinkender Temperatur wird zunächst die Rate geringer, da der thermische Anteil schwächer wird. Ab -25°C steigt die Rate aber wieder, was bisher noch nicht erklärt werden konnte und offensichtlich auch Vertreter der Herstellerfirma erstaunte. (Zitiert nach [Sdt02], teilweise auch in [Ham02].)*

wieder auf den vom Photovervielfacher alleine produzierten Wert.

Der größte Anteil der Rauschrate der optischen Module hat also ihre Ursache im Glas der Druckkugel.

3.) Des weiteren wurde der Photovervielfacher in die Benthos-Halbschale gestellt, wobei die beiden Komponenten zusätzlich in eine weiß ausgekleidete Schachtel plaziert wurden³ (siehe Abbildung 4.6), woraufhin die Rauschrate auf 1820 Hz anstieg. Die Rauschrate stammt also offensichtlich aus einem Prozeß in der Druckkugel, und dieser Prozeß ist auch offensichtlich ein Phänomen, dessen Strahlung sich schon durch eine weiß ausgekleidete Schachtel reflektieren läßt. β -Strahlung oder γ -Strahlung direkt aus radioaktiven Zerfällen im Glas würde an den Wänden der Schachtel nicht reflektiert werden⁴. Diese Messung zeigt, daß die Rauschrate der optischen Module durch Licht im optischen Bereich hervorgerufen wird, das zum Großteil im Glas der Druckkugel entsteht. Čerenkov-Licht aus radioaktiven Zerfällen im Glas wäre ein Kandidat gewesen. Der erste Verdacht, der sich später als falsch herausstellte, fiel auf ^{40}K - β -Zerfälle, bei denen das entstandene

³Dies entspricht in etwa auch der Situation eines optischen Moduls im Eise, da das Eis in den Bohr-
löchern leider in der Regel nicht wieder klar zusammenfriert. Vielmehr wird eine Menge von kleinen
Luftblasen mit eingefroren.

⁴Um sicherzugehen, daß eventuelle radioaktive Spuren in der Schachtel keinen Einfluß auf die Messung
haben, wurde die Rauschrate in Anwesenheit der Schachtel gemessen. Sie betrug nur die 385 Hz vom
Photovervielfacher alleine.

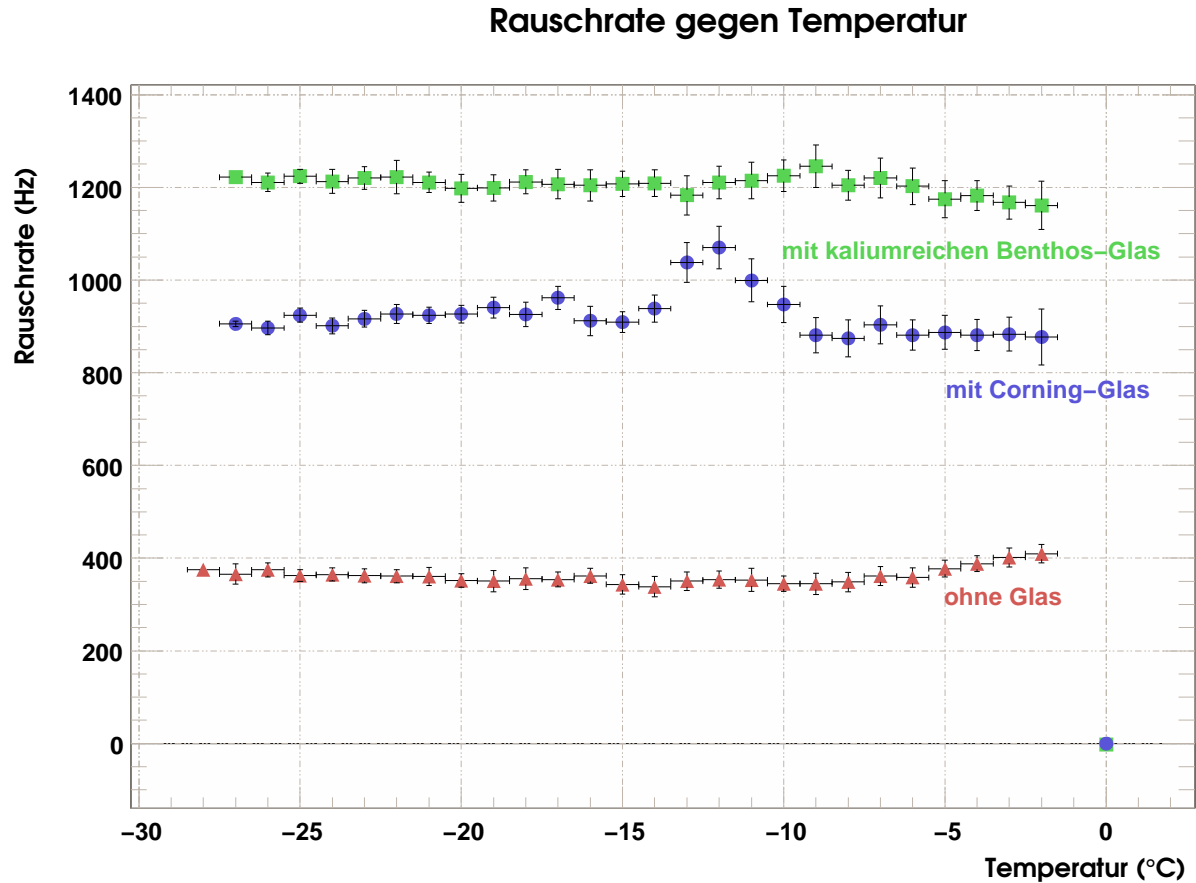


Abbildung 4.3: Das Verhalten der Rauschraten des Photovervielfachers alleine bzw. in Glashalbschalen verschiedener Hersteller bei sich ändernder Temperatur. Die Fehler in der Rate ergeben sich aus der Streuung von 20 Meßwerten, die Fehler in der Temperatur resultieren aus der Tatsache, daß die Temperatur in dem Zeitraum, in dem diese Werte genommen wurden, um etwa 1°C stieg. Wie zu erwarten, sind die Rauschraten im betrachteten Temperaturbereich in etwa stabil, beim Photovervielfacher deutet sich bei Temperaturen nahe am Gefrierpunkt ein leichter Ratenanstieg an. Woher das Maximum der Rate für das Corning-Glas bei -12°C kommt, ist bislang noch nicht erklärt.

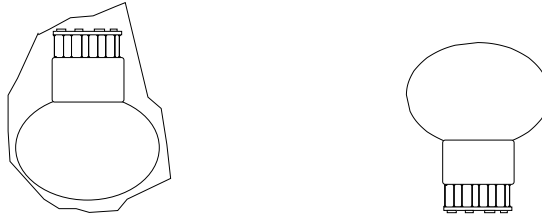


Abbildung 4.4: *Schemata der Versuchsaufbauten: Photovervielfacher im Plastik und hochkant (ohne Plastikummhüllung).*

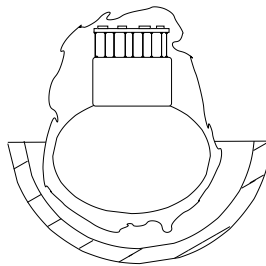


Abbildung 4.5: *Das Licht, das in der Glashalbschale produziert wird, wird durch eine einfache Plastiktüte vollständig abgeschirmt.*

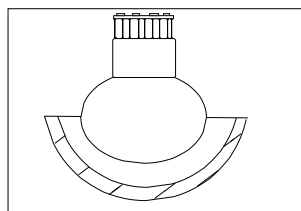


Abbildung 4.6: *Das Licht, das in der Glashalbschale produziert wird, wird zusätzlich durch die weißen Wände der Schachtel reflektiert.*

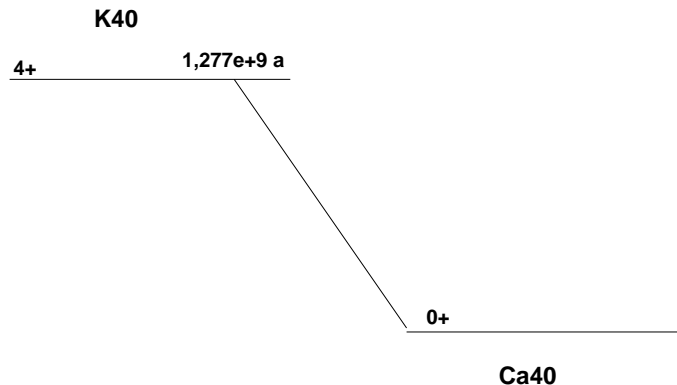


Abbildung 4.7: Schema des ^{40}K - β -Zerfalls zu ^{40}Ca . Er macht 89,28% der Zerfälle des ^{40}K aus, die restlichen 10,72% gehen auf das Konto des Elektroneneinfangs zu ^{40}Ar . Die Halbwertszeit von ^{40}K beträgt $1,277 \cdot 10^9$ Jahre, die maximale Energie des β -Zerfalls ist 1312,1 keV.

Elektron Čerenkov-Licht abstrahlen würde, denn dieses Benthos-Glas ist im Vergleich zum Nautilus-/Corningglas relativ kaliumreich.

4.1 Zusammenarbeit mit den Schott-Glaswerken

In der Folgezeit nach den ersten Rauschratenmessungen wurden in Zusammenarbeit mit den Schott-Glaswerken Überlegungen zur Herstellung extrem kaliumarmer Druckkugeln angestellt. Treffen zwischen Vertretern der Mainzer AMANDA-Gruppe und der Firma Schott fanden zwischen November 2001 und April 2002 statt, an denen z. T. auch Vertreter anderer Lieferanten (Nautilus, Hamamatsu) teilnahmen. Unter anderem stellte sich heraus, daß die Firma Billings nicht mehr existiert, und Corning wurde z. T. von Schott übernommen. Benthos existiert noch, woher dieser Lieferant aber sein Glas bezieht, ist unbekannt. Bei diesen Treffen wurde eine Reihe von Fragen diskutiert, insbesondere wie man den Gehalt an radioaktiven Spuren reduzieren kann und wie man UV-transparentes Glas herstellen kann. Denn die Fließeigenschaften eines Glases wird zum großen Teil von seinem Kaliumgehalt bestimmt, und um von einer normalen Produktion auf eine kaliumfreie umzusteigen, um im Glas $^{40}\text{Kalium}$ -Zerfälle zu eliminieren, ist nicht ohne weiteres möglich. Dazu muß man kurz erläutern, wie eine solche Glashalbkugel hergestellt wird.

Damit der Glastropfen, der zur immerhin 4,5kg schweren Halbschale gepreßt wird, genügend groß wird, muß die Glaswanne etwa 40 Tonnen (*sic!*) Schmelze enthalten. Ansonsten haben die Tropfen, die sich am Ausfluß der Wanne bilden und dann herausgedrückt werden, nicht die richtige Zähigkeit und Temperatur.

Daher ist es nicht möglich, von einer „normalen“ Produktion direkt auf eine kalium-

freie Produktion umzustellen, sondern es würde erst einige Zwischenstufen mit weniger hohem Kaliumgehalt geben. Diese Schmelzen lassen sich auch nicht so gut zu anderen Glasprodukten verwerten, da das Kalium, wie gesagt, die Fließeigenschaften der Schmelze beeinflusst. Und für viele Glasprodukte wie Erlenmeyerkolben etc. gelten strenge Qualitätsstandards, die ohne Kalium nicht eingehalten würden [Scho02a]. Und eine neue Wanne, die zu Anfang direkt mit einer kaliumfreien Produktion anfahren würde, ginge frühestens (eventuell) 2006 in Produktion. Testweise wurde aber die Härte einer kaliumfreien Glasprobe mit einer kaliumhaltigen Probe verglichen⁵. Die Härte einer kaliumfreien Glasprobe wurde anscheinend nicht beeinflusst, wie die von Schott durchgeführte Vickers-Härtenmessung⁶ bei 2 N nach DIN ISO 6507 zeigte. Bei beiden Proben (sowohl mit als auch ohne Kalium) ergab sich eine Vickers-Härte HV von $5,5 \pm 0,1$ GPa.

In puncto Kostenreduktion wurden verschiedene mögliche Szenarien (Produktion aller Halbschalen in einem Durchgang, ggf. Abnahme auch von Kugeln mit minimalen Schlieren, Zusammenarbeit mit ähnlich gelagerten Experimenten...) beleuchtet. Insbesondere kam die Idee auf, das Glas von Übergangsschmelzen zwischen kaliumhaltiger und kaliumreicher Produktion für die dem Photovervielfacher abgewandte Seite zu verwenden.

Ein weiterer Punkt, der noch zu beachten wäre, ist, daß die Schmelzwanne mit Zirkoniumaluminiumsilikat ausgekleidet ist, das Uran- und Thorium-Spuren enthält, die auch in die Schmelze gelangen können. Ob allerdings für die Glasschalenproduktion für ICE-CUBE eine eigene Wanne aus einem anderen Material, das keine radioaktive Spuren ins Glas diffundieren läßt, wirtschaftlich machbar wäre, mag bezweifelt werden.

In puncto Transmissionseigenschaften wurde neben der Verwendung hochreiner Rohstoffe, die das Glas der Halbschalen zwar UV-transparent machen würde, aber andererseits nicht ganz billig wäre, die Verwendung eines Quarzfensters in den Glasschalen angedacht. Andererseits müßten dann die mechanischen Probleme aufgrund der unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten noch untersucht werden.

4.2 Weitere Untersuchungen der Rauschraten

Die oben genannten Vorbereitungsschmelzen zwischen „normaler“ und kaliumfreier Produktion könnte man prinzipiell dafür benutzen, die Rückseite der optischen Module zu produzieren. Denn simuliert man diese Verwendung und stellt einen Photovervielfacher hochkant in die kaliumreiche Benthos-Halbschale, (so daß sie wie die Rückseite des optischen Modules wirkt, siehe Abbildung 4.8), so erhöht sich die Rauschrate nur um 122 ± 28 Hz statt um 865 Hz, wenn die Photokathode des Photovervielfachers zur kaliumreichen Halbschale zeigt.

⁵Die Proben bestanden aus Duran 8330 und 8339.

⁶Bei der Vickers-Härtenmessung wird ein Eindringkörper (Diamantpyramide) mit einer gewissen Prüfkraft auf den Probekörper gedrückt. Nach Entfernen der Prüfkraft wird der verbliebene Eindruck auf den Probekörper vermessen, welcher ein Maß für die Härte ist.

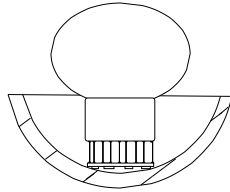


Abbildung 4.8: *Schema des Versuchsaufbaus zur Messung der Rauschrate, wenn die Rückseite des Photovervielfachers sich in einer eine hohe Rauschrate verursachenden Halbschale befindet.*

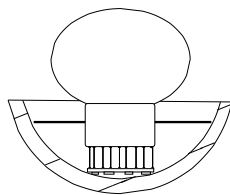


Abbildung 4.9: *In vielen optischen Modulen (mit digitaler Auslese) sitzt die Elektronik auf einer Krause um den Hals des Photovervielfachers, welche diesen teilweise vom im Glas produzierten Licht abschirmt.*

Noch weiter verringert sich die Rauschrate, wenn man die Innenseite schwarz abdeckt, was in der Praxis dann einem schwarzen Innenanstrich entsprechen würde. Dann beträgt die Rauschratenerhöhung nur noch 90 ± 8 Hz. Nichtsdestotrotz würde selbst in diesem Fall noch ein Bruchteil des in der Rückseite produzierten Čerenkov-Lichtes auf den Photovervielfacher gelangen, da die Ränder des Glases als Lichtleiter funktionieren. Dies wurde zu etwa 20% des in der Rückseite produzierten Lichtes abgeschätzt.

Selbst ohne schwarzen Anstrich der Innenseite dürfte die Rauschrate tatsächlich allerdings nur um 40 Hz steigen, da sich zwischen Photovervielfacher und rückwärtiger Halbschale noch eine kreisförmige Elektronikplatine befindet, die (abhängig von der Ausführung) rund $2/3$ der Rückseite abdeckt und die etwa 90 Hz „absorbiert“ .

Im Eis werden, sofern es nicht bis dahin gelingt, eine Methode zu finden, die Bohrlöcher blasenfrei zuschmelzen zu lassen, die Rauschraten aber etwas höher liegen, da die Luftbläschen das Licht aus der Druckkugel reflektieren. Simuliert man diese Situation durch das Einstellen des Versuchsaufbaus in eine weiß ausgekleidete Schachtel, dann steigt die Rate tatsächlich um 82 ± 8 Hz bei schwarzer Auskleidung der Innenseite der Halbschale bzw. um etwa 230Hz durch die simulierte Abschirmung der Elektronikplatine.

Diese Werte waren Angaben für die kaliumreiche 10-Zoll-Benthos-Halbschale. Ebenso wurde die Rauschrate bei einer neuen (fast kaliumfreien) 12-Zoll-Benthos- und einer 12-

Zoll-Schott-Halbschale bestimmt, wobei die letztere nur 0,03% Kalium enthält [Scho02b]. Nach der Methode von Abbildung 4.1 ergaben sich die Raten zu:

- kaliumarme Benthos-Schale: 540 ± 7 Hz (also zusätzlich 155 Hz zum Photovervielfacher)
- Schott-(Duran)-Schale: 765 ± 11 Hz (also zusätzlich 380 Hz zum Photovervielfacher)

Obwohl also beide Halbschalen fast kaliumfrei sind, zeigen sie beide also eine Rauschrate, die deutlich höher ist, als wenn man davon ausgehen würde, daß die Rauschrate ausschließlich aufgrund des Kalium-Anteils im Glas zustande käme. Zudem ist das Rauschen der Schott-Halbschale größer, obwohl der Kaliumgehalt geringer ist⁷.

4.3 γ -Untersuchungen der Glasproben

Da also der Kalium-Anteil offensichtlich nicht alleine für die Rauschraten der optischen Module verantwortlich ist, wurde am Mainzer Institut für Kernchemie unter der Ägide von Jutta Stegmaier eine Gammaskopie-Untersuchung der Halbschalen sowie einiger neuer Glasproben durchgeführt. Die Messungen dauerten jeweils etwa drei Tage, begleitet von jeweils einer Untergrundmessung. Dabei wurden die Glasproben auf ein Halbleiterspektrometer gelegt, das von einer Blei- und Kupferabschirmung umgeben war.

Beim Vergleich der Werte müssen die Nulleffekte abgezogen und auf eine einheitlich Meßzeit normiert werden. Danach erhalten wir in der Meßzeit die in Tabelle 4.2 gezeigten Anzahlen von Zerfällen. (Genannt werden hier nur die Zerfälle, die deutlich häufiger vorkamen als ihr Nulleffekt.)

Damit ein radioaktiver β -Zerfall Čerenkov-Licht im Glas verursachen kann, muß mindestens gelten, daß:

$$\beta = n^{-1}, \quad (4.2)$$

wobei für $n=1,48$ wie in unseren Gläsern also $\beta = 0,67$ ist. Daher muß der Zerfall mindestens eine Energie von 182 keV haben.

Da ist der direkte $^{235}\text{U}/^{226}\text{Ra}$ -Zerfall gerade so an der Grenze.

Übrigens hat der ^{40}K -Zerfall eine (maximale) Energie von 1311 keV, würde diese Bedingung also erfüllen.

Betrachten wir die Anzahl der Zerfälle pro Sekunde, die in Tabelle 4.3 aufgeführt sind. Neben ^{40}K ist auch ^{214}Pb stark vertreten. Auch die Zerfälle, die aufgrund ihrer Energie kein Čerenkov-Licht im Glas machen können, werden aufgelistet, da sie eventuell durch ihre γ -Folgezerfälle im Glas Fluoreszenzerscheinungen verursachen könnten.

⁷Weiterer Untersuchung bedürfte auch noch die Tatsache, daß auch die Plastikbasis eines Photovervielfachers zur Rauschrate beitragen kann. Stellt man analog zum Versuchsaufbau in 4.1 einen Hamamatsu R7081-Photovervielfacher mit der Plastikseite, an die auch die Basis angeschlossen wird, vor den Photovervielfacher, so steigt die Rauschrate um 70 ± 8 Hz. Dreht man den Photovervielfacher um und stellt ihn mit der Photokathodenseite davor, dann erhöht sich die Rate nur um 21 ± 8 Hz.

| Zerfall | Schott | K-arm. B. | K-reich. B. | 0-Effekt | E_γ [keV] | Max. E_β [keV] |
|----------------------------------|--------|-----------|-------------|----------|------------------|----------------------|
| $^{235}\text{U}/^{226}\text{Ra}$ | 601 | 563 | 431 | 808 | 185,93 | 123,7 |
| ^{212}Pb | 1198 | 1619 | 1029 | 475 | 238,7 | 573 |
| ^{214}Pb | 1674 | 884 | 1179 | n.b. | 295,35 | 1024 |
| ^{214}Pb | 2622 | 1658 | 1796 | 164 | 351,99 | 1024 |
| ^{208}Tl | 393 | 401 | 214 | 374 | 583,23 | 5001 |
| ^{214}Bi | 2105 | 1256 | 1335 | 295 | 609,4 | 3272 |
| ^{228}Ac | 381 | 434 | 228 | 164 | 911,1 | 2127 |
| ^{214}Bi | 401 | 284 | 342 | 117 | 1120,21 | 3272 |
| ^{40}K | 634 | 1217 | 14030 | 1927 | 1460,5 | 1311 |
| ^{214}Bi | 272 | 199 | 195 | 207 | 1765 | 3272 |

Tabelle 4.2: Die Anzahl der Zerfälle in der Meßzeit von 245000s (das entspricht etwa drei Tagen) für verschiedene γ -Übergänge, wobei zu einem Isotop u. U. mehrere γ -Übergänge gehören können. Bei der Schott-Halbkugel sowie den kaliumarmen („K-arm B.“) bzw. kaliumreichen („K-reich B.“) Benthos-Halbschalen. Der (aufgeführte) Nulleffekt ist schon abgezogen. Direkt nachgewiesen werden nur γ -Zerfälle (hier wird auch die zugehörige Energie aufgeführt), aber bei den β -Zerfällen entsteht ein Kern im angeregten Zustand, der sich über einen (in der Regel) charakteristischen γ -Zerfall abregt. Aufgeführt ist deshalb hier auch die zu einem β -Zerfall gehörende maximale Energie.

| Zerfall | Schott | K-arm Benthos | K-reiches Benthos | 0-effekt | E_γ [keV] | Max. E_β [keV] |
|-------------------|--------|---------------|-------------------|----------|------------------|----------------------|
| ^{212}Pb | 1,1 | 1,5 | 0,9 | 0,4 | 238,7 | 573 |
| ^{214}Pb | 7,2 | 3,8 | 5,1 | n.b. | 295,35 | 1024 |
| ^{214}Pb | 14,4 | 9,1 | 9,9 | 0,9 | 351,99 | 1024 |
| ^{208}Tl | 0,7 | 0,7 | 0,4 | 0,6 | 583, 23 | 5001 |
| ^{214}Bi | 3,7 | 2,2 | 2,3 | 0,7 | 609,4 | 3272 |
| ^{228}Ac | 0,9 | 1,0 | 0,53 | 0,4 | 911,1 | 2127 |
| ^{214}Bi | 0,7 | 0,5 | 0,6 | 0,2 | 1120,21 | 3272 |
| ^{40}K | 2,1 | 3,9 | 45,4 | 6,2 | 1460,5 | 1311 |
| ^{214}Bi | 1,0 | 0,7 | 0,7 | 0,8 | 1765 | 3272 |

Tabelle 4.3: Die Anzahl der Zerfälle pro Sekunde. Der (aufgeführte) Nulleffekt ist abgezogen. Aufgeführt ist noch einmal die zu einem β -Zerfall gehörende maximale Energie.

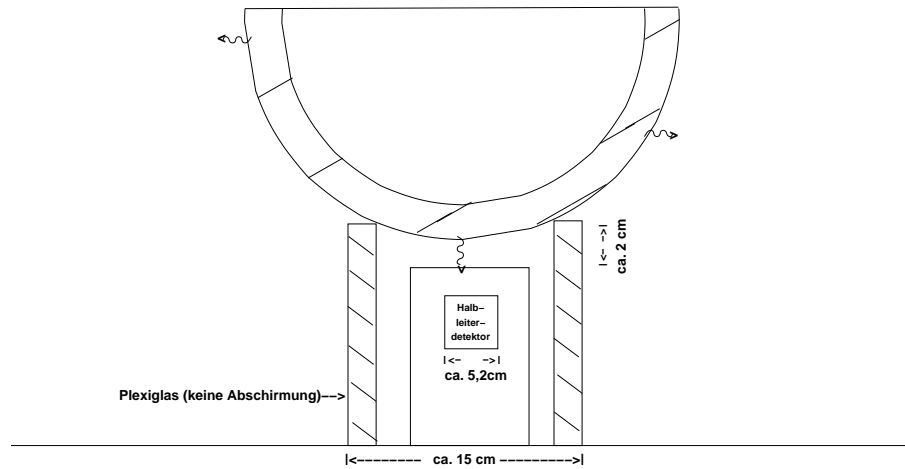


Abbildung 4.10: Schematische Darstellung des Halbleiterdetektors, Modell Harshaw Ge (Li)-Detektor ACO 146, am Institut für Kernchemie. Oberhalb des etwa 5,2 cm großen eigentlichen Detektors ruht die jeweilige Glashalbschale auf einem Plexiglaszylinder. Nur ein Bruchteil der γ -Strahlung aus den Zerfällen im Glas erreicht den Detektor.

In Tabelle 4.4 ist nun aufgeführt, welche Zerfälle aus den Uran-, Thorium- und Actiniumzerfallsreihen stammen⁸.

Da die Verhältnisse der Anzahl der Zerfälle zwischen Schott- und kaliumarmen Benthos-Glas sowohl für die Uran- als auch die Thoriumreihe im Rahmen der Fehler miteinander übereinstimmen (siehe Abbildung 4.11), kann man mutmaßen, daß die einzelnen radioaktiven Spuren in den Gläsern Folgeprodukte von Uran und Thorium sind, welche vermutlich entweder in den Rohstoffen schon vorhanden waren oder aus der Ummantelung der Glaswanne in die Schmelze diffundierten. Denn zumindest die Schott-Vertreter schworen, daß keine künstlichen Zuschläge, die Uran oder Thorium enthalten, in die Schmelze kämen.

Wie sich nun die Rauschrate der optischen Module im einzelnen genau aus den beteiligten Zerfälle zusammensetzt, ist auch nach diesen Untersuchungen nicht ganz klar, denn beispielsweise ist im kaliumarmen Benthos mehr ^{228}Ac als im Schott-Glas, und obwohl ^{228}Ac eine hohe maximale β -Zerfallsenergie hat und daher prinzipiell eine Menge Čerenkov-Licht produzieren könnte, ist dennoch die Rauschrate beim kaliumarmen Benthos niedriger. Von daher gesehen hätte man also davon ausgehen können, daß mehrere Zerfälle aus den Uran- und Thorium-Zerfallsreihen zur Rauschrate beitragen, wobei die Urankette im Schott-Glas im Verhältnis zum kaliumfreien Benthos-Glas etwa doppelt

⁸Die Zerfallsreihen sind in Anhang A aufgeführt.

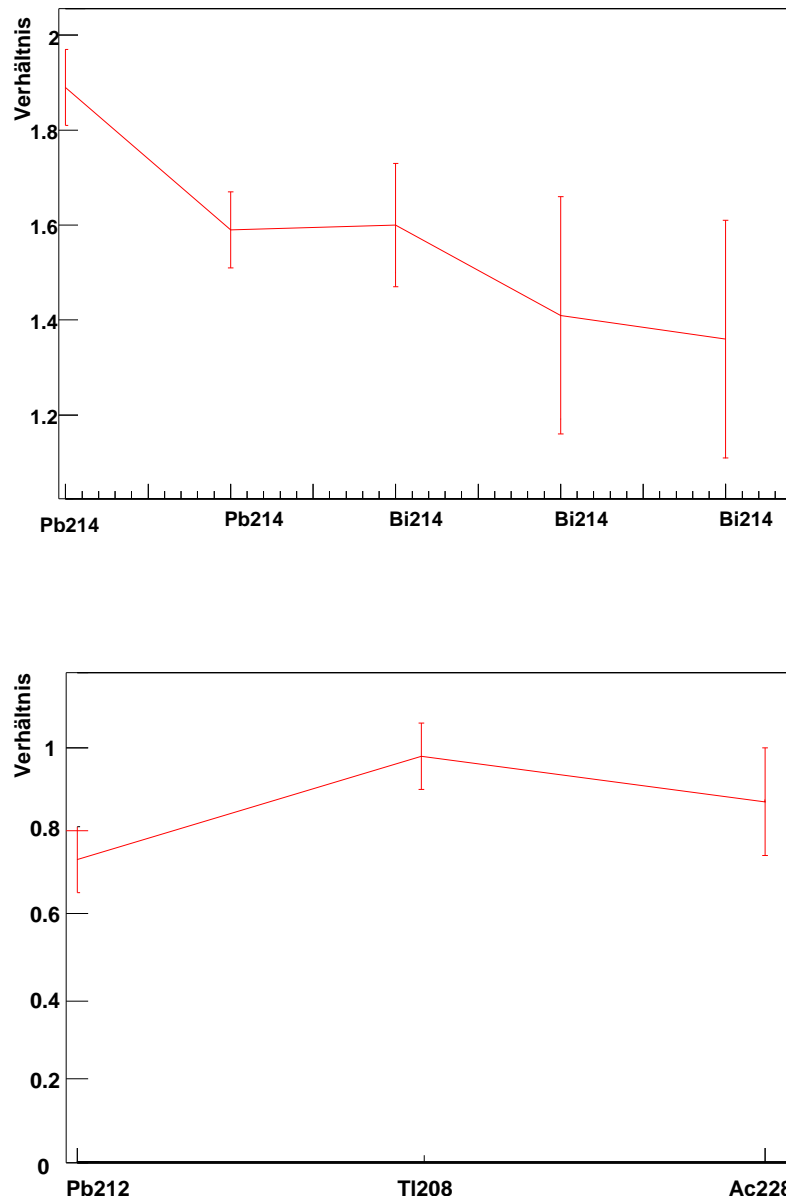


Abbildung 4.11: Die Verhältnisse der Zerfälle zwischen Schott-Glas und kaliumarmen Benthos-Glas. Oben die ^{238}U -Zerfallsreihe, unten die ^{232}Th -Kette. Die jeweiligen Verhältnisse deuteten im Rahmen der Fehler darauf hin, daß die radioaktiven Zerfälle im wesentlichen jeweils Zerfallsprodukte von Uran bzw. Thorium sind, da die Verhältnisse dieser Zerfälle, die ja Folgeprodukte aus den Uran- bzw. Thorium-Zerfällen sind, in etwa konstant bleiben. Der Thorium-Anteil ist nur etwa halb so groß wie der Uran-Anteil.

| Zerfall | Zerfallskette |
|-------------------|---------------|
| ^{235}U | Ac |
| ^{212}Pb | Th |
| ^{214}Pb | U |
| ^{208}Tl | Th |
| ^{214}Bi | U |
| ^{228}Ac | Th |
| ^{214}Bi | U |
| ^{40}K | / |
| ^{214}Bi | U |

Tabelle 4.4: Die Zerfallsketten, zu denen die betrachteten Zerfälle gehören.

so stark vertreten ist als die Thorium-Reihe (siehe Abbildung 4.11). Von daher gesehen wäre es somit günstig gewesen, wenn die Diffusion von Uran und Thorium in die Schmelze hätte unterbunden werden können⁹.

4.4 γ -Untersuchungen neuer Schott-Glasproben

Zu Testzwecken lieferte Schott zwei unter Laborbedingungen(!) hergestellte Glasproben Duran 8339, je von etwa 9,5cm Länge, 9cm Breite und 2cm Dicke. Diese Proben waren kaliumarm, wobei eine aus dem „Standard“-Duran 8339 (Schott-Bezeichnung VSM 18232) bestand, die zweite aus UV-durchlässigem Duran 8339X (VSM 18231)¹⁰. Auch diese wurden am Mainzer Institut für Kernchemie untersucht. Da die Untergrundraten der Messungen z. T. doch recht hoch waren, wurde dankenswerterweise durch Elisa Resconi eine zweite Messung am untergrundarmen Heidelberger zum Borexino-Experiment gehörenden γ -Spektrometer durchgeführt, mit dem auch absolute Angaben für die Aktivitäten möglich sind. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.5 aufgeführt. Es überrascht der hohe Kalium-Anteil der eigentlich als kaliumarm geltenden Duranprobe, der sowohl über dem Benthos-Glas als auch über dem Wert für das Fabrik-Duran liegt. Letzteres zeigt allerdings einen hohen Anteil an ^{226}Ra -Zerfällen. Ganz hervorragende Werte zeigt hingegen das eisenarme Duran. Dieses wurde allerdings nicht in einer großen Wanne, sondern unter Laborbedingungen hergestellt, so daß eventuelle Zerfälle aus der Uran- und Thorium-Ketten wohl eher auf radioaktiven Spuren in den Rohstoffen als auf Diffusion aus der Wanne zurückzuführen sind¹¹.

⁹Dazu hätte eine Wanne aus Quarzit oder einem ähnlichen Material aufgebaut werden müssen, was erheblich teurer wäre.

¹⁰Bei letzterem wurden besondere Sande verwendet, die einen Fe_2O_3 -Anteil von wenigen ppm haben.

¹¹Zur Zeit liegen nur die Werte für die am häufigsten vorkommenden Zerfälle vor. Welche Aktivität die Summe aller zu den Zerfallsketten gehörenden Isotope zeigt, kann derzeit nur gemutmaßt werden.

4 Untersuchungen von Rauschraten

| Zerfall | Duran, K-arm, Labor | Duran, wenig Fe, Labor | Benthos (alt) | Duran, K-frei, Fabrik |
|-------------------|---------------------|------------------------|---------------|-----------------------|
| ^{40}K | 14,7 | 0,17 | 11,8 | 5,6 |
| ^{228}Th | 3,56 | 0,1 | 4,7 | 4,7 |
| ^{226}Ra | 3,9 | 0,09 | 5,5 | 11,8 |

Tabelle 4.5: *Die Zerfälle in mBq/gr einiger Glasproben, gemessen am untergrundarmen Heidelberger zum Borexino-Experiment gehörenden γ -Spektrometer.*

Um zu überprüfen, welche Rauschrate tatsächlich bei einer Halbschale aus diesen Gläsern zu erwarten wäre, wurden die Proben analog zum Versuchsaufbau 4.1 untersucht, die zugehörigen Rauschraten wurden ermittelt¹². Zu finden war eine Rauschratenerhöhung von

$$\begin{aligned} &92 \pm 8 \text{ Hz (Duran, K-arm, Fabrik)} \\ &78 \pm 8 \text{ Hz (Duran (VSM 18232), K-arm, Labor)} \\ &94 \pm 8 \text{ Hz (Duran (VSM 18231), wenig Fe, Labor)} \end{aligned}$$

gegenüber der Rauschrate des Photovervielfachers. Hochgerechnet auf einen Raumwinkel von 2π wie bei den anderen Messungen um den Photovervielfacher (Abbildung 4.1), würde man dann für eine Halbschale aus den jeweiligen Produkten eine Rauschratenerhöhung von etwa

$$\begin{aligned} &320 \text{ Hz (Duran (VSM 18232), K-arm, Labor), und sogar} \\ &390 \text{ Hz (Duran (VSM 18231), wenig Fe, Labor)} \end{aligned}$$

erwarten. Diese Rauschrate für das eisenarme Duran ist erstaunlich hoch für die Tatsache, daß der in dieser Probe am häufigsten vorkommende radioaktive Zerfall eine Aktivität von $0,17 \text{ mBq/gr}$ zeigt. Wenn man davon ausgeht, daß diese γ -Messung korrekt ist, so muß wohl nach einer anderen Ursache für die Lichtproduktion im Glas der Druckkugel gesucht werden als dem Čerenkov-Licht durch radioaktive Zerfälle. Spielen vielleicht Fluoreszenzerscheinungen eine Rolle? Eine Untersuchung mit einem Fluorimeter spricht dagegen [Res02b]. Und die Frage, ob Entspannungsprozesse im Glas o.ä. Licht produzieren, werden weitere Untersuchungen klären müssen.

In den Rohstoffen sind eventuell auch noch Spuren von nicht zu diesen Zerfallsketten gehörenden Elementen (wie ^{187}Rb) vorhanden. Zwar wurden diese Isotope z. T. bei der Messung am Mainzer Institut für Kernchemie nachgewiesen, aber wie schon erwähnt, ist der Untergrund bei so kleinen Aktivitäten so groß, daß eine Berechnung der Gesamtaktivität der Zerfallsketten kaum Aussagekraft hat. Dies wird schon allein durch die Tatsache illustriert, daß bei der Vermessung der beiden Duran-Laborproben in Mainz überhaupt kein $^{228}\text{Thorium}$ nachgewiesen werden konnte. Zur Stunde wird aber von Elisa Resconi eine erneute untergrundarme Messung mit einer detaillierten Darstellung aller Zerfälle veranlaßt. Wenn allerdings das ^{226}Ra schon mit $0,09 \text{ mBq/gr}$ mit bei den höchsten Aktivitäten ist, dann ist für alle zusammen wohl kein großer Wert zu erwarten.

¹²Die Glasplatten decken dabei einen Raumwinkel von $0,04 \text{ sr}$ ab.

5 Analysen der Zeitverteilungen der Rauschsignale

Ein zweiter Aspekt dieser Arbeit, der in diesem und im nächsten Kapitel betrachtet wird, ist eine genauere Analyse der Rauschsignale der optischen Module des AMANDA-Projektes, als sie mit einer reinen Zeitmessung (TDC¹) möglich gewesen wären. Insbesondere kann mit diesem neuartigen Ansatz ausgeschlossen werden, daß die beim AMANDA-Projekt zur Datennahme verwendete Elektronik, die bei früheren Rauschuntersuchungen entweder direkt am Pol verwendet oder im Labor weitgehend zu reproduzieren versucht wurde, selbst für Rauschsignale verantwortlich ist.

5.1 Das Zeitverhalten der Nachpulse innerhalb von 10 μs

Zunächst war es möglich, mit den in Kap. 3 (ohne LED) beschriebenen Methoden der Oszilloskopauslese die Zeit zu histogrammieren, die zwischen dem Impuls, auf den das Oszilloskop triggert, und dem ersten Puls danach lag (Nachpuls). Betrachten wir zuerst die Ergebnisse mit dem Photovervielfacher alleine in Abbildung 5.1. Wie man sieht, kommen die meisten Pulse in kurzen Zeiten nach dem Triggerpuls. Bis mindestens 9 μs nach dem Triggerpuls sind noch Nachpulse nachweisbar². Man bemerke das Fehlen des 7 μs -Maximums. Insgesamt wurden 43412 Signalverläufe à 10 μs genommen. (Das bedeutet, daß die Netto-Meßzeit 0,4341 s beträgt. In dieser Zeit ist ein eventueller Einfluß von kosmischer Strahlung wie z.B. Myonen auf die Messung vernachlässigbar.) Von diesen 43412 Rauschpuls-Signalverläufen haben 63% einen oder mehr Nachpulse in diesem Zeitfenster. Zur Kalibration des 1pe-Maximums war der Photovervielfacher durch eine LED bestrahlt worden (siehe Abbildung 6.1), und die Pulse, die eindeutig von der LED ausgelöste Lichtpulse waren, wurden getrennt analysiert. Von diesen Lichtpuls hatten nur etwa 14% einen oder mehrere Nachpulse.

¹i.e.: Time to Digital Converter

²Das Oszilloskop nimmt eine Zeitspanne von 10 μs auf, wobei der Trigger auf 10% des Intervalls gesetzt ist, in diesem Falle also 1 μs . Wir betrachten also die Pulse in den folgenden 9 μs . Bei diesen Versuchen wurden immer 43412 Signalverläufe à 10 μs aufgezeichnet. Um verschiedene Nachpulsverteilungen miteinander vergleichen zu können, muß man dann in der Analyse die Verteilungen noch mit den unterschiedlichen Rauschraten gewichten.

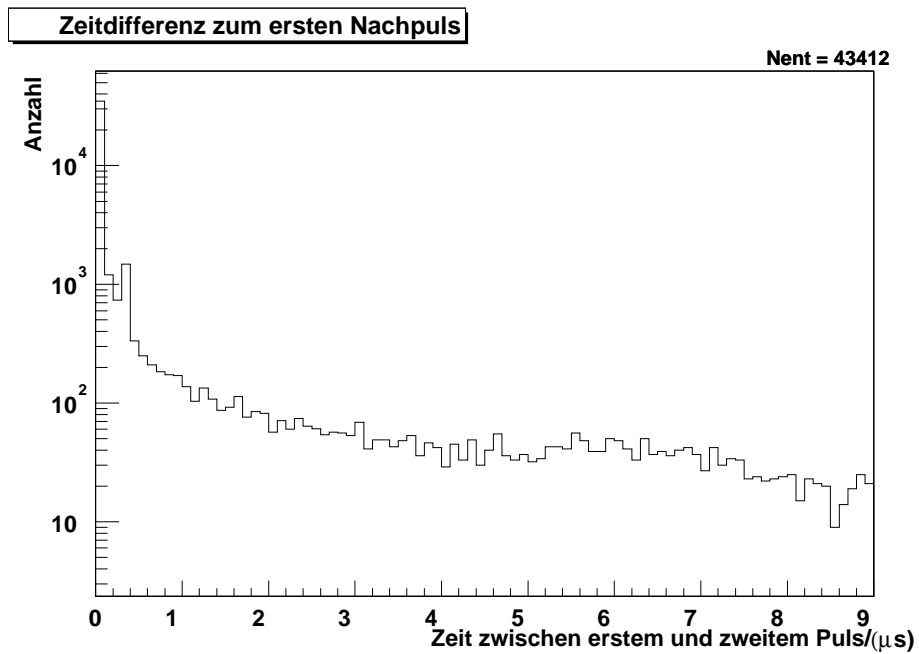


Abbildung 5.1: Die (logarithmisch aufgetragene) Zeitverteilung zwischen zwei Pulsen, betrachtet für den Photovervielfacher alleine. Pulse ohne zweiten Puls in diesem Zeitraum haben eine Zeitdifferenz von 0 μ s.

Von der Form her ähnliche Zeitverteilungen³ liefern die Zeitverteilungsmessungen für den Photovervielfacher in der K-reichen Benthos-Halbschale (Abbildung 5.2, oben), im kaliumarmen Benthos-Glas (Abbildung 5.2, Mitte) und in der Schott-Halbschale (Abbildung 5.2, unten). Aufgeführt sind jeweils die Zeitverteilung von Photovervielfacher und Halbschale zusammen (obere, durchgezogene Linie) und die Zeitverteilung nach Abzug der Zeitverteilung des Photovervielfachers. Diese wurde mit den Rauschraten gewichtet und ist durch die untere, gestrichelte Linie dargestellt. Besonders interessant ist der Vergleich zwischen den beiden Halbschalen, die beide vom Hersteller Benthos stammen, und der Schott-Halbkugel. Zieht man die Verteilung der Nachpuls, die vom Photovervielfacher stammen, ab und gewichtet man die Verteilung mit den unterschiedlichen Raten, die die Halbschalen verursachen, so zeigt sich (Abbildung 5.3), daß sich die Zeitverteilung zwischen Triggerpuls und erstem Puls beim Schott-Glas und beim kaliumreichen Benthos-Glas durchaus ähneln. (Z. T. liegt das Schott-Glas noch über dem kaliumreichen Benthos-Glas.) Das kaliumarme Benthos zeigt einen etwa um einen Faktor 2,5 geringeren Anteil an ersten Nachpuls. Die Zeitverteilung besteht aus einer „schnellen“, einer „mittelschnellen“ und einer „langsamen“ Komponenten, die aus je einer Exponentialfunktion der Form $e^{-t/\tau}$ mit einer gewissen Zeitkonstanten τ bestehen. Diese Zeitkonstanten τ wurden mit der zu ROOT gehörenden Fit-Funktion bestimmt. Die schnelle Komponente hat bei allen Gläsern die Größenordnung 1μ s, die mittelschnelle $2-2,5\mu$ s und die 10μ s. Was die Temperaturabhängigkeit des Nachpulsanteils angeht, so hatte man in Zeuthen festgestellt, daß der Anteil der Nachpulse⁴ bei fallender Temperatur größer wird, was auf den immer geringer werdenden Anteil aufgrund von thermischen Rauschen zurückgeführt wurde (siehe Abb. 5.4). Dies ließ sich im Mainzer Labor jedoch nicht bestätigen. Während die Anzahl der Nachpulse beim Photovervielfacher im kaliumreichen Benthos-Glas keine einheitliche Temperaturtendenz zeigte, fiel beim Photovervielfacher für sich genommen die Zahl der Nachpulse sogar um etwa 7%, wenn die Temperatur von -15°C auf -25°C gesenkt wurde.

Abgesehen vom ersten Nachpuls lassen sich auch der zweite, dritte, vierte und fünfte Nachpuls im Labor nachweisen, zum Beispiel für die kaliumreiche Benthos-Halbschale oder die Schott-Halbschale (Abbildung 5.6).

Vergleichen wir die Verteilungen der verschiedenen Gläser für die 2., 3., 4. und 5. Nachpulse (Abbildung 5.7), so können wir festhalten, daß beim zweiten und dritten Nachpuls das Schott-Glas ähnlich viele Nachpulse wie das kaliumreiche Benthos-Glas liefert, ab dem vierten Nachpuls sinkt dieser Anteil auf ein dem kaliumarmen Benthos-Glas vergleichbares Maß. Betrachtet man den Prozentsatz der Pulse, die einen ersten, zweiten, usw. Nachpuls haben, so stellt sich heraus, daß dieser Prozentsatz beim Photovervielfacher alleine am höchsten ist (Zwischen 70% für den ersten Nachpuls bis 35% für den

³Ebenfalls ohne das 7 μ s-Maximum.

⁴Das Verhältnis aus der tatsächlichen Anzahl von Pulsen und der bei einem rein poissonischen Prozeß zu erwartenden Anzahl wird bisweilen als „Fano-Faktor“ bezeichnet.

5 Analysen der Zeitverteilungen der Rauschsignale

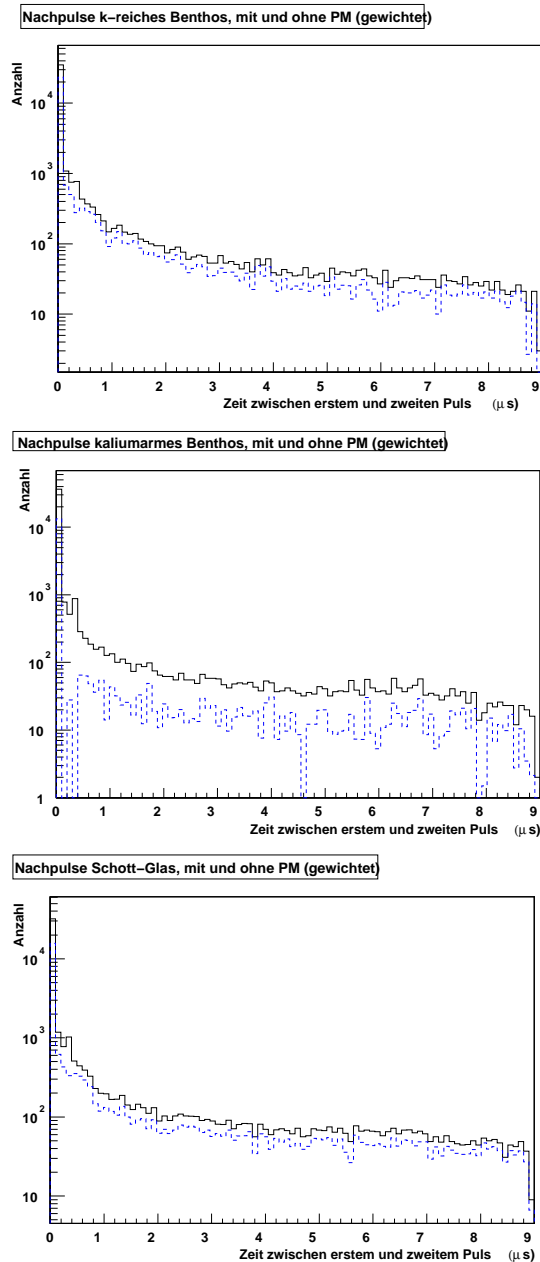


Abbildung 5.2: Die Zeitverteilung zwischen Triggerpuls und folgendem Puls, betrachtet für den Photovervielfacher in den Glashalbschalen (jeweils obere, durchgezogene Linie) und nach Abzug der (mit dem Verhältnis der Rauschraten gewichteten) Anzahl der Nachpulse des Photovervielfachers (jeweils untere, gestrichelte Linie.) Die Zeitskala reicht von 0 bis 9 μs , Pulse ohne zweiten Puls in diesem Zeitraum haben wieder eine Zeitdifferenz von 0 μs . Die obere Graphik zeigt die Verteilung für den Photovervielfacher im kaliumreichen Benthos-Glas, die mittlere die für im kaliumarmen Benthos-Glas, und die untere Verteilung zeigt die Situation mit Schott-Halbschale.

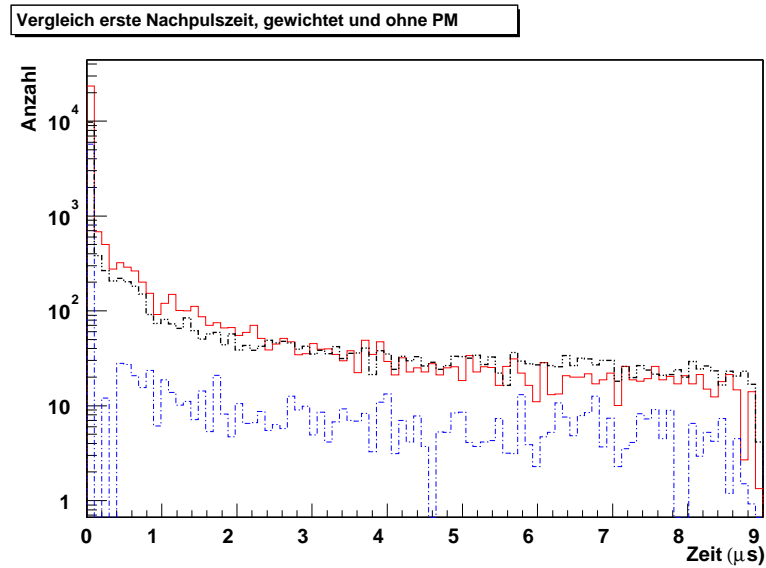


Abbildung 5.3: Die Zeitverteilung zwischen Triggerpuls und folgendem Puls, betrachtet für die kaliumreiche Benthos-Halbschale (gepunktete Linie), die Schott-Halbschale (obere gestrichpunktete Linie) und der kaliumarmen Halbschale (untere gestrichpunktete Linie), ebenfalls vom Hersteller Benthos. Die Einstellungen sind wie bei Abbildung 5.1. Bei der kaliumarmen Halbschale mit der niedrigeren Rauschrate ist auch der Anteil der Nachpulse um einen Faktor 2,5 geringer, während bei der Schott-Halbschale die Menge der Nachpulse mit der der kaliumreichen Benthos-Halbkugel vergleichbar ist.

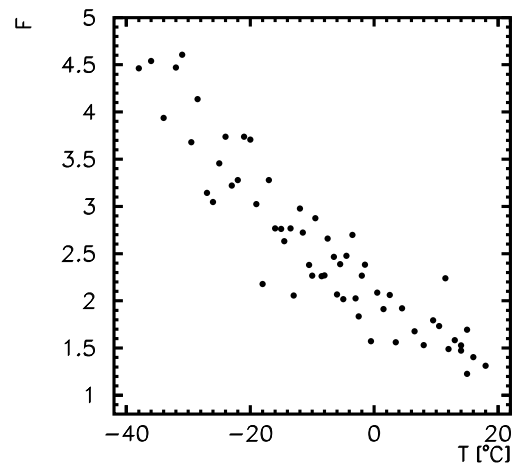


Abbildung 5.4: Bei einer früheren Messung in Zeuthen [Sdt02] war herausgekommen, daß der „Fano-Faktor“ bei fallender Temperatur steigt, der Anteil der korrelierten Pulse bzw. Nachpulse also größer wird. Dies wurde auch als Grund für den Anstieg der Rauschrate zu sehr niedrigen Temperaturen angesehen.

fünften Nachpuls), gefolgt vom Photovervielfacher in der Schott-Halbkugel (Tabelle 5.1). Zieht man den Anteil der Nachpulse, die vom Photovervielfacher stammen, ab, betrachtet also nur den aus den Gläsern stammenden Anteil, so hat die Schott-Halbschale immer noch den höchsten Prozentsatz von den Gläsern (Abbildungen 5.8). Die Nachpulse bis hin zum 5. Nachpuls zusammen aufgetragen zeigen eine ähnliche Zeitverteilung, die in der Regel auch aus mehreren Komponenten (schnell, mittel, langsam) besteht⁵.

5.2 Das Zeitverhalten bei langen Zeiten

Nach der gleichen Methode wie in Kapitel 3 beschrieben, ist es auch möglich, das Rauschverhalten der optischen Module für eine Zeitskala bis zu einer halben Millisekunde zu untersuchen. Dazu benötigt man ein Oszilloskop mit einer besseren Auflösung als das Tektronix TDS 620B, was vom Tektronix TDS 784D gewährleistet wird. Bei kleineren Oszilloskopen wird sonst bei solchen Zeitskalen die zeitliche Breite eines Pulses geringer als ein „bin“ auf der Zeitachse des Oszilloskops⁶. Trotzdem ist es aber nicht möglich, mit diesem Versuchsaufbau Nachpulszeiten von einer Millisekunde und länger zu beobach-

⁵Auch bei allen Nachpulsen zusammenaddiert kein Anzeichen von einem $7 \mu\text{s}$ -Maximum.

⁶Der Gebrauch des Neologismus „bin“ in der physikalischen Fachsprache ist schwankend. Bald bezeichnete es, wie hier, die kleinste auflösbare Einheit auf der Zeitachse des Oszilloskops, bald bezeichnet es bei einem Histogramm die Klassenbreite.

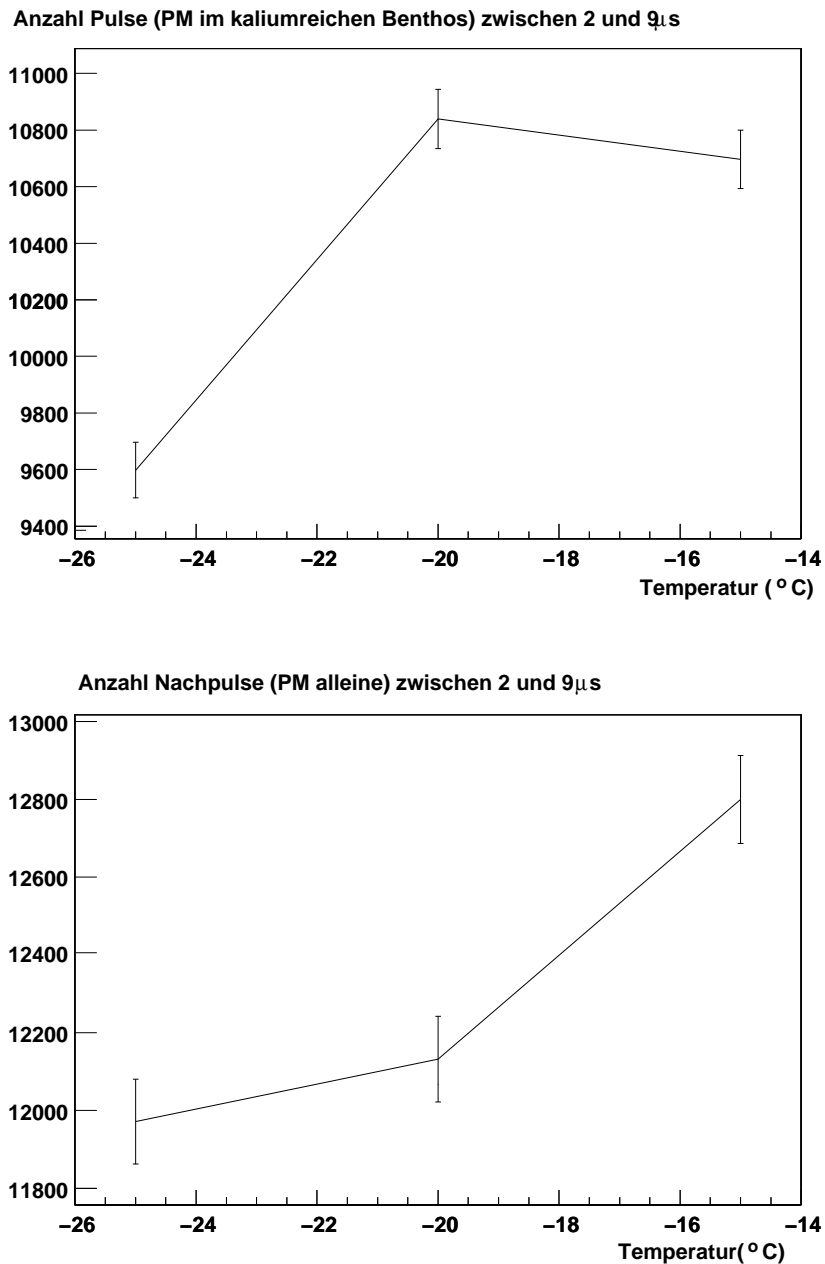


Abbildung 5.5: Die Anzahl der Pulse zwischen 0 und 9 μ s zeigt keine einheitliche Tendenz, wenn sich die Temperatur beim Photovervielfacher im kaliumreichen Benthos-Glas ändert (linkes Bild). Hingegen sinkt beim Photovervielfacher alleine die Zahl der Pulse in diesem Zeitraum um etwa 7% (rechtes Bild). Diese Tendenz zeigte sich auch bei den Zahlen zwischen 3 und 9 μ s, usw. Das Steigen des Anteils der Nachpulse für fallende Temperaturen wie in Zeuthen gemessen (Abbildung 5.4) kann im Mainzer Labor nicht nachvollzogen werden.

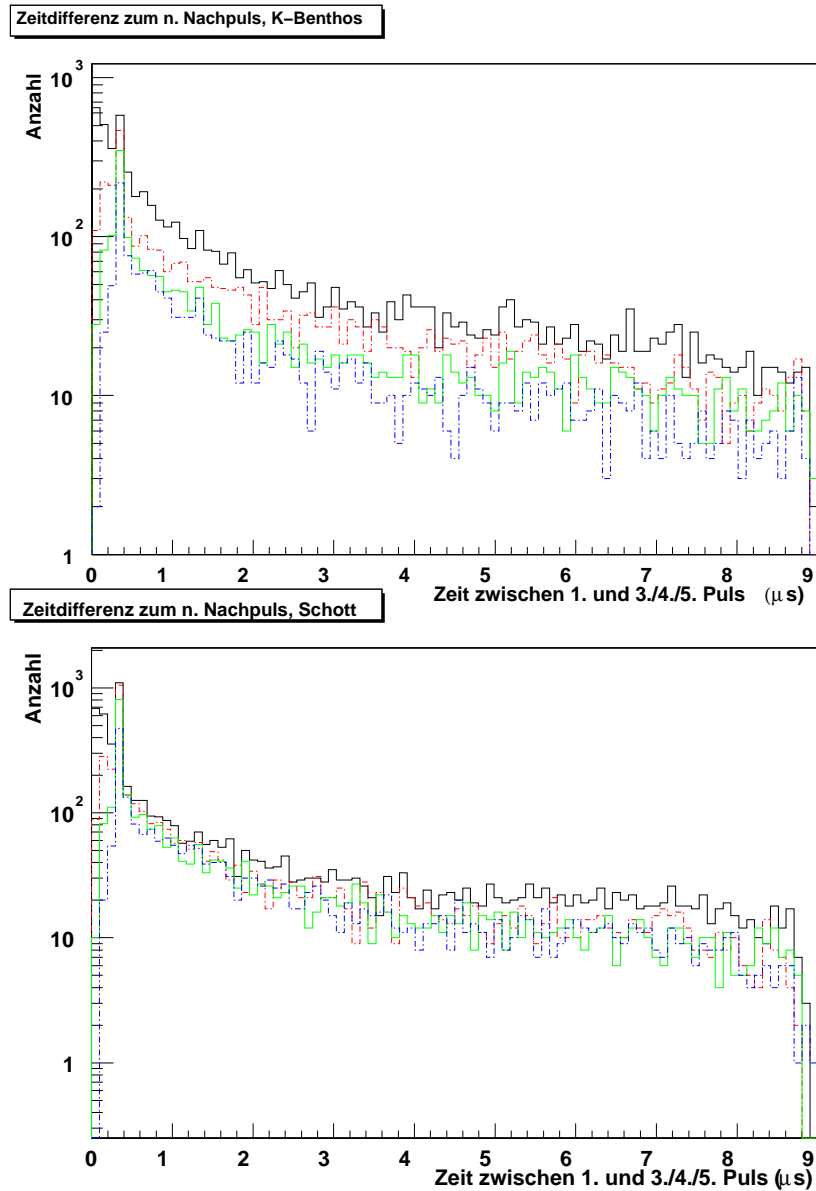
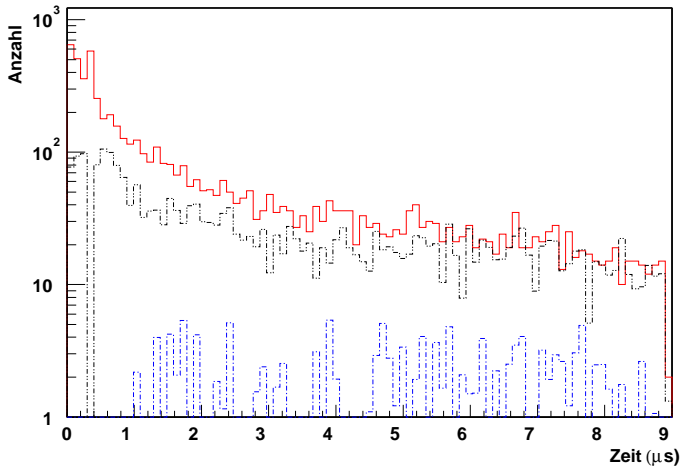
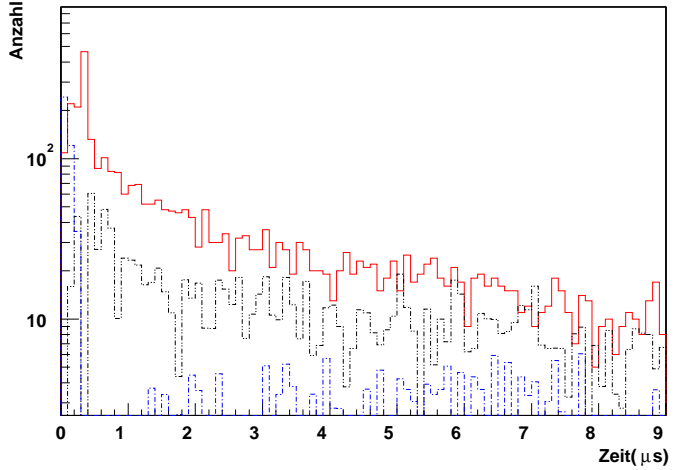


Abbildung 5.6: Die (logarithmisch aufgetragene) Zeitverteilung des zweiten (jeweils obere durchgezogene Linie), dritten (jeweils gestrichpunktete Linie, zweite von oben), vierten (jeweils untere gepunktete Linie), und fünften (jeweils untere gestrichpunktete Linie) Nachpulses bei der kaliumreichen Benthos-Halbschale (oberes Bild) und beim Schott-Glas (unteres Bild).

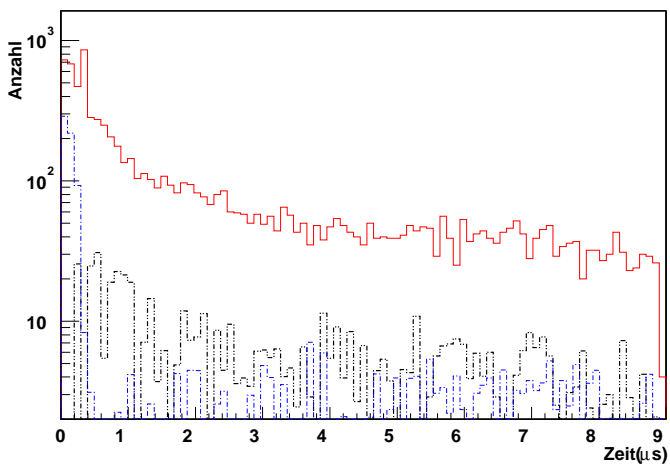
Vergleich zweite Nachpulszeit (gewichtet und ohne PM)



Vergleich dritte Nachpulszeit (gewichtet und ohne PM)



Vergleich vierte Nachpulszeit (gewichtet und ohne PM)



Vergleich fuenfte Nachpulszeit (gewichtet und ohne PM)

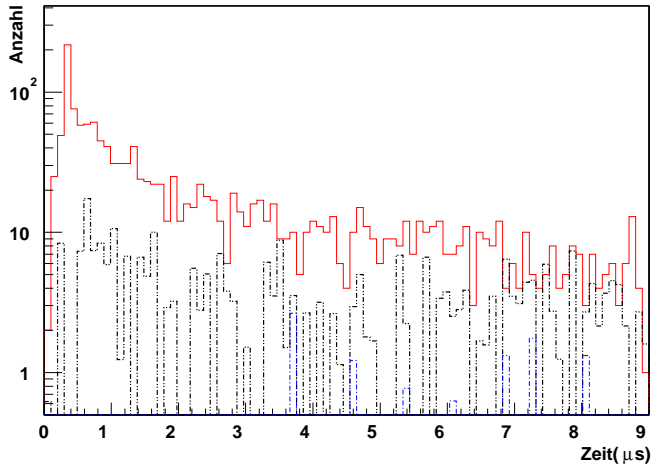


Abbildung 5.7: Die Nachpulszeitverteilungen für das kaliumreiche Benthos-Glas (obere, gepunktete Linie), das Schott-Glas (mittlere, gestrichpunktete Linie) und das kaliumarme Benthos-Glas (untere, gestrichpunktete Linie). Die Nachpulse des Photovervielfachers wurden abgezogen, die Verteilungen mit den verschiedenen Rauschraten gewichtet.

| Glas | % 1. Nachpuls | % 2. Nachpuls | % 3. Nachpuls | 4. Nachpuls | 5. Nachpuls |
|--------------------|---------------|---------------|---------------|-------------|-------------|
| Photovervielfacher | 72 | 66 | 54 | 40 | 32 |
| K-reiches Benthos | 18 | 12 | 6 | 4 | 2 |
| Schott | 25 | 18 | 10 | 6 | 5 |
| K-armes Benthos | 16 | 18 | 6 | 4 | 3 |

Tabelle 5.1: Der Prozentsatz der Ereignisse bei den Gläsern mit Photovervielfacher, die einen ersten, zweiten, dritten, vierten bzw. fünften Nachpuls besitzen (beim fünften Nachpuls: Fünf Nachpulse oder mehr).

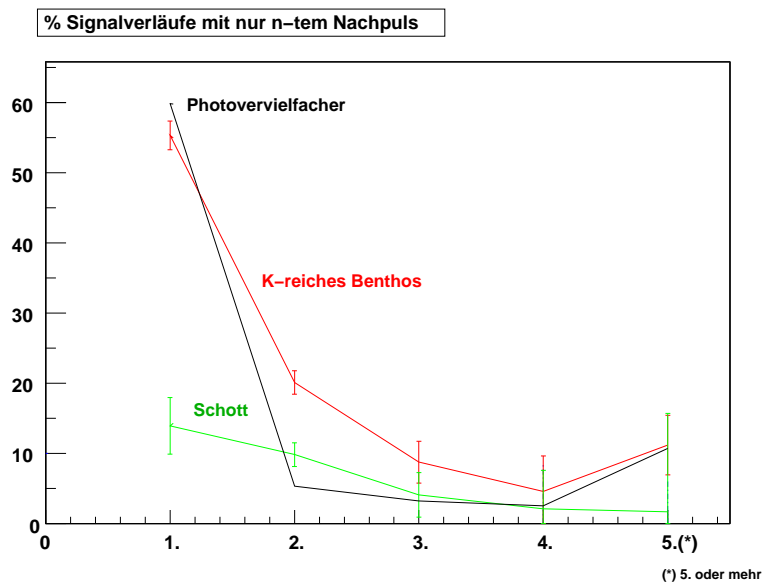


Abbildung 5.8: Der Graph zeigt die Prozentsätze der Signalverläufe, die nur einen, zwei, usw. Nachpulse haben. (Beim 5. Nachpuls: 5 Nachpulse oder mehr.) Zudem ist der vom Photovervielfacher stammende Anteil abgezogen. Das kaliumarme Benthos-Glas ist dort nicht aufgeführt, weil die Zahlen aufgrund der Statistik mit starken Fehlern behaftet waren.

ten, denn das TDS 748D kann auf der Zeitachse maximal 50000 *bins* aufzeichnen. Wenn diese 50000 *bins* bereits eine Zeit von 500 μs abdecken, ist ein *bin* gerade so breit wie die Untergrenze für die Dauer eines Photovervielfacherpulses, nämlich 10 ns. Nach einer Datennahme sowohl für den Photovervielfacher alleine als auch für den Photovervielfacher in der kaliumreichen Benthos-Halbschale kann man die Verteilung der Zeiten zwischen dem Triggerpuls und dem folgenden Puls histogrammieren. Dies ähnelt der Zeitverteilung für Zeiten bis 10 μs . Paßt man an diese Zeitverteilung eine Exponentialkurven zwischen 350 und 450 μs an, so haben sie Zeitkonstanten von 437 μs (Photovervielfacher im kaliumreichen Benthos) und 250 μs (Photovervielfacher alleine). Daher befinden wir uns selbst in diesem Zeitraum noch nicht im poissonischen Rauschen, sondern immer noch im korrelierten Rauschen. Allerdings sind diese Werte mit großen Fehlern ($\pm 400 \mu\text{s}$) behaftet.

Exkurs: Poissonisches Rauschen

Wenn ein optisches Modul keine Nachpulse zeigen würde, so hieße das, daß die Zeit zwischen allen Pulse rein zufällig, also rein poissonisch verteilt wäre. Da die Wahrscheinlichkeitsverteilung die Form $P(t) = \mu^2 \cdot T \cdot e^{-\mu \cdot t}$ hat⁷, hätte die Zeitenverteilung dann die Form: $N(t) = N_{trig} \cdot \Delta T_{bin} \cdot \mu \cdot e^{-\mu \cdot t}$, wobei $N(t)$ die Anzahl der Einträge ist, N_{trig} die Anzahl der Trigger, ΔT_{bin} die *Bin*breite, und μ die poissonische Rauschrate bezeichnet. Zwar ist auf der bei uns betrachteten Zeitskala und bei den betrachteten Rauschraten von einigen Hundert Hertz die Wahrscheinlichkeit relativ gering, daß innerhalb eines 450 μs -Intervalls nach einem Triggerpuls ein weiterer Rauschpuls vorkommt, der nicht Nachpuls des ersten ist. Streng genommen sind aber nur die Einträge oberhalb der Poissonverteilung in Abbildung 5.9 als korrelierte Pulse zu werten, da die Kurve der Poisson-Verteilung die Anzahl Pulse enthält, die schon bei einer rein zufälligen Verteilung von Pulsen bei einer gegebenen Rauschrate in dem betrachteten Zeitraum zu erwarten wäre.

Zurück zu unserem Fall: Wie bereits erwähnt, hatten frühere Untersuchungen [Hel01] gezeigt, daß sich die Zeitverteilungen der Pulse der optischen Module mit einem ad-hoc-Ansatz von 4 Exponentialkurven reproduzieren lassen, die eine Zeitkonstante von (größenordnungsmäßig) 7, 40 und 400 μs haben, wozu noch der poissonische Anteil kommt. Wir sind also bei den Mainzer Labormessungen selbst bei relativ langen Nachpulszeiten von 400 μs immer noch nicht im poissonischen Bereich, sondern im Bereich der 400 μs -Exponentialfunktion. Weinheimer et al. [Hel01] hatten gezeigt, daß sich in diesem Zeitraum die Rauschrate eines optischen Modules im Mittel aus etwa 36 % poissonischer Rate und 64% korrelierter Rate zusammensetzt. Dieses Verhalten ließ sich durch Fits an die Zeitverteilungskurven auch bei den im Mainzer Labor gemessenen Zeitverteilungen bestätigen. Zudem ist festzuhalten, daß bei den Mainzer Labormessungen erstellten Verteilungen im Bereich zwischen 10 und 50 μs im wesentlichen einer Exponentialfunktion

⁷ μ : Poissonische Rate; T: Meßzeit.

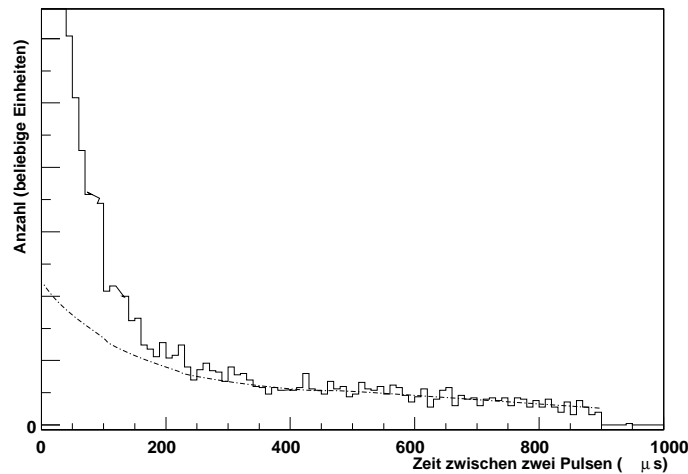


Abbildung 5.9: Schema einer Zeitverteilung zwischen Triggerpuls und dem darauffolgenden Puls (durchgezogene Linie) sowie einer Poisson-Verteilung (gestrichpunktete Linie). Die Poisson-Verteilung beschreibt, wie die Zeitverteilung zweier Pulse wäre, wenn sie rein zufällig vorkämen. Zu längeren Zeiten hin schmiegt sich die tatsächliche Zeitverteilung an die Poisson-Verteilung an, das heißt, der nächste Puls nach dem Triggerpuls ist dann zufällig verteilt. Bei kürzeren Zeiten treten deutlich mehr Pulse auf, als bei einem rein zufälligen Verhalten zu erwarten wäre (korrelierte Pulse). Man beachte, daß nur die Anzahl der Pulse oberhalb der Poisson-Kurve als Nachpulse zu werten ist.

mit einer Zeitkonstanten von $31 \pm 3 \mu s$ (Photovervielfacher in kaliumreicher Benthos-Schale) bzw. $22 \pm 1 \mu s$ (für den Photovervielfacher) folgen. Ab $50 \mu s$ überwiegt eine Exponentialfunktion mit einer Zeitkonstanten $\tau = 382 \pm 35 \mu s$ (für den Photovervielfacher in kaliumreicher Benthos-Schale) bzw. $235 \pm 26 \mu s$ (für den Photovervielfacher alleine).

6 Pulshöhenbetrachtungen bei den Rauschpulsen

6.1 Pulshöhen

Als Pulshöhe bezeichnet man die Fläche zwischen Nulllinie und Signalverlauf. Diese Fläche ist¹ zu der geflossenen Ladung proportional. Eine andere Art der Pulshöhe² stellt Scheitelwert³ der Spannung dar, bei dem nur die Höhe (bzw. Tiefe) des Pulses (in Volt) von Interesse ist. Insbesondere bei einer Zeitauflösung am Oszilloskop, bei dem ein Photovervielfacherpuls im wesentlichen ein „bin“, also eine kleinste auflösbare Zeiteinheit breit ist, ist also bis auf den Skalenfaktor der Zeitbasis die Pulshöhe gleichbedeutend mit dem Spannungs-Scheitelwert.

Untersuchen wir also nun das Pulshöhenverhalten der einzelnen Komponenten, ihrer Triggerpulse und Nachpulse.

6.1.1 Die Triggerpulse

Der Photovervielfacher wurde zunächst noch einmal mit einer schwachen LED beleuchtet, um die Pulshöhenverteilung mit einer besseren Statistik aufzunehmen (siehe Abbildung 6.1). Die Verteilung kann mit einer Gauß-Verteilung mit dem Mittelwert $24 \pm 0,5$ pC und einer Breite $\sigma = 13,7 \pm 0,26$ pC genähert werden.

Betrachten wir dann ohne LED die Pulshöhen der Triggerpulse des Photovervielfachers, so finden wir ein Spektrum, das sein Maximum bei etwa 30 pC hat, also im Bereich des Ein-Photoelektron-Maximums liegt. Größere Pulshöhen, die vielen Photoelektronen entsprechen, finden sich zahlreich (siehe Abbildung 6.2). Im Vergleich dazu verhielten sich die Pulshöhen beim Photovervielfacher, wenn er in die kaliumreiche Benthos-Halbschale oder in die Schotthalbschale gestellt wurde, wie in Abbildung 6.3 bis 6.5 dargestellt. Zum Vergleich jeweils die (noch nicht mit den unterschiedlichen Rauschraten gewichtete) Pulshöhenverteilung des Photovervielfachers allein. Das Gros der Pulshöhen liegt jeweils

¹Bei einem gegebenen Widerstand; in unseren Untersuchungen: 50Ω .

²Ebenfalls bei einem gegebenen Widerstand; in unseren Untersuchungen: 50Ω .

³Im Englischen würde man diesen, insbesondere, wenn die Umwandlung der Stromamplitude über einen gegebenen Widerstand in eine digitale Darstellung als Spannungsamplitude folgen würde, als *Peak-ADC* bezeichnen.

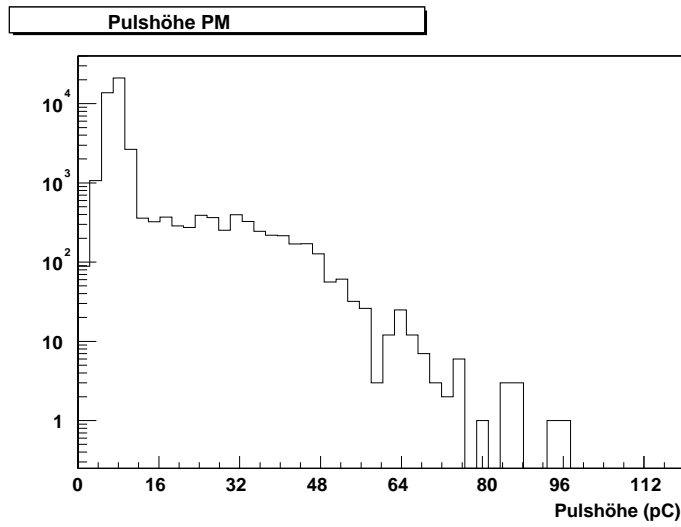


Abbildung 6.1: Die Pulshöhenverteilung des ersten Pulses des Photovervielfachers, der mit einer schwachen LED bestrahlt wurde. Das Maximum des 1pe-Peaks liegt bei etwa 24 pC.

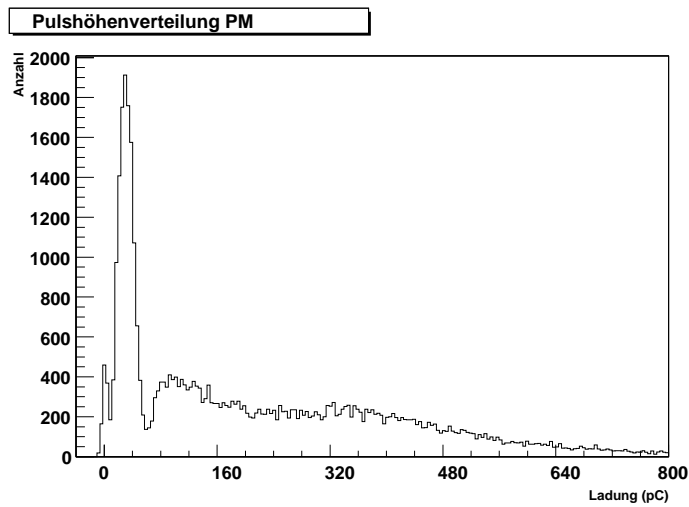


Abbildung 6.2: Die Pulshöhenverteilung der Triggerpulse des Photovervielfachers. (Aufgetragen ist die Anzahl gegen die geflossene Ladung des Pulses.) Der Großteil der Pulse liegt im Ein-Photoelektron- Maximum, aber auch Pulshöhen, die vielen Photoelektronen entsprechen, sind zahlreich vertreten.

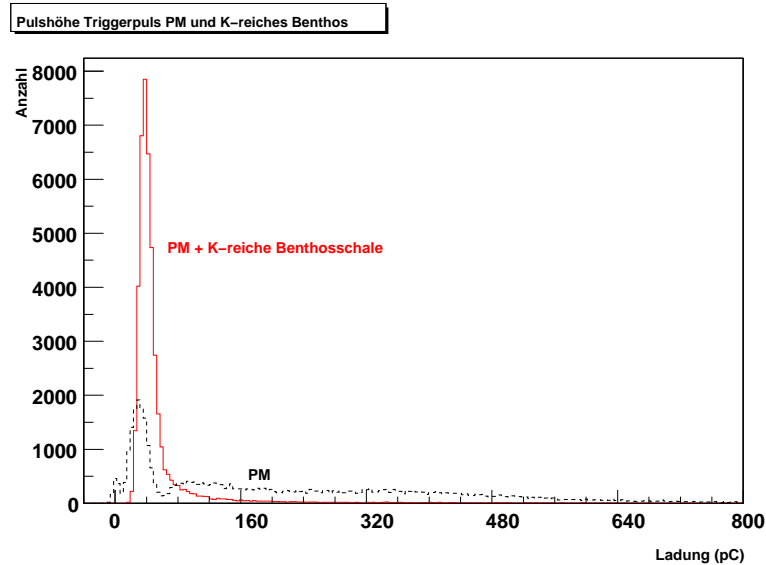


Abbildung 6.3: *Ein Vergleich der Pulshöhen der Triggerpulse zwischen dem Photovervielfacher alleine (gestrichelte Linie) und dem kaliumreichen Benthos-Glas (gepunktete Linie) ohne Gewichtung mit den Rauschraten. Man beachte die hohe Zahl größerer Impulshöhen beim Photovervielfacher.*

beim Ein-Photoelektron-Maximum. Zieht man davon noch die (mit den Rauschraten gewichtete) Pulshöhenverteilung des Photovervielfachers ab, um die Pulshöhenverteilung zu erhalten, die nur durch Pulse im Glas zustande kommt (Abbildung 6.6), so kann man festhalten, daß die Viel-Photoelektron-Pulse fast vollständig verschwunden sind und nur das Ein-Photonenmaximum übrigbleibt.

Nebenbei bemerkt zeigt sich beim Photovervielfacher, daß die Rauschpulse sowohl beim Triggerpuls als auch bei den ersten fünf Nachpulsen zu etwa 80% Pulshöhen haben, die größer sind als der Ein-Photoelektron-Puls. Beim Photovervielfacher in der Schott- bzw. der kaliumreichen Benthos-Halbschale ist die Situation etwas anders, da dort das Ein-Photoelektronen-Maximum deutlich ausgeprägter ist. Beim Photovervielfacher im Schott-Glas haben 29%, im kaliumarmen Benthos-Glas 22,5% der Pulse und Nachpulse eine Pulshöhe größer als ein Photoelektron. Beim Photovervielfacher im kaliumreichen Benthos-Glas, was der Situation bei einem realen optischen Modul schon recht nahe kommt, sind dies etwa 23%.

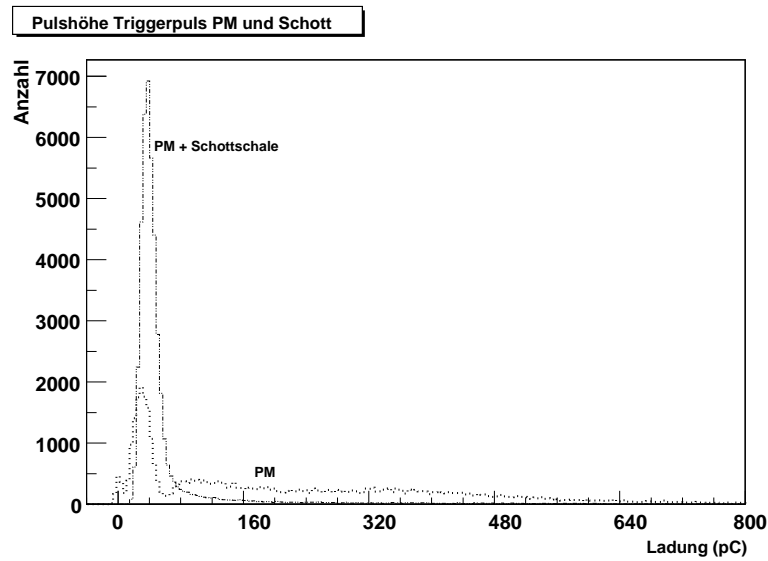


Abbildung 6.4: Ein Vergleich der Pulshöhen der Triggerpulse zwischen dem Photovervielfacher alleine (gepunktete Linie) und dem Schott-Glas (gestrichpunktete Linie).

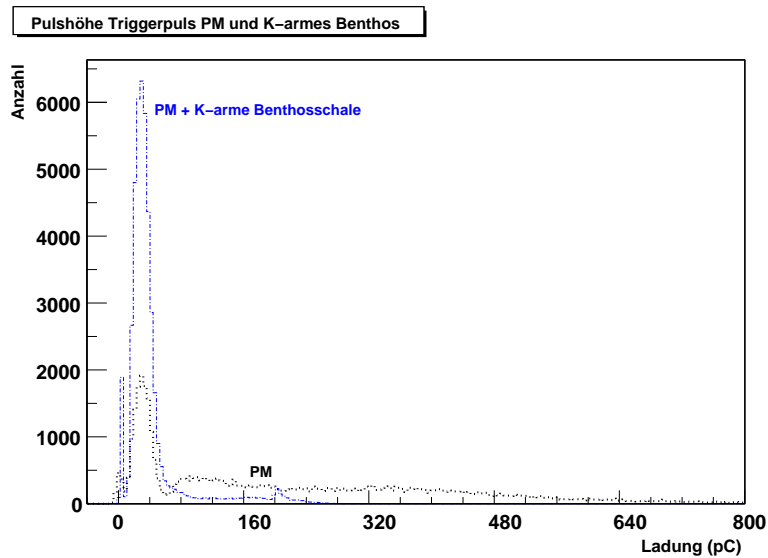


Abbildung 6.5: Ein Vergleich der Pulshöhen zwischen dem Photovervielfacher alleine (gepunktete Linie) und der kaliumarmen Benthos-Schale (gestrichpunktete Linie).

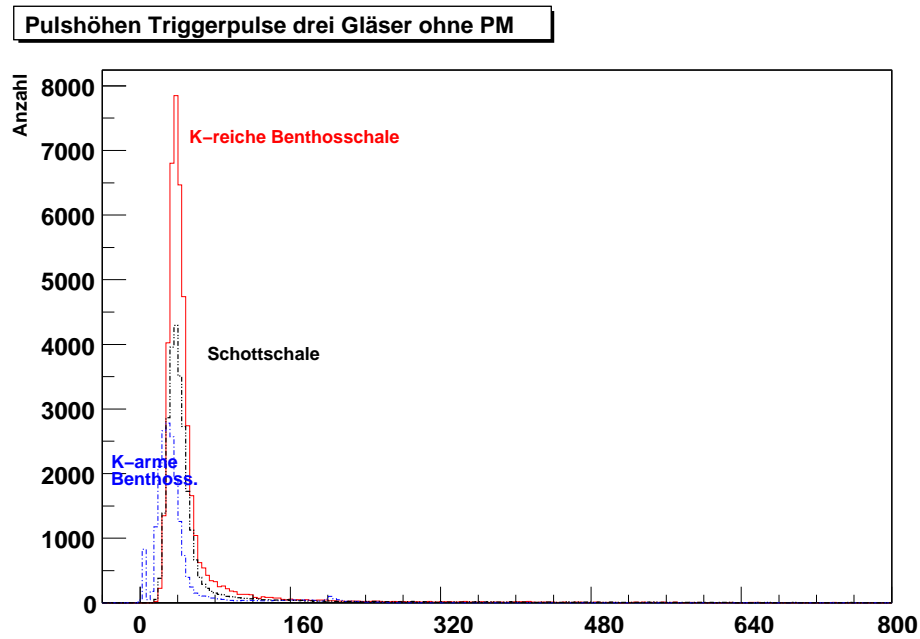


Abbildung 6.6: Die Pulshöhenverteilung der Triggerpulse nach Abzug der Pulse des Photovervielfachers und nach Gewichtung mit den verschiedenen Rauschraten für das kaliumreiche Benthos-Glas (gepunktete Linie), Schott-Glas (gestrichpunktete Linie) und kaliumarme Benthos-Glas (gestrichpunktete Linie). Es bleiben fast nur noch Pulse im Bereich des einen Photoelektrons übrig.

6.1.2 Die Nachpulse

Die Pulshöhen der ersten vier Nachpulse verhalten sich für Photovervielfacher alleine und in den beiden Glashalbschalen wie in Abbildung 6.7 zu sehen⁴. Das Maximum der Scheitelwerte der Spannung beim kaliumreichen Benthos-Glas liegt ungefähr bei 240 mV⁵, die Spannungs-Scheitelwertverteilung beim Schott-Glas hat ihr Maximum etwa 40 mV höher. Die Maxima der Verteilungen der Gläser wandern vom ersten bis zum vierten Nachpuls etwa um 60 Millivolt richtung höhere Pulse.

6.2 Pulshöhen und ihre Zeitverteilung

Von weiterem Interesse ist es zu wissen, wie die Pulshöhen vom Zeitpunkt des Nachpulses abhängen. Dazu kann man histogrammieren, wie sich die Pulshöhenverteilung beispielsweise zwischen 2 und 9 μs (oder in anderen Intervallen) verändert (Abbildung 6.8).

Es ist also festzuhalten, daß die höheren Pulshöhen des ersten Nachpulses tendenziell kurz nach dem Triggerpuls kommen, also zur schnelleren Komponente des Nachpulses gehören⁶. Hier für den Fall des Schott-Glases haben etwa 25% der ersten Nachpulse zwischen 2 und 9 μs eine Pulshöhe, die zwei oder mehr Photoelektronen entspricht, im Zeitraum zwischen 0 und 2 μs sind dies hingegen etwa 40%.

6.3 Temperaturabhängigkeit der Pulshöhen

Für den Photovervielfacher wurden die Nachpulsverteilungen für verschiedene Temperaturen zwischen -25°C und -15°C bestimmt. Betrachtet man die Pulshöhen des Triggerpulses, so kann man keine Temperaturabhängigkeit konstatieren (Abbildung 6.9). Hingegen tendieren Nachpulse bei tieferen Temperaturen zu größeren Pulshöhen (Abbildung 6.10)⁷. Andererseits ist das Maximum bei -25°C auch etwas (3%) niedriger. Es stellt sich daher die Frage, inwiefern hier ein physikalischer Effekt vorliegt, oder ob dies nur mit Schwankungen beim Spannungsteiler der Photovervielfacherbasis zu tun hat, die je nach Temperatur anders arbeitet.

6.4 Das Verhalten der Pulshöhen bei langen Zeiten

Untersucht man die Pulshöhen der Triggerpulse bei langen Zeiten, so findet man keinen Unterschied zur Verteilung bei kurzen Zeiten. Die Pulshöhen der folgenden Pulse

⁴Der Vergleichbarkeit wegen wurde die Anzahl mit der jeweiligen Rauschrate gewichtet.

⁵Für das kaliumarme Benthos-Glas ist schon für den ersten Nachpuls die Statistik sehr schlecht.

⁶Was hier exemplarisch für den Photovervielfacher in der Schott-Schale dargestellt ist, lies sich auch für die anderen Glasschalen nachweisen.

⁷Die hier gezeigten Diagramme wurden auf eine gleiche Anzahl von Nachpulsen normiert.

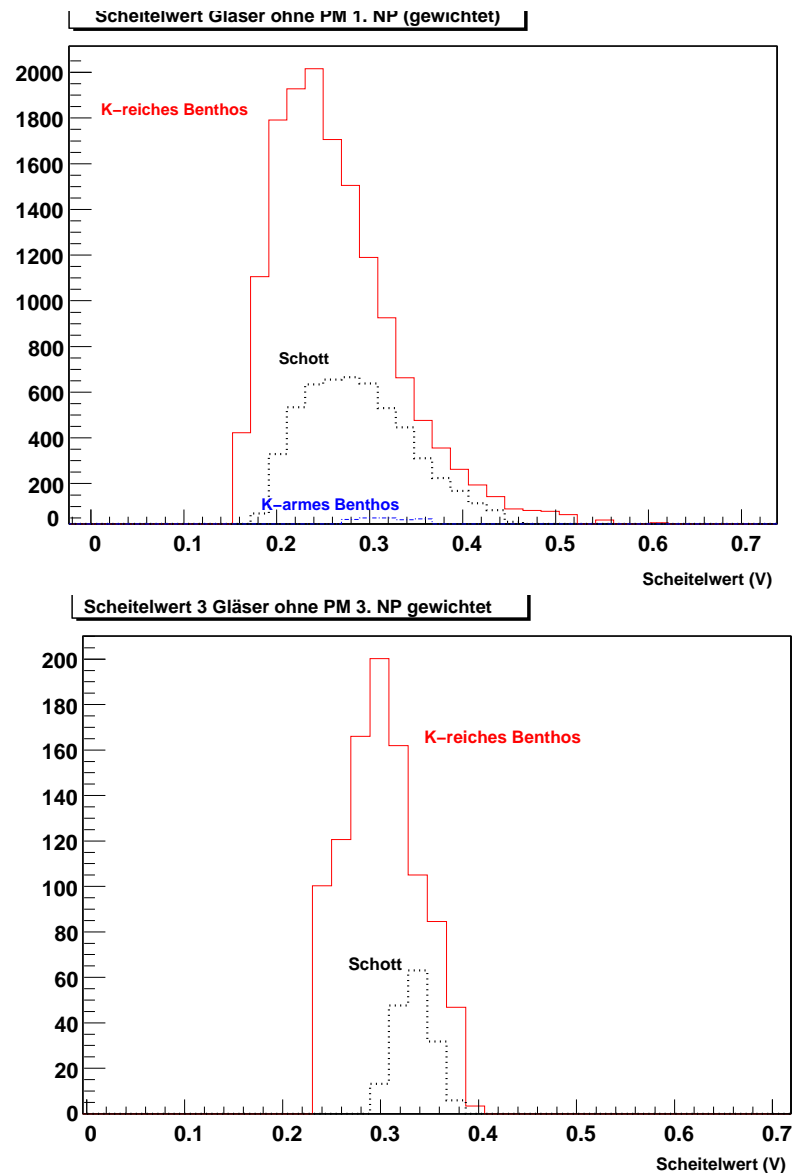


Abbildung 6.7: Die beispielhaft aufgeführten Verteilungen der Spannungs-Scheitelwerte des ersten und dritten Nachpulses für das kaliumreiche Benthos-Glas (durchgezogene Linie), das Schott-Glas (gepunktete Linie) und das kaliumarme Benthos-Glas (gestrichpunktete Linie). Die Nachpulse des Photovervielfachers wurden abgezogen, die Verteilungen mit den verschiedenen Rauschraten gewichtet. Das Maximum der Verteilung wandert für das kaliumreiche Benthos-Glas vom 0,24 V beim ersten Nachpuls nach 0,3 V beim dritten und vierten Nachpuls (0,28 bis 0,34 V für die Schott-Schale). Wie bereits in Abbildung 5.7 angedeutet, wird die Statistik für größere Nachpulsordnungen (besonders bei der kaliumarmen Benthos-Halbkugel) immer geringer.

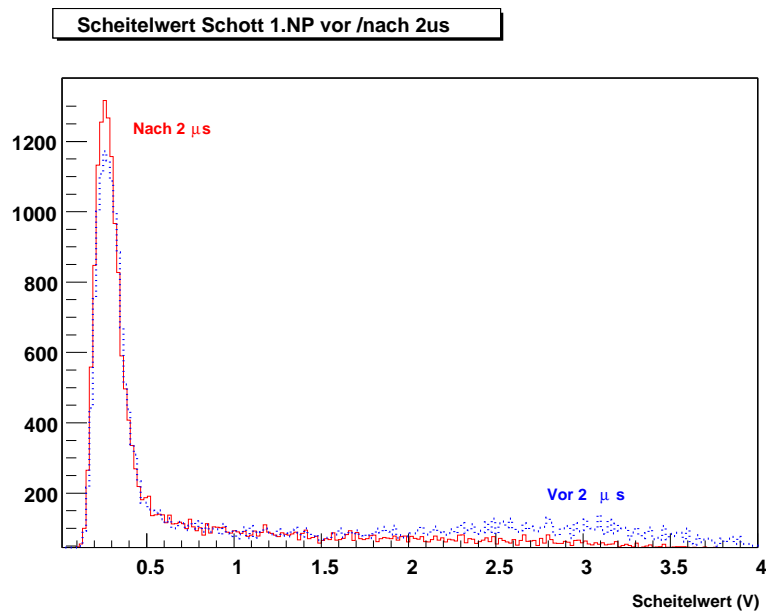


Abbildung 6.8: Als Beispiel die Spannungs-Scheitelwert-Verteilung des ersten Nachpulses vor und nach $2 \mu\text{s}$. Die Verteilung für die Pulse zwischen 0 und $2 \mu\text{s}$ hat einen größeren Anteil an hohen Scheitelwerten (40% größer als ein Photoelektron, gegenüber 25% zwischen 2 und $9 \mu\text{s}$). Die Verteilungen sehen für die anderen Glashalbschalen ähnlich aus.

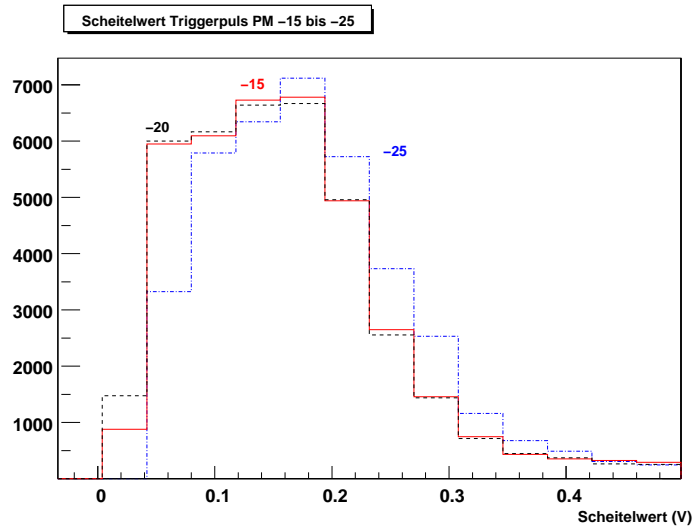


Abbildung 6.9: Die Pulshöhen der Triggerpulse beim Photovervielfacher ändern sich nicht wesentlich mit der Temperatur. (Gepunktete Linie: -15°C , gestrichelte Linie: -20°C , gestrichelpunktete Linie: -25°C .)

entwickeln sich beim Photovervielfacher in der kaliumreichen Benthos-Halbschale dahingehend, daß das Maximum der Pulshöhen leicht von $0,08\text{ V}$ beim Triggerpuls zu $0,22\text{ V}$ beim 5. Nachpuls wandert. Beim Photovervielfacher alleine geht diese Verschiebung von $0,06$ zu $0,26\text{ V}$ (Abbildungen 6.11 und 6.12).

Es ist auch interessant zu sehen, wie sich die mittlere Pulshöhe des ersten Nachpulses mit dem zeitlichen Abstand vom Triggerpuls entwickelt (Abbildung 6.13). Es zeigt sich auch wieder die Tendenz, daß die schnellere Komponente des Rauschens aus höheren Pulshöhen besteht. Im Zeitraum zwischen 10 und $50\ \mu\text{s}$ nach dem Triggerpuls, also in dem Zeitraum, in dem die Zeitverteilung einer Zeitkonstanten von etwa $20 - 30\ \mu\text{s}$ entspricht⁸, ist sowohl beim Photovervielfacher alleine als auch beim Photovervielfacher in der kaliumreichen Benthos-Halbschale die mittlere Pulshöhe deutlich höher ($0,5-0,6\text{ V}$ gegenüber $0,2\text{ V}$ für den Bereich der Verteilung mit der Zeitkonstanten von $300-400\ \mu\text{s}$). In der Spannungs-Scheitelwert-Verteilung liegt das Ein-Photoelektronen-Maximum im Bereich 200 mV , was nahelegen würde, daß bis etwa $50\ \mu\text{s}$ nach dem Triggerpuls die mittlere Pulshöhe bei 2 bis 3 Photoelektronen liegt und danach auf ein Photoelektron absinkt. Allerdings ist die Frage, inwiefern dieser Effekt beim Photovervielfacher für sich genommen aufgrund der auftretenden Fehler signifikant ist.

⁸Siehe Abschnitt 5.2.

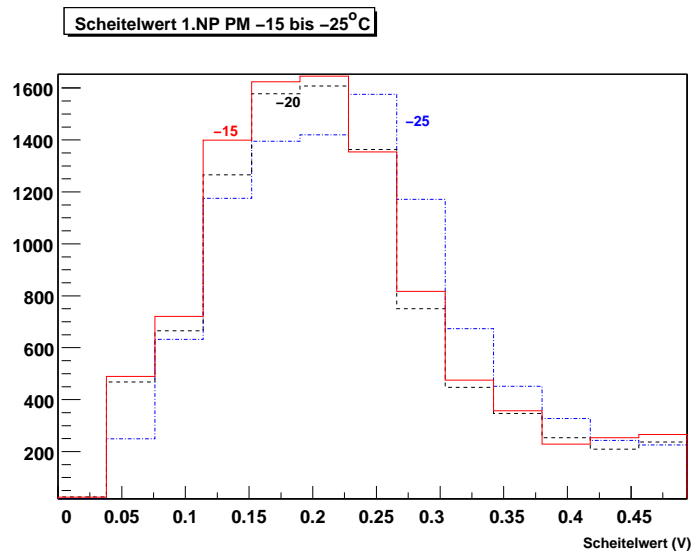


Abbildung 6.10: Das Maximum der Spannungs-Scheitelwerte der ersten Nachpulse zwischen 0 und 9 μ s beim Photovervielfacher ändern sich mit der Temperatur dahingehend, daß sich das Maximum bei -25°C um 0.05V zu größeren Werten verschiebt. (Gepunktete Linie: -15°C , gestrichelte Linie: -20°C , gestrichpunktete Linie: -25°C .)

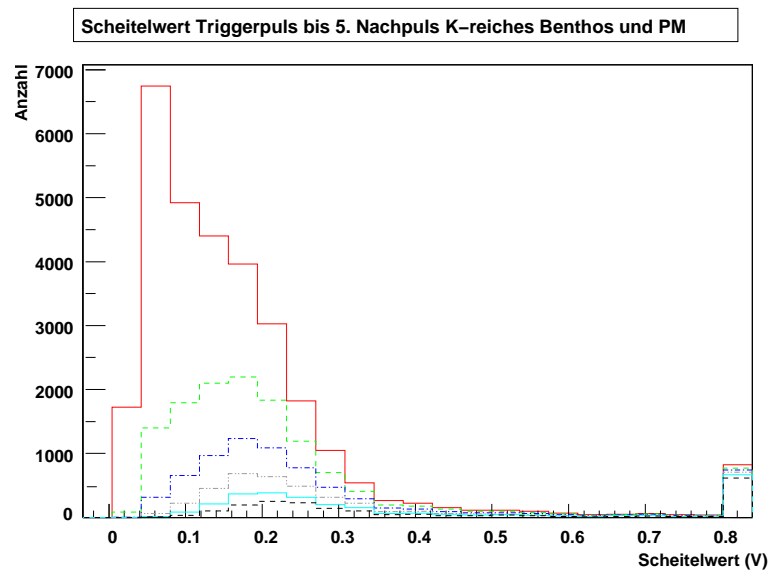


Abbildung 6.11: Die Pulshöhe des Triggerpulses und der Nachpulse beim Photovervielfacher im kaliumreichen Benthos-Glas. Von oben nach unten: Triggerpuls (gepunktete Linie), 1. Nachpuls (gestrichelt), 2. Nachpuls (gestrichpunktet), 3. Nachpuls (gepunktet), 4. Nachpuls (gepunktet) und 5. Nachpuls (gestrichelt). Das Maximum der Pulshöhen wandert leicht von 0,08 V beim Triggerpuls zum 0,22 V beim 5. Nachpuls. Rechts am Rand das Überfluß-bin höherer Pulshöhen.

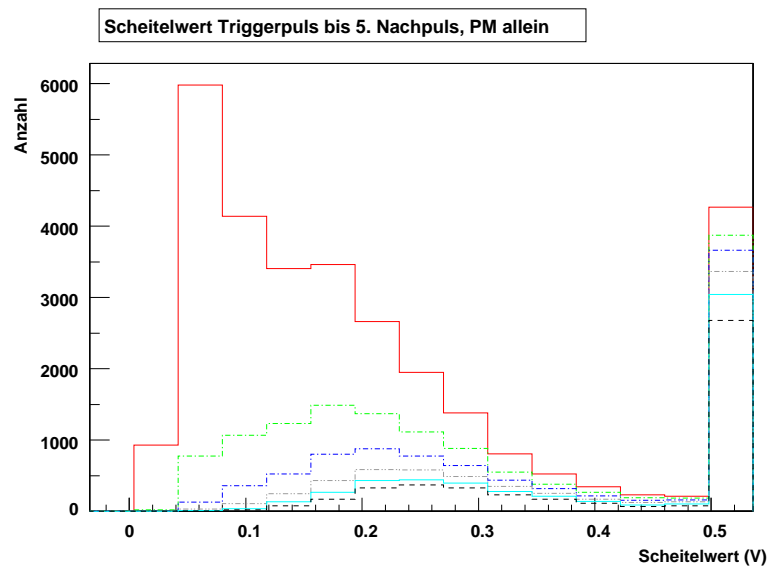


Abbildung 6.12: Die Pulshöhen des Triggerpulses und der Nachpulse beim Photovervielfacher allein. Von oben nach unten: Triggerpuls (gepunktete Linie), 1. Nachpuls (gepunktet), 2. Nachpuls (gestrichpunktet), 3. Nachpuls (gepunktet), 4. Nachpuls (gepunktet) und 5. Nachpuls (gestrichelt). Das Maximum der Pulshöhen wandert leicht von 0,06 V beim Triggerpuls zum 0,26 V beim 5. Nachpuls. Rechts am Rand das Überflüs-bin höherer Pulshöhen.

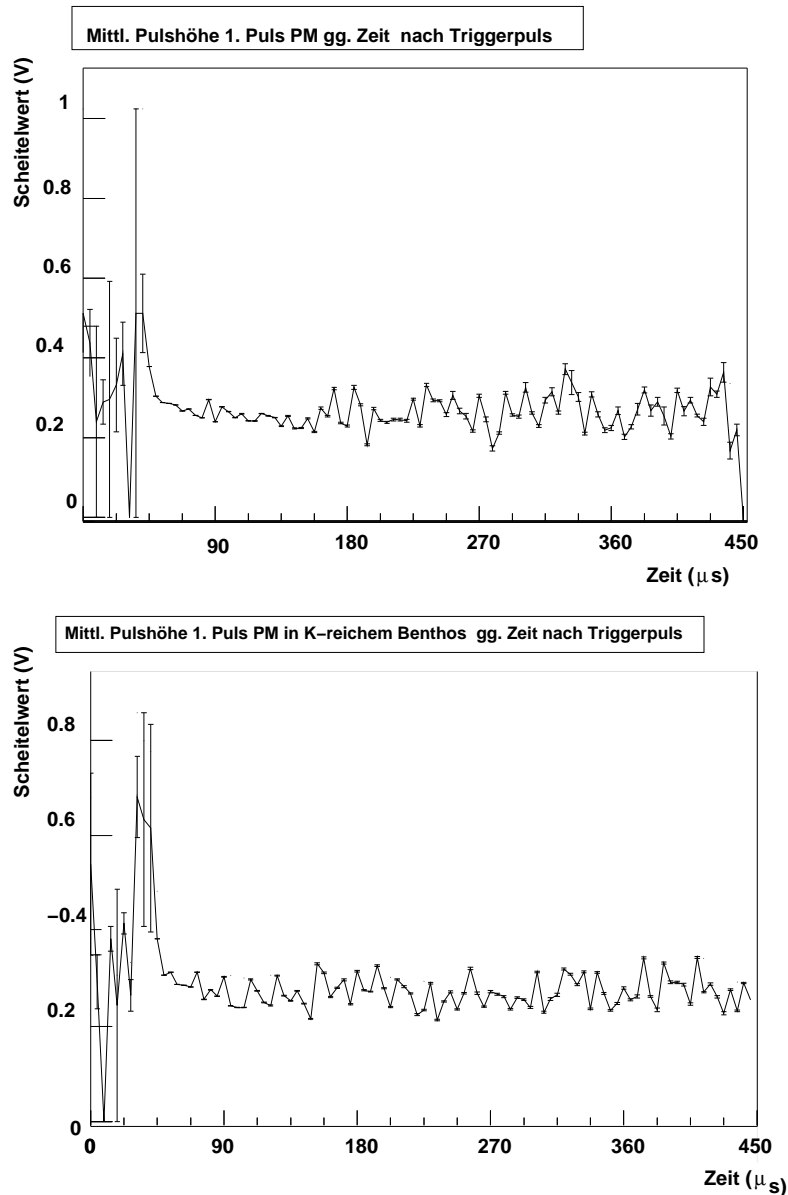


Abbildung 6.13: Die mittlere Pulshöhe des ersten Pulses nach dem Triggerpuls in Abhängigkeit von der Zeit nach dem Triggerpuls beim Photovervielfacher allein (oberer Graph) und mit kaliumreichen Benthos-Glas (unterer Graph). Die schnellen Pulse (10 bis 50 μs nach dem Triggerpuls) haben eine höhere mittlere Pulshöhe, etwa 500 mV, (dies ist aber beim Photovervielfacher alleine statistisch nicht signifikant.) Später kommende Pulse liegen im Mittel mehr (oder minder) stabil um 200 mV herum.

7 Die Transmission der optischen Komponenten

7.1 Verbesserungen der Transmission des Glases

Wie bereits von Peter Sudhoff gezeigt [Sud01a], limitieren die Transmissionseigenschaften vor allem des Glases der Druckkugel die Ausbeute des Čerenkov-Lichtes im ultravioletten Teil für die Zwecke des AMANDA- bzw. ICECUBE-Projektes. Erinnern wir uns, daß die Anzahl N von Photonen einer gewissen Wellenlänge λ an der Intensität des Čerenkov-Lichtes der Formel

$$\frac{dN}{d\lambda} = 2\pi\alpha \cdot L \cdot \sin^2 \theta_c \cdot \frac{1}{\lambda^2} \quad (7.1)$$

folgt¹. Für eine Standard-Benthos-Schale beträgt die Transmissionswahrscheinlichkeit eines Čerenkov-Photons nur etwa 30%. Von den verbleibenden Photonen passieren je nach Schichtdicke zwischen 90 und 97% das Gels, von diesen Photonen schaffen es etwa 81% durch das Photovervielfacherglas zur Photokathode². Eine Senkung der Transmissionsgrenze der optischen Komponenten unter die bisherige Obergrenze von 310 nm würde einen Gewinn an Nachweiseffizienz und somit an Sensitivität bedeuten. Am Physik-Institut der Universität Mons, das auch am AMANDA- bzw. ICECUBE-Projekt beteiligt ist, sowie am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg, wurden deshalb Versuche durchgeführt, außen an der Druckkugel einen Wellenlängenschieber anzubringen, der den UV-Anteil in ein für die optischen Module transparenten Wellenlängenbereich verschieben sollte³. Der Wellenlängenschieber außen an der Druckkugel hätte insbesondere den Vorteil, daß nicht alle Komponenten des optischen Moduls optimiert werden müßten, um eine bedeutende Steigerung der Lichtnachweiseffizienz zu erzielen. In Mons wurde dazu in einem Labor ein Photovervielfacher mit der Kathode in ein Becken mit destilliertem Wasser gestellt, in dem kosmische Strahlung Čerenkov-Licht erzeugen konnte (Abbildung 7.2). Dieses Licht konnte nur durch einen Spalt auf den Photovervielfacher gelangen, in welchen eine dünne Glasplatte, beschichtet mit einem Wellenlängenschieber,

¹ α bezeichnet die Feinstrukturkonstante, L die Strahlungslänge und θ_c den Čerenkov-Winkel.

²Nach [Res02a].

³Überlegungen, einen Wellenlängenschieber mit in das Glas der Druckkugel einzuschmelzen, sind nicht sehr weit gediehen.

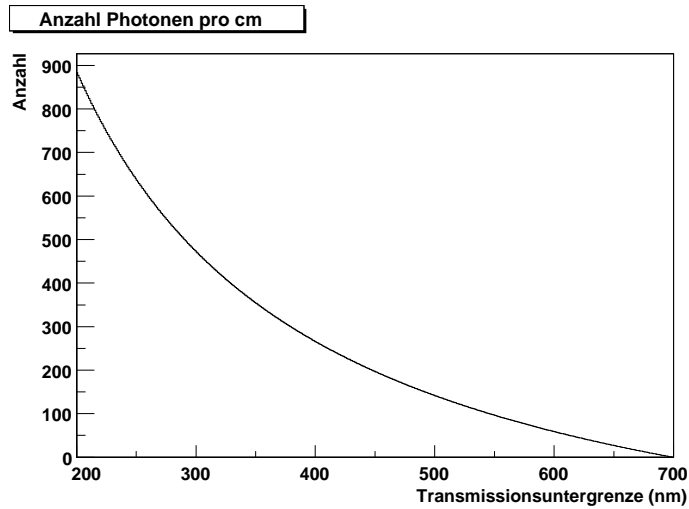


Abbildung 7.1: Im Čerenkov-Spektrum ist bei einer gegebenen Sensitivitätsobergrenze λ_{max} (hier: 700 nm) die Anzahl N der Photonen, die pro Zentimeter Wegstrecke im Wellenlängenintervall zwischen λ_{max} und λ_{min} abgegeben wird, umgekehrt proportional zur Transmissionsuntergrenze λ_{min} .

eingbracht war. Aber erstens entsprachen die Proben in puncto Transmissionseigenschaften nicht den Erwartungen (diese verschlechterten sich noch nach einigen Tagen im Wasser), und zweitens gelang es nicht, den Wellenlängenschieber in einer gleichmäßigen Art und Weise auf dem Glas anzubringen. Darüber hinaus begann er, sich nach einigen Tagen im destillierten Wasser abzulösen. Im hochkorrosiven Eise wäre daher wohl kaum zu erwarten, daß der Wellenlängenschieber am Glas haften bliebe. Die Arbeitsgruppenmitglieder aus Mons rieten daher von einem solchen, außen auf das optische Modul angebrachten Wellenlängenschieber ab [Mon02]. Schon länger hatte man in Mainz die Idee, direkt die Möglichkeit eines UV-durchlässigen Glases zu untersuchen.

Zunächst wurden mit einem auf 1 nm genau arbeitendem Transmissionsmeßgerät am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg, mit dem wir arbeiten durften, die Transmissionseigenschaften bisheriger Glasproben bestimmt. Peter Sudhoffs Messungen hatten ergeben, daß diese durchaus variieren können, abhängig von den Produktionsbedingungen⁴. Aber wie zu erwarten, waren bei den hier untersuchten Glasproben die

⁴Beim für den Photovervielfacher verwendeten Glas wurde von Sudhoff eine Transmissionsgrenze bei 300 nm gemessen, wozu der Hersteller Hamamatsu ein gewisses Erstaunen kaum verbergen konnte. Dessen eigene Messungen hätten eine Grenze von 255 nm ergeben. Später stellte sich heraus, daß sich das Transmissionsverhalten des Photovervielfacherglases mit dem Produktionsjahr änderte (siehe Abbildung 2.9). Es heißt, daß zu der Zeit, als Hamamatsu seine (erste) Transmissionsmessungen gemacht habe, das Glas für die Photovervielfacher statt aus einer Steinwanne aus einer Platinwanne

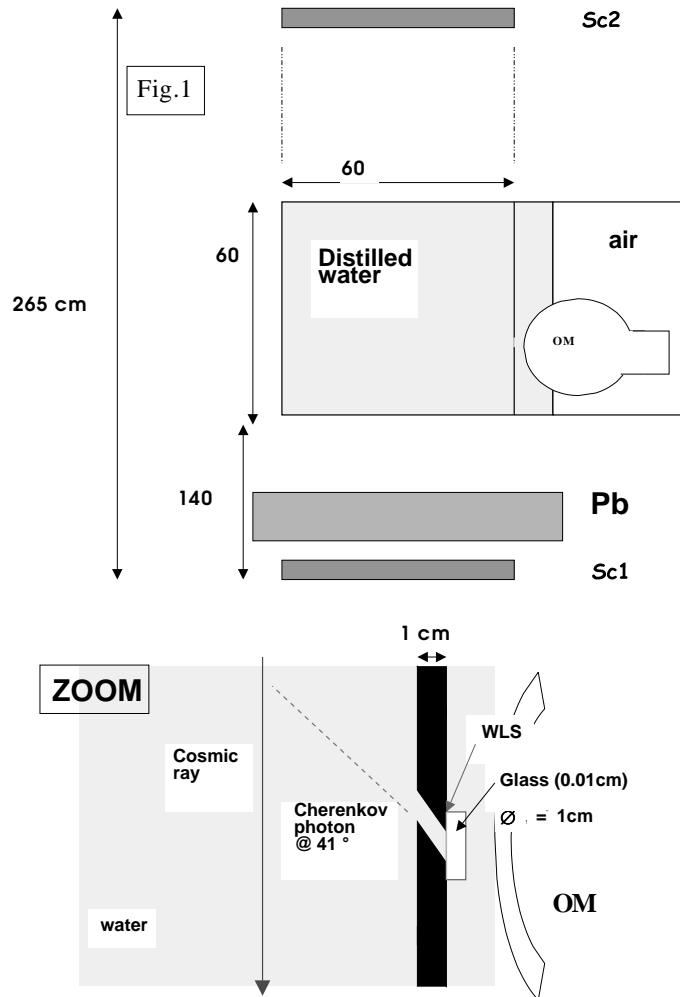


Abbildung 7.2: Versuchsaufbau in Mons [Mon02]. In einem Tank mit destilliertem Wasser erzeugen durchgehende kosmische Strahlen Čerenkov-Licht. Durch eine kleine Öffnung, die mit einer mit einem Wellenlängenschieber beschichteten Glasplatte bedeckt ist, kann das Čerenkov-Licht auf einen Photovervielfacher treffen.

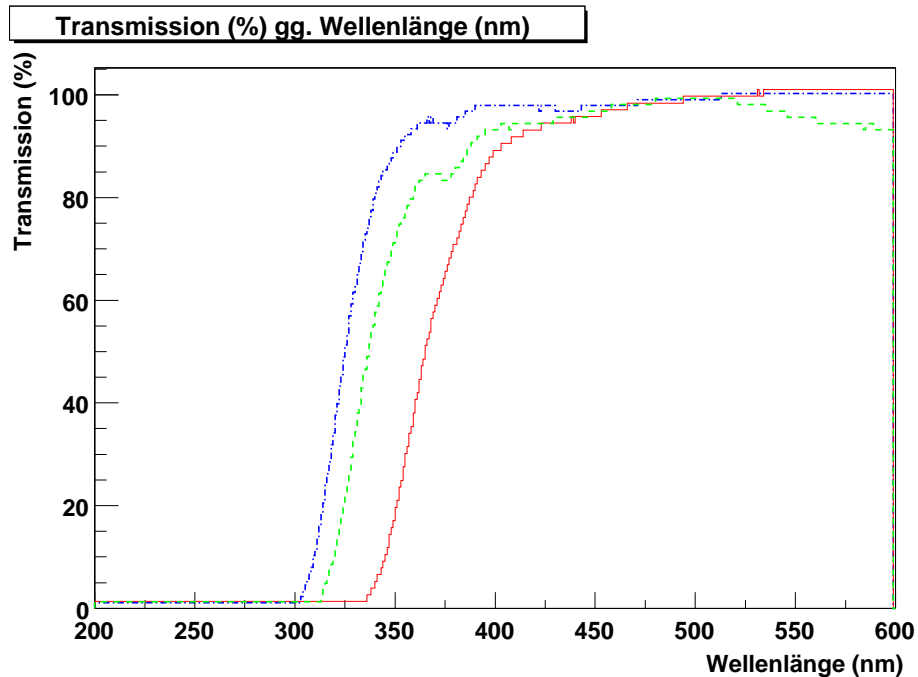


Abbildung 7.3: Die Transmissionseigenschaften der Glashalbschalen: Während das Corning-Glas (gestrichpunktete Linie) noch bis 310 nm 10% der ursprünglichen Intensität durchläßt, ist diese Grenze beim Rasotherm-Glas (gestrichelte Linie) schon bei 320 nm erreicht. Bei der Billings-Probe (durchgezogene Linie) ist sogar schon bei 340 nm Schluß.

Grenzen der Transmission bei 310 nm (Nautilus/Corning), 320 nm (Rasotherm) und 340 nm (Billings)⁵.

Für die Tatsache, daß ein Glas im Gegensatz zu reinem Quarz Licht unterhalb von 300 nm absorbiert, sind Farbzentren durch Fremdatome verantwortlich. Umgekehrt kann man auch die meisten „normalen“ Gläser durch entsprechend reine Produktionsbedingungen, welche verhindern, daß insbesondere Eisen(III) ins Glas gelangen, UV-durchlässig machen.

Die Schott-Glaswerke stellten wie erwähnt in ihren Labors eine neue Variante des Duran 8339, Duran 8339X (VSM 18231) genannt, her, das besonders UV-transparent

stammte.

⁵Testweise wurden die Glasproben auch eine Stunde lang im Tiefkühlfach eines Kühlschranks heruntergekühlt, was bei der Wärmekapazität einer vergleichbar kleinen Glasprobe genügen müßte. Auf die Transmissionseigenschaften hatte dies keinen Einfluß.

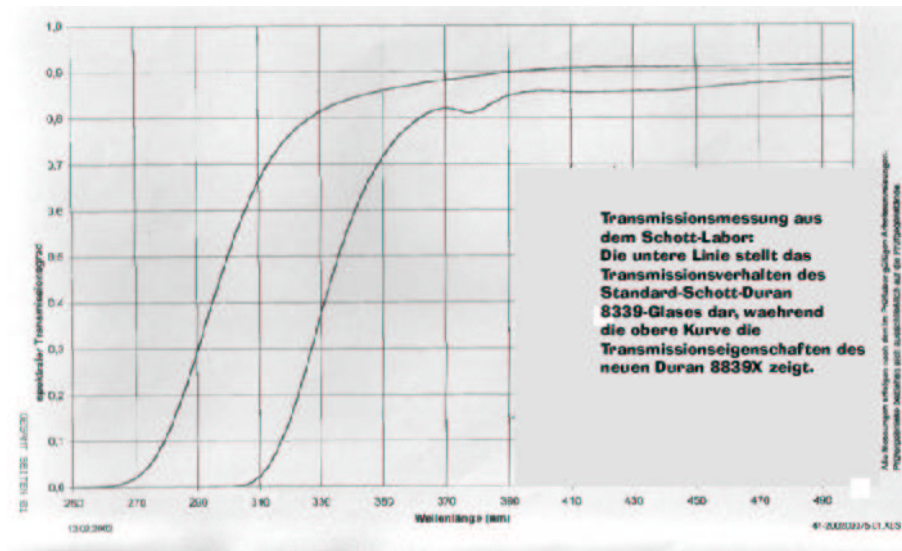


Abbildung 7.4: *Transmissionseigenschaften: Untere Linie: Die Transmission des Standard-Schott-Durans 8339, darüber die Eigenschaften des neuen Durans 8339X, welches bis 275 nm durchlässig ist. (Gemessen vom Schott-Labor.)*

durch Fehlen von Eisen(III) sein sollte⁶. Eine von Schott durchgeführte Messung ergab in der Tat eine Transmission bis 275 nm, was schon ein deutlicher Fortschritt gegenüber den bisherigen 310 nm wäre.

7.2 Eigenschaften der Gele

Abgesehen von den Eigenschaften der Gläser wurden auch die der Gele untersucht. Das AMANDA-„Standard“-Gel ist das RTV 6156 der Firma General Electric (GE) Silicones. Vom gleichen Hersteller stammen auch die Gele RTV 6166 und RTV 615. Deren wichtigste Eigenschaften sowie die von den Wacker-Produkten Silgel 612 und Elastosil RT 601 finden sich in Tabelle 7.1. Es zeigt sich, daß ein Dimethyl-Silikongel (wie das RTV 6166) eine deutlich bessere Transmission zeigte, was daran liegen dürfte, daß dieses im Gegensatz zum RTV 6156 keine UV-absorbierenden Phenylgruppen enthält. Diese Phenylgruppen sorgen aber andererseits dafür, daß das Gel auch noch bis mindestens -115°C zähflüssig bleibt. Ob die -50°C des RTV 6166 für den Gebrauch in der Antarktis ausreichen, müßte noch überprüft werden.

⁶Die genauen Methoden der Herstellung UV-transparenter Gläser sind in der Regel von den Glasherstellern nicht zu erfahren. Zur Herstellung von Duran siehe [Scho02d].

7 Die Transmission der optischen Komponenten

| Geltyp | Transmission (i.d.R. 10mm Dicke) | Brechungsindex | Temperaturbereich °C |
|------------------|----------------------------------|----------------|----------------------|
| RTV 6156 | 50 % bei 280 nm | 1,430 | -115 bis 235 |
| RTV 6166 | 50 % 230 nm (1mm Dicke) | 1,41 | -50 bis 204 |
| RTV 615 | 50 % bei 290 nm | 1,406 | -60 bis 204 |
| Silgel 612 | 50 % bei 250 nm | 1,403 | unbekannt |
| Elastosil RT 601 | 50 % bei 290 nm | 1,409 | unbekannt |

Tabelle 7.1: *Einige Eigenschaften der für das ICECUBE-Projekt in Frage kommenden Gele. Das RTV 6156 ist das AMANDA-Standardgel. (Entnommen aus [Res02a] und [Köp02].)*

Nebenbei bemerkt wird Silgel 612 voraussichtlich das beim ANTARES-Projekt benutzte Gel werden. Die NESTOR und BAIKAL-Experimente benutzen statt Gelen Glycerin, was aber Nachteile in puncto Transmission und Temperaturverhalten besitzt⁷. Für den Fall, daß gar kein Gel aut idem verwendet würde, müßte man bei einem 10-Zoll-Photovervielfacher eine Einbuße von etwa 45% der Lichtnachweiseffizienz gegenüber dem Modell mit Gel erwarten⁸.

Für unsere Untersuchungen in Mainz nun standen uns je eine Probe des Silikonkautschuks Elastosil 601 sowie der Silikongelee Silgel 601 und Silgel 612 zur Verfügung, alle drei von der Firma Wacker. Die offiziellen Haltbarkeitsdaten waren bei allen abgelaufen, so daß fraglich ist, inwiefern Alterungsprozesse die Transmissionseigenschaften beeinflusst haben⁹. Die beiden Silgele zeigten ähnliche Eigenschaften, mit einem Abfall auf 10% der ursprünglichen Intensität bei 225 nm, während diese Marke beim Elastosil schon bei 240 nm erreicht war. Silgel 612 war im Bereich zwischen 600 und 300 nm besser, und beim Elastosil deutlicher ausgeprägt auch als bei den Silgelen das „Eisen-Knie“ bei 270 nm¹⁰. Von den Transmissionseigenschaften her wäre also das Silgel 612 besser als das AMANDA-Standardgel RTV 6156¹¹. Wir hatten jedoch keine Möglichkeit, die Änderung der Viskosität mit der Temperatur zu überprüfen.

⁷Nach [Köp02].

⁸Ebenda.

⁹Vom äußerlichen Befund her waren alle drei Proben klar und zeigten also keine Verfärbung wie bei einem gealterten Gel in [Res02b] berichtet. Von der Konsistenz her blieb das Silgel 612 zähflüssig, während die beiden anderen Gele fast fest würden.

¹⁰Auch, wie oben beim Glas, konnte nach Abkühlen im Tiefkühlfach eines Kühlschranks keine Änderung der Transmissionseigenschaften gesehen werden.

¹¹Man beachte, daß die beiden Kurven mit dem gleichen Gerät, einem Cary 400 UV/Vis (Varian)-Spektrometer, bestimmt wurden, jedoch wurde die Transmission des Silgel 612 in Luft im Vergleich zu einer Null-Linie in Luft bestimmt, während beim RTV 6156 und später beim RTV 615 diese Messungen zur Minimierung von Oberflächenstreuverlusten in hochtransparentem Zyklohexan/UVASOL durchgeführt wurden.

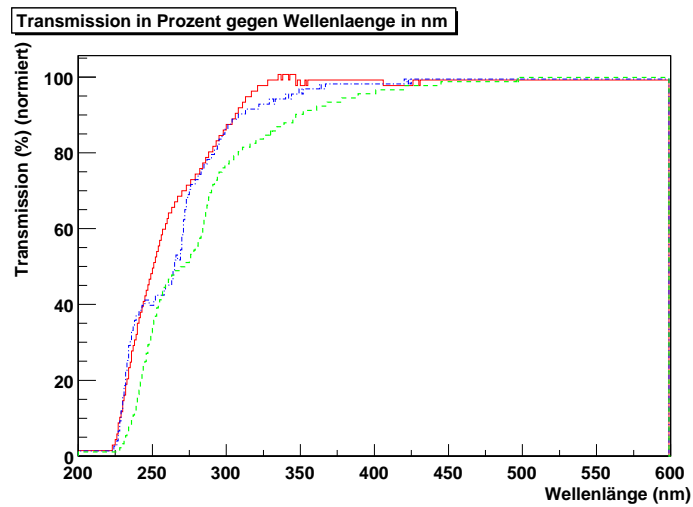


Abbildung 7.5: Die Transmission des Silikonkautschuks Elastosil 601 (gestrichelte Linie) und der Gele Silgel 601 (gestrichpunktete Linie) und Silgel 612 (durchgezogene Linie). Während die beiden Silgele bei Wellenlängen um 225 nm vergleichbar gut sind, ist das Silgel 612 für größere Wellenlängen oft transparenter.

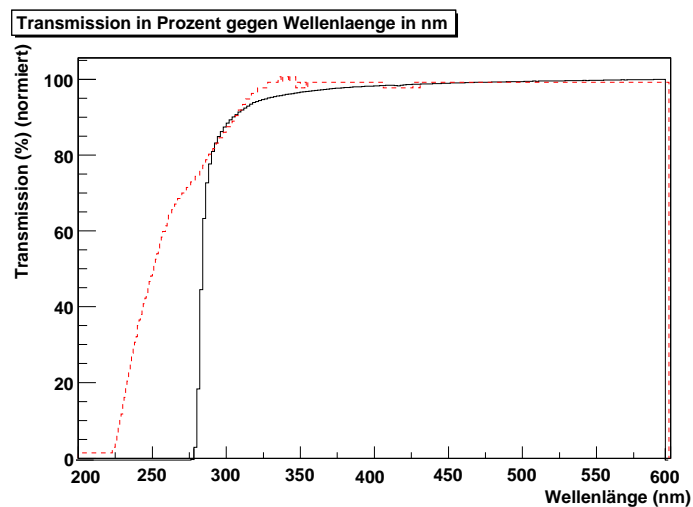


Abbildung 7.6: Transmissionen des Silgel 612 (gestrichelte Linie) und des RTV 6156 (durchgezogene Linie). (Transmissionsmessung des RTV 6156 nach [Res02b].)

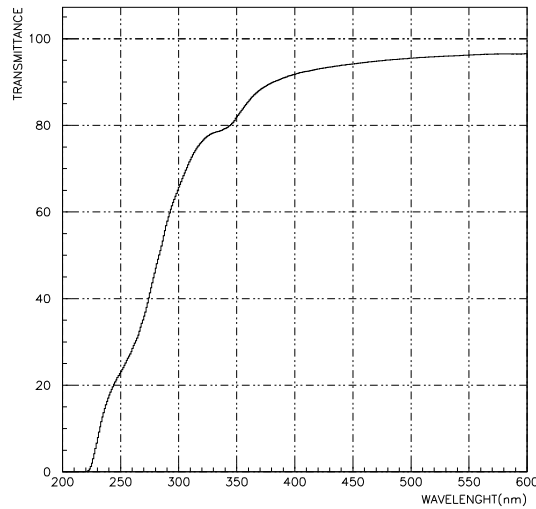


Abbildung 7.7: *Transmissionen des RTV 615 nach [Res02b].*

Gele müssen aber vor ihrer Verwendung beim ICECUBE-Projekt auf einen möglichen Haken untersucht werden: Eines der Gele zeigte im Fluorimeter am Heidelberger Max-Planck-Institut für Kernphysik Fluoreszenzerscheinungen.

Dies scheint nur bei den Gelen vorzukommen, die Trifluoro-Propyl enthalten. Wie jedoch das Zeitverhalten dieses Fluoreszenzphänomens ist, ob es nach Nanosekunden oder Mikrosekunden auftritt, konnte mit diesem Versuchsaufbau nicht festgestellt werden¹². Nur ansatzweise geklärt ist bisher auch das Alterungsverhalten der Gele. Untersuchungen des RTV 6156 durch Elisa Resconi am MPI für Kernphysik in Heidelberg zeigten [Res02b], daß in einer etwa 6 Jahre alten, 10 mm dicken Probe dieses Gels¹³, die offensichtliche Alterungserscheinungen (Verfärbung) zeigte, $20,0 \pm 3,4\%$ der Photonen verlorengehen. Bei einer vergleichbaren Schicht dieses Gels ohne offensichtliche Alterungserscheinungen waren dies nur $5,1 \pm 1,1\%$, während sogar bei neuem RTV 615 $9,1 \pm 1,7\%$ Verlust auftraten. Bevor also eine Entscheidung zugunsten der Verwendung des einen oder anderen Gels beim ICECUBE-Projekt getroffen wird, müßten auch noch eine Reihe anderer Merkmale der Gele untersucht werden. Insbesondere wären auch kleine Alterungserscheinungen auf lange Sicht für das Projekt nachteilhaft. Ebenso gilt es, Verfahren, etwa 10mm dicke Gelschichten frei von Mikroblasen herzustellen und in ein optisches Modul einzubringen, zu entwickeln.

¹²In keinem Fall jedoch ist diese Fluoreszenz für das Nachpulsverhalten oder insbesondere das $7\mu\text{s}$ -Maximum verantwortlich, da diese ja auch beim Photovervielfacher alleine festgestellt wurden [Sdt00].

¹³10 mm entspricht auch etwa der Dicke des Gels im optischen Modul.

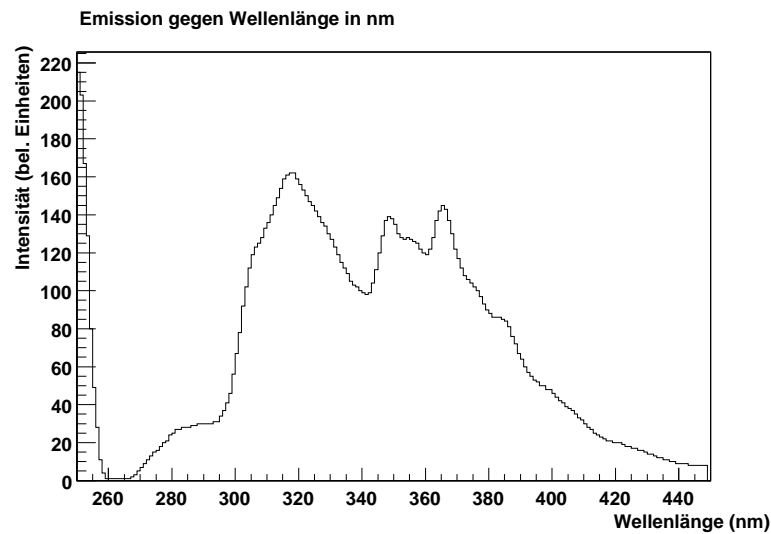


Abbildung 7.8: Die Silgel 601-Probe wurde mit Licht der Wellenlänge 250 nm bestrahlt (Spitze am linken Bildrand). Aufgetragen ist die Intensität des Fluoreszenzlichtes gegen die Wellenlänge.

7.3 Lichtnachweiseffizienzsteigerungsabschätzungen

In Mainz und Heidelberg wurde nun betrachtet, welchen Gewinn an Lichtnachweiseffizienz man erwarten könnte, wenn nun die Grenze der Transmission der einzelnen Komponenten verbessert werden könnte (Abbildung 7.9). Beachtet wurde dabei, daß ja die unterschiedlichen Wellenlängen verschieden stark zum Čerenkov-Spektrum beitragen. Allein durch die Verbesserung der Transmissionsgrenze des Glases der Druckkugel um 45 nm (von heute 310 nm auf 275 nm wie beim neuen Schott-Glas z.B.), würden nach [Res02b] statt der heutigen Situation, wo von 100 Photonen aus dem Čerenkov-Spektrum nur 6,4 ein Photoelektron im Photovervielfacher auslösen, 7,8 Photoelektronen erwartet. Das wäre ein Gewinn von etwa 20%. Werden aber alle Komponenten für Licht bis zu 50 nm durchlässiger als heute produziert, so wäre ein Gewinn an Photonnachweiseffizienz von etwa 30% gegenüber der heutigen Situation zu erwarten.

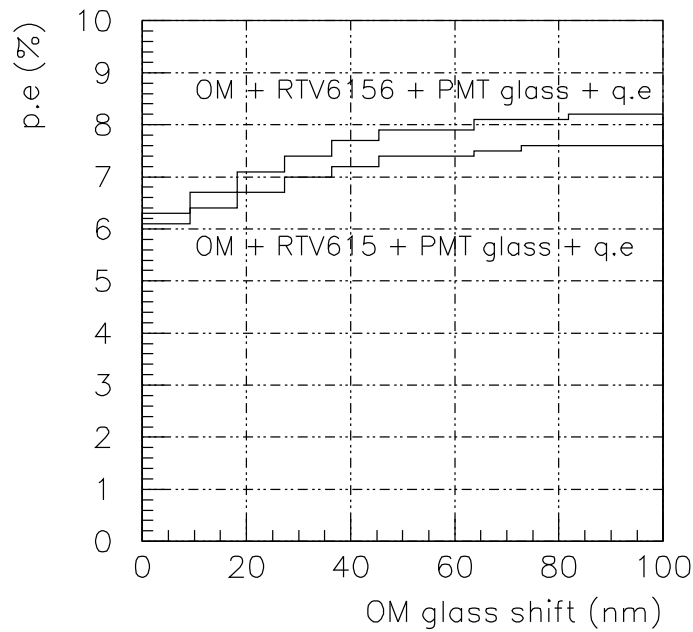


Abbildung 7.9: Allein durch die Verbesserung der Transmissionsgrenze des Glases der Druckkugel um 45 nm (von heute 310 nm auf 275 nm wie beim neuen Schott-Glas z.B.), würde ein Gewinn von etwa 20% bei der Photonnachweiseffizienz erwartet. (Nach [Res02b].)

8 Zusammenfassung

Nach den in dieser Arbeit vorgestellten Untersuchungen kann man davon ausgehen, daß ein Großteil der Rauschrate der beim AMANDA-Projekt verwendeten optischen Module ihre Ursache in einer Form von Licht hat, welches vor allem im Glas der Druckkugel entsteht. Der ^{40}K -Zerfall ist nur zum Teil dafür verantwortlich. Selbst die Verwendung eines neu entwickelten, UV-transparenten Schott-Glases, in dem alle radioaktiven Spuren fast vollständig eliminiert wurden, würde nur unwesentlich die Rauschrate eines aus solchem Glase hergestellten optischen Moduls reduzieren. Bei zukünftigen Untersuchungen zur Rauschratengenese wird man eventuell auch andere Stoßrichtungen in Betracht ziehen müssen, als die Ursache des Rauschens beim Čerenkov-Licht durch β -Zerfälle zu suchen.

Labormessungen der Pulse und Nachpulse der beim AMANDA-Projekt verwendeten optischen Module bestätigten einerseits die in den Daten vom Pol gesehenen Zeitverteilungen der Nachpulse. Nur das $7\mu\text{s}$ -Maximum ließ sich nicht reproduzieren. Die Zeitverteilungen der Nachpulse bestehen im Zeitbereich bis $10\mu\text{s}$ aus mehreren Exponentialfunktionen mit Zeitkonstanten von ca. $1\mu\text{s}$, $2-2,5\mu\text{s}$ und $10\mu\text{s}$ für den Photovervielfacher alleine bzw. für den Photovervielfacher in den Glashalbsphären. In den Zeitverteilungen ist beim ersten bis dritten Nachpuls der Anteil der Nachpulse beim Schott-Glas mit der beim kaliumreichen Benthos-Glas vergleichbar. Ab dem vierten Nachpuls fällt beim Schott-Glas der Anteil der Nachpulse auf ein dem kaliumarmen Benthos vergleichbares Maß.

Bei Untersuchungen der Signalverläufe bis zu einer halben Millisekunde konnten frühere Untersuchungen von experimentell am Pol genommenen Daten bestätigt werden, was die Zusammensetzung der Zeitverteilung aus Komponenten mit verschiedenen Zeitkonstanten sowie das Verhältnis von korreliertem zu poissonischem Rauschen anbetrifft.

Die Pulshöhen der Rauschpulse scheinen insofern mit den Zeitkonstanten korreliert zu sein, als daß die jeweilige Komponente mit der kleinen Zeitkonstanten auch hohe mittlere Pulshöhen vorweist. Hingegen scheinen die Pulshöhen der Triggerpulse nicht von der Temperatur abzuhängen. Die Nachpulse tendieren aber dazu, daß sich das Maximum der Spannungs-Scheitelwert-Verteilung bei fallender Temperatur etwas (etwa 50 mV) richtung stärkere Pulse verschiebt. Während sich bei der Zahl der Nachpulse beim Photovervielfacher im kaliumreichen Benthos-Glas bei fallender Temperatur keine einheitliche Tendenz zeigte, so nahm beim Photovervielfacher ohne Glashalbschale diese Zahl bei fallender Temperatur ab, was sich nicht mit dem Ergebnis einer früheren Messung aus Zeuthen deckt.

Des weiteren war festzuhalten, daß die Rauschpulse, die aus den Glashalbschalen stammen, im wesentlichen von der Pulshöhe her von einem Photoelektron stammen, während höhere Pulshöhen offensichtlich ihren Ursprung im Photoervielfacher haben. Würde man alle Rauschpulse oberhalb der Ein-Photoelektron-Grenze wegschneiden, so würden von den Rauschpulsen beim Photoervielfacher in einer Schott-Schale 29%, in einer der Benthos-Schalen etwa 23% wegfallen.

Was die Transparenz der optischen Komponenten in puncto Durchlässigkeit für ultraviolettes Licht betrifft, so liegt mittlerweile ein bis 275 nm transparentes, weitgehend eisenfreies Glas von Schott vor. Damit kann man zwar die Rauschrate eines optischen Moduls derzeit nicht wesentlich senken, aber man kann, vorausgesetzt, alle optischen Komponenten der optischen Module werden aus bis 275 nm transparentem Materialien gemacht, die Lichtnachweiseffizienz dieser Module für das ICECUBE-Projekt um schätzungsweise 30% gegenüber der heutigen Situation verbessern.

Anhang A

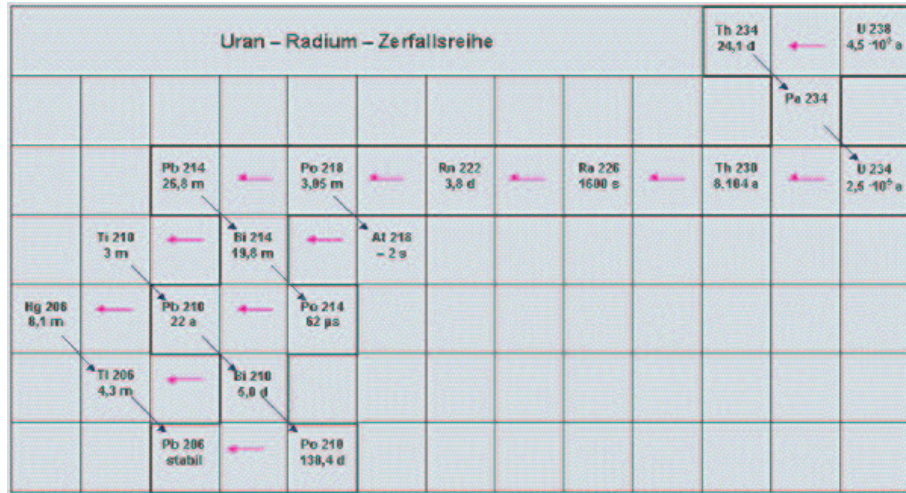


Abbildung 8.1: Die Uran-Zerfallskette (aus [Mmw02]).

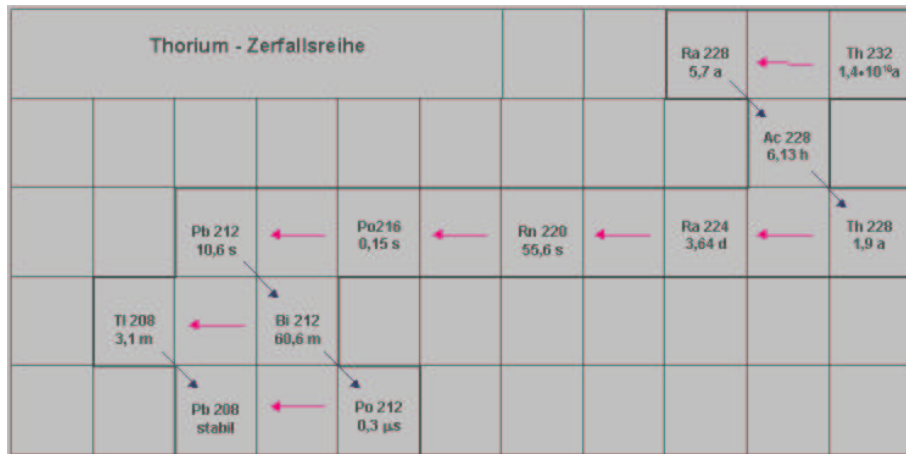


Abbildung 8.2: Die Thorium-Zerfallskette (aus [Mmw02]).

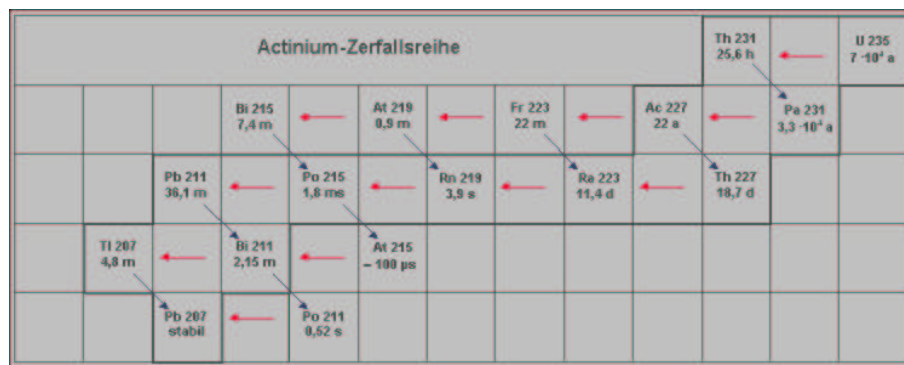


Abbildung 8.3: Die Actinium-Zerfallskette (aus [Mmw02]).

Literaturverzeichnis

- [Cam99] Camona Flores, Emiliano: Estudio de fotomultiplicadores de gran fotocátodo para el telescopio submarino de neutrinos ANTARES; Dissertation an der Universität von València 1999
- [Can63] Cantarell, I. und Almodovar, I.: 1963 Nucl. Instrum. Meth. **24** 353-7, zitiert nach [Coa71]
- [Coa71] Coates, P.B.: Noise Sources in the C31000D Photomultiplier, J. Phys. E. Sci. Instr. 4, 201 (1971)
- [Coa72] Coates, P.B.: Photomultiplier Noise Statistics, J. Phys. D, Appl. Phys., 915 (1972)
- [Coa73a] Coates, P.B.: The Origin of Afterpulse Formation in Photomultipliers, J. Phys. D, Appl. Phys. 6, 1159 (1973)
- [Coa73b] Coates, P.B.: The Theory of Afterpulse Formation in Photomultipliers and the Prepulse Height Distribution , J. Phys. D, Appl. Phys. 6, 1862 (1973)
- [Dud80] Duden, Konrad: Duden Band 1, Dudenverlag Mannheim, 18. Auflage, S. 87.: Russisches Transkriptions- und Transliterationssystem
- [Ell83] Ellis, R.J. und Wright, A.G.: Luminiscence 14, 11 (1999): An Investigation of Photomultiplier Background, J. Phy. E Sci. Instr. 16, 300 (1983)
- [Elt01] *catch the light*, Produktkatalog der Firma Electron Tubes Ltd., ohne Ort, 2001
- [Fes00] Feser, Thomas: Triggerstudien am AMANDA-Detektor, Diplomarbeit im Fache Physik, Mainz 2000
- [Gär] Gärtner, Volker: LabViewTM-Ausleseprogramm für TDS 620-Digitaloszilloskop
- [Ham02] Produktkatalog Hamamatsu Photovervielfacher: zu finden unter: <http://usa.hamamatsu.com/cmp-pdfs/detectors/pmtmaincatalog.pdf>, Seite 5. (Stand: 2002)

- [Hel00] Hellwig, Marc: Aufbau eines Datennahmesystems zum Supernova-Nachweis mit dem AMANDA-Detektor, Diplomarbeit im Fache Physik, Mainz 2000
- [Hel01] Marc Hellwig, Lutz Köpke, Till Neunhöffer and Christian Weinheimer: Study of AMANDA OM-Noise, AMANDA-Internal Report N° 20010301
- [Köp02] Köpke, Lutz: Optimizing optical components for ICECUBE, Vortrag auf dem AMANDA- bzw. ICECUBE-Gruppentreffen in Berkeley, 8.-14. März 2002
- [Mal36] Malter, L.: 1936 Phys. Rev. 50 48-58, zitiert nach [Coa71]
- [Med] Meder, David: C-Programm für die Auslese des TDS 220-Digitaloszilloskopes
- [Mmw02] <http://www.m-ww.de/enzyklopaedie/strahlenmedizin>
- [Mon02] Grard, F.: Tests of OM with wave length shifters, Vortrag auf dem AMANDA/IceCube-Treffen in Stockholm, Juni 2002; zu finden u.a. unter: <http://www.physto.se/~amanda/sthlm2002/transparencies.php>
- [Mor67] Morton, G.A., Smith, H.M. and Wasserman, R.: Afterpulses in Photomultipliers, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-14 443 (1967)
- [Neu01] Neunhöffer, Till: 27th International Cosmic Rays Conference (ICRC)-Poster: SN Neutrino Burst Search with the AMANDA Detector, Hamburg, 17.-25. August 2001; siehe auch: http://butler.physik.uni-mainz.de/~amanda/ama_thesis.html
- [Res02a] Resconi, Elisa, Köpke, Lutz und Nahnauer, Rolf: IceCube Optical Module (OM): Improvement of the Photon Collection Efficiency; Vortrag auf dem IceCube In-Ice Technology Meeting, Madison/USA 2002
- [Res02b] Resconi, Elisa: Private Kommunikation
- [Sal81] Saleh, B., Tavalacci, J. und Teich, M.: Discrimination of Short-Noise-Driven Poisson Processes by External Dead Time: Application to Radioluminescence from Glass; IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. QE-17, No. 12 (1981)
- [Scho02a] Private Kommunikation mit Vertretern der Firma Schott
- [Scho02b] Durch Schott-Vertreter überreichte Wakotec Auswertung der RFA-Analyse (B2O3 nasschem. Analyse)
- [Scho02c] <http://www.schott.com/duran/german/applications/faq.html>
- [Scho02d] <http://www.schott.com/duran/german/products/entstehung.html>
- [Sdr00] Scheider, Thomas: Entwicklung eines Software-Filters für den AMANDA-Detektor, Diplomarbeit im Fache Physik, Mainz 2000

- [Sdt00] Schmidt, Torsten: Vortrag auf dem AMANDA-Arbeitsgruppentreffen Brüssel, Mai 2000
- [Sdt01] Schmidt, Torsten: Private Kommunikation
- [Sdt02] Schmidt, Torsten: Aufbau und Funktionsnachweis eines optischen Moduls mit optisch- analoger Pulsübertragung für den AMANDA-II- und ICECUBE-Detektor, Dissertation zur Erlangung des akademischen Grades doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.) im Fach Physik, Humboldt-Universität zu Berlin 2002
- [Smi99] Smith, A.R. und McDonald, R.J.: Radioactivities in AMANDA Optical Module #13-457, AMANDA Internal Report N° 19990201
- [Sud01b] Sudhoff, Peter: Transmission measurements with Amanda Glass and Evaluation for IceCube; AMANDA Internal Report N° 20010701 aus dem Jahre 2001
- [Sud01a] Sudhoff, Peter: Systematische Untersuchungen an Optischen Modulen für das Amanda-Experiment, Diplomarbeit im Fache Physik, Humboldt-Universität zu Berlin 2001

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, die vorliegende Arbeit selbstständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet zu haben.

Mainz, den 6. Januar 2003

(Olav Franzen)

Danke heißt Merci.

Danke, danke, danke.

In der Mainzer AMANDA-Gruppe herrscht keine Atmosphäre nach dem Motto „Der Chef sagt Du machst das, Du machst dies und Du machst jenes“. Auch wenn die Gruppe vielleicht manchmal etwas chaotisch ist, arbeiten die Mitglieder eigenverantwortlich an ihren Themen, und zwar, weil diese sie interessieren und eben weil hier nicht dieses Gehäuse der Hörigkeit herrscht. Das liegt auch daran, daß der Lutz sich selbst sehr beim AMANDA-Projekt engagiert und eigene Forschungsarbeit macht, wie der Rest der Gruppe. Entsprechend kann man immer bei ihm mit Fragen kommen (und mit Antworten gehen), ohne das Gefühl zu haben, zur Audienz bei Herrn Professor Köpke gewesen zu sein. Dies kann nicht jede Arbeitsgruppe von sich behaupten.

Abgesehen von Lutz konnte ich Heinz-Georg Sander und Christian Weinheimer immer fragen, und Uli Schäfer gebührt ein großes Lob für seine Hartnäckigkeit im Clinch mit dem Oszilloskop. Ohne seine Kenntnisse und sein Wissen um Ausleseprogramme und -möglichkeiten würde ich wahrscheinlich heute noch versuchen, mit dem Oszi zu reden.

Diese wäre Arbeit wohl kaum ohne die Starthilfen und zahlreichen Tips der anderen Arbeitsgruppenmitglieder möglich gewesen. Till Neunhöffer, Tom Feser, Jens Ahrens, Thomas Becka, Marc Hellwig, Núria Sidro Martin: Immer konnte ich auf Euch zählen, wenn es wieder hieß: „Warum sagt der mir denn: ‚parse error at end of input‘?“ Unsere wissenschaftlichen Hilfskräfte Daniel Eckermann und Jutta Stegmaier möchte ich auch nicht vergessen, sie haben mir oft die Arbeit erleichtert. Und wie bei einer guten Oscarverleihung möchte ich meine Familie nicht vergessen, genauso wenig wie Herrn Wick.

Ohne die Unterstützung durch die ETAP-Gruppe, durch das Institut für Hochenergiephysik in Zeuthen, das Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg und das Institut für Kernchemie der Universität Mainz durch Infrastruktur, *Know-how* und persönlichen Einsatz (nicht zuletzt von Peter Sudhoff, Torsten Schmidt und Elisa Resconi) wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.

Erfreulicherweise hat mich auch pingo1 (fast) nie verlassen, obwohl ich ihn so oft malträtirt habe.

Des weiteren danke ich der Richtlinie des Rates über eine allgemeine Regelung zur Anerkennung der Hochschuldiplome, die eine mindestens dreijährige Berufsausbildung abschließen vom 21. Dezember 1988 (Abl. EG Nr. L 19 S. 16 vom 21.1.1989 (89/48/EWG))

sowie den Studierenden der Medizin, die neben meinem Lebensunterhalt auch für manch heitere Stunde („Das *nicht* da reinstecken!!!“) gesorgt haben.

Viel verdanke ich auch dem Austausch mit M.Sc. Pavlides, Dr. Dubiel und Dr. Savine.

Meine Erholung vom harten Los eines Diplomanden möchte ich nicht unerwähnt lassen, das wären die Wahlausschüsse für die Wahlen zum 50. bis 54. Studierendenparlament.

Zunächst einmal lernt man da ein paar ganz nette Leute kennen. (Olli Diehl, Oneida Hernandez, Uli Möller, Judith List, Christoph Geller, Caroline Blume, Martin Baasch, Sebastian Schneider, Julia Kerfin, Lena Schornick, Katharina Stegmaier, ich schaue besonders in Eure Richtung.) Und dank des besonderen Einsatzes gewisser Hochschulgruppen wissen diese nun endlich auch, wie man eine Ermi durchführt, wo im Wasserwerfer die Kommandantin sitzt, wie man sich als PKAnwin bewirbt und wo § 303 StGB anwendbar ist und wo nicht.

Dank gilt ferner allen ProgrammiererInnen dieser Welt, die für Kompatibilität zwischen Linux/Windows und Windowsprodukten untereinander gesorgt haben. (Das sind insbesondere die EntwicklerInnen der Picture-Formats von Macintosh.)

Den ProgrammiererInnen, die sich darüber keine Gedanken gemacht haben, gebührt hingegen kein Dank.