

BACHELORARBEIT

**Ortsaufgelöste Charakterisierung eines 10''
Photomultipliers des Typs Hamamatsu R7081**

Gutachter:
Prof. Dr. Alexander Kappes

Zweiter Gutachter:
Apl. Prof. Dr. Alfons Khoukaz

Wissenschaftliche Arbeit zur Erlangung des akademischen Grades
Bachelor of Science *an der Universität Münster*
von
Pascal Graf

AG Kappes
Institut für Kernphysik

September 2025

Plagiatserklärung

Hiermit versichere ich, dass die vorliegende Arbeit über die „Ortsaufgelöste Charakterisierung eines 10'' Photomultipliers des Typs Hamamatsu R7081“ selbstständig verfasst worden ist, dass keine anderen Quellen und Hilfsmittel als die angegebenen benutzt worden sind und dass die Stellen der Arbeit, die anderen Werken - auch elektronischen Medien - dem Wortlaut oder Sinn nach entnommen wurden, auf jeden Fall unter Angabe der Quelle als Entlehnung kenntlich gemacht worden sind.

Unterschrift:

Datum:

Ich erkläre mich mit einem Abgleich der Arbeit mit anderen Texten zwecks Auffindung von Übereinstimmungen, sowie mit einer, zu diesem Zweck vorzunehmenden, Speicherung der Arbeit in einer Datenbank einverstanden.

Unterschrift:

Datum:

Inhaltsverzeichnis

Plagiatserklärung	iii
1 Einleitung und Motivation	1
2 Neutrinos	3
2.1 Wechselwirkung von Neutrinos mit Materie	4
2.2 Cherenkov-Strahlung	5
2.3 <i>IceCube</i> -Observatorium	6
3 Photomultiplier	9
3.1 Gain	10
3.2 Ladungsspektrum	11
3.3 Quanteneffizienz	12
3.4 Zeitliche Pulsparameter	13
3.5 Pulsarten	13
4 Charakterisierung des Photomultipliers vom Typ Hamamatsu R7081-02	15
4.1 Versuchsaufbau	15
4.2 Gain	16
4.2.1 Gain-Kalibrierung	17
4.2.2 Zentrum des PMTs	19
4.2.3 Gain-Rasterscan	20
4.3 Signallaufzeit und Transit Time Spread	21
4.4 Pulstypen	23
4.5 Quanteneffizienz	25
5 Zusammenfassung und Ausblick	29
Literatur	31

1 Einleitung und Motivation

Die Astroteilchenphysik ist ein relativ neuer, aber elementarer Bestandteil der Astrophysik. Sie verbindet grundlegende Fragestellungen der Teilchenphysik, Astrophysik und Kosmologie und bietet eine Grundlage, die kleinsten Bausteine der Materie mit den größten Strukturen im Universum in einem gemeinsamen Kontext zu verstehen.

Eine zentrale Rolle in der Astroteilchenphysik spielen die Neutrinos. Sie sind elektrisch neutrale Elementarteilchen und gehören der Gruppe der Leptonen an. Neben den Photonen sind Neutrinos die am häufigsten vorkommenden Elementarteilchen im Universum. Ein großer Vorteil der Neutrinoastronomie ist, dass Neutrinos nur einen sehr geringen Wechselwirkungsquerschnitt besitzen. Dies hat zur Folge, dass die Neutrinos fast ungestört aus den dichtesten und energiereichsten Regionen des Universums zur Erde gelangen können (z.B. aus dem Inneren einer Supernova oder aus der Nähe eines schwarzen Lochs).[1]

Der geringe Wechselwirkungsquerschnitt bedeutet jedoch auch, dass sie auf der Erde ebenfalls sehr selten mit der Materie wechselwirken. Um Neutrinos detektieren zu können, wurden spezialisierte Cherenkov-Detektoren mit besonders großem Detektorvolumen entwickelt. Diese bestehen aus einem dielektrischen, transparenten Medium, das bestenfalls in großen Mengen auf der Erde natürlich vorkommt (wie Wasser oder Eis), und Sensoren, die empfindlich für schwache Lichtimpulse sind. Wenn Neutrinos mit dem Medium wechselwirken, werden resultierende Sekundärteilchen (Elektronen, Myonen oder Tauonen) in dem Medium schneller beschleunigt, als das Licht in dem Medium. Dies verursacht einen Lichtimpuls, was auch als Cherenkov-Licht bezeichnet wird. Durch das Cherenkov-Licht können die Neutrinos indirekt detektiert werden.

Das *IceCube*-Neutrinoobservatorium ist der weltweit größte Cherenkov-Detektor und ist in der Antarktis stationiert. Es wurde 2011 vollständig in Betrieb genommen und liefert seitdem wertvolle Forschungsergebnisse für die Neutrinoastronomie. Die ersten Erfolge des Projektes sind zwei extragalaktische Neutrinos, die mit Energien im PeV-Bereich gemessen wurden. Die Nachweise wurden "Ernie" (gemessen im August 2011) und "Bert" (gemessen im Januar 2012) getauft und waren die ersten Neutrinos, die in diesem Energiebereich gemessen wurden [2].

IceCube hat ein Detektorvolumen von 1 km^3 Eis und besteht aus 86 Strängen mit insgesamt 5160 Photosensoren (die sogenannten DOMs - Digitale optische Module), die das Cherenkov-Licht der Sekundärteilchen aus Neutrino-Wechselwirkungen messen können.

Die DOMs beinhalten Photomultiplier Tubes (PMTs) des Typs Hamamatsu R7081-02, die zur Lichtdetektion verwendet werden. In dieser Bachelorarbeit wird ein Photomultiplier dieses Typs auf seine charakteristischen Eigenschaften genauer untersucht. [1]

Im Anschluss an dieses Kapitel wird zunächst der theoretische Hintergrund von Neutrinos (Abschnitt 2) und deren Wechselwirkungen mit Materie sowie der Messung von Neutrinos mittels der Cherenkov-Technik behandelt. Anschließend werden die allgemeinen Charakteristiken von Photomultipliern erläutert (Abschnitt 3).

Die charakteristischen Eigenschaften (Gain, TTS, Quanteneffizienz, etc.) werden anhand eines Rasterscans über die photosensitive Oberfläche analysiert. Damit lassen sich Aussagen über die Unterschiede im Messverhalten treffen, die die Funktionsweise des PMTs widerspiegeln.

Es wird zunächst eine Kalibrierung des PMTs auf den nominalen Gains vorgenommen (Abschnitt 4.2.1). Anschließend wird das Zentrum des PMTs herausgefunden, damit es für jede Raster-Messung einen klar definierten Referenzpunkt gibt (Abschnitt 4.2.2). Die erste Messgröße, die untersucht wird, ist der Gain. Dieser wird anhand eines Rasterscans analysiert (Abschnitt 4.2.3). Darauf werden zeitliche Parameter, wie die Signallaufzeit (*engl. TT - Transit Time*) und die Halbwertsbreite der TT (*engl. TTS - Transit Time Spread*) untersucht (Abschnitt 4.3). Im darauf folgenden Abschnitt werden verschiedene Pulstypen (frühe Pulse, späte Pulse und Afterpulsing) untersucht (Abschnitt 4.4). Zuletzt wird noch die Quanteneffizienz der Photokathode des PMTs für Licht mit den Wellenlängen $\lambda = 480 \text{ nm}$ und $\lambda = 620 \text{ nm}$ genauer betrachtet (Abschnitt 4.5).

2 Neutrinos

Neutrinos sind im Standardmodell Teil der Leptonen. Sie kommen in drei verschiedenen Arten (*engl. flavours*) vor: Das Elektron-Neutrino ν_e , das Myon-Neutrino ν_μ und das Tau-Neutrino ν_τ , sowie deren Antiteilchen $\bar{\nu}_e$, $\bar{\nu}_\mu$ und $\bar{\nu}_\tau$. Die Energie der Neutrinos hängt dabei von der Entstehungsart, bzw. -ort ab. Es gibt vier Neutrinoquellen, die für die Astroteilchenphysik besonders interessant sind:

1. **Atmosphärische Neutrinos**, die innerhalb der Erdatmosphäre durch Wechselwirkungen von Protonen mit kosmischer Strahlung entstehen. Diese Neutrinos sind für einen Großteil des Neutrino-Untergrundes verantwortlich. Atmosphärische Neutrinos decken ein breites Energiespektrum ab, das grob von einigen MeV bis zu mehreren PeV reicht. [1]
2. **Solare Neutrinos**, die durch Kernfusionsprozesse innerhalb der Sonne entstehen. Solare Neutrinos haben Energien, die typischerweise im Bereich von einigen MeV bis hin zu einigen GeV liegen[1].
3. **Supernovaneutrinos**, welche bei der sogenannten Deleptonisation entstehen, bei der Elektronen von Protonen unter sehr starkem Druck eingefangen werden, wodurch Neutronen und Elektron-Neutrinos entstehen. Zudem entstehen durch die immense Temperatur beim Kollaps des Sterns Elektron-Positron-Paare, die sehr schnell absorbiert werden und ein virtuelles Z^0 -Boson entstehen lassen. Dies zerfällt dann in Neutrino-Antineutrino-Paare in allen drei Neutrinoarten. Supernova-Neutrinos haben typischerweise Energien im niedrigen zweistelligen MeV-Bereich.[1]
4. **Hochenergetische galaktische und extragalaktische Neutrinos** ($\geq$ TeV-Bereich) werden aufgrund ihrer seltenen Wechselwirkung mit Materie nur selten detektiert und es gibt bisher nur Vermutungen über deren Herkunft. Die Detektion solcher Neutrinos würde jedoch direkt zu ihrer Quelle zeigen. Eine Theorie, wie solche Neutrinos beispielsweise entstehen könnten, ist ein Doppelsternsystem aus einem Pulsar und einem normalen Stern, die um einen gemeinsamen Masseschwerpunkt rotieren.

Der Theorie nach kann der Pulsar Protonen auf hohe Energien beschleunigen, welche dann in der Atmosphäre des Begleitsterns wechselwirken und hauptsächlich sekundäre Pionen erzeugen. Die neutralen π^0 zerfallen schnell in zwei γ -Quanten, weshalb das Objekt im γ -Spektrum beobachtet werden kann. Die geladenen $\pi^\pm$ erzeugen anschließend bei ihrem Zerfall eine große Menge an Myon-Neutrinos. Ist die Atmosphäre jedoch zu dicht, kann das Objekt nur noch durch die Neutrino-Strahlung beobachtet werden. Der Prozess ist schematisch in Abbildung 2.0.1 veranschaulicht.

Ein weiteres Beispiel für die hochenergetischen galaktischen Neutrinos sind sogenannte aktive galaktische Kerne (*engl. AGN - active galactic nuclei*).[1]

Besonders die zuletzt genannte Neutrinoquelle versucht das *IceCube*-Neutrino-Observatorium zu messen. Die Funktionsweise von IceCube wird in Abschnitt 2.3 genauer betrachtet. Um die Messung solcher Neutrinos verstehen zu können, muss zunächst die Wechselwirkung von Neutrinos mit Materie erläutert werden.

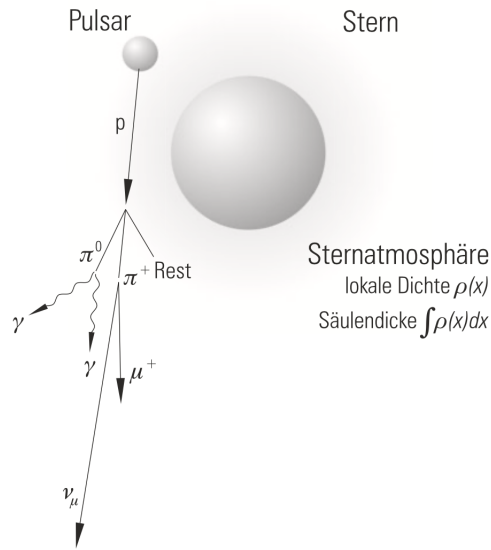


Abbildung 2.0.1: Darstellung von der Erzeugung hochenergetischer Neutrinos in einem Doppelsystem, bestehend aus einem Pulsar und einem gewöhnlichen Stern. Entnommen aus [1].

2.1 Wechselwirkung von Neutrinos mit Materie

Neutrinos haben eine sehr geringe Masse und unterliegen bei der Wechselwirkung mit Materie fast ausschließlich der schwachen Wechselwirkung. Obwohl sie aufgrund ihrer Masse der Gravitation unterliegen, spielt der Einfluss praktisch keine Rolle, da die Masse verschwindend gering ist ($m_{\text{Neutrino}} < 0,45 \text{ eV}$ [3]). Wechselwirkungen finden daher im Vergleich zu elektromagnetischen und starken Wechselwirkungen sehr selten statt. Das erlaubt es Neutrinos sehr weite Strecken zu wandern, ohne dass sie auf dem Weg wechselwirken, was sie zum wertvollen Informationsträger für sehr weit entfernte Ereignisse macht. Ein Nachteil des geringen Wirkungsquerschnitts ist, dass Neutrinos nur selten detektiert werden können. [4]

Bei der schwachen Wechselwirkung wird zwischen Prozessen über die geladenen Ströme und über die neutralen Ströme unterschieden. Wechselwirkungen über geladene Ströme finden unter Austausch von elektrisch geladenen $W^\pm$ -Bosonen statt. Ein Elementarteilchen koppelt über ein W -Boson an das Neutrino und beide Wechselwirkungspartner werden in andere Teilchen umgewandelt, wobei sich die elektrische Ladung um ± 1 ändert. Es ist auch möglich, dass ein Lepton-Antilepton-Paar entsteht. Die Wechselwirkung kann wie folgt dargestellt werden:

$$\begin{aligned}\nu_L + N &\rightarrow L^- + X \\ \bar{\nu}_L + N &\rightarrow L^+ + X\end{aligned}$$

Dabei beschreibt ν_L das Neutrino (bzw. $\bar{\nu}_L$ das Antineutrino) der Art $L \in (e, \mu, \tau)$ und N das mit dem Neutrino wechselwirkende Nukleon. Basierend auf der Art des Neutrinos entsteht bei der Wechselwirkung das korrespondierende Lepton L und mehrere Hadronen X .

Eine Wechselwirkung über neutrale Ströme findet über den Austausch eines elektrisch neutralen Z^0 -Boson statt. Bei der Wechselwirkung koppelt ein Elementarteilchen über das Z -Boson an das Neutrino. Die Neutrinoart bleibt in diesem Fall erhalten und der Prozess ist vergleichbar mit einem elastischen Stoß, der mit beliebigen Leptonen und Quarks stattfinden kann. Wenn dabei ausreichend Energie übertragen wird, kann eine Hadronisierung stattfinden. Die Reaktionsgleichung sieht wie

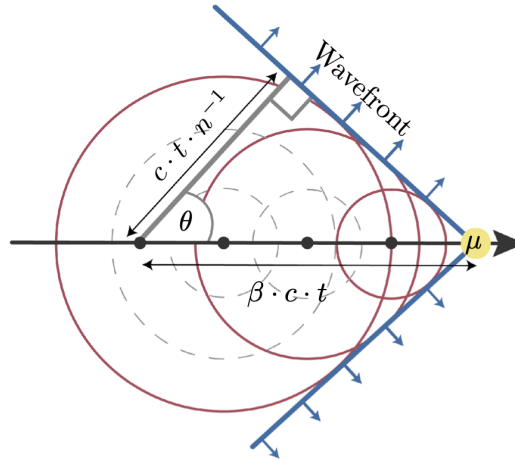


Abbildung 2.2.1: Darstellung eines Cherenkov-Kegels, der von einem Myon emittiert wird. Entnommen von [6].

folgt aus:

$$\nu_L + N \rightarrow \nu_L + X \quad (2.1.1)$$

$$\bar{\nu}_L + N \rightarrow \bar{\nu}_L + X \quad (2.1.2)$$

Der Unterschied zu Wechselwirkungen über die geladenen Ströme ist, dass das eingehende Neutrino ν_L (bzw. Antineutrino $\bar{\nu}_L$) erhalten bleibt.

Die bei beiden Prozessen entstehenden Hadronen können anschließend für die indirekte Messung der Neutrinos verwendet werden, da sie innerhalb eines Mediums Cherenkov-Strahlung erzeugen können. [5]

2.2 Cherenkov-Strahlung

Wenn geladene Leptonen sich durch ein dielektrisches Medium bewegen, können diese durch ihr elektrisches Feld das Medium polarisieren. Wenn die Elektronen des Interaktionsmediums sich anschließend wieder in ihre Ausgangslage bringen, entstehen elektromagnetische Wellen, welche destruktiv interferieren, wenn das primäre geladene Teilchen langsamer als die Phasengeschwindigkeit ist. Wenn das Teilchen jedoch schneller als das Licht in dem Medium ist, überlagern sich die Wellen konstruktiv in Phase und es entsteht eine Wellenfront, was eine kohärente Photonenemission bewirkt. Dieses Phänomen wird als der Cherenkov-Effekt oder die Cherenkov-Strahlung bezeichnet. Die Erzeugung von Cherenkov-Strahlung durch ein geladenes Teilchen ist schematisch in Abbildung 2.2.1 dargestellt. [4]

Bewegt sich ein Teilchen durch ein Medium mit dem Brechungsindex n , mit einer Geschwindigkeit v , die größer ist als die Lichtgeschwindigkeit in dem Medium

$$c_n = \frac{c_0}{n}$$

(c_0 : Vakuum-Lichtgeschwindigkeit), dann entsteht Cherenkov-Licht in Form eines Lichtkegels mit dem Öffnungswinkel

$$\theta_C = \arccos \left(\frac{c_0}{nv} \right) . \quad (2.2.1)$$

Der Öffnungswinkel beschreibt den Winkel zwischen der Ausbreitungsrichtung der Trajektorie des geladenen Teilchens. Mithilfe der Cherenkov-Strahlung lassen sich Rückschlüsse auf die Trajektorie und somit auf die Herkunft der Neutrinos ziehen.[1]

Die Strahlung kann dann beispielsweise mit Photomultipliern gemessen werden. Die Funktionsweise eines Photomultipliers wird in Abschnitt 3 erläutert.

Als Medium bietet es sich an, ein möglichst großes Volumen mit einem erhöhten Brechungsindex zu verwenden, das trotzdem transparent für Licht ist. Dafür bietet sich Wasser oder Eis gut an. Letzteres wird beim Neutrinoobservatorium IceCube verwendet, welches im folgenden Abschnitt behandelt wird.

2.3 IceCube-Observatorium

Das IceCube Neutrinoobservatorium ist ein internationales Forschungsprojekt, welches am Südpol installiert ist. Das Teleskop ist ein Hochenergie-Neutrino-Observatorium und nutzt den Cherenkov-Effekt als Detektionsprinzip. Es wurde 2010 fertiggestellt und löste den Vorgänger AMANDA (Antarctic Muon And Neutrino Detector Array) ab, der von 1997 bis 2009 Neutrinos gemessen hat. IceCube hat ein Detektorvolumen von circa 1 km^3 und besteht aus 86 Strängen mit insgesamt 5160 digitalen optischen Modulen (DOMs), die in einer Tiefe von 1450 m bis 2450 m ins Eis der Antarktis eingelassen sind (s. Abbildung 2.3.1). Bei einer Tiefe unterhalb von 1500 m ist der Druck so hoch ($\geq 150 \text{ bar}$), dass das Eis keine Blasen mehr bildet und somit einen sehr geringen optischen Untergrund hat [1].

Das Hauptziel des Projekts ist die indirekte Detektion von hochenergetischen Neutrinos, jedoch wird dort auch indirekt über die Neutrinoforschung nach dunkler Materie gesucht, die Neutrinooszillation erforscht und weitere Forschungsfelder der Astroteilchenphysik untersucht.

Im Zentrum des Detektors befinden sich zusätzliche Stränge, die als DeepCore bezeichnet werden. Deren Aufgabe ist es, Neutrinos mit niedriger Energie von ca. 10 GeV bis 100 GeV zu messen.

Die sich dort befindenden DOMs sind dort dichter beieinander, sodass niederenergetische Ereignisse, bei denen das Licht sich nicht weit ausbreitet, besser aufgelöst werden können.

An der Oberfläche, über den Strings im Eis, befinden sich IceTop, das, bestehend aus 162 Detektortanks, Teilchen an der Oberfläche messen soll. IceTop soll Myonen aus der Atmosphäre, detektieren, damit kontrolliert werden kann, ob die in IceCube gemessenen Myonen-Spuren tatsächlich aus Neutrinowechselwirkungen stammen. [5] Demnach werden nur die Ereignisse betrachtet die bereits im Eis starten.

Mit IceCube lassen sich sowohl Richtungsinformation, als auch die Energie der Neutrinos messen. Damit kann auf die Art der Neutrinos zurückgeschlossen werden. Dabei werden drei Muster bei der Detektion genauer untersucht, mithilfe derer auf die Art des Neutrinos rückgeschlossen werden kann: Der Pfad (*engl. track*), der Schauer (*engl. shower*) und der sogenannte Double Bang.

Pfade entstehen bei Durchqueren von hochenergetischen Myonen durch den Detektor, wobei entlang des Pfades Cherenkov-Strahlung emittiert wird. Die Wechselwirkung des Neutrinos hat dabei über die geladenen Ströme stattgefunden. Daran ist zu erkennen, dass es sich um ein Myon-Neutrino handeln muss. Es kann mit sehr hoher Genauigkeit auf die Richtung des Neutrinos rückgeschlossen werden, da das Myon und das Neutrino nur sehr geringe Abweichungen von der Richtung haben.

Wenn in dem Detektor ein Elektron-Neutrino über geladene Ströme wechselwirkt, verursachen Elektronen oder Positronen einen elektromagnetischen Schauer. Wechselwirkt das Neutrino jedoch über die neutralen Ströme, wird ein hadronischer Schauer ausgelöst. Durch einen Schauer kann die Energie eines Neutrinos bestimmt werden, jedoch nicht seine Richtung.

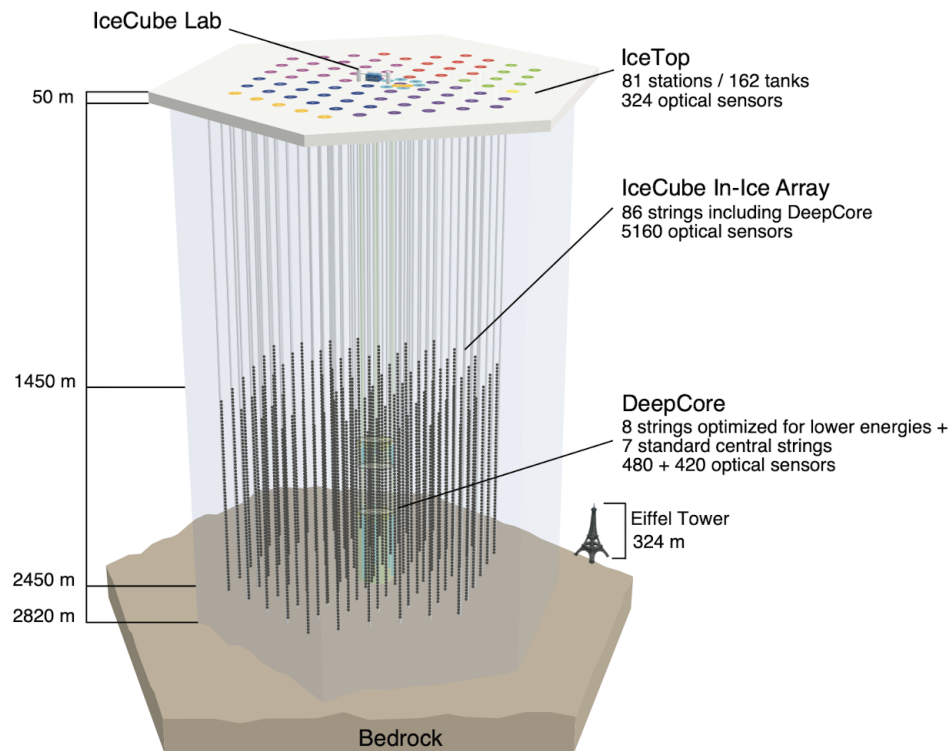


Abbildung 2.3.1: Schematischer Aufbau des IceCube Neutrino-Teleskops. Die verschiedenen Installationsphasen sind farblich markiert. Entnommen von [7].

Der Double Bang entsteht durch ein hochenergetisches Tau-Neutrino, das über die geladenen Ströme zu Tauonen zerfällt. Dieses zerfällt entweder über die schwache Wechselwirkung in ein Myon oder ein Elektron (bzw. Positron) und das zugehörige Neutrino, oder über die starke Wechselwirkung in geladene oder neutrale Pionen und ein Tau-Neutrino. Die Elektronen, Positronen oder Pionen verursachen wiederum einen elektromagnetischen- oder hadronischen Schauer, der über die Cherenkov-Strahlung detektiert werden kann.

In den verwendeten DOMs sind Photomultiplier verbaut, die die Cherenkov-Strahlung messen können. Ein Foto eines DOMs ist in Abbildung 2.3.2 sichtbar. In jedem DOM ist ein Photomultiplier des Typs Hamamatsu R7081-02 verbaut. Sie haben einen Durchmesser von 25 cm und sind nach unten gerichtet. Ein Photomultiplier dieser Art wird im Rahmen dieser Bachelorarbeit auf dessen Eigenschaften untersucht und charakterisiert (s. Abschnitt 4). Aufgrund des Erfolgs des Projektes ist für IceCube in Zukunft eine Verbesserung des Detektors namens IceCube Upgrade geplant. Es sollen sieben neue Strings in der Nähe von DeepCore hinzugefügt werden, die niedrige Energien ($< 10 \text{ GeV}$) noch besser auflösen können. Damit ist es möglich, die Neutrinooszillation besser zu erforschen und die von IceCube bereits erfassten Daten neu zu evaluieren.

Zusätzlich ist eine Erweiterung von IceCube geplant, die das Detektorvolumen auf 8 km^3 erweitern soll. Der Name der Erweiterung lautet IceCube-Gen2 und zielt darauf ab, Neutrinos mit hoher Energie messen zu können. Es ist geplant, 10000 neue Module zu installieren, die zur Zeit entwickelt werden und die Leistungsfähigkeit der DOM-Module übertreffen sollen.[1]



Abbildung 2.3.2: Bild eines zusammengebauten DOM. Auf der oberen Seite ist die Base zu sehen, die den Photomultiplier mit Spannung versorgt. Unten ist die gold reflektierende Photokathode des Photomultipliers sichtbar. Entnommen von [8].

3 Photomultiplier

Photomultiplier (PMTs) werden verwendet, um sehr schwache Lichtimpulse in der Größenordnung weniger einzelner Photonen zu messen. Die Funktionsweise basiert auf dem Photoelektrischen Effekt und der Vervielfältigung von erzeugten Photoelektronen durch das Anlegen von elektrischer Spannung an eine Elektrodenstruktur. Der typische Aufbau eines PMTs ist in Abbildung 3.0.1 zu sehen.

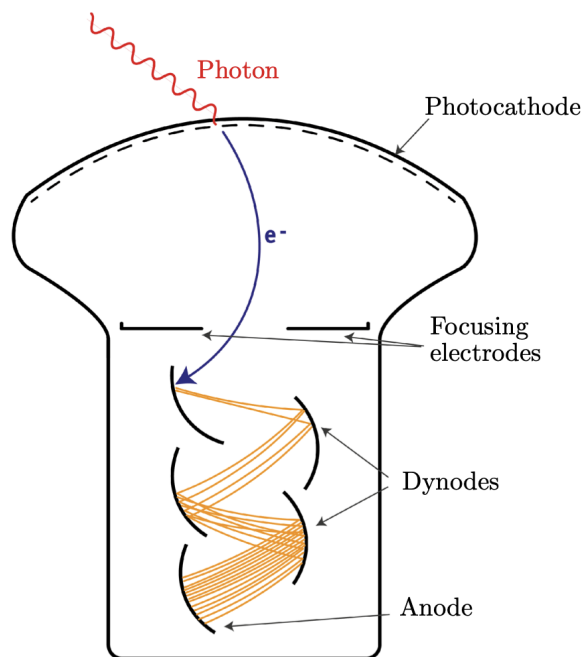


Abbildung 3.0.1: Schematische Darstellung eines Photomultipliers und dessen Funktionsweise. Entnommen von [6].

Der PMT besteht aus einer Photokathode, mehreren Dynoden und einer Anode. Die Photokathode ist eine dünne $\mathcal{O}(20\text{ nm})$, semitransparente Schicht aus photoempfindlichem Material, die sich auf der inneren Oberfläche des Eintrittsfensters befindet.

Die Detektion eines Photons in einem PMT beginnt damit, dass das eintreffende Photon in der Photokathode durch den photoelektrischen Effekt ein Photoelektron herauslöst. Das Photoelektron wird durch die angelegte Spannung an den Dynoden elektrostatisch in dessen Richtung beschleunigt. Damit möglichst viele Photoelektronen möglichst effizient zu der ersten Dynode gelangen, wird in der Regel eine fokussierende Elektrode vor die erste Dynode geschaltet. Sobald das Photoelektron auf einer der Dynoden eintrifft, löst es aus dem Dynodenmaterial weitere Sekundärelektronen, die anschließend zur jeweils nächsten Dynode beschleunigt werden. Diese Sekundärelektronen können bei den nächsten Dynoden sukzessiv weitere Sekundärelektronen herauslösen, sodass an der Anode schließlich eine Elektronenlawine messbar ist.

Die Vervielfachung der Sekundärelektronen wird durch den **Gain** charakterisiert. Eine übliche Größenordnung vom Gain beim Betrieb des PMTs ist $\sim 10^7$. Der Betrieb eines PMTs erfolgt über eine Baser, die die angelegte Spannung zwischen den Elektroden aufteilt.

Es gibt zwei Modi in dem ein PMT verwendet werden kann: Im **Pulsmodus** wird das analoge Signal über einen elektrischen Widerstand geleitet, wo ein Spannungsabfall gemessen werden kann. Damit können die Ausgangspulse bei niedriger Lichtintensität aufgelöst werden und die Ladung sowie die Zeit vom Eingang des Photons bis zur Detektion des Messsignals des **single-photon events** (SPE) können ausgelesen werden. Letzteres wird auch **Signallaufzeit** (engl.: *TT - Transit Time*) genannt. Die Signallaufzeit kann variieren, da die Photoelektronen verschiedene Wege von der Photokathode zur ersten Dynode einschlagen können und die Sekundärelektronen ebenfalls verschiedene Möglichkeiten haben, die folgenden Dynoden zu erreichen. Daher wird oft der **Transit Time Spread** (TTS) betrachtet, welcher meist durch die Standardabweichung oder das Full Width Half Maximum (FWHM) der TT-Verteilung ermittelt wird. Der TTS gibt also die intrinsische Zeitauflösung des PMTs für die Messzeit der Photonen an.

Bei höheren Lichtintensitäten können die Pulse jedoch überlappen und können nicht mehr unterschieden werden. Es ist meist sinnvoller, die Ladung direkt auszulesen und über ein Zeitfenster zu integrieren. Dieses Vorgehen nennt sich **Strom-Modus**. [5, 9]

3.1 Gain

Da die Vervielfachung der Photoelektronen statistisch verteilt ist, wird der Gain durch den Mittelwert der Vervielfachung mehrerer einzelner Photoelektronen wiedergegeben. Eine typische Größenordnung für den Gain ist $\sim 10^6$ bis 10^7 , bei angelegten Spannungen von 1000 V bis 1500 V. [9]

Die Sekundäremissionsrate δ , oder der Dynoden Gain, wird durch das Verhältnis der ausgehenden und der eingehenden Elektronen an der Dynode beschrieben. Sie ist von der Energie der eingehenden Elektronen, somit also von der zwischen den Dynoden angelegten Spannung ν , abhängig. Das Verhältnis lässt sich über die semi-empirische Formel

$$\delta = \frac{N_{out}}{N_{in}} = \alpha \cdot \nu^\beta \quad (3.1.1)$$

beschreiben, wobei α ein Proportionalitätsfaktor ist und $\beta < 1$ die Verluste der Dynode durch Struktur- und Materialabhängigkeit widerspiegelt. Die Verluste treten auf, da die Elektronen inelastisch streuen, einen Teil ihrer Energie verlieren, oder die Dynode verlassen ohne Sekundärelektronen zu produzieren. Für ein verlustfreies System wird also $\beta = 1$ angenommen und δ ist proportional zur Dynodenspannung ν . Der Gain G ist das Produkt von allen Dynoden Gains

$$G = \prod_{k=1}^n \delta_k = \prod_{k=1}^n \alpha_k \cdot \nu_k^{\beta_k} \quad , \quad (3.1.2)$$

wobei n die Anzahl der Dynoden ist. Der Gain ist also das Produkt aus der mittleren Vervielfältigung an jeder Dynode eines einzelnen Photoelektrons und ist gleich dem Verhältnis von der an der Anode gemessenen Elektronen und der Elementarladung eines einzelnen Photolektron (engl. *SPE $\hat{=}$ single photoelectron event*).

Die Spannung zwischen zwei Dynoden ν_k ist ein Teil der angelegten Gesamtspannung V , die über einen Spannungsteiler zwischen der Photokathode und der Anode angelegt ist. Das Spannungsverhältnis der Elektroden im Photomultiplier sei

$$r_0 : r_1 : \dots : r_{n-1} : r_n \quad , \quad (3.1.3)$$

dann sind die Spannungen für die Dynoden durch $\nu_k = \frac{r_k \cdot V}{\sum_{i=0}^n r_i}$ gegeben. Der Gain kann also wie folgt vereinfacht werden:

$$G = \prod_{k=1}^n \alpha_k \left(\frac{r_k \cdot V}{\sum_{i=0}^n r_i} \right)^{\beta_k} = a \cdot V^b \quad (3.1.4)$$

3.2 Ladungsspektrum

Die Anzahl der an der Anode gemessenen Sekundärelektronen nach der Multiplikation eines SPE ist nicht konstant, sondern eine statistische Verteilung. Die Verteilung wird gemessen, indem der PMT im Pulsmodus betrieben wird und im Takt mit einer gepulsten Lichtquelle triggert. Das gemessene Signal wird dann über einen Zeitraum integriert, in dem das Signal erwartet wird. Da die erzeugten Photoelektronen Poisson-verteilt sind, wird in dem Integrationsfenster entweder kein Puls oder nur ein Teil des Pulses gemessen.

Wird in dem Intervall kein Puls gemessen, wird nur über den Untergrund integriert, was in dem Ladungsspektrum als der sogenannte *Pedestal* oder 0 PE-Peak zu sehen ist (s. Abb. 3.2.1). Der Pedestal zeigt also die Anzahl der gemessenen Ereignisse mit wenig bis gar keiner Ladung an.

Wird ein Photon gemessen, wird die Ladung der Wellenform durch die Verteilung $S_1(q)$, rechts neben dem Pedestal, beschrieben. Analog sind die Ereignisse, wo n Photoelektronen aus der Photokathode gelöst und anschließend gemessen wurden, durch die Verteilung $S_n(q)$ beschreibbar, welche mit steigender Anzahl an gemessenen Photoelektronen eine höhere Ladung und eine breitere Verteilung hat. Die n -PE Verteilung $S_n(q)$ ist dabei die Faltung von n SPE Verteilungen:

$$S_n(q) = S_1(q) * S_{n-1}(q) \quad (3.2.1)$$

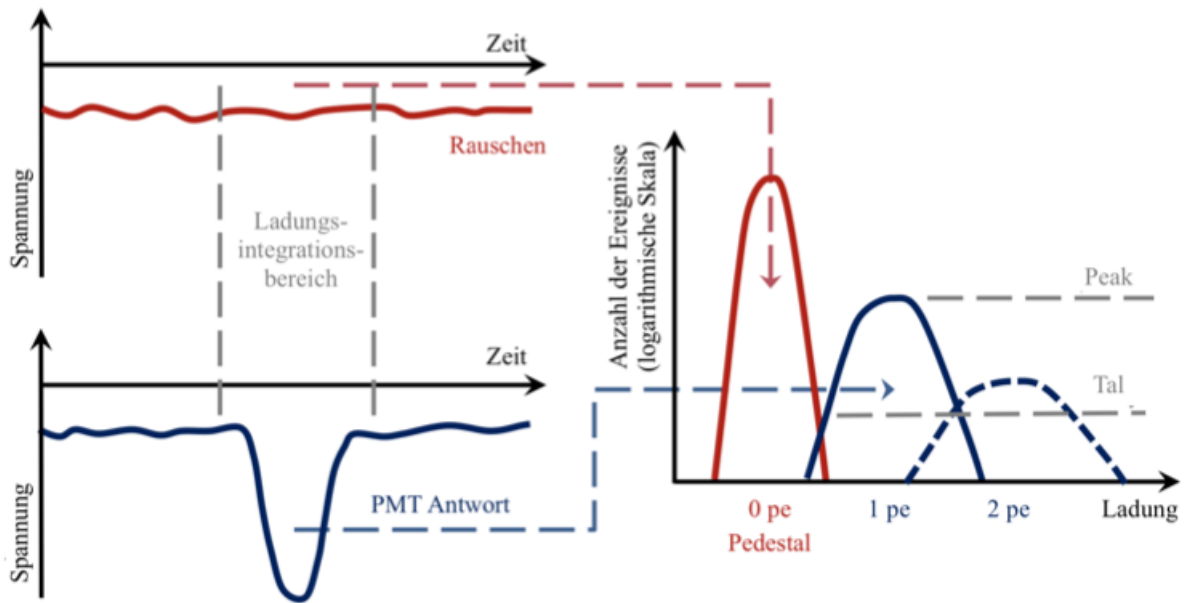


Abbildung 3.2.1: Skizzierte Darstellung der Integration des Ausgangssignals in einem festen Zeitfenster und das daraus resultierende Ladungsspektrum. Dabei folgt das Pedestal aus der Integration des Rauschens und die weiteren Peaks aus der Integration des Hauptsignals. Entnommen aus [5], übersetzt und modifiziert.

Die Position der Peaks entspricht der mittleren Ladung, die an der Anode für die jeweilige Anzahl an Photoelektronen gemessen wird. Die Breite der Peaks beschreibt für die jeweilige Anzahl an Photoelektronen, wie viele Sekundärelektronen im Elektronenmultipliziersystem entstanden sind. Wenn an der ersten Dynode die Sekundärelektronenemission groß und die Sammeleffizienz nahezu 100 % ist, können die Ladungspeaks durch Gaußverteilungen beschrieben werden [10]. Für die Ladung q und die Anzahl an Primärelektronen N ist die Gaußverteilung durch

$$G_N(q) = \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi N}} \exp \left(-\frac{(q - NQ_1)^2}{2N\sigma_1^2} \right) \quad (3.2.2)$$

gegeben. Dabei ist σ_1 die Standardabweichung und Q_1 die Ladung des 1-PE Peaks. Für $N \rightarrow 0$ beschreibt die Gleichung die Verteilung des Pedestals in Form eines Deltapeaks.

Der Gain kann anhand des Ladungsspektrums berechnet werden, indem die Differenz zwischen der Position des 1-PE Peaks Q_1 und des Pedestals Q_0 betrachtet wird:

$$G = \frac{Q_1 - Q_0}{e} \quad (3.2.3)$$

Dabei ist e die Elementarladung eines Elektrons.

3.3 Quanteneffizienz

Die Quanteneffizienz beschreibt das Verhältnis von der Anzahl der aus der Photokathode herausgelösten Photoelektronen N_e zu der Anzahl der insgesamt eingehenden Photonen N_γ :

$$QE = \frac{N_e}{N_\gamma} \quad (3.3.1)$$

Sie ist abhängig von der Dicke und dem Material der Photokathode, sowie von der Wellenlänge der eingehenden Photonen [9].

Damit ein Elektron via des photoelektrischen Effekts aus der Photokathode herausgelöst werden kann, muss das Photon eine ausreichend hohe Energie haben. In Abbildung 3.4.1 ist der Prozess des Herauslösens eines Elektrons aus einer Multialkaliphotokathode (K-Cs-Sb) abgebildet.

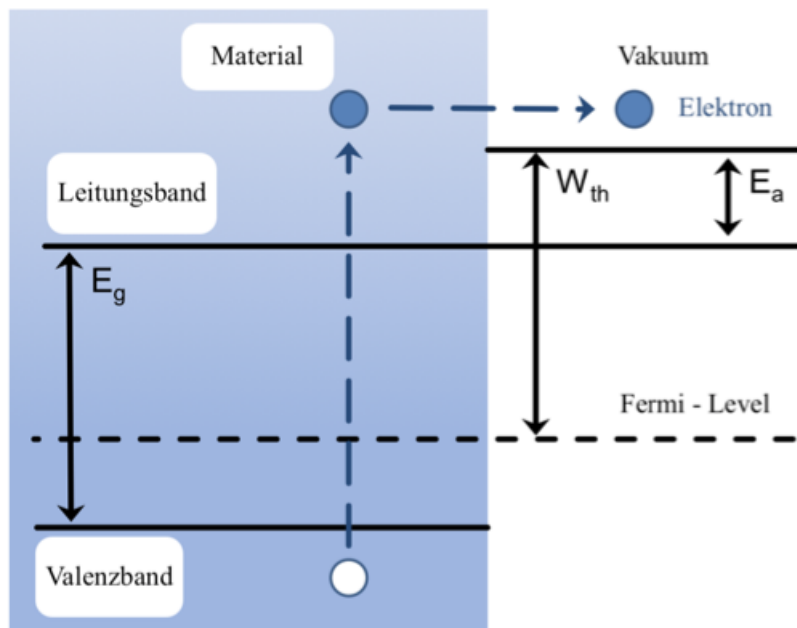


Abbildung 3.3.1: Bändermodell einer Alkaliphotokathode mit der Bandlücke E_g , der Elektronenaffinität E_a und der Austrittsarbeit W_{th} . Entnommen aus [5], übersetzt und modifiziert.

Im Idealfall ist der PMT im Inneren vollständig evakuiert. Damit das Elektron vom Valenzband ins Vakuum angeregt werden kann, muss die Energie des Photons E_γ größer sein als die Summe aus der Bandlückenenergie E_g und der Elektronenaffinität E_a . Wenn das Elektron nach dem Austritt aus der Oberfläche der Kathode noch ausreichend Energie besitzt, wird es ins Vakuum emittiert. [5]

3.4 Zeitliche Pulsparameter

Wenn von einem PMT im Pulsmodus ein Signal gemessen wird, dann ist der Zeitpunkt, an dem der Puls eingeht, nicht exakt, sondern gleicht einer Gaußverteilung. Die Antwort eines PMTs auf ein Signal einer gepulsten Lichtquelle ist in der folgenden Abbildung gezeigt.

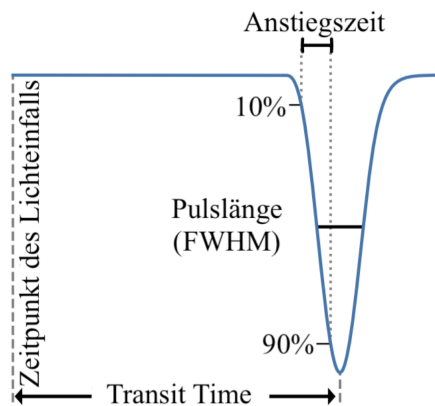


Abbildung 3.4.1: Schematische Darstellung der Antwort eines PMTs auf ein gepulstes Lichtsignal. Die charakteristischen Eigenschaften der Antwort sind gekennzeichnet. Entnommen aus [6], übersetzt und modifiziert.

Die Signallaufzeit (*engl. TT - Transit Time*) beschreibt die Zeit vom Zeitpunkt der Emission des primären Elektrons aus der Photokathode bis zur Detektion der Sekundärelektronen an der Anode.

Die Antwortfunktion des PMTs auf Lichtimpulse verhält sich gemäß einer Gaußverteilung. Dies liegt daran, dass sowohl die Primär- als auch die Sekundärelektronen auf dem Weg zur Anode verschiedene Pfade einschlagen können. Es kommt vor, dass sowohl die Primär- als auch die Sekundärelektronen Dynoden überspringen oder aus der Dynode keine weiteren Sekundärelektronen herauslösen.

Die Abweichungen der TT werden auch als transit time spread (*engl. TTS - Transit Time Spread*) bezeichnet. Um den TTS zu bestimmen, wird die Standardabweichung σ der Gaußverteilung, oder das *FWHM* (*Full Width Half Maximum*) verwendet. Das FWHM ist gegeben durch

$$FWHM = 2\sqrt{2 \ln(2)}\sigma \quad . \quad (3.4.1)$$

Zusätzlich ist bei dem Puls interessant, wie schnell das Signal ansteigt und abfällt. Die Anstiegszeit beschreibt die Zeit, bei der der Puls von 10% auf 90% des Maximums des Anodenstroms steigt. Analog beschreibt die Abklingzeit die Zeitspanne, in der der Puls von 90% auf 10% des Maximums des Anodenstroms abfällt.

3.5 Pulsarten

Wenn aus der Photokathode ein Photoelektron herausgelöst wird und in dem Elektronenmultipliziersystem vervielfältigt wird, wird ein Hauptpuls gemessen. Es kann jedoch auch passieren, dass frühe Pulse, verzögerte Pulse oder Afterpulsing auftreten.

Frühe Pulse entstehen, wenn eingehende Photonen die Photokathode passieren, ohne ein Photoelektron herauszulösen und stattdessen in der ersten Dynode ein primäres Photoelektron erzeugen. Dieses kann zwar ebenfalls im Dynodensystem weitere Sekundärelektronen erzeugen, jedoch fällt die Vervielfältigung deutlich geringer aus, da die Vervielfältigung an der ersten Dynode nicht stattgefunden hat. Da das eingehende Photon schneller die erste Dynode erreicht, als das Photoelektron

aus der Kathode, wird der Puls einige Nanosekunden vor dem Hauptpuls gemessen. Beim Hamamatsu R7081-02 treten frühe Pulse in der Zeitspanne zwischen 10 ns – 100 ns vor dem Hauptpuls auf [11].

Späte Pulse treten auf, wenn das primäre Photoelektron aus der Photokathode an der ersten Dynode elastisch zurückgestreut wird. Dies hat zur Folge, dass an der ersten Dynode keine Sekundärelektronen entstehen und somit kein Hauptpuls zur regulären TT entsteht. Aufgrund des elektrischen Feldes zwischen der Photokathode und der ersten Dynode wird das Elektron jedoch wieder zur ersten Dynode gelenkt und erzeugt einen Puls, der einige Nanosekunden später als der Hauptpuls eintrifft. Beim Hamamatsu R7081-02 treten späte Pulse in der Zeitspanne zwischen 25 ns – 100 ns nach dem Hauptpuls auf [11].

Afterpulsing beschreibt das Phänomen, dass nach einem regulären Hauptpuls noch weitere Pulse gemessen werden. Es wird beim Afterpulsing zwischen frühem und spätem Afterpulsing (bzw. Afterpulsing I und II) unterschieden. Frühes Afterpulsing oder Afterpulsing I tritt analog zu späten Pulsen auf, wenn ein Photoelektron an der ersten Dynode elastisch zurückgestreut wird und im Anschluss durch das elektrische Feld zwischen der Photokathode und der ersten Dynode wieder zur ersten Dynode beschleunigt wird. Der Unterschied ist jedoch, dass bei Afterpulsing I dennoch Sekundärelektronen aus der ersten Dynode gelöst werden und ein Hauptpuls messbar ist. Afterpulsing I tritt in derselben Zeitspanne nach dem Hauptpuls auf, wie späte Pulse.

Im Idealfall herrscht in einem PMT ein perfektes Vakuum. Da dies in einem realen PMT jedoch nicht der Fall ist, gibt es dort immer einen gewissen Anteil an Restgasatomen, wie Helium. Spätes Afterpulsing oder Afterpulsing II tritt auf, wenn ein primäres Photoelektron auf dem Weg zum Elektronenmultipliziersystem ein Gasatom ionisiert. Da dieses anschließend positiv geladen ist, bewegt es sich zur negativ geladenen Photokathode, während das primäre Photoelektron einen Hauptpuls auslöst. Sobald das ionisierte Gasatom auf die Photokathode trifft, werden dort weitere Photoelektronen herausgelöst, was in einem weiteren Puls resultiert. Da das ionisierte Atom deutlich schwerer ist, als das primäre Elektron, tritt das Afterpulsing II deutlich nach dem Hauptpuls auf. Die Zeitspanne für Afterpulsing II für den Hamamatsu R7081-02 ist 100 ns – 16 μ s nach dem Hauptpuls auf [11].

4 Charakterisierung des Photomultipliers vom Typ Hamamatsu R7081-02

4.1 Versuchsaufbau

Der Messaufbau zielt darauf ab, den Photomultiplier (PMT) über die gesamte Oberfläche mit einer LED abzuscanen. Der Versuchsaufbau für die Messungen im Pulsmodus ist in Abbildung 4.1.1 schematisch dargestellt und wurde im Jahr 2021 von M. A. Unland Elorrieta entwickelt (siehe [12], Seite 2). Der PMT befindet sich in einer 3D-gedruckten Fassung, welche auf einer Kanya-Schiene montiert ist. Der PMT wurde in ein System aus Helmholtzspulen aufgestellt, das in alle Raumrichtungen das Magnetfeld der Erde neutralisiert. Über eine Base wird der PMT von einem Hochspannungsgenerator¹ mit Spannung versorgt und die Base teilt die Spannung zwischen den Elektroden auf, sodass ein Verhältnis gemäß Abbildung 4.1.2 besteht. Über die Base wird dann das vom PMT aufgenommene Signal an ein Oszilloskop² geleitet, wo das Signal dann als Wellenform analysiert wird.

Als Lichtquelle wird eine LED³ verwendet, die von einem Pulsgenerator⁴ extern getriggert wird. Der Pulsgenerator ist ebenfalls an das Oszilloskop gekoppelt, damit der Zeitpunkt des Lichtimpulses als Referenz für den Zeitpunkt des Messsignals vom PMT verwendet werden kann.

Das Lichtsignal wird über eine optische Faser in die Dunkelkammer geleitet, in der es mit einem Kollimator⁵ an ein Kanya-Profil befestigt und frontal auf den PMT gerichtet ist. Das Kanya-Profil lässt sich über einen Motor in alle Raumrichtungen bewegen. Der Motor ist auf derselben Kanya-Schiene wie der PMT montiert, um eine möglichst genaue Position der optischen Faser relativ zum PMT zu gewährleisten. Der Pulsgenerator und die LED werden so eingestellt, dass in bestimmten Zeitabständen einzelne Photonen auf den PMT gestrahlt werden.

Der Pulsgenerator ist ebenfalls an das Picoscope gekoppelt, damit die Zeit des Lichtpulses mit der Zeit der Messung der Elektronenlawine an der Anode verglichen werden kann.

Im Pulsmodus werden zwei verschiedene Messungen gemacht: Um den Gain zu messen, werden Wellenformen in einer Spanne von 200 ns (ab dem Lichtimpuls) untersucht, da bei dieser Messung lediglich der Hauptpuls interessant ist. Es werden insgesamt 6347 Messpunkte mit dem Motor angefahren und pro Messpunkt werden 40000 Wellenformen aufgenommen. Die Lichtintensität der LED ist so eingestellt, dass pro Lichtpuls durchschnittlich 0,7 PE resultieren, da für diesen Wert die Datenfits der SPE-Spektren besonders gut funktionieren.

Für die Analyse der relativen Transit Time⁶, dem Transit Time Spread, von frühen Pulsen, späten Pulsen und Afterpulsing (I und II) wird eine separate Messung durchgeführt. Es werden 186 Positionen vom Motor angefahren, bei denen jeweils 250.000 Wellenformen aufgenommen werden. Für

¹ISEG NHQ 224M betrieben über eine CAEN NIM8306-Spannungsversorgung

²PicoScope® 6404C

³PicoQuant PLS-8-2-719, betrieben von einem PicoQuant PDL 800-B

⁴RIGOL DG1032Z

⁵Schäfter & Kirchhoff 60FC-SMA-0-A7.5-01

⁶relativ zur Transit Time im Mittelpunkt des PMTs

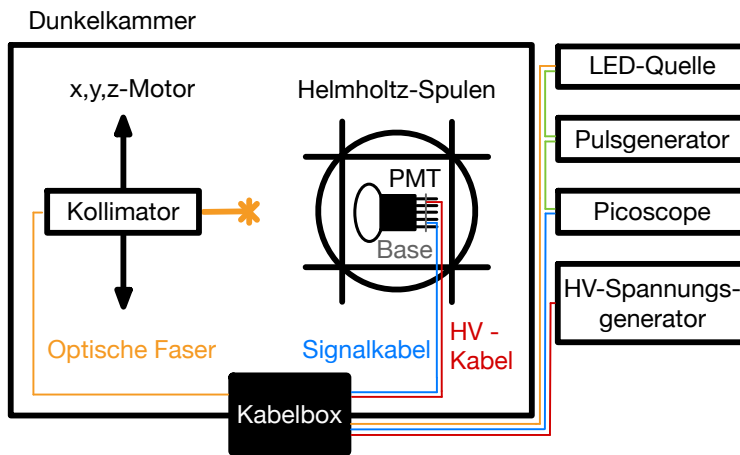


Abbildung 4.1.1: Schematische Darstellung des Messaufbaus, der für die Messungen im Pulsmodus genutzt wurde.

Elektrode	K	Dy1	F2	F1	F3	Dy2	Dy3	Dy4	Dy5	Dy6	Dy7	Dy8	Dy9	Dy10	A
Verhältnis	16,8	0	0,6	0	3,4	5	3,33	1,67	1	1,2	1,5	2,2	3	2,4	

Abbildung 4.1.2: Spannungsverhältnis der im PMT angeschlossenen Elektroden. K: Kathode, F: Fokussierende Elektrode, Dy: Dynode, A: Anode. Entnommen aus [11], modifiziert und übersetzt.

jede Wellenform wird ein Zeitfenster von $20 \mu\text{s}$ gemessen, um auch spätes Afterpulsing messen zu können⁷. Die Lichtintensität der LED wird so eingestellt, dass im Mittel 0,1 PE resultieren, damit einzelne Photonen gemessen werden, da dies die Auswertung erleichtert.

Da der PMT zu groß ist, um ihn mit dem Motor alleine abscannen zu können, musste die optische Faser an eine Erweiterung montiert werden und der PMT wurde in Quadranten unterteilt, die jeweils einzeln gescannt wurden. Zum Vergleich der Messergebnisse wird bei jedem Quadranten ein Bereich, mit der Breite des Abstands von zwei Messpunkten überlappend, in den nächsten Quadranten gemessen.

Die Konstruktion ist in Abbildung 4.1.3 sichtbar. Die Erweiterung der Diode besteht aus einer Erweiterung in x -Richtung und einer Erweiterung in y -Richtung. Diese Erweiterung wurde für jedes Viertel angepasst: Unten wurde nur die x -Erweiterung an die rechte oder linke Seite montiert. Oben: Sowohl die x - als auch die y -Erweiterung wurden verwendet.

4.2 Gain

Die erste Größe, die bei dem Photomultiplier untersucht wird, ist der Gain. Bevor jedoch mit der Messung begonnen wurde, musste der PMT zunächst für seinen nominalen Gain kalibriert werden, um die Arbeitsspannung herauszufinden. Der nominale Gain beschreibt die vom Hersteller empfohlene Vervielfachung der Photoelektronen, mit der möglichst gute Messergebnisse erzielt werden können. Für den DOM PMT R7081-02 muss die Spannung so angelegt werden, dass im Zentrum des PMTs ein mittlerer Gain von $G_{\text{Nominal}} = 10^7$ [11] gemessen wird.

⁷ Afterpulsing tritt laut Hersteller bis zu $16 \mu\text{s}$ nach dem Hauptpuls auf. Das Zeitfenster $16 \mu\text{s} - 20 \mu\text{s}$ dient zur Erfassung der Dunkelrate

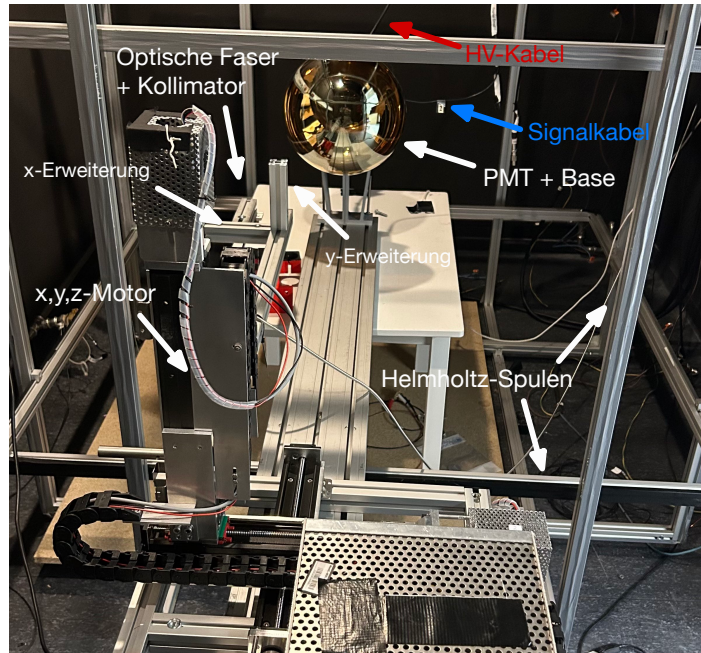


Abbildung 4.1.3: Fotografie des Messaufbaus. In dem Foto ist die Erweiterung so montiert, dass das Viertel unten-links gescannt werden kann.

4.2.1 Gain-Kalibrierung

Um die Versorgungsspannung für den nominalen Gain herauszufinden, wurde der Aufbau im Pulsmodus verwendet und die optische Faser wurde auf die ungefähre Mitte des PMTs gerichtet. Die Entfernung der optischen Faser zum PMT ist für die Messung ebenfalls wichtig, da die LED trotz des Kollimators nicht vollständig kollimiert ist. In Abbildung 4.2.1 ist das Full Width Half Maximum (FWHM) des Lichtstrahls aus dem Kollimator in Relation zur Entfernung des Kollimators zum Messgerät. Für eine möglichst hohe Auflösung des Rasterscans wird eine Entfernung von ca. 60 mm vom Kollimator zum PMT gewählt, welche während der Messung durch Distanzkorrekturen des Motors konstant gehalten wird.

Anschließend wurde das SPE-Spektrum bei variierender Spannung am PMT gemessen. Mithilfe von Formel (3.2.3) kann der Gain aus dem jeweiligen SPE-Spektrum bestimmt werden. Wenn der Gain gegen die Spannung im $\log_{10}$ aufgetragen wird, lässt sich ein linearer Zusammenhang beobachten. Wenn an diesem linearen Zusammenhang ein Datenfit vorgenommen wird, ergibt sich die Gerade aus Abbildung 4.2.2.

Es ist dabei zu beachten, dass der Geradenfit nur aussagekräftig ist, wenn auch der Fit des SPE-Spektrums funktioniert. Die Daten, die bei hohen Spannungen am PMT (> 1550 V) gemessen wurden und der Datenpunkt für 1200 V wurden aus diesem Grund nicht für den Geradenfit berücksichtigt. Mithilfe der Fitparameter der Gerade lässt sich eine Arbeitsspannung von

$$U_{\text{Nominal}} = (1389,07 \pm 0,11) \text{ V} \quad (4.2.1)$$

für einen Gain von $G = 10^7$ berechnen. Laut Herstellerangaben ist die Arbeitsspannung $U = 1500$ V [11] für einen Gain von $G = 10^7$. Der Wert ist deutlich höher als der Wert, der aus der Kalibrierung resultiert.

In Abschnitt 4.2.3 zeigt sich, dass der tatsächliche Gain im Zentrum geringer ist als 10^7 . Dies legt nahe, dass die Arbeitsspannung für die Gain-Messung zu niedrig eingestellt ist und dass die für die Gainkalibrierung gemessenen SPE-Spektren eine zu hohe Ladung vorweisen. Die Ursache für den systematischen Fehler bei der Gainkalibrierung konnte nicht gefunden werden.

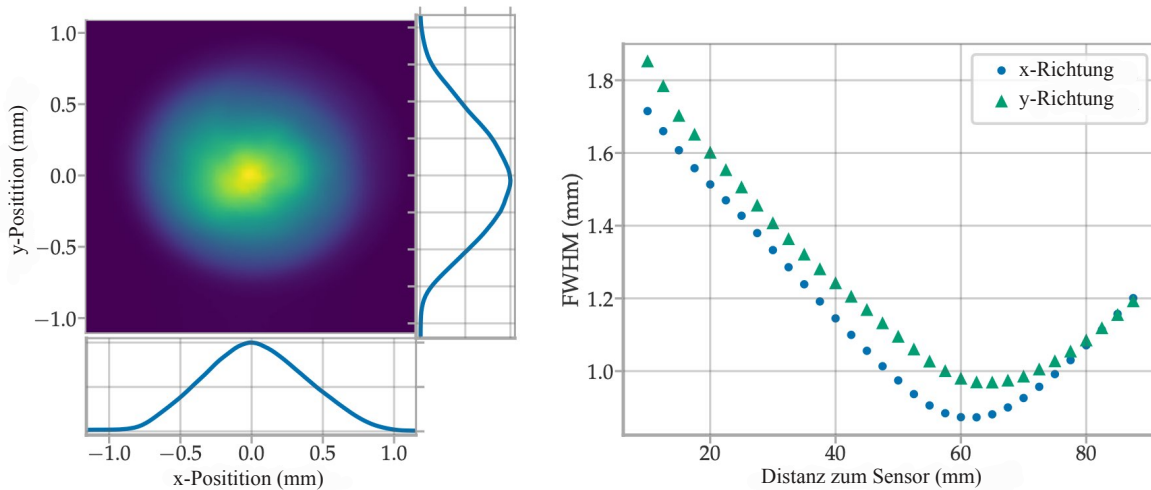


Abbildung 4.2.1: Links: Bild des Lichtstrahls der LED in einer Entfernung von 60 mm zum Kollimator. Die Randprofile in x - und y -Richtung werden als Maß für den Strahldurchmesser verwendet. Die Farbskala der Darstellung ist in willkürlichen Einheiten angegeben, linear und der Übersichtlichkeit halber weggelassen. Rechts: Full-Width-Half-Maximum (FWHM) des Lichtstrahls in x - und y -Richtung gegen die Entfernung zum Kollimator. Entnommen von [13], Seite 79, modifiziert und übersetzt.

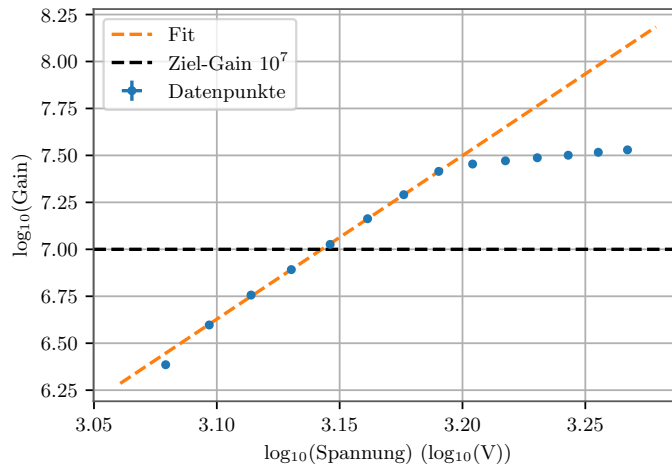


Abbildung 4.2.2: Die Gain-Kalibrierungskurve, bei der der $\log_{10}$ vom Gain gegen den $\log_{10}$ der Spannung aufgetragen ist. Die Schwarze Linie kennzeichnet den nominalen Gain von $G = 10^7$ (im $\log_{10}$ bei $y=7$).

Der Gain wird mit der Annahme berechnet, dass die SPE-Antwort gaußförmig ist. Da die Ladung aus einer Multiplikation mehrerer Poisson-Verteilungen erzeugt wird, ist die Verteilung ausschließlich positiv und asymmetrisch. Daher gibt es eine Verzerrung des tatsächlichen Gainwertes (siehe [13], Seite 53-55). Daher wurde die nominale Spannung angepasst, sodass eine Spannung von

$$U_{\text{Nominal}} = 1393 \text{ V} \quad (4.2.2)$$

an den PMT angelegt wird.

4.2.2 Zentrum des PMTs

Der PMT und der Scanner-Motor befinden sich beide auf derselben Kanya-Profil. Die relative Position des PMTs zu dem Motor ändert sich demnach während der Messung nicht. Während der Messung soll der Abstand der optischen Faser, wie oben schon erwähnt, immer ca. 60 mm zum PMT betragen. Dafür wurde ein Krümmungsprofil des PMTs geladen, das dafür sorgt, dass die Distanz der optischen Faser zum PMT für jeden Messpunkt korrigiert wird.

Damit das Krümmungsprofil jedoch korrekt funktionieren kann, muss das Zentrum des PMTs bekannt sein. Obwohl die Position des Motors und des PMTs konstant ist, kann es beim Einsetzen des PMTs in seine Fassung geringe Abweichungen geben. Es ist also notwendig, das Zentrum vor der Messung zu ermitteln.

Um den Mittelpunkt zu ermitteln, sind unter 12 verschiedenen Winkeln ($\phi = 0 - 330$ in 30-Schritten) die Intensitäten entlang der Radialkoordinate R gemessen worden. Anschließend wurden 10-mal zufällig Punkte zwischen dem Minimum und der Hälfte des Maximums der Intensität vom Intensitätsprofil gewählt und ein Kreisfit mit der Fitfunktion

$$f(x_c, y_c) = \sqrt{(x - x_c)^2 + (y - y_c)^2} - R \quad (4.2.3)$$

an die Datenpunkte angelegt, wobei x , y und R die jeweiligen Koordinaten des Messpunktes sind und x_c und y_c die zu ermittelnden Koordinaten der Mitte sind.

Der Kreis-Fit ist zusammen mit einem beispielhaften Intensitätsprofil für den Winkel $\phi = 180$ in Abbildung 4.2.3 dargestellt. Die rot eingezeichnete Linie ist ein Kreisfit und das rote Kreuz in der linken Abbildung stellt die ermittelte Mitte dar.

Der DOM PMT R7081-02 hat nach Herstellerangaben einen Radius von $R_{PMT} = (126,5 \pm 2,5)$ mm, jedoch hat die photosensitive Fläche einen Radius von *mindestens* $R_{Kathode} = (110 \pm 2)$ mm [11]. Die Intensitäten wurden in dem Bereich von $R_{\min} = R_{PMT} - 20$ mm bis $R_{\max} = R_{PMT} + 5$ mm untersucht, damit der Abfall der Intensität garantiert in dem untersuchten Intervall ist.

In Abbildung 4.2.3 lässt sich beobachten, dass die Intensität, die der PMT misst, bei deutlich

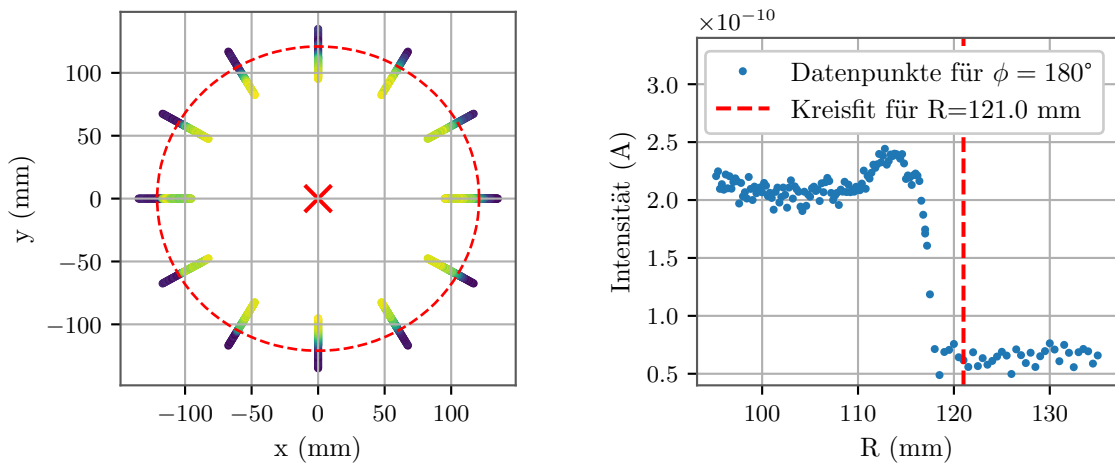


Abbildung 4.2.3: Links: Kreisfit der Intensitätsprofile für die verschiedenen Winkel. Farblich markiert ist die Intensität der Intensitätsprofile (zwecks der Übersichtlichkeit wurde auf die Farbskala verzichtet). Die rot gestrichelte Linie zeigt den Kreisfit für den Radius $R = 119,4$ mm und das rote Kreuz zeigt die durch den Fit ermittelte Mitte. **Rechts:** Intensitätsprofil in Abhängigkeit zum Entfernung zur vermuteten Mitte R für den Winkel $\phi = 180$. Die Intensitätsskala ist für alle Intensitätsprofile gleich.

kleineren Radien abfällt, als der vom Hersteller angegebene Radius $R_{\text{PMT}} = 126 \text{ mm}$ [11]. Das lässt sich darüber erklären, dass eingehende Photonen in der Nähe von $R = R_{\text{PMT}}$ in einem ungünstigen Winkel auf die Photokathode eintreffen, um die primären Photoelektronen zur ersten Dynode zu beschleunigen.

Im Folgenden werden die ermittelten Koordinaten für die Mitte des PMTs als Referenzpunkt für sämtliche kartesischen Koordinatensysteme für die Messungen im Pulsmodus als

$$x_0 = (0,00 \pm 0,30) \text{ mm} \quad (4.2.4)$$

$$y_0 = (0,00 \pm 0,12) \text{ mm} \quad (4.2.5)$$

verwendet.

4.2.3 Gain-Rasterscan

Die in Kapitel 4.2.1 und 4.2.2 durchgeführten Kalibrierungen werden in diesem Abschnitt nun verwendet, um einen Rasterscan über die Oberfläche des PMTs durchzuführen und für jeden Pixel den Gain auszuwerten. In Abbildung 4.2.4 ist der vollständige Scan des PMTs (der Gain ist farblich markiert) und der Gain gegen den Radius zu sehen. Dabei wurde sowohl in x - als auch y -Richtung alle 3 mm eine Position (insgesamt 6347 Positionen) gemessen. Dieser Abstand wurde gewählt, damit die Messung des PMTs mit vier Tagen Messzeit relativ kurz gehalten wird und die räumliche Auflösung trotzdem hinreichend gut ist. Pro Pixel wurden 40000 Wellenformen aufgenommen. Es ist zu beachten, dass jeweils immer nur ein Quadrant des PMTs gemessen werden konnte. Zwischen benachbarten Quadranten wurde ein Überlappungsbereich, mit einer Breite von 3 mm (einen Datenpunkt breit), berücksichtigt, sodass die Messergebnisse direkt miteinander verglichen werden können.

Im oben-rechten Quadranten des Scans ist eine Verschiebung von 3 mm in die positive x -Richtung zu beobachten. Die Verschiebung entspricht exakt einem Datenpunkt und ist wahrscheinlich auf einen systematischen Fehler zurückzuführen. In den folgenden Scans (TT, TTS, Pulstypen und Quanteneffizienz) ist dieselbe Verschiebung von einem Datenpunkt-Abstand in positive x -Richtung zu sehen, unabhängig davon, wie groß der Abstand der Datenpunkte ist. Dies weist auf einen Software-Fehler hin, welcher jedoch nicht ausfindig gemacht werden konnte. In den folgenden Scans wird die Verschiebung korrigiert, um das Verhalten der charakteristischen Größen über die Oberfläche besser

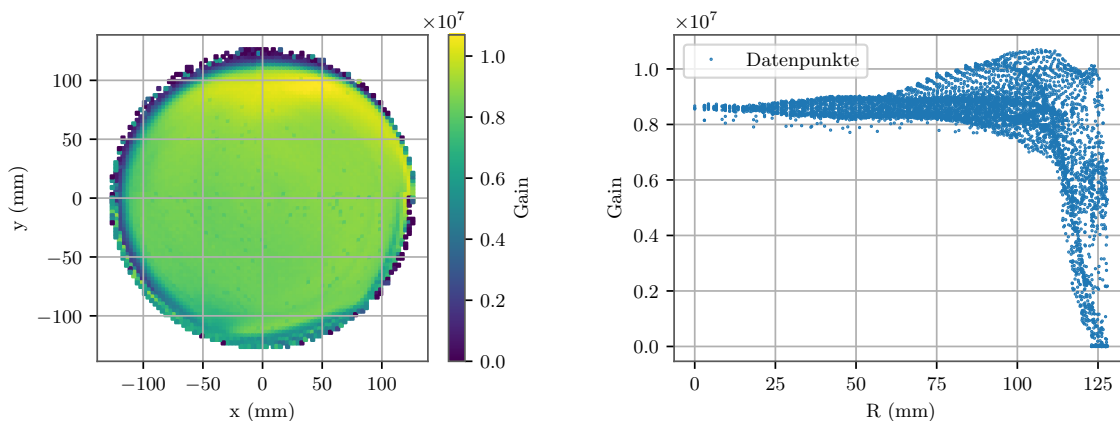


Abbildung 4.2.4: Rasterscan vom PMT DOM R7081-02 in Hinblick auf den Gain (links) und der Gain gegen den Radius der Messpunkte (rechts). Im Rasterscan sind die Messpunkte mit ihren zugehörigen x - und y -Werten in mm zu sehen und farblich markiert ist der Gain.

untersuchen zu können.

Im Zentrum ($R \leq 60$ mm) nimmt der Gain einen mittleren Wert von $G = (8,58 \pm 0,23) \cdot 10^6$ an. Wie in Abschnitt 4.2.1 bereits diskutiert, ist dieser Wert niedriger als der nominale Gain $G_{\text{Nominal}} = 10^7$. Da für diese Messung lediglich interessant ist, wie sich der Gain über die Oberfläche verändert, ist die Abweichung vom nominalen Gain für die Auswertung nicht signifikant.

Die Werte lassen sich mit den Ergebnissen der Arbeit [13], Seite 102 vergleichen. Eine Gemeinsamkeit ist, dass der Gain im Zentrum einen relativ konstanten Wert annimmt und am oberen Teil des PMTs (zur y -Achse) achsensymmetrisch ansteigt. Der Gain in diesem Bereich im Mittel einen Wert von $G = (9,85 \pm 0,51) \cdot 10^7$, was ein Anstieg von $(14,8 \pm 6,7) \%$ ⁸ im Vergleich zum Mittelwert des Gains im Zentrum des PMTs ist. Dieses Verhalten lässt sich durch die Ausrichtung der ersten Dynode erklären. Die schematische Darstellung eines PMTs in Abbildung 3.0.1 illustriert, wie die Dynode gekrümmt ist, wenn die rechte Seite aus der Abbildung den oberen Teil des PMTs im Messaufbau darstellt. Es ist für Elektronen wegen dieser Ausrichtung wahrscheinlicher, die erste Dynode zu erreichen, wenn sie (im Messaufbau) oben eintreffen, weil die erreichbare Fläche der Dynode am größten ist.

Ab einem Radius von $R = 83$ mm ($\approx 0,66 \cdot R_{\text{PMT}}$ [11]) beginnt der Gain für einige Punkte langsam abzufallen. Ab einem Radius von $R = 112$ mm ($\approx 0,89 \cdot R_{\text{PMT}}$) fällt der Gain stark ab und erreicht für einige Punkte bei einem Radius von $R = 123$ mm ($\approx 0,98 \cdot R_{\text{PMT}}$) einen Gain von $G = 0$. Dies bedeutet also, dass der PMT am Randbereich nicht viele Primärelektronen zur Dynode beschleunigen kann. Das lässt sich durch den Winkel erklären, bei dem das eingehende Photon auf die Photokathode trifft, da die resultierenden Primärelektronen sowohl einen spitzen Winkel als auch die weiteste Strecke zur ersten Dynode besitzen.

4.3 Signallaufzeit und Transit Time Spread

In diesem Abschnitt wird untersucht, inwiefern sich die Signallaufzeit (TT) und der Transit Time Spread (TTS) über die photosensitive Fläche des PMTs verändern. Dafür wurde der Messaufbau aus Abbildung 4.1.1 verwendet.

Die Lichtintensität der LED wurde für die Messung auf $< 0,1$ PE pro Lichtpuls verringert. Da die Lichtimpulse Poisson-verteilt sind, bestehen bei dieser Lichtintensität 95 % die Lichtimpulse aus einem einzelnen Photon⁹. Dies ist notwendig, da Ereignisse mit mehreren eintreffenden Photonen die Ergebnisse für den TTS und die Pulstypen¹⁰ verfälschen.

Die Messpunkte sind in x - und in y -Richtung jeweils 10 mm voneinander entfernt und pro Messpunkt werden 250000 Wellenformen gemessen, die jeweils ein Zeitfenster von 20 μs aufgenommen haben. Die geringe räumliche Auflösung wurde gewählt, da das (im Vergleich zur Gain-Messung) deutlich längere Zeitfenster und die höhere Anzahl an aufgenommenen Wellenformen die Messzeit stark erhöht¹¹. Eine längere Aufnahme, die eine bessere räumliche Auflösung und mehr Statistik verspricht, ist im Rahmen dieser Bachelorarbeit nicht möglich.

Da die genaue TT mit dem verwendeten Messaufbau nicht gemessen werden kann, wird die relative TT betrachtet. Dafür wurde im Zentrum ein Bereich mit einem Radius von $R \leq 15$ mm betrachtet, dessen mittlere TT als Referenzwert für die umliegenden Punkte dient. Die Messergebnisse für den Rasterscan des PMTs in Hinblick auf die relative TT und den TTS sind in Abbildung 4.3.1 dargestellt.

⁸Unsicherheit durch Gaußsche Fehlerfortpflanzung

⁹ $P_{0,1}(=1) = 9,05 \%$, $P_{0,1}(> 1) = 0,47 \%$

¹⁰Für die Analyse der Pulstypen wurde derselbe Datensatz verwendet wie für die TT und den TTS (siehe Abschnitt 4.4).

¹¹Die Messzeit betrug für den Aufbau ca. 12 Tage.

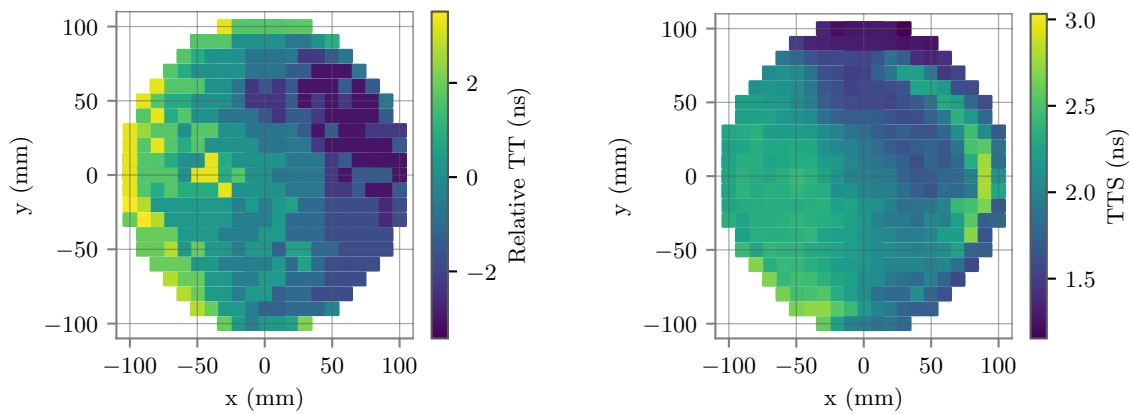


Abbildung 4.3.1: Rasterscan des PMTs. Farblich markiert ist die Transit Time (TT, links) und der Transit Time Spread (TTS, rechts) der einzelnen Messpunkte.

Es ist zu sehen, dass die räumliche Auflösung der Daten nicht sehr genau ist, was die Interpretation der Daten erschwert. Für die relative TT ist zu erkennen, dass die Primärelektronen auf der rechten Seite des PMTs deutlich früher gemessen werden, als auf der linken Seite.

Da Events mit mehrfachen Photonen pro Lichtimpuls die TT nicht verfälschen, lässt sich ein Vergleich mit den Messdaten der Gain-Messung (s. Abschnitt 4.2.3) ziehen. Die Werte für die relative TT aus den Daten der Gain-Messung sind in der Abbildung 4.3.2 als Rasterscan dargestellt.

Die relative TT verhält sich über die Oberfläche des PMTs sehr ähnlich zu den Daten aus Abbildung 4.3.1. Auch für die Daten der Gain-Messung ist zu erkennen, dass die relative TT auf der rechten Seite bei einem mittleren Wert von $TT = (-2,02 \pm 0,38) \text{ ns}$ (für $60 \text{ nm} \leq R \leq 100 \text{ nm}$) minimal ist. Auf der linken Seite steigt die relative TT auf einen mittleren Maximalwert von $TT = (6,48 \pm 1,07) \text{ ns}$ (für $117 \text{ nm} \leq R \leq 122 \text{ nm}$).

Bei den Daten für den TTS (s. Abbildung 4.3.1, rechts) ist zu erkennen, dass der TTS auf der

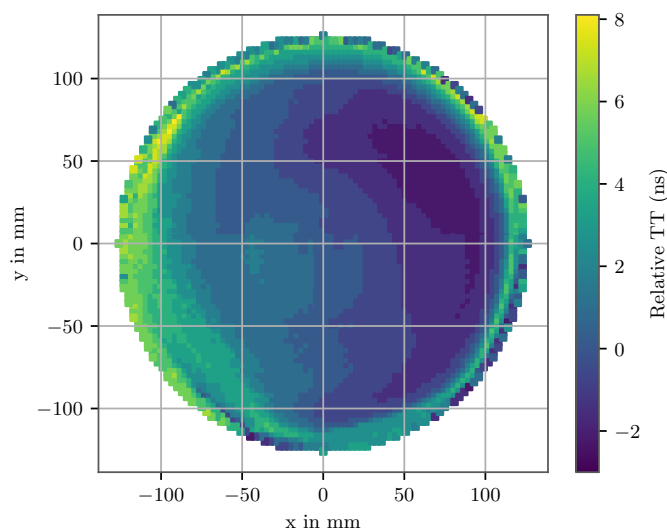


Abbildung 4.3.2: Rasterscan des PMTs mit den Daten aus der Gain-Messung in Abschnitt 4.2.3. Farblich markiert ist die relative Signallaufzeit (TT) mit der Referenzzeit im Zentrum ($R \leq 15 \text{ mm}$).

linken Seite des PMTs höher ausfällt, als auf der rechten Seite. Zudem sind bei einem Radius von $R \approx 91$ mm ringförmige Strukturen zu erkennen, die einen höheren TTS vorweisen. Diese Struktur ist mit großer Wahrscheinlichkeit auf die inneren Strukturen des PMTs zurückzuführen. Das Eintrittsfenster des Hamamatsu R7081-02 ist nicht perfekt rund, sondern es flacht am äußersten Rand ab [11]. Der Übergang an dieser Stelle wird wahrscheinlich die Ursache dafür sein, dass der TTS dort größer ist, da die Primärelektronen aufgrund der Geometrie viele mögliche Pfade zur ersten Dynode einschlagen können. Bei den Datenpunkten, die am äußersten Rand des PMTs liegen, zeigt sich ein niedrigerer TTS, da die Geometrie des Eintrittsfensters wieder homogener verläuft, als beim Übergang.

In der Tabelle 4.3.1 ist der Mittelwert der relativen TT und des TTS über die photosensitive Fläche mit $R \leq 110$ mm angegeben. Laut Herstellerangaben ist der mittlere TTS über die photosensitive Fläche $TTS = 3,2$ ns [11].

Tabelle 4.3.1: Mittelwerte für die relative TT und den TTS aus den Daten aus Abbildung 4.3.1 mit $R \leq 110$ mm

Parameter	Mittelwert (ns)
Relative TT	$-0,20 \pm 1,58$
TTS	$2,02 \pm 0,34$

4.4 Pulstypen

In diesem Abschnitt wird das Verhalten von frühen Pulsen, späten Pulsen und Afterpulsing (I und II) über die photosensitive Fläche untersucht. Dafür wird derselbe Datensatz untersucht, der in Abschnitt 4.3 hinsichtlich der TT und des TTS untersucht wurde. Auch für die verschiedenen Pulstypen ist es wichtig, dass die Lichtquelle meist lediglich ein einzelnes Photon pro Lichtimpuls auf die Photokathode strahlt, da mehrere Photonen das Ergebnis verfälschen würden.

In Tabelle 4.4.1 sind die Herstellerangaben für die verschiedenen Pulstypen zu sehen. Angegeben ist das Zeitfenster, bei dem der jeweilige Pulstyp erwartet wird.

Tabelle 4.4.1: Herstellerangaben für die Zeitgrenzen der verschiedenen Pulstypen. Afterpulsing I ist in den gleichen Zeitgrenzen wie späte Pulse zu erwarten. Entnommen von [11].

Pulsart	Zeitfenster
Frühe Pulse	10 ns – 100 ns vor dem Hauptpuls
Späte Pulse	25 ns – 100 ns nach dem Hauptpuls
Afterpulsing II	100 ns – 16 μ s nach dem Hauptpuls

Es ist zu beachten, dass Afterpulsing nur auftreten kann, wenn in derselben Wellenform auch ein Hauptpuls gemessen wird.

Die Messdaten der Rasterscans sind für die jeweiligen Pulstypen in Abbildung 4.4.1 dargestellt.

Wie bei der Auswertung der TT und dem TTS bereits erwähnt, ist die räumliche Auflösung der Messdaten nicht sehr genau (s. Abschnitt 4.3). Für die frühen Pulse und Afterpulsing II ist ein kleiner Unterschied zwischen den verschiedenen Quadranten erkennbar. Der oben-linken und unten-rechten Quadranten weist höhere Wahrscheinlichkeiten für die betrachteten Pulstypen auf als die anderen beiden Quadranten.

Um die Ergebnisse in einer zukünftigen Messung zu verbessern, könnte die Statistik für jeden Messpunkt erhöht werden, indem mehr Wellenformen aufgenommen werden. Zudem könnten die

Abstände zwischen den Personen verringert werden. Diese Maßnahmen würden jedoch die Messzeit bedeutend erhöhen. Damit es keine Unterschiede zwischen den Quadranten gibt, könnte ein Scanner verwendet werden, der groß genug ist, um den gesamten PMT abmessen zu können.

In Tabelle 4.4.2 ist der mittlere Wahrscheinlichkeit für die verschiedenen Pulstypen für einen Radius $R \leq 110$ mm, zusammen mit den Herstellerangaben dargestellt. Dieser Radius wurde gewählt, da die Ergebnisse außerhalb davon unphysikalisch hohe Werte angenommen haben. Der mittlere An-

Tabelle 4.4.2: Mittlere Wahrscheinlichkeit der Pulstypen für Datenpunkte mit einem Radius von $R \leq 110$ mm. Zum Vergleich sind die Herstellerangaben für den Mittelwert und den Maximalwert angegeben [11].

Pulstyp	Mittelwert (%)	Mittelwert Hersteller (%)	Maximalwert Hersteller (%)
Frühe Pulse	$0,43 \pm 0,56$	0,5	2
Späte Pulse	$4,30 \pm 2,71$	1,5	5
Afterpulsing I	$0,86 \pm 0,29$	-	-
Afterpulsing II	$5,91 \pm 0,87$	2,0	10

teil der frühen Pulse ist im Einklang mit den Herstellerangaben (s. Tabelle 4.4.1). Es ist auch zu sehen, dass der maximale gemessene Wert unter dem vom Hersteller angegebenen Maximalwert liegt. Die Messung verifiziert für die frühen Pulse also die Herstellerangaben.

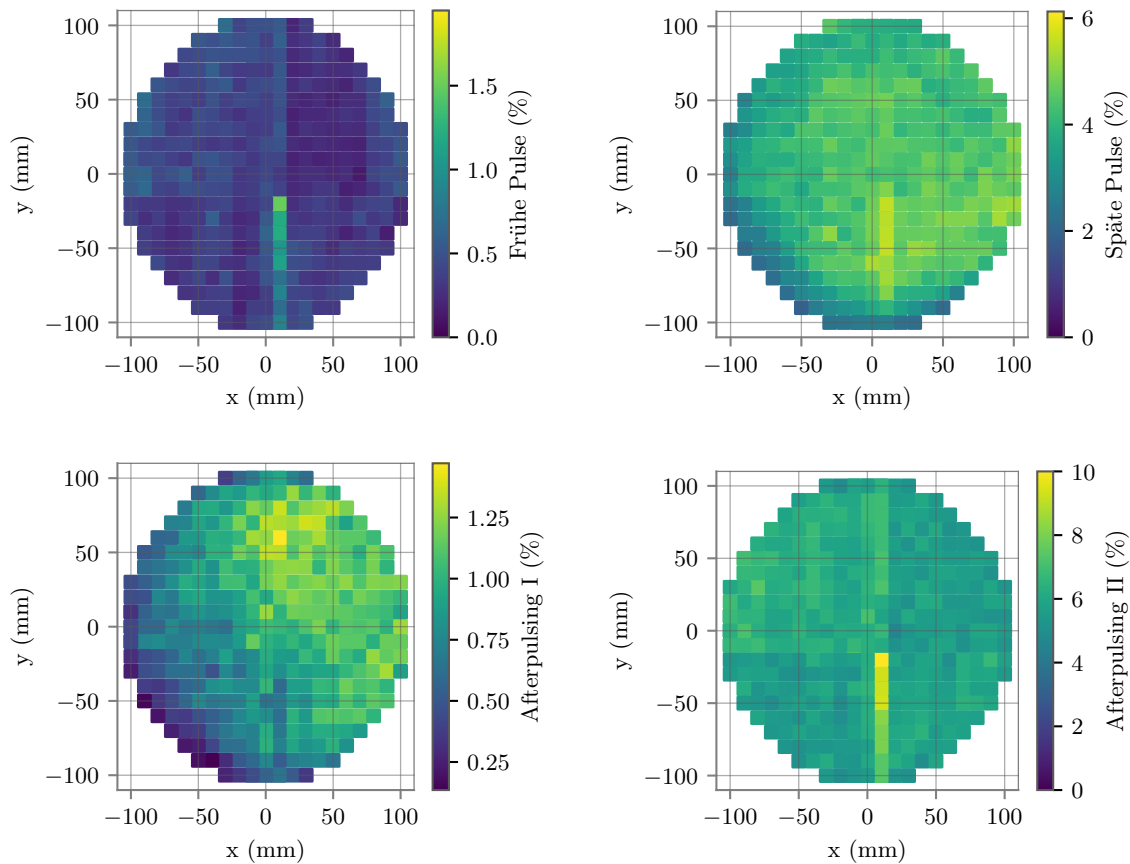


Abbildung 4.4.1: Rasterscan des PMTs. Farblich markiert ist die Wahrscheinlichkeit für frühe Pulse (oben links), für späte Pulse (oben rechts), für Afterpulsing I (unten links) und Afterpulsing II (unten rechts).

Für die späten Pulse fällt der mittlere Anteil höher aus als der vom Hersteller angegebene Mittelwert. Er liegt jedoch unter dem maximalen Anteil, den der Hersteller angibt. Eine Theorie dafür könnte sein, dass Werte, die eigentlich als Afterpulsing I klassifiziert werden sollten, stattdessen zu den späten Pulsen gezählt wurden.

Für Afterpulsing I ist vom Hersteller kein expliziter Referenzwert angegeben. Der Anteil von Afterpulsing I fällt ähnlich wie die frühen Pulse sehr gering aus.

Der mittlere Anteil an Afterpulsing II liegt über der Herstellerangabe. Er liegt jedoch unter dem maximalen angegebenen Wert. Ein Grund dafür könnte sein, dass das Vakuum sich aufgrund des Alters des PMTs verschlechtert hat, sodass mehr Gas-Atome vorhanden sind, mit denen die Primärelektronen wechselwirken können.

4.5 Quanteneffizienz

In diesem Abschnitt wird untersucht, wie sich die Quanteneffizienz über die photosensitive Oberfläche des PMTs verhält. Zudem wird die Quanteneffizienz zwischen den Wellenlängen $\lambda = 480 \text{ nm}$ und $\lambda = 620 \text{ nm}$ untersucht.

Der Messaufbau, der für die Messung der Quanteneffizienz benutzt wird, betreibt den PMT im Strommodus. Der Messaufbau ist in Abbildung 4.5.1 dargestellt. Anstatt des Pulsgenerators, der eine LED extern triggert, wird für die Quanteneffizienz-Messung eine selbst triggernde Lichtquelle¹² mit einem Bandpassfilter¹³ verwendet, um monochromatisches Licht mit einstellbarer Wellenlänge zu erzeugen. Außerdem wird statt des Oszilloskops ein Picoamperemeter¹⁴ verwendet, da im Strommodus nur ein Strom gemessen werden soll und keine Wellenformen.

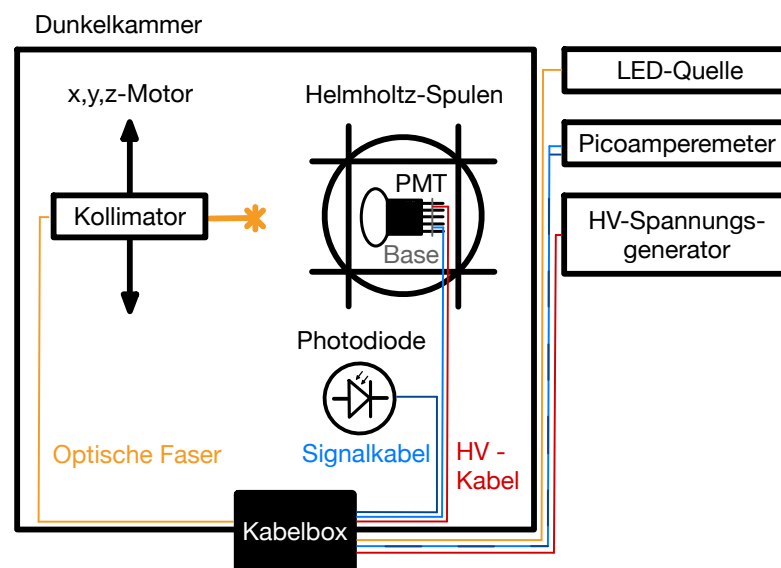


Abbildung 4.5.1: Schematische Darstellung des Messaufbaus für Messungen der Quanteneffizienz. Der Betrieb des PMTs ist dabei im Strommodus.

¹²NKT Photonics SuperK COMPACT

¹³NKT Photonics LLTF Contrast

¹⁴Keithley 6482/E

Um die Quanteneffizienz zu berechnen, ist es notwendig die Intensität der Lichtquelle I_{Quelle} zu kennen. Sie ist durch die Formel

$$I_{\text{Quelle}} = \frac{I_{\text{Diode}} - DC_{\text{Diode}}}{QE_{\text{Diode}}} \quad (4.5.1)$$

gegeben, wo bei I_{Diode} der Photostrom, DC_{Diode} der Dunkelstrom (also der Strom der ohne Lichteinfang messbar ist) und QE_{Diode} die Quanteneffizienz einer kalibrierten Referenz-Photodiode¹⁵ ist. Die Quanteneffizienz der Diode ist für die verwendeten Wellenlängen bekannt:

$$QE(\lambda = 480 \text{ nm}) = (62,65 \pm 0,69) \% \quad (4.5.2)$$

$$QE(\lambda = 620 \text{ nm}) = (65,26 \pm 0,72) \% . \quad (4.5.3)$$

Die Quanteneffizienz des PMTs ergibt sich dann aus

$$QE_{\text{PMT}} = \frac{I_{\text{PMT}} - DC_{\text{PMT}}}{I_{\text{Quelle}}} . \quad (4.5.4)$$

Mit dem Picoamperemeter wird während der Messung der Photostrom und der Dunkelstrom vom PMT und von der Photodiode gemessen. Da lediglich interessant ist, wie viele Photonen tatsächlich Photoelektronen aus der Photokathode herauslösen, wird die erste Dynode mit der Anode kurzgeschlossen. Da dasselbe Spannungsverhältnis von der Photokathode zur ersten Dynode bestehen soll, wie bei der Messung im Pulsmodus, wird eine Gesamtspannung von $U = 556 \text{ V}$ angelegt. Diese Spannung ergibt sich aus dem Verhältnis von der Spannung zwischen der Photokathode und der ersten Dynode zu der insgesamt angelegten Spannung, multipliziert mit der nominalen Spannung (s. Gleichung 4.2.2) für die Pulsmodus-Messungen:

$$(1393,0 \pm 0,3) \text{ V} \cdot \frac{16,8}{42,1} = (556,0 \pm 0,3) \text{ V}^{16} . \quad (4.5.5)$$

Die Messpunkte sind jeweils 5 mm voneinander entfernt und als Referenz zum Strom vom PMT wurde der Photostrom der Photodiode gemessen. Da sowohl bei den Messpunkten als auch bei den Referenzmessungen die Ströme des PMTs und der Photodiode erfasst wurden, lässt sich in beiden Fällen der jeweilige Dunkelstrom bestimmen. Bei den Messpunkten war die Photodiode nicht beleuchtet, sodass der gemessene Strom ausschließlich ihrem Dunkelstrom entspricht. Umgekehrt liefert die Referenzmessung den Strom des PMTs ohne Lichteinfall, der somit dessen Dunkelstrom darstellt.

Es sind insgesamt 654 Messpunkte und 165 Referenzmessungen pro Quadrant aufgenommen worden. Da sich der Dunkelstrom des PMTs während der Messung verändert, muss der korrekte Wert des Dunkelstroms für jede Position bekannt sein. Dafür werden die Referenzmessungen interpoliert, sodass die Werte an die Anzahl der Messpunkte angepasst sind. Die Veränderung des Dunkelstroms des PMTs ist für $\lambda = 480 \text{ nm}$ und $\lambda = 620 \text{ nm}$ in Abbildung 4.5.2 dargestellt.

Da die Quanteneffizienz stark abhängig von der Wellenlänge der Lichtquelle ist, wird der Scan mit den Wellenlängen $\lambda = 480 \text{ nm}$ und $\lambda = 620 \text{ nm}$ durchgeführt. Die Wellenlängen wurden gewählt, da bei $\lambda = 480 \text{ nm}$ die Quanteneffizienz sehr hoch ist und die Intensität der Lichtquelle noch ausreichend hoch ist [14]. Die maximale Quanteneffizienz bei $\lambda = 390 \text{ nm}$ [9] ist mit der verfügbaren Lichtquelle nicht messbar .

Bei $\lambda = 620 \text{ nm}$ lassen sich die inneren Strukturen des PMTs gut beobachten. Der Scan des PMTs ist für die Wellenlängen $\lambda = 480 \text{ nm}$ und $\lambda = 620 \text{ nm}$ in der folgenden Abbildung zu sehen. Es ist zu erkennen, dass sich die Quanteneffizienz über die Oberfläche nach einem gewissen Muster verändert. Es sind ringförmige Strukturen zu erkennen, die auf die inneren Komponenten des PMTs zurückzuführen sind. Diese reflektieren einfallende Photonen, wodurch die Chance besteht, dass sich

¹⁵MKS 818-UV/DB

¹⁶Siehe Herstellerangaben in Abbildung 4.1.2

das Photon zurück in die Photokathode bewegt und ein zusätzliches Photoelektron erzeugt wird. Das führt zu einer höheren Quanteneffizienz. Im Zentrum des PMTs zeigt sich für beide Wellenlängen ein Kreis mit einem Radius von etwa 40 mm, dessen QE geringer ist als die der Messpunkte außerhalb. Innerhalb dieses Kreises ist jedoch ein Bereich erkennbar, der wiederum eine erhöhte QE aufweist.

Der Kreis stellt das Gehäuse dar, in dem das Elektronenmultipliziersystem und die Basis des PMTs verbaut sind, und der innerhalb gelegene Bereich stellt die erste Dynode des Elektronenmultipliziersystems dar. Der Bereich, in dem die Photonen direkt auf die erste Dynode einfallen, stellt also die tatsächliche Quanteneffizienz dar, die kaum von Reflexionen an den Komponenten verfälscht wird.

Außerhalb des inneren Kreises ist die Quanteneffizienz auf einem ähnlichen Niveau, wie an der Stelle, an der sich die erste Dynode befindet. Es ist also davon auszugehen, dass in diesem Bereich nur wenige Reflexionen an den Komponenten stattfinden. Am äußersten Rand des PMTs lässt sich ein deutlicher Anstieg der Quanteneffizienz bei maximal $(21,00 \pm 0,23) \%$ ($x = -105 \text{ mm}$, $y = 40$)

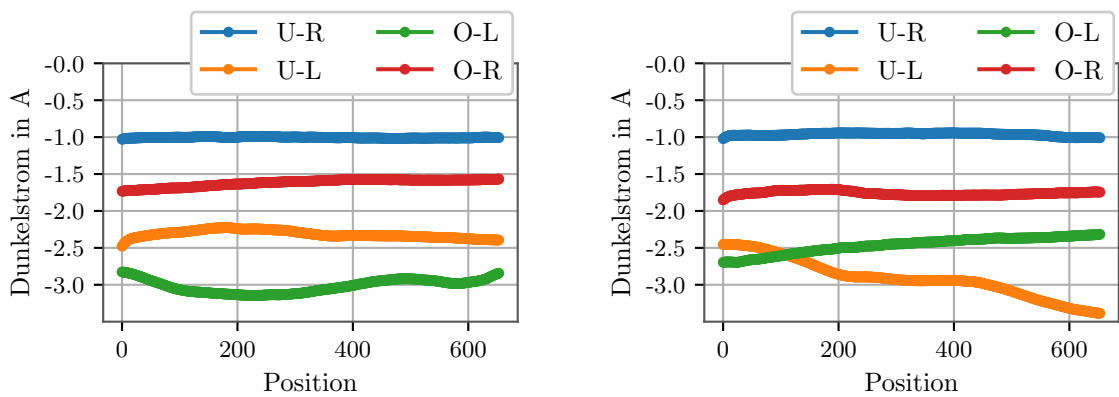


Abbildung 4.5.2: Dunkelstrom des PMTs für einzelnen Messpunkte in chronologischer Reihenfolge für die Wellenlängen $\lambda = 480 \text{ nm}$ (links) und $\lambda = 620 \text{ nm}$ (rechts). Da weniger Referenzmessungen, als Messpunkte aufgenommen wurden, sind die Werte für den Dunkelstrom auf die Anzahl der Messpunkte interpoliert. Die Datenpunkte sind in die jeweiligen Quadranten aufgeteilt. *U-R*: Unten-Rechts, *U-L*: Unten-Links, *O-L*: Oben-Links, *O-R*: Oben-Rechts.

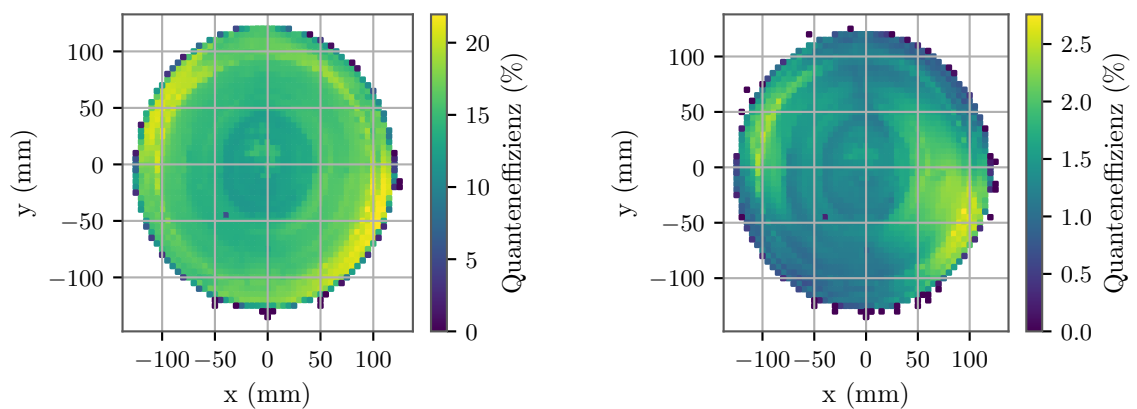


Abbildung 4.5.3: Raster scan des PMTs. Farblich markiert ist die Quanteneffizienz der einzelnen Messpunkte für die Wellenlängen $\lambda = 480 \text{ nm}$ (links) und $\lambda = 620 \text{ nm}$ (rechts).

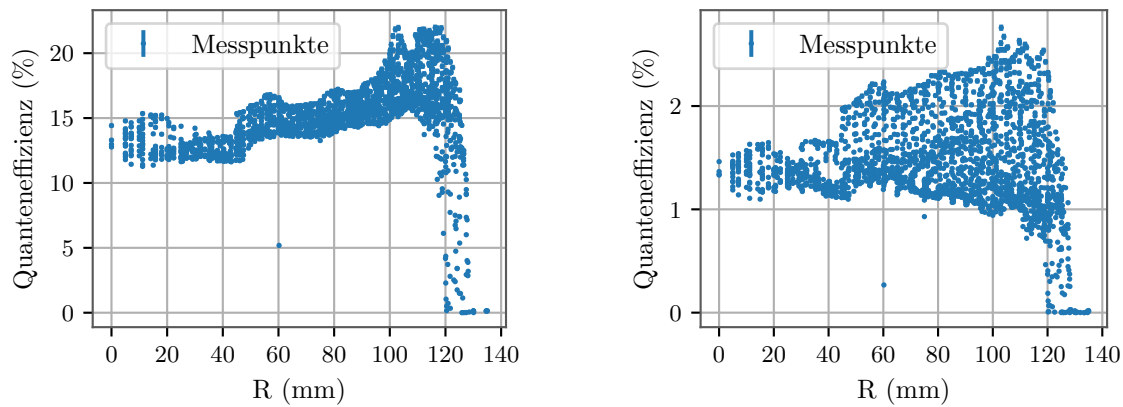


Abbildung 4.5.4: Quanteneffizienz aufgetragen den zugehörigem Radius der Datenpunkte für die Wellenlängen $\lambda = 480$ nm (links) und $\lambda = 620$ nm (rechts).

mm) beobachten.

In Abbildung 4.5.4 ist zu sehen, dass die QE bis zu einem Radius von ca. 100 mm ungefähr konstant bleibt. Werden die Werte der QE für $R \leq 100$ mm gemittelt, ergibt sich ein Wert von $QE = (14,59 \pm 1,59) \%$ für $\lambda = 480$ nm und einen Wert von $QE = (1,49 \pm 0,32) \%$ für $\lambda = 620$ nm. Die Vergleichswerte sind $QE = 17,93 \%$ für $\lambda = 480$ nm und $QE = 1,64 \%$ für $\lambda = 620$ nm [15]. Während der Vergleichswert für $\lambda = 620$ nm im Unsicherheitsbereich der Messung liegt, weicht der Wert für $\lambda = 480$ nm um $(18,6 \pm 8,9) \%$ ¹⁷ vom Referenzwert ab.

Es ist möglich, dass sich die Charakteristika des untersuchten PMTs und des PMTs aus der Referenz unterscheiden.

¹⁷Unsicherheit durch Gaußsche Fehlerfortpflanzung.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Zusammenfassend sind alle quantitativen Ergebnisse im Vergleich zu den Referenzwerten (falls vorhanden) in der Tabelle 5.0.1 aufgelistet.

Tabelle 5.0.1: Ergebnisse der Charakterisierung des Hamamatsu R7081-02 im Vergleich mit den Referenzwerten. Die Referenzwerte für die QE-Werte stammen aus der Messung in [15], alle anderen Werte stammen aus dem Datenblatt des Herstellers [11].

Charakteristik	Referenzwert		Messergebnis
	Mittelwert	Maximum	
Nominale Spannung [V]	1500	-	$1389,07 \pm 0,11$
Gain	10^7	-	$(8,58 \pm 0,23) \cdot 10^6$
Relative TT [ns]	-	-	$-0,20 \pm 1,58$
TTS [ns]	3,2	-	$2,02 \pm 0,34$
Frühe Pulse [%]	0,5	2	$0,43 \pm 0,56$
Späte Pulse [%]	1,5	5	$4,30 \pm 2,71$
Afterpulsing I [%]	-	-	$0,86 \pm 0,29$
Afterpulsing II [%]	2,0	10	$5,91 \pm 0,87$
QE bei 480 nm [%]	17,93	-	$14,59 \pm 1,59$
QE bei 620 nm [%]	1,64	-	$1,49 \pm 0,32$

Bei der Gainkalibrierung wurde in der Messung eine deutlich niedrigere nominelle Spannung ermittelt, als der Hersteller für einen nominellen Gain von $G = 10^7$ angibt. Als Resultat daraus hat sich bei der Gain-Messung herausgestellt, dass der Gain im Zentrum nicht dem nominellen Gain entspricht, sondern einen niedrigeren Wert annimmt. Das legt nahe, dass ein systematischer Fehler in der Durchführung der Gainkalibrierung vorlag. Eine Vermutung ist, dass der PMT während der Kalibrierung externe Lichteinflüsse (wie Licht aus dem Nebenraum) gemessen hat, die für die Gain-Messung nicht vorhanden waren. Für zukünftige Messungen könnten die Ergebnisse verbessert werden, indem die äußeren Bedingungen für alle Messungen konstant gehalten werden, sodass es zwischen den Messungen keine Abweichungen gibt.

Da beim Gain-Scan lediglich interessant ist, wie sich der Gain über die photosensitive Oberfläche verhält, war die Abweichung vom nominalen Gain kein Hindernis. Es war gut zu erkennen, dass der Gain im oberen Teil des PMTs anstieg, was auf den besonders günstigen Winkel zur ersten Dynode zurückzuführen ist. Am Rand des PMTs war zu sehen, dass der Gain noch vor dem Radius des PMTs R_{PMT} abfällt. Schon bei einem Radius von $R \approx 0,98 \cdot R_{\text{PMT}}$ ist der Gain für viele Punkte komplett auf 0 abgefallen.

Bei den Ergebnissen für die (zum Zentrum) relative Signallaufzeit (*engl. TT - Transit Time*) ist zu sehen, dass die TT auf der rechten Seite des PMTs abfällt, während sie auf der linken Seite ansteigt. Dieses Verhalten lässt sich bei dem Datensatz für die TT, als auch bei dem Datensatz der Gain-Messung beobachten, jedoch konnte dafür keine Ursache ermittelt werden.

Der mittlere Transit Time Spread (TTS) weicht um $(36,9 \pm 10,6) \%$ von den Daten des Herstellers ab. Dies lässt sich dadurch erklären, dass PMTs trotz gleicher Bauweise Unterschiede untereinander haben können. Die Referenz ist für das PMT-Modell angegeben, nicht jedoch für exakt den PMT, der verwendet wurde.

In dem Rasterscan ließen sich bei einem Radius von $R \approx 91$ mm ringförmige Strukturen wiederfinden. Diese resultieren wahrscheinlich daraus, da das Eintrittsfenster nicht über den gesamten PMT-Radius perfekt rund ist, sondern am äußersten Rand abflacht (vgl. [11], Seite 3). Da das Eintrittsfenster an dieser Stelle abflacht, können die Primärelektronen aufgrund der Geometrie viele mögliche Pfade zur ersten Dynode einschlagen.

Der mittlere Wert für den Anteil an gemessenen frühen Pulsen ist im Einklang mit den Herstellerangaben und untermauert diese. Der Anteil an späten Pulsen fällt im Vergleich zu den Referenzwerten sehr hoch aus, was darauf zurückgeführt werden könnte, dass Afterpulsing I-Daten fälschlicherweise als späte Pulse registriert wurden. Der Messwert liegt dennoch unterhalb des maximalen vom Hersteller angegebenen Anteils der späten Pulse.

Für Afterpulsing I ließ sich kein Referenzwert finden. Der Anteil an Afterpulsing I fällt sehr gering aus. Dagegen ist der Anteil vom Afterpulsing II deutlich höher, als der mittlere Anteil, den der Hersteller angibt. Der Messwert ist dennoch unterhalb des maximalen Referenzwertes. Für alle Pulstypen war der Rasterscan relativ homogen.

In zukünftigen Messungen könnten die Ergebnisse verbessert werden, indem bei jedem Messpunkt mehr Wellenformen für mehr Statistik aufgenommen werden. Zudem kann die räumliche Auflösung verbessert werden, indem die Abstände der Datenpunkte verringert werden. Diese Maßnahmen würden die Messzeit jedoch deutlich verlängern.

Die Messergebnisse der Quanteneffizienz-Messung haben gezeigt, dass die Unterschiede für die genutzten Wellenlängen sehr groß sind. Für die Wellenlänge $\lambda = 620$ nm ergibt sich eine mittlere Quanteneffizienz, die mit dem Unsicherheitsbereich dem Referenzwert entspricht. Für $\lambda = 480$ nm ergibt sich ein Wert, der $(18,6 \pm 8,9) \%$ von den Herstellerangaben des Modells abweicht. Es ist also gut möglich, dass sich das Exemplar aus der Referenzmessung zu dem in dieser Arbeit untersuchten PMT unterscheidet.

Literatur

- [1] Claus Grupen. *Einstieg in die Astroteilchenphysik*. Springer Berlin Heidelberg, 2018. DOI: 10.1007/978-3-662-55271-1. URL: <https://doi.org/10.1007/978-3-662-55271-1>.
- [2] M. G. Aartsen u. a. „First Observation of PeV-Energy Neutrinos with IceCube“. In: *Physical Review Letters* 111.2 (Juli 2013). DOI: 10.1103/physrevlett.111.021103. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.111.021103>.
- [3] KATRIN collaboration. *Direct neutrino-mass measurement based on 259 days of KATRIN data*. 2025. DOI: 10.1109/TIM.2007.913752. URL: <https://www.science.org/doi/10.1126/science.adq9592>.
- [4] Prof. Dr. K. Bethge et al. *Kernphysik. Eine Einführung. 3. Auflage*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2008.
- [5] L. Classen. „The mDOM - a multi-PMT digital optical module for the IceCube-Gen2 neutrino telescope“. Diss. Feb. 2017. URL: https://www.uni-muenster.de/imperia/md/content/physik_kp/agkappes/abschlussarbeiten/doktorarbeiten/1702-phd_lclassen.pdf.
- [6] M. A. Unland Elorrieta. „Studies on dark rates induced by radioactive decays of the multi-PMT digital optical module for future IceCube extensions“. Dez. 2017. URL: https://www.uni-muenster.de/imperia/md/content/physik_kp/agkappes/abschlussarbeiten/masterarbeiten/1712-ma_munland.pdf.
- [7] IceCube Collaboration. „The IceCube Neutrino Observatory: instrumentation and online systems“. In: *Journal of Instrumentation* 12.03 (März 2017), P03012–P03012. DOI: 10.1088/1748-0221/12/03/p03012. URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/03/p03012>.
- [8] Taavi Adamberg. *IceCube neutrino teleskoobi detektor (DOM)*. URL: https://de.wikipedia.org/wiki/IceCube#cite_note-R7081-3.
- [9] Hamamatsu Photonics K.K. Editorial Committee. *Photomultiplier Tubes. Basics and Applications*. 2007. URL: https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/PMT_handbook_v3aE.pdf.
- [10] E. H. Bellamy u. a. „Absolute calibration and monitoring of a spectrometric channel using a photomultiplier“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 339.3 (Feb. 1994), S. 468–476. DOI: 10.1016/0168-9002(94)90183-x. URL: [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(94\)90183-x](https://doi.org/10.1016/0168-9002(94)90183-x).
- [11] Hamamatsu. *HAMAMATSU PHOTOMULTIPLIER TUBE DATA SHEET Nov.12. 2003, R7081-02 for ICECUBE Experiment*. URL: <https://user-web.icecube.wisc.edu/~kitamura/NK/PMT/031112%20R7081-02%20data%20sheet.pdf>.
- [12] M. A. Unland Elorrieta. „Homogeneity of the Photocathode in the Hamamatsu R15458-02 Photomultiplier Tube“. 2021. URL: <https://arxiv.org/pdf/2109.13868>.

- [13] M. A. Unland Elorrieta. „Development, simulation, and characterisation of a novel multi-PMT optical module for IceCubeUpgrade with emphasis on detailed understanding of photomultiplier performance parameters“. 2023. URL: https://www.uni-muenster.de/imperia/md/content/physik_kp/agkappes/abschlussarbeiten/doktorarbeiten/phd_thesis_unland.pdf.
- [14] NKT Photonics. *SuperK COMPACT – cost-effective supercontinuum white light lasers*. URL: <https://www.nktphotonics.com/products/supercontinuum-white-light-lasers/superk-compact/>.
- [15] OMSim. *DOM_Hamamatsu_R7081_QE.dat*. URL: https://github.com/icecube/OMSim/blob/master/common/data/PMTs/measurement_matching_data/QE/DOM_Hamamatsu_R7081_QE.dat.

Danksagung

Ich möchte mich bei folgenden Personen bedanken

- Prof. Dr. Alexander Kappes für die Möglichkeit diese Bachelorarbeit in seiner Arbeitsgruppe schreiben zu dürfen und viele wertvolle Erfahrungen machen zu können.
- Apl. Prof. Dr. A. Khoukaz als Zweitprüfer dieser Bachelorarbeit.
- Markus Dittmer und Berit Schlüter für die Begleitung des Projektes, das Beantworten meiner Fragen und das Korrekturlesen meiner Arbeit.
- Der Arbeitsgruppe Kappes für die angenehme Atmosphäre im Büro und außerhalb.