Westfälische Wilhelms-Universität Münster
Bachelorarbeit

Studien zur Temperaturabhängigkeit der Quanteneffizienz eines Photomultipliers vom Typ Hamamatsu R12199-02

Wissenschaftliche Arbeit zur Erlangung des akademischen Grades Bachelor of Science
in der
AG Kappes
Institut für Kernphysik
Fachbereich Physik

Autor:
Norbert Wydra

Gutachter:
Prof. Dr. Alexander Kappes
Dr. Volker Hannen

12. November 2018

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

2 Neutrinodetektion **3**
2.1 Wechselwirkung von Neutrinos mit Nukleonen 3
2.2 Detektion von Neutrinos durch Cherenkov-Strahlung 4
2.3 IceCube Neutrino-Observatorium 5

3 Theoretische Grundlagen **7**
3.1 Photomultiplier tubes 7
3.1.1 PMT-Betriebsmodi 8
3.1.2 Photokathode 9
3.1.3 Quanteneffizienz 9
3.1.4 Sättigung und Temperaturabhängigkeit 10
3.1.5 Elektronenvervielfachung 11
3.1.6 Dunkelrate und Dunkelstrom 12
3.2 Signalauswertung und Einzel-Photoelektronenspektrum 13

4 Untersuchung der Temperaturabhängigkeit der Quanteneffizienz **17**
4.1 Bestimmung der Quanteneffizienz bei Raumtemperatur 17
4.2 Bestimmung der Quanteneffizienz bei niedrigen Temperaturen 20
4.3 Bestimmung der Quanteneffizienz im Pulsmodus 24

5 Zusammenfassung und Ausblick **31**

Literaturverzeichnis **33**

1 Einleitung

Schon seit der Antike beobachtet der Mensch das Universum. Begeistert wurde der Kosmos von Pionieren wie Kopernikus, Galilei, Kepler und vielen mehr, studiert und Beobachtungen über Sternenformationen und Bewegungen niedergeschrieben. Durch einfache Linsenteleskope wurde das Licht von entfernten Objekten innerhalb unseres Sonnensystems eingefangen. Längst werden nicht mehr nur Photonen im sichtbaren Spektrum zur Beobachtung des Universums genutzt. Der Fortschritt und die Entwicklung von großen Radioteleskopen auf der Erde oder Teleskopen im Erdorbit, ermöglicht ein breites Spektrum zu nutzen. Jedoch wechselwirken Photonen relativ einfach mit Materie, wodurch die Beobachtung durch Photonen an seine Grenzen stößt. Zwar lässt sich das Universum gut mit dieser Art der Beobachtung studieren, es gibt jedoch Dinge die verborgen bleiben. Insbesondere wenn interstellare Gaswolken oder ähnliches die „Sicht“ versperren oder der Blick „an den Rand des Universums“ gehen soll. Mit der Entdeckung der Neutrinos und der Erforschung derer Eigenschaften, bietet sich eine Gelegenheit, mit Hilfe des technologischen Fortschritts, die Probleme die sich bei der Beobachtung durch Photonen ergeben, zu umgehen.

Die Eigenschaft über die schwache Wechselwirkung zu interagieren und die geringe Masse ermöglicht es Neutrinos das Universum zu durchqueren ohne auf ein Hindernis zu treffen oder abgelenkt zu werden. Im Gegensatz zu anderen Teilchen die man zur Untersuchung von kosmischen Ereignissen nutzen kann, eignen sich Neutrinos somit besonders gut dazu, Informationen über die komplexen Vorgänge zu erhalten. Gleichzeitig sind Neutrinos, aufgrund ihrer Eigenschaften, besonders schwer zu detektieren. Um Neutrinos zu detektieren werden große Detektoren benutzt, wie das IceCube Neutrino-Observatorium, welches sich, mit einem Volumen von $\sim 1\,\mathrm{km}^3$, in bis zu 2450 m Tiefe im Eis des Südpols befindet und 2010 fertiggestellt wurde [1]. Mit dem Ziel hoch energetische Neutrinos zu messen, gelang es dem Observatorium 2013 Neutrinos mit Energien von über 1 PeV zu detektieren [2]. In der nächsten Ausbaustufe IceCube-Gen2 soll das Volumen auf $10\,\mathrm{km}^3$ erhöht werden um die statistische Signifikanz zu erhöhen. Zusätzlich sollen neue optische Module, wie das mDOM (multi-PMT Digital Optical Module), zum Einsatz kommen um die Leistung des Detektors zu erhöhen.

Da sich auch die nächste Generation des IceCube Neutrino-Observatoriums im Eis des Südpols befinden wird, ist es entscheidend, die Eigenschaften des Detektors auch bei tiefen Temperaturen zu studieren. Eine dieser temperaturabhängigen Eigenschaften ist die Quanteneffizienz. Sie beschreibt vereinfacht die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon detektiert wird, wenn es auf den Detektor trifft. Somit ist sie entscheidend bei der Detektion von Neutrinointeraktionen.

Das Ziel dieser Arbeit ist die Kenntnis über die Temperaturabhängigkeit der Quanteneffizienz bei niedrigen Temperaturen im sichtbaren Spektrum zu erlangen. Mit diesen Daten soll die Effektivität des mDOMs erhöht werden.

2 Neutrinodetektion

Neutrinos sind ungeladene Leptonen von denen es drei Flavours gibt die jeweils ihre Antineutrinos haben. Dieser Abschnitt befasst sich mit Neutrinos und der Art wie sie wechselwirken, um dann näher auf die Detektion von Neutrinos einzugehen. Zusätzlich wird das IceCube Projekt näher erläutert.

2.1 Wechselwirkung von Neutrinos mit Nukleonen

Neutrinos sind Bestandteil des Standardmodels der Teilchenphysik und da sie Leptonen sind interagieren sie nicht über die starke Wechselwirkung. Zusätzlich haben sie keine Ladung und eine sehr geringe unbekannte Masse, weswegen man die Wechselwirkung mit Gravitation vernachlässigen kann. Dadurch können sie nur über die schwache Wechselwirkung interagieren. Zu jedem geladenen Lepton (e Elektron, μ Myon, τ Tauon) gibt es ein Neutrino und ein Antineutrino. Neutrinos lassen sich aufgrund ihrer Eigenschaften nur indirekt über geladene Sekundärteilchen nachweisen. Diese Teilchen entstehen bei hohen Energien (>10 GeV) durch tiefinelastische Streuung an einem Nukleon des Detektormediums (wie das Eis bei IceCube). Gemäß

$$\overset{(-)}{\nu}_l + N \rightarrow l^{\mp} + X \tag{2.1}$$

für den Fall eines geladenen Stroms, trifft das (Anti-)Neutrino $\overset{(-)}{\nu}_l$ auf ein Nukleon N und es entsteht, unter Austausch eines $W^{\pm}$-Bosons, ein (Anti-)Lepton l und X, welches für die restlichen hadronischen Teilchen steht. Der Vorgang kann auch im Falle des neutralen Stroms über den Austausch eines Z^0-Bosons gemäß

$$\overset{(-)}{\nu}_l + N \rightarrow \overset{(-)}{\nu}_l + X \tag{2.2}$$

stattfinden [3]. Bei natürlich vorkommenden Neutrinos aus großen kosmischen Ereignissen ist der Neutrinofluss gering, im Vergleich zu Neutrinos die in Kernreaktoren entstehen. Zusätzlich ist der Wirkungsquerschnitt bei der schwachen Wechselwirkung sehr gering, wodurch sie nur sehr selten mit Materie interagieren. Dadurch sind sehr große Detektionsvolumina nötig, um eine ausreichend hohe Anzahl an Neutrinos zu detektieren.

2.2 Detektion von Neutrinos durch Cherenkov-Strahlung

Wie man in Abschnitt 2.1 und den Gleichungen (2.1) und (2.2) gesehen hat, werden Energien der Neutrinos auf Sekundärteilchen übertragen. Eine Möglichkeit diese Sekundärteilchen zu detektieren ist das Cherenkov-Licht zu messen. Geladene Teilchen, die ein dielektrisches Medium durchqueren, polarisieren durch ihr eigenes elektrisches Feld, die Elektronen des Medium. Wenn die Elektronen wieder zu ihrem ursprünglichen Zustand zurückkehren, geben sie ihre Energie in Form von elektromagnetischer Wellen wieder ab. Bei einem geladenem Teilchen dessen Geschwindigkeit geringer ist als die Phasengeschwindigkeit des Lichts im Medium, interferieren die elektromagnetischen Wellen destruktiv. Für den Fall, dass die Geschwindigkeit der Teilchen höher ist als die Phasengeschwindigkeit des Lichts, interferieren die Kugelwellen konstruktiv und es breitet sich eine kegelförmige Wellenfront aus [4].

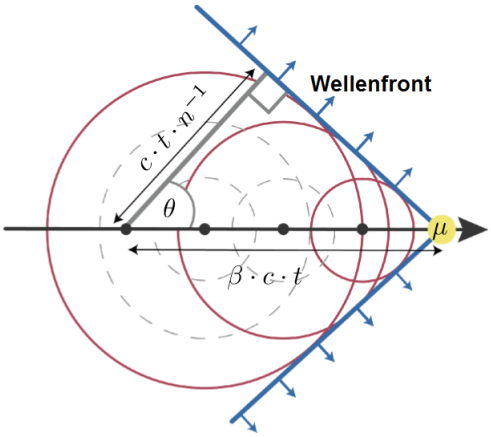

Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Cherenkov-Strahlung, welche hier durch ein Myon μ erzeugt wird. Entnommen aus [5], modifiziert.

Die Geschwindigkeit der Wellenfront im Medium ist $v_w = \frac{c}{n}$ mit c der Vakuumlichtgeschwindigkeit und dem Brechungsindex n. Mit der Geschwindigkeit des Teilchens v_t und $\beta = \frac{v_t}{c}$ ist der Öffnungswinkel θ des Kegels nach einer Zeit t in Abb. 2.1 über

$$\cos(\theta) = \frac{c \cdot t}{c \cdot t \cdot \beta \cdot n} = \frac{1}{\beta n} \tag{2.3}$$

gegeben. Umgekehrt lässt sich der Öffnungswinkel messen und darüber die Geschwindigkeit des Teilchens berechnen. Über die Geschwindigkeit erhält man die kinetische Energie E des Teilchens

$$E = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{(1-\beta^2)}} - 1 \right). \tag{2.4}$$

Da sich die Richtung der Neutrinos und der Sekundärteilchen nur gering unterscheiden, lässt sich auf diese Weise die Richtung des Neutrinos indirekt messen [4].

2.3 IceCube Neutrino-Observatorium

Bei dem *IceCube* Neutrino-Observatorium handelt es sich um einen $\sim$1 km^3 großen Detektor zur Messung hochenergetischer Neutrinos, der sich im Eis des Südpols befindet. Bis zu 5160 optische Sensoren detektieren Cherenkov-Licht (siehe Abschnitt 2.2) in 1450 m bis 2450 m Tiefe [6].

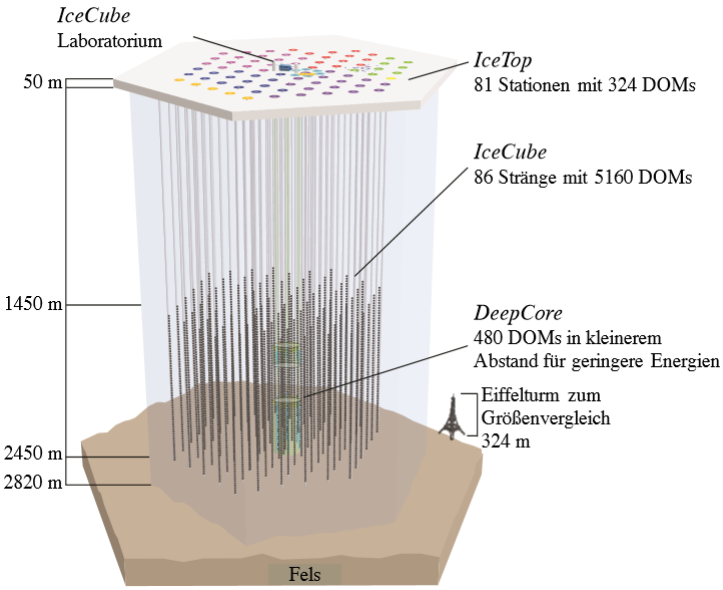

Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des *IceCube* Neutrino-Observatoriums mit *IceTop* und *DeepCore*. Entnommen aus [7], modifiziert.

Die Digital Optical Modules (DOMs) bestehen aus einem PMT mit 10-inch Durchmesser (254 mm) der sich in einer Druckkammer samt Elektronik befindet. Die Module befinden sich zu je 60 Stück an einem Kabelstrang in einem vertikalen Abstand von 17 m in 86 Bohrlöchern im Eis. Die Bohrlöcher wiederum sind hexagonal in einem Abstand von 125 m angeordnet. Wie in Abb. 2.2 zusehen ist, befindet sich an der Eisoberfläche noch der *IceTop* Detektor. Dieser besteht aus Wassertanks die sich in der Nähe der Bohröffnungen befinden und mit jeweils zwei DOMs ausgestattet sind. Der Detektor wird als Veto für atmosphärische Teilchenschauer und atmosphärischen Neutrinohintergrund genutzt. Zusätzlich befindet sich im Zentrum, in einer Tiefe von 2100 m bis 2450 m, der *DeepCore* Bereich zur Detektion von Neutrinos im GeV-Bereich. Dort befinden sich zusätzliche Module in 7 m Abstand unter einander an Seilen im Abstand von 72 m [5], [6], [7].

Die geplante Erweiterung des Observatoriums zum *IceCube-Gen2*, beinhaltet die Vergrößerung des Detektionsvolumens auf 5 km^3 bis 10 km^3 [2]. Dadurch soll die Detektionswahrscheinlichkeit erhöht und der messbare Energiebereich vergrößert werden. Dafür sollen neue optische Module, wie das mDOM, zum Einsatz kommen. Das mDOM besteht aus einer Anordnung von PMTs innerhalb einer nahezu kugelförmigen Druckkammer mit

Elektronik. Durch eine größere sensitive Fläche und die richtungsabhängige Detektion ist es möglich deutlich effektiver Daten zu hochenergetischen Neutrinos zu sammeln [8]. Der Hauptbestandteil des mDOMs sind die sehr lichtsensitiven PMTs die als nächstes erläutert werden.

3 Theoretische Grundlagen

Dieser Teil befasst sich mit den Grundlagen, die zum Verständnis der im späteren Versuch genutzten Methoden nötig sind. Zum einen wird der Aufbau und die Funktion eines PMTs erklärt und zum anderen das nötige Verständnis über die Datenauswertung näher gebracht.

3.1 Photomultiplier tubes

Photomultiplier tubes (PMTs) sind Geräte die sich besonders gut zum Detektieren von Photononen eignen. Ihre hohe Empfindlichkeit ermöglicht das Messen von einzelnen Photonen bis hin zu mehreren tausend Photonen. Dadurch lassen sich eine große Anzahl von unterschiedlichen lichtemittierenden Ereignissen studieren. Aufbau und Funktion eines PMTs sind in Abb. 3.1 veranschaulicht.

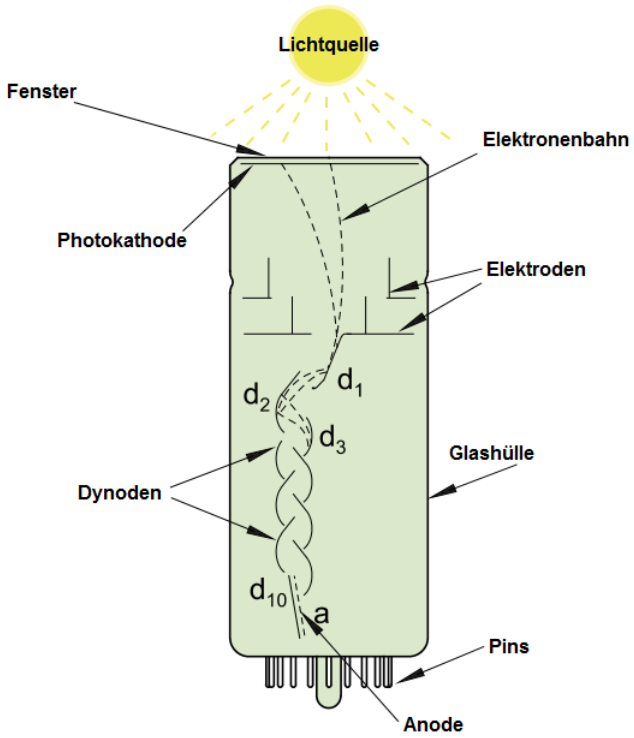

Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau eines PMT. Zu sehen sind die Hauptbestandteile und das Funktionsprinzip eines PMT. Entnommen aus [9], modifiziert.

Ein PMT besteht aus einer evakuierten Glasröhre, die eine Kathode, ein Elektroden- sowie Dynoden-System und eine Anode beinhaltet. Das einfallende Licht trifft auf die Photokathode und löst mit dem **photoelektrischen Effekt** Primärelektronen aus. Diese werden dann durch Elektroden fokussiert und auf die erste Dynode beschleunigt, wodurch mehrere Sekundärelektronen herausgelöst werden, die wiederum auf die nächste Dynode beschleunigt werden. Auf diese Weise werden die Elektronen vervielfältigt, sodass die Sekundärelektronen der letzten Dynode an der Anode erfasst werden. Die dort gesammelten Elektronen bilden das Ausgangssignal, welches als Ladung oder als Spannungspuls von einem Amperemeter oder einem Oszilloskop gemessen werden kann. Dabei lässt sich ein PMT auf zwei Weisen betreiben die im nächsten Abschnitt erläutert werden.

3.1.1 PMT-Betriebsmodi

Ein PMT lässt sich im Strommodus oder im Pulsmodus betreiben [10].
Im Strommodus werden die an der Anode ankommenden Elektronen in ein Strommessgerät geleitet, welches dann direkt einen Strom misst. In Abb. 3.2 c) ist das Signal veranschaulicht. Dabei wird die gesamte Ladung aller Pulse, die innerhalb eines Zeitintervalls gemessen werden, aufintegriert. Da dadurch die Information über einzelne Pulse verloren geht, wird der Strommodus verwendet wenn eine große Anzahl an Photonen und hohe Pulsfrequenzen zu erwarten sind.

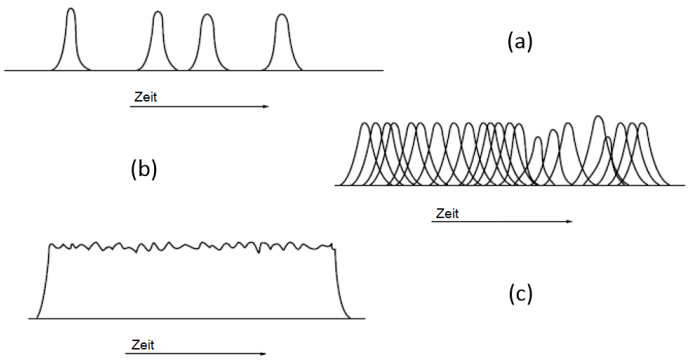

Abbildung 3.2: Die PMT Ausgangssignale: **a)** Einzelne Pulse im Pulsmodus gemessen. **b)** Sich überlappende Pulse. **c)** Ausgangssignal bei dem keine Information mehr durch einzelne Pulse erhalten werden können. Entnommen aus [10], modifiziert.

Der Pulsmodus eignet sich für geringe Pulsfrequenzen und das Messen einzelner Photonen. Dabei wird das Signal in ein Oszilloskop geleitet und verarbeitet, um somit den Spannungspuls zu messen. Dadurch lassen sich einzelne Pulse untersuchen wie in Abb. 3.2 a) zusehen ist. Zusätzlich lassen sich auch Amplituden und Ankunftszeiten untersuchen oder einzelne Ladungspulse integrieren. Bei zu hoher Pulsfrequenz überlappen

einzelne Pulse, wie in Abb. 3.2 b) veranschaulicht, wodurch keine zusätzliche Informationen mehr im Pulsmodus erhalten werden können. Die Elektronen des Signals werden an der Photokathode erzeugt, die im nächsten Abschnitt behandelt wird.

3.1.2 Photokathode

Bei der Photokathode handelt es sich um einen semitransparenten Halbleiter, der sich direkt hinter dem Eingangsfenster befindet. Die Form der aktiven Fläche, das Kathodenmaterial und das Fenster Material variieren je nach Model des PMTs. Der in dieser Arbeit verwendete PMT besteht aus einer gewölbten Bialkali-Photokathode und Borosilikatglas als Fenstermaterial. Die gewölbte Fläche der Kathode ermöglicht es, dass die erzeugten Elektronen, an jeder Position der Fläche, den gleichen Abstand zur ersten Dynode haben. Durch den photoelektrischen Effekt [11] werden an der Kathode die Photonen in Elektronen umgewandelt. Dafür muss ein Photon eine ausreichend hohe Mindestenergie haben, die vom Kathodenmaterial abhängig ist. Die Energie des Elektrons E_e nach dem Vorgang ist dann über

$$E_e = h\nu - (E_G + E_A) \tag{3.1}$$

gegeben. Dabei ist h das Plancksche Wirkungsquantum und ν die Lichtfrequenz. E_G ist die Energie, die die Valenzband-Elektronen aufnehmen müssen um die Bandlücke zu überwinden. Zusätzlich muss das Photon dann noch die Energie E_A der Elektronenaffinität aufbringen, damit ein Photoelektron emittiert wird. Daraus folgt, dass die Mindestenergie des Photons

$$E_\gamma = h\nu \geq E_G + E_A \tag{3.2}$$

sein muss.

Jedoch wird nicht jedes Photon in ein Elektron umgewandelt, sodass man bei der Wahl einer Kathode auf die Wellenlängen spezifische Kathodensensitivität achten muss. Ein entscheidender Faktor um die Kathodensensitivität zu beschreiben ist die Quanteneffizienz.

3.1.3 Quanteneffizienz

Die **Quanteneffizienz**

$$QE = \frac{N_e}{N_\gamma} \tag{3.3}$$

ist das Verhältnis zwischen der Anzahl an emittierten Elektronen N_e und der mittleren Anzahl der eintreffenden Photonen N_γ. Die hier genutzten Bialkali-Photokathoden bieten eine QE von $\sim$25% und haben eine hohe Sensitivität im ultravioletten (UV) Bereich [9]. Allerdings absorbieren die Borosilikat-Fenster Photonen mit geringerer Wellenlänge als 300 nm, was die Detektion unterhalb dieser Grenze verhindert (siehe Abb.

3.3). In Richtung des infraroten Bereichs haben die Photonen keine ausreichend hohe Energie für den Photoeffekt, wodurch dort die Quanteneffizienz sinkt.

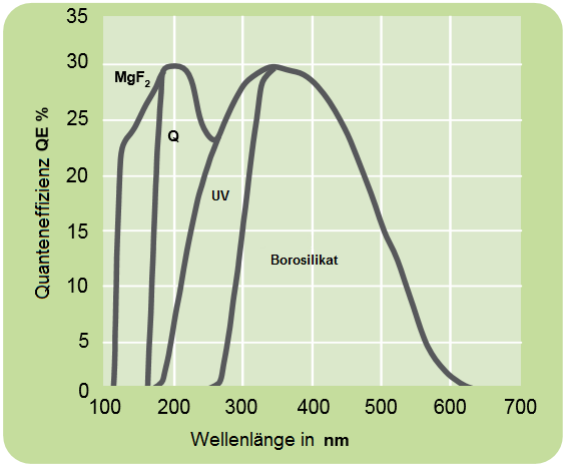

Abbildung 3.3: Typischer Verlauf der Quanteneffizienz in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Zu sehen sind Kurven von PMTs mit Bialkali-Photokathoden und verschiedenen Fenstermaterialien. „Q“ bedeutet hier Quarzglas und „UV“ steht für UV-durchlässiges Glas. Entnommen aus [9], modifiziert.

Im Falle der Messung im Strommodus lässt sich die Quanteneffizienz relativ leicht bestimmen. Mit Hilfe einer Referenz-Photodiode, deren wellenlängenabhängige Quanteneffizienz $QE_{\text{Diode}}(\lambda)$ bekannt ist, wird der Photostrom der Diode $I_{\text{Diode}}(\lambda)$ und der Kathodenstrom des PMT $I_{\text{PMT}}(\lambda)$ gemessen. Aus den Verhältnis der beiden Messgrößen lässt sich dann die Quanteneffizienz des PMT mit

$$QE_{\text{PMT}}(\lambda) = \frac{I_{\text{PMT}}(\lambda)}{I_{\text{Diode}}(\lambda)} \cdot QE_{\text{Diode}}(\lambda) \tag{3.4}$$

berechnen [8]. Dabei sind die Dynoden kurzgeschlossen, sodass keine Verstärkung der Photoelektronen stattfindet und man das direkte Verhältnis nutzen kann.

3.1.4 Sättigung und Temperaturabhängigkeit

Bei der Nutzung von Bialkali-Photokathoden führt eine Senkung der Temperatur zum Anstieg des Oberflächenwiderstandes der Kathode. Dies führt zur einer früheren Sättigung des Kathodenstroms, wodurch weitere Photoelektronen nicht mehr registriert werden können [12]. Die Abhängigkeit des Sättigungsstroms von der Temperatur ist in Abb. 3.4 zu sehen.

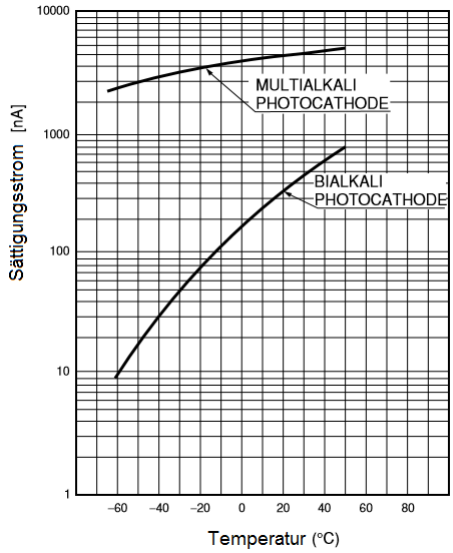

Abbildung 3.4: Typischer Verlauf des Sättigungsstroms von Multialkali- und Bialkali-Photokathoden in Abhängigkeit der Temperatur. Entnommen aus [12], modifiziert.

Zusätzlich werden bei geringen Temperaturen optische Phononen im Kathodenmaterial unterdrückt. Dies führt zum einen dazu, dass die Wahrscheinlichkeit erhöht wird ein Photoelektron zu emittieren und zum anderen dazu, dass der Sekundäremissionskoeffizient der Dynoden erhöht wird [13]. Daraus resultiert die Erhöhung der Quanteneffizienz bei abnehmender Temperatur. Bei bestimmten Bialkali-Photokathoden wurde eine Steigerung von 0.1 $\frac{\%}{°C}$ bis 0.15 $\frac{\%}{°C}$ bei sinkender Temperatur, in einem Bereich von $\sim$400-450 nm beobachtet. [11]
Ein Problem, welches sich bei der Messung des PMT-Stroms bei geringen Temperaturen ergibt ist, dass der Innenwiderstand des PMTs abnimmt [11]. Dadurch erhöht sich der gemessene Strom, was Fälschlicherweise nach Gleichung (3.4) zu einer höheren Quanteneffizienz führt. Eine Möglichkeit den Einfluss durch den Innenwiderstand zu umgehen ist eine Kalibrierung des PMTs im Pulsmodus.

3.1.5 Elektronenvervielfachung

Ein Elektronenvervielfältiger dient dazu, aus den einzelnen Photoelektronen ein messbares Signal zu gewinnen. Beginnend mit den Fokussierungselektroden nach der Kathode, folgt eine Reihe von Dynoden. Dynoden sind Metallelektroden, die mit einem Material[1] beschichtet sind, welches einen hohen **Sekundäremissionskoeffizienten** besitzt. Dieser beschreibt, den Faktor der Vervielfältigung der eintreffenden Elektronen. Abschließend befindet sich an dem System die Elektronen aufnehmende Anode, an der das Signal abgegriffen wird.

[1] Typische Materialien: AgMg, CuBe und NiAl [14]

Nach dem Verlassen der Kathode werden die Photoelektronen durch ein elektrisches Feld fokussiert und auf die erste Dynode beschleunigt. Die dort auftreffenden Photoelektronen, oder nun auch Primärelektronen genannt, lösen aus der Dynode mehrere Sekundärelektronen heraus. Dabei werden Atome mit niedrigen Energieniveaus durch Primärelektronen, die die Dynodenoberfläche durchdrungen haben, ionisiert. Zusätzlich folgen elastische und inelastische Stöße zwischen Sekundärelektronen. Die Wahrscheinlichkeit, dass die aus der Kathode emittierten Photoelektron auf die erste Dynode treffe, wird im allgemeinen als **Sammeleffizienz** bezeichnet. Der Vorgang wird an mehreren Dynoden wiederholt, sodass sich zuletzt eine um mehrere Größenordnungen höhere Anzahl an Elektronen ergibt als zu Beginn. Das Verhältnis der an der Anode ankommenden Anzahl an Elektronen zur mittleren Anzahl der aus der Kathode emittierten Elektronen, wird als **gain** bezeichnet [12].

3.1.6 Dunkelrate und Dunkelstrom

Abhängig vom Betriebsmodus spricht man von der Dunkelrate im Pulsmodus oder vom Dunkelstrom im Strommodus. In beiden Fällen handelt es sich um unerwünschte Signale in Abwesenheit von Lichteinstrahlung, wie in Abb. 3.5 veranschaulicht, die einen kontinuierlichen und einen diskreten Anteil haben.

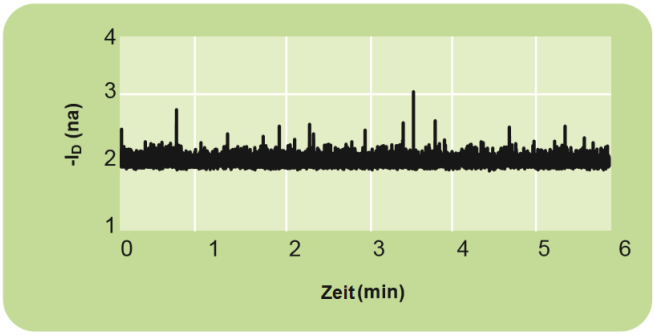

Abbildung 3.5: Zu sehen ist der Dunkelstrom über die Zeit eines 9829B PMT von ET Enterprises. Der Dunkelstrom besteht aus einem Offset der durch den leakage current verursacht wird. Zusätzlich gibt es Ausschläge, die durch diskrete Quellen verursacht werden. Entnommen aus [9], modifiziert.

Der Diskrete Anteil wird zum größten teil durch die temperaturabhängige **thermische Emission** von Elektronen an der Photokathode verursacht. Aufgrund der geringen Austrittsarbeit des Materials, werden Elektronen bereits bei Raumtemperatur emittiert. Zusätzlich gibt es noch die Hintergrundstrahlung aus radioaktiven Quellen und die Spannungsabhängige **Feldemission**, die durch starke elektrische Felder verursacht wird, wodurch Elektronen über den Tunneleffekt aus dem Material emittieren können.
Der kontinuierlicher Anteil der Signale wird durch den **leakage current** verursacht. Die-

ser bezeichnet einen kontinuierlichen ohmischen Ladungsfluss in die Anode oder den Pin der daran befestigt ist und ist spannungsabhängig. Zusätzlich können Teilchen im PMT durch zu hohe Lichteinstrahlung angeregt werden, die dann beim Abregen Photonen erzeugen. Dieser Beitrag verschwindet mit der Zeit. Abhängig von der Bestrahlung, der angelegten Spannung und dem PMT Model kann dies wenige Minuten bis Tage dauern. Im Strommodus tragen beide Anteile zum Dunkelstrom bei. Im Pulsmodus tragen nur die diskreten Quellen zur Dunkelrate bei [12], [14].

3.2 Signalauswertung und Einzel-Photoelektronenspektrum

Während man im Strommodus einen Strom misst den man direkt zur Berechnung der Quanteneffzienz nutzen kann (siehe 3.1.3), erhält man im Pulsmodus ein Ladungsspektrum, aus dem man Informationen über die Änderung der Quanteneffzienz ziehen kann.

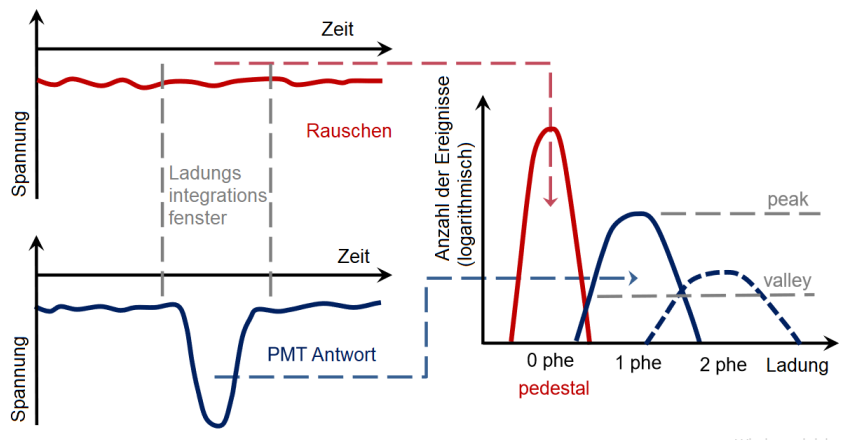

Abbildung 3.6: **Links**:Prinzip zur Erlangung des Ladungsspektrums durch Abgreifen eines Zeitintervalls mit gepulster Lichtquelle. Die durch das Integrationsfenster abgegrenzte Fläche zwischen Zeitachse und Wellenform entspricht der Ladung für das Ladungsspektrum. **Rechts**: Skizze des resultierenden Einzel-Photoelektronenspektrums. Entnommen aus [8], modifiziert.

Das Prinzip ist in Abb. 3.6 veranschaulicht. Das PMT-Signal wird mit Hilfe einer gepulsten Lichtquelle und einem Oszilloskop in einem kurzem Zeitintervall abgegriffen und integriert. Man erhält einen Integrationswert der noch durch den Eingangswiderstand dividiert werden muss (hier $R = 50\,\Omega$) um das Ladungsspektrum zu erhalten. Die in Abb. 3.6 im Ladungsspektrum rot gekennzeichnete Kurve entsteht wenn nur die Grundlinie, die durch Rauschen erzeugt wird, integriert wird. Dies bedeutet, dass kein Signal gemessen wurde. Wenn mehrfach ein Photoelektron emittiert wird, entsteht die in Abb. 3.6 blau gekennzeichnete Kurve im Ladungsspektrum. Die blau gestrichelte Kurve ent-

steht durch Ereignisse bei denen zwei Elektronen emittiert werden. Ereignisse bei denen drei oder mehr Elektronen emittiert werden sind nicht dargestellt.

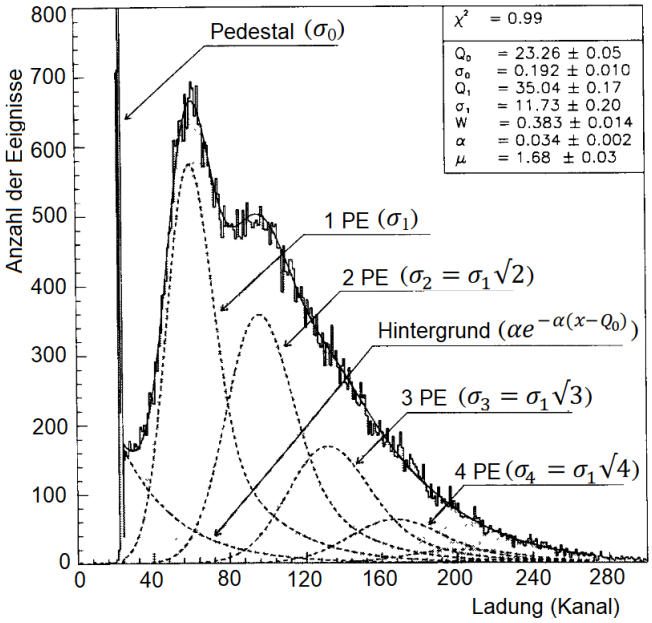

Abbildung 3.7: Einzel-Photoelektronenspektrum eines PMT. Zu sehen ist die Anzahl der Ereignisse nach Ladung. Zusätzlich zu den Rohdaten sind die Peaks der für Null (Pedestal) bis vier Photoelektronen (PE) deponierten Ladung sowie der Hintergrund eingezeichnet. Entnommen aus [15], modifiziert.

Für die Aufnahme eines Spektrums werden mehrere hunderttausend Signale gemessen wodurch ein PMT-Histogramm wie in Abb. 3.7 erzeugt und nach [15] analysiert wird. Demnach ist die reale Ladungsverteilung $S_{real}(x)$ eine Faltung aus einer idealen Ladungsverteilung $S_{ideal}(x)$ und der Hintergrundfunktion $B(x)$

$$S_{\text{real}}(x) = \int S_{ideal}(\bar{x}) \cdot B(x - \bar{x}) \mathrm{d}\bar{x}. \tag{3.5}$$

Die ideale Ladungsverteilung $S_{ideal}(x)$ ist ebenfalls eine Faltung aus der Anzahl der emittierten Elektronen nach einem Lichtpuls $P(n, \mu)$ und der Antwortfunktion des Dynoden-Systems $G_n(x)$

$$S_{\text{ideal}}(x) = P(n, \mu) \otimes G_n(x). \tag{3.6}$$

Dabei ist $P(n, \mu)$ eine Poisson-Verteilung mit der Anzahl n an emittierten Photoelektronen und der mittleren Anzahl μ der Elektronen die in das Dynoden-System gelangen

$$P(n, \mu) = \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!}, \quad \text{mit} \quad \mu = N_\gamma \cdot QE \cdot C_0 \tag{3.7}$$

wobei N_γ die mittlere Anzahl an Photonen ist, welche die Photokathode erreichen, QE ist die Quanteneffizienz und C_0 die Sammeleffizienz der ersten Dynode.

$$G_n(x) = \frac{1}{\sigma_1\sqrt{2\pi n}} \exp\left(-\frac{(x - nQ_1)^2}{2n\sigma_1^2}\right) \tag{3.8}$$

Die Antwortfunktion $G_n(x)$ wird über eine Gauß-Verteilung angenähert, wobei der Erwartungswert nQ_1 und der σ-Parameter der Gauß-Verteilung$\sqrt{n}\sigma_1$ ist. Q_1 ist die durchschnittliche Ladung am Ausgang des PMT wenn ein Elektron erfasst wurde und σ_1 die dazugehörige Standardabweichung. Folgt man [15] weiter so erhält man

$$\begin{aligned} S_{\text{real}}(x) \approx & \left[\frac{1-\omega}{\sigma_0\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x-Q_0)^2}{2\sigma_0^2}\right) + \omega\Theta(x-Q_0)\cdot\alpha\exp(-\alpha(x-Q_0))\right] e^{-\mu} \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} \cdot \frac{1}{\sigma_1\sqrt{2\pi n}} \exp\left(-\frac{(x - Q_0 - Q_{\text{shift}} - nQ_1)^2}{2n\sigma_1^2}\right). \end{aligned} \tag{3.9}$$

Mit (3.9) als Fit-Funktion lässt sich das Einzel-Photoelektronenspektrum auswerten.

4 Untersuchung der Temperaturabhängigkeit der Quanteneffizienz

4.1 Bestimmung der Quanteneffizienz bei Raumtemperatur

Zur Charakterisierung des PMTs und als Referenzmessung wurde die Quanteneffizienz bei Raumtemperatur mit dem Aufbau aus Abb. 4.1 bestimmt.

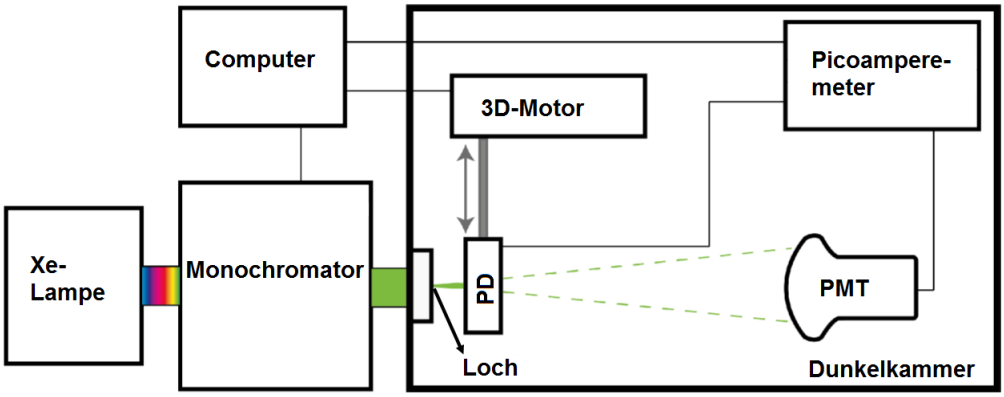

Abbildung 4.1: Schematischer Versuchsaufbau für die Bestimmung der Quanteneffizienz bei Raumtemperatur. Entnommen aus [5], modifiziert.

Das Licht der Xe-Lampe[1] wurde in den computergesteuerten Monochromator[2] geleitet. Dieser ermöglicht es genaue Wellenlängen des Xenonspektrums einzustellen. Das Licht wurde abgeschirmt aus dem Monochromator durch ein kleines Loch in die Dunkelkammer[3] geleitet. Innerhalb der Dunkelkammer befinden sich der PMT, die Referenzdiode[4], ein an den Computer angeschlossener Picoamperemeter[5] und ein vom Computer gesteuerter 3D-Motor an dem die Photodiode angebracht ist, um sie in und aus dem Strahlengang zu bewegen. Die Photodiode mit bekannter Quanteneffizienz wird zum Messen des

[1] LOT QuantumDesign LSDH102 Lampe ausgestattet mit einer 75 W LSB 511 Xenon Glühbirne.
[2] MSH-300 mit einem MSG-T-1200-300 Gitter von LOT QuantumDesign.
[3] Eine von innen und außen abgedunkelte Holzbox
[4] Type S6337-01 von Hamamatsu
[5] Keithley Model 487

Referenzphotostroms genutzt und wurde zwischen dem Loch und dem PMT platziert. Der PMT wurde in einem Abstand von $\sim 1\,\mathrm{m}$ in den Strahlengang platziert, wodurch er zum größten Teil bestrahlt wurde. Das Dynodensystem wurde kurzgeschlossen und eine Spannung von 200 V zwischen Photokathode und erster Dynode angelegt. Dadurch liefern alle Photoelektronen einen Beitrag zum Ausgangssignal unabhängig davon, wo sie auf die innere Struktur treffen. Dies führt dazu, dass keine Verstärkung stattfindet. Es wurde der gesamte Wellenlängenbereich von 250-750 nm jeweils einmal für den PMT und die Photodiode gemessen. Für jeden 5 nm Schritt wurde der Strom jeweils 20 mal gemessen. Vor und nach der Messung wurde der Dunkelstrom für beide Messgeräte bei 1200 nm gemessen, da sie in diesem Bereich keine Empfindlichkeit aufweisen. Dafür wurde, für die Messung des Diodendunkelstroms, die Photodiode aus dem Strahlengang gefahren. Für die Messung des PMT-Dunkelstroms wurde Diode wieder in den Strahlengang gefahren. Mit der Korrektur durch die beiden Dunkelströme $I_{\text{D-Diode}}$ und $I_{\text{D-PMT}}$ wurde die Quanteneffizienz über

$$QE_{\text{PMT}}(\lambda) = \frac{(I_{\text{PMT}}(\lambda) - I_{\text{D-PMT}})}{(I_{\text{Diode}}(\lambda) - I_{\text{D-Diode}})} \cdot QE_{\text{Diode}}(\lambda). \tag{4.1}$$

bestimmt und in Abb. 4.2 aufgetragen.

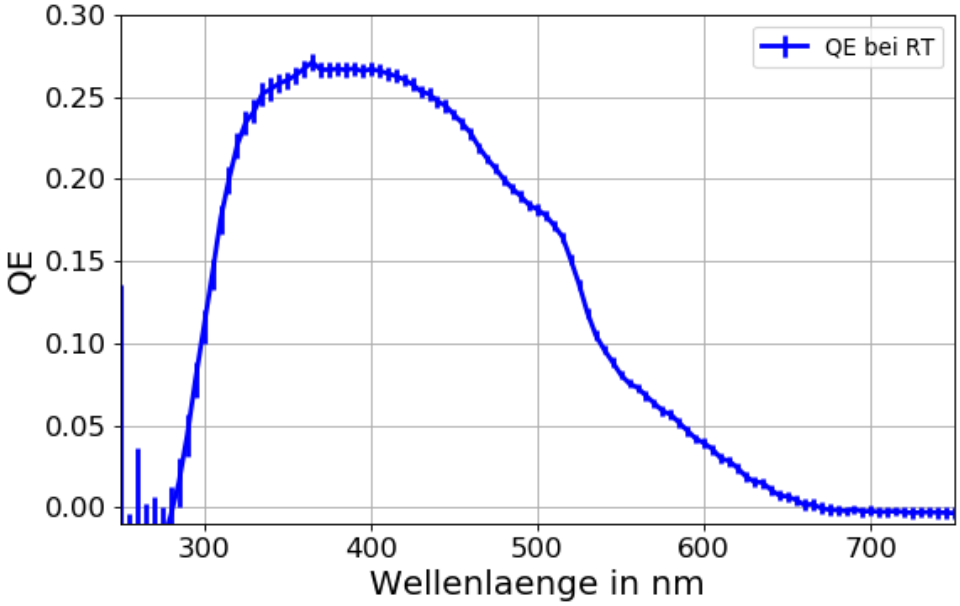

Abbildung 4.2: Die Quanteneffizienz bei Raumtemperatur, mit statistischem Fehler, in Abhängigkeit der Wellenlänge.

Die Kurve hat den in Abschnitt 3.1.3 Abb. 3.3 beschriebenen typischen Verlauf. Die maximale Quanteneffizienz liegt bei 365 nm mit (27.1±0.5)%. In Richtung des IR-Bereich singt die Quanteneffizienz aufgrund von zu geringer Energie der Photonen, wodurch kein Photoeffekt zustande kommt. In Richtung des UV-Bereich absorbiert das Borosilikatglas-

Fenster Photonen mit Wellenlängen <300 nm. Dadurch sinkt der Photostrom des PMTs in den Bereich des Dunkelstroms, was die Unsicherheiten drastisch erhöht.

4.2 Bestimmung der Quanteneffizienz bei niedrigen Temperaturen

Um die Quanteneffizienz bei niedrigen Temperaturen zu bestimmen wurde der in Abb. 4.3 dargestellte Versuchsaufbau verwendet.

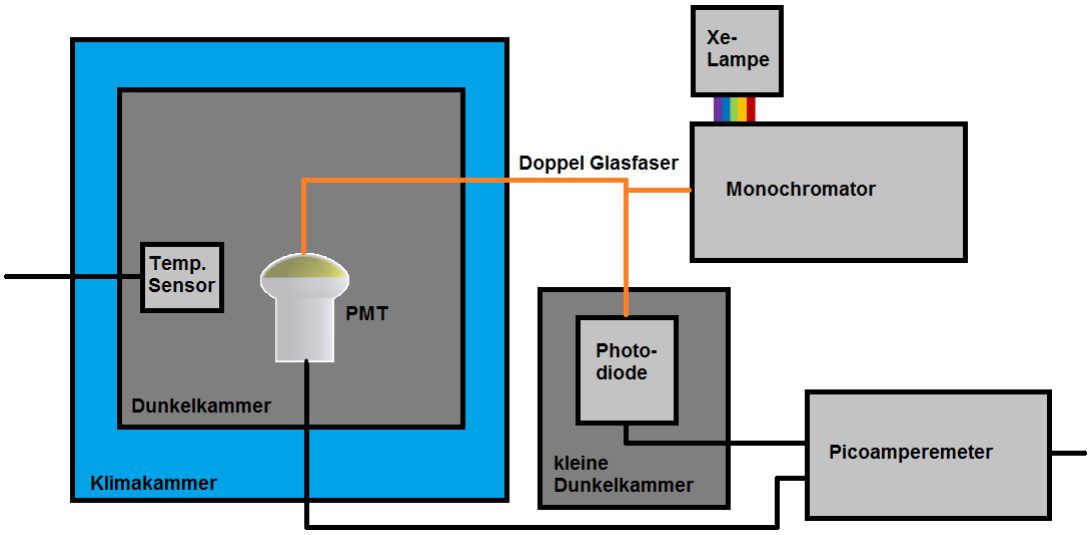

Abbildung 4.3: Schematischer Versuchsaufbau für die Bestimmung der Quanteneffizienz bei niedrigen Temperaturen.

Genauso wie in Abschnitt 4.1 gelangt das Licht der Lampe in den Monochromator. Am Ausgang des Monochromators befindet sich zusätzlich noch ein Spalt, welcher es ermöglicht die Lichtintensität zu variieren um die Sättigung des Kathodenmaterials zu verhindern (siehe Abschnitt 3.1.4). Anders als in Abschnitt zuvor, gelangt das Licht nach dem Spalt in eine doppelte Glasfaser. Die Glasfaser[6] besteht aus zwei zunächst parallel verlaufenden Glasfasern, die sich dann wie in Abb. 4.4 veranschaulicht aufspalten.

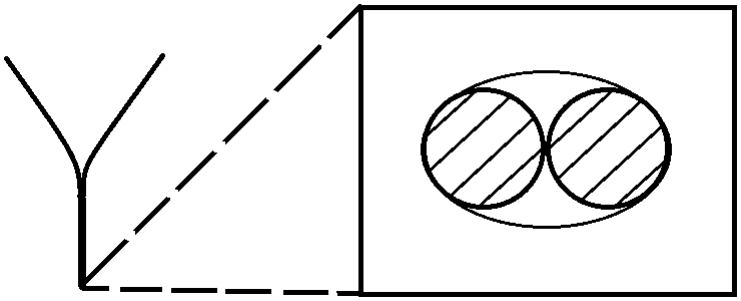

Abbildung 4.4: Schematischer Querschnitt der Glasfaser.

Dies dient dazu den PMT und die Referenzphotodiode mit Licht aus der selben Quelle

[6]BFY1000HS02 von Thorlabs

und Intensität zu bestrahlen ohne die Temperatur der Diode zu ändern. Die transmittierten Spektren beider Fasern wurden untersucht und in Abb. 4.5 aufgetragen.

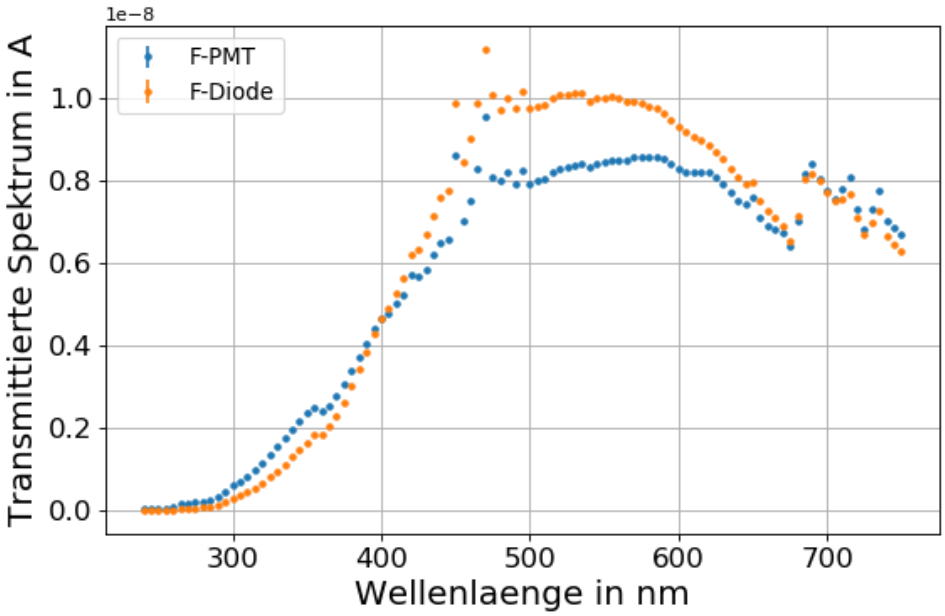

Abbildung 4.5: Die wellenlängenabhängigen Transmissionsspektren der Glasfasern. In **orange** die Faser die zur Diode führt und in **blau** diejenige die zum PMT führt. Die Fehler sind kleiner als die Messpunkte.

Aufgrund der Unterschiedlichen Spektren wurde ein Korrekturfaktor gebildet, der in die spätere Berechnung der Quanteneffizienz eingebunden wurde. Dafür wurde das Transmissionsspektrum der beiden Fasern $I_{\text{F-PMT}}$ und $I_{\text{F-Diode}}$ mit der Photodiode jeweils drei mal im Bereich von 250 nm bis 750 nm gemessen und mit

$$k_f(\lambda) = \frac{I_{\text{F-PMT}}(\lambda)}{I_{\text{F-Diode}}(\lambda)} \tag{4.2}$$

der Korrekturfaktor $k_f(\lambda)$ bestimmt und in Abb. 4.6 aufgetragen. Dabei wurde für jede Wellenlänge der Strom 20 mal gemessen. Eine Änderung des Transmissionsspektrums der Glasfasern bei geringen Temperaturen wurde nicht beobachtet.

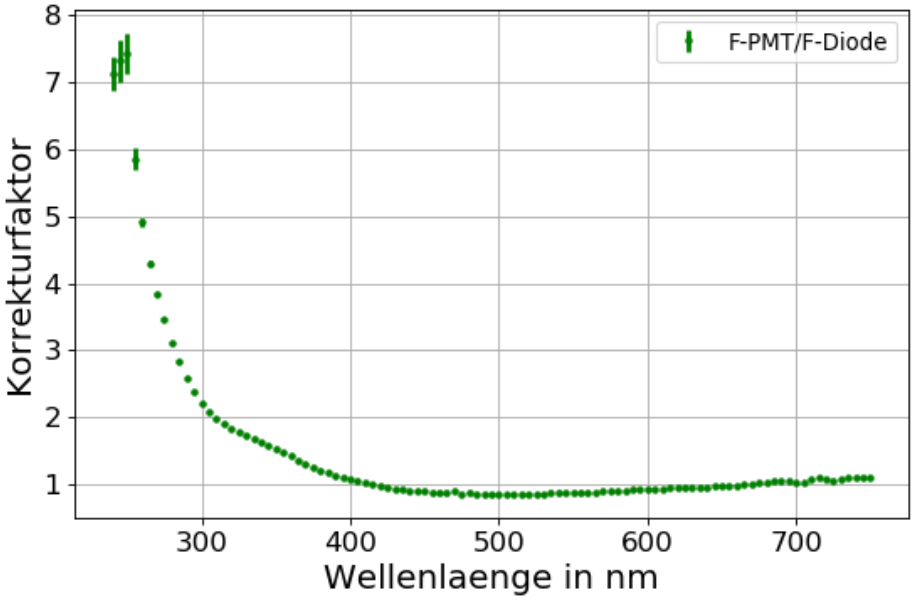

Abbildung 4.6: Der Verlauf des Korrekturfaktors, mit statistischem Fehler, in Abhängigkeit der Wellenlänge.

Für die Bestimmung der Quanteneffizienz des R12199-02 PMTs von Hamamatsu wurde eine Spannung von 250 V zur Versorgung der Elektroden angelegt und an den Anodenanschluss des PMTs angeschlossen, wobei die Kathode geerdet wurde. Das Signal wurde am Kathodenanschluss abgegriffen. Das Dynodensystem wurde kurzgeschlossen, sodass der an der Photokathode erzeugte Strom direkt zugänglich ist. Dadurch wird keine Verstärkung erreicht und es ist eine vergleichsweise geringe Spannung nötig. Ohne Verstärkung wird, abhängig von der Lichtintensität, ein Strom in der Größenordnung von einigen Nanoampere erwartet. Aus diesem Grund wurde das Signal in einen Picoamperemeter[7] geleitet und dort ausgelesen. Die Quanteneffizienz wurde in einem Temperaturbereich von 20° C bis -60° C untersucht. Der Abgleich von der eingestellten Temperatur der Klimakammer mit der Temperatur des Temperatursensor in der Dunkelkammer[8], mit zusätzlicher Wartezeit von 5 min, soll gewährleisten, dass das PMT ebenfalls die eingestellte Temperatur hat. Dabei musste darauf geachtet werden, dass der gemessene Strom nicht die Sättigungsstromgrenze von ∼9 nA bei -60° C (siehe Abschnitt 3.1.4 Abb. 3.4) überschreitet. Gleichzeitig sollte der Strom nicht zu gering sein, da sonst der Anteil des Dunkelstroms zu groß wird. Die Intensität wurde mithilfe des Monochromatorspalts passend eingestellt. Die Glasfasern in den Dunkelkammern wurden so ausgerichtet, dass sich für die Photodiode[9] und den PMT ein maximaler Strom bei 470 nm ergibt, damit wurde gewährleistet das beide Messgeräte maximal bestrahlt werden, ohne das es beim

[7]Keithley Model 487
[8]Eine Licht abgedunkelte Aluminiumbox mit Zugängen für Kabel.
[9]Type S6337-01 von Hamamatsu

PMT zur Sättigung kommt. Es wurde für jeden Temperaturschritt das volle Spektrum von 250 nm bis 750 nm gemessen. Für jeden Wellenlängenschritt wurde der Strom beim PMT 50 mal und bei der Diode 10 mal gemessen. Dadurch wird verhindert, dass Intensitätsänderungen der Lampe und Dunkelstromänderungen des PMT während der Messung einen Einfluss auf das Ergebnis haben. Der Dunkelstrom des PMT $I_{\text{D-PMT}}$ und der Diode $I_{\text{D-Diode}}$ wurde bei 250 nm gemessen, da bei dieser Wellenlänge keine Photoelektronen zu erwarten sind. Mit den Korrekturen durch den Dunkelstrom und den Korrekturfaktor k_f wird Gleichung (3.4) zu

$$QE_{\text{PMT}}(\lambda) = \frac{(I_{\text{PMT}}(\lambda) - I_{\text{D-PMT}})}{(I_{\text{Diode}}(\lambda) - I_{\text{D-Diode}})} \cdot \frac{QE_{\text{Diode}}(\lambda)}{k_f}. \tag{4.3}$$

Damit wurde die Quanteneffizienz des PMT berechnet und in Abb. 4.7 aufgetragen.

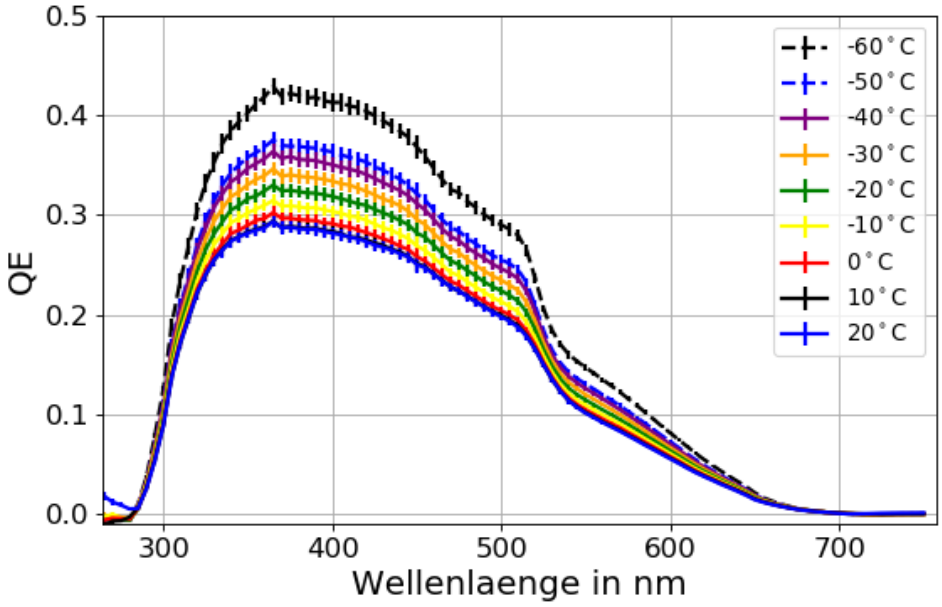

Abbildung 4.7: Die Quanteneffizienz, mit statistischem Fehler, des R12199-02 PMTs von Hamamatsu in Abhängigkeit der Wellenlänge bei verschiedenen Temperaturen. Die Kurven gleichen den typischen Kurvenverlauf in Abb. 3.3.

Ähnlich wie bei der Messung in Abschnitt 4.1 gleichen die Kurven dem typischen Verlauf und haben erhöhte Unsicherheiten bei Wellenlängen <300 nm. Zu sehen ist auch der erwartete Anstieg der Quanteneffizienz mit sinkender Temperatur (siehe Abschnitt 3.1.4). Allerdings zeigt Abb. 4.8, dass der Anstieg von 36% bis 49%, bei einer Temperaturdifferenz von 80° C, deutlich höher ist als erwartet. Für Bialkali-Photokathoden ist eine Steigerung von 0.1 $\frac{\%}{°\text{C}}$ bis 0.15 $\frac{\%}{°\text{C}}$ bei sinkender Temperatur, in einem Bereich von $\sim$ 400-450 nm zu erwarten [11], [13]. Bei einer Temperaturdifferenz von 80° C sollte die Quanteneffizienz also um 8-12% steigen. Eine mögliche Erklärung für die starke Abweichung ist, dass mit geringerer Temperatur der Innenwiderstand sinkt und somit ein

höherer Strom gemessen wird [11]. Um die Steigerung der Quanteneffizienz zu erhalten, ist somit die Kenntnis über die Temperaturabhängigkeit des Innenwiderstandes nötig. Allerdings konnte Aufgrund des vergleichsweise zu hohen Dunkelstroms der Innenwiderstand nicht gemessen werden. Um den PMT zu kalibrieren wurde noch zusätzlich eine Messung im Pulsmodus durchgeführt. Dadurch wird der Einfluss des Innenwiderstandes zunächst umgangen, um dann über die Kalibrierung einen repräsentativen Faktor zu bestimmen, mit dem sich die tatsächliche Quanteneffizienz genauer bestimmen lässt.

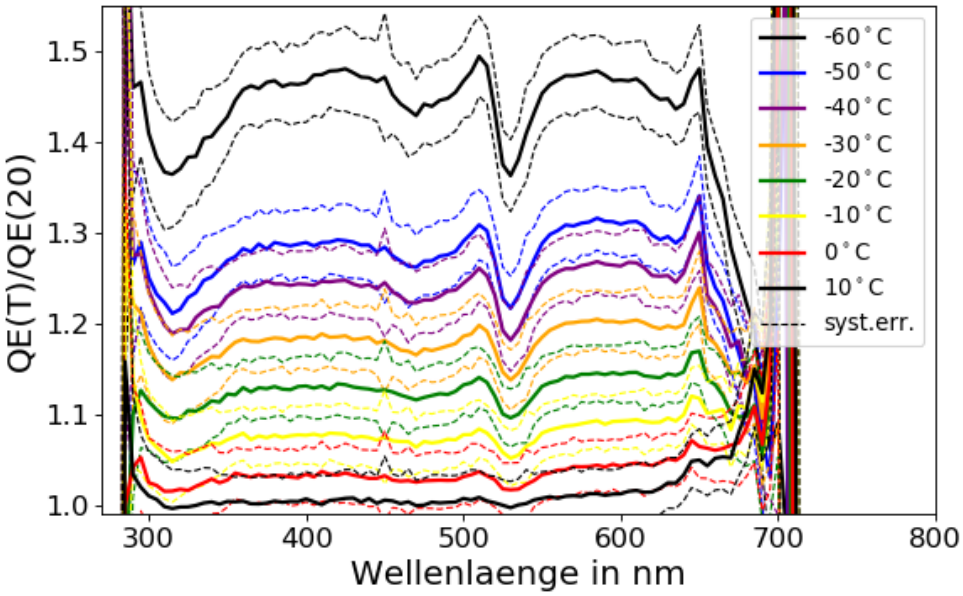

Abbildung 4.8: Die Verhältnisse von der Quanteneffizienz bei verschiedenen Temperaturen zu der Quanteneffizienz bei 20° C, mit systematischem Fehler.

4.3 Bestimmung der Quanteneffizienz im Pulsmodus

Um den Einfluss des Innenwiderstandes zu umgehen wurde eine Kalibrierung des PMT im Pulsmodus durchgeführt. Da bei der Messung im Pulsmodus ein einzelnes Signal mit einer bestimmten Ladung gemessen wird und die Anzahl dieser Ereignisse in einem Histogramm aufgetragen werden (siehe Abschnitt 3.2), hat der Innenwiderstand hier keinen Einfluss auf das Messergebnis. Mit der mittleren Photoelektronenzahl $\mu = N_\gamma \cdot QE \cdot C_0$, aus dem Ausdruck (3.7), lässt sich durch die Änderung von μ auf die Quanteneffizienz ohne den Einfluss des Widerstandes schließen. Für die Messung im Pulsmodus wurde der Versuchsaufbau in Abb. 4.9 benutzt.

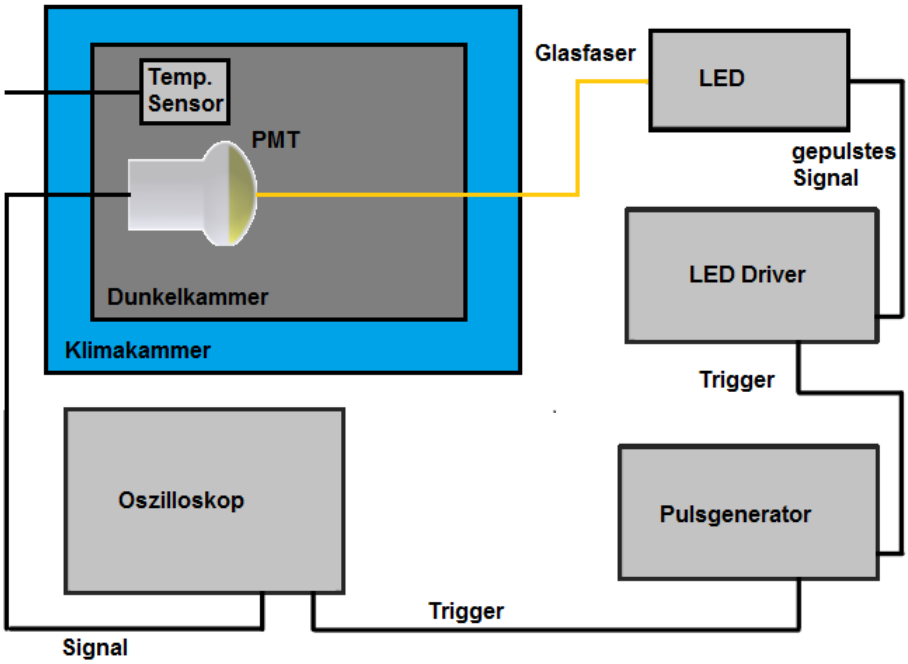

Abbildung 4.9: Schematischer Versuchsaufbau für die Kalibrierung des PMT.

Der PMT wurde durch eine einzelne Glasfaser innerhalb der Dunkel- und Klimakammer mit dem Licht einer LED[10] bestrahlt. Die LED wurde mit einem LED Driver[11] betrieben. Die Lichtpulse wurden mit einer Frequenz von 1 kHz generiert und das Licht der LED liefert ein schmales Spektrum von ~ 459 nm. Der PMT wurde mit ~ -1100 V am Kathodenanschluss versorgt und das Signal wurde am Anodenanschluss abgegriffen. Dieses Signal wurde in ein Oszilloskop[12] geleitet welches mit dem Referenzsignal des Puls-Generators[13] getriggert wurde. Die Temperatur wurde sowohl beim abkühlen als auch beim aufheizen von 20° C bis -50° C gemessen. Ein Temperatursensor diente zum Abgleich zwischen eingestellter Temperatur und der Temperatur in der Dunkelkammer. Für jeden Temperaturschritt wurden 250 000 Pulse gemessen und wie in Abschnitt 3.2 ein Einzel-Photoelektronenspektrum erzeugt und mit Gleichung (3.9) ausgewertet (siehe Abb. 4.10).

[10] LED PLS-8-2-719 von PicoQuant
[11] PicoQuant PDL 800-B
[12] PicoScope 6404C
[13] RIGOL DG1032Z

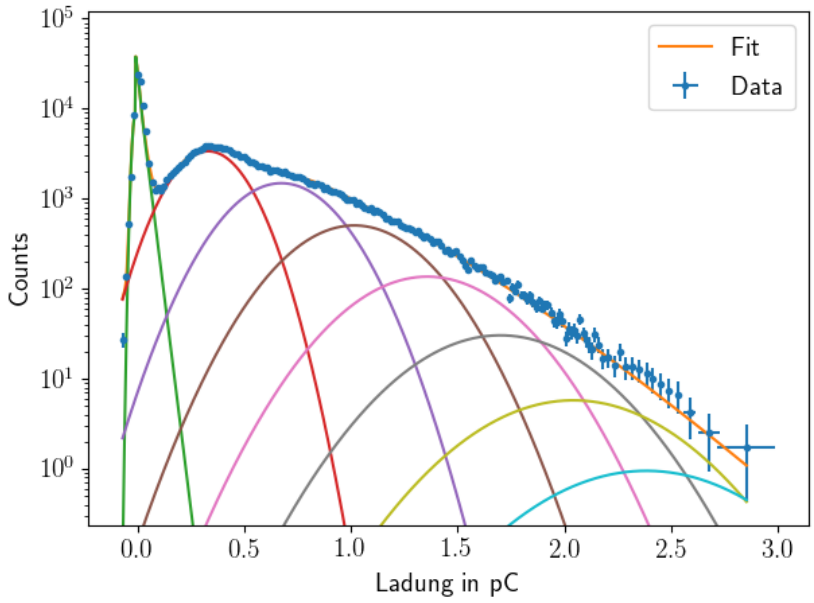

Abbildung 4.10: Zu sehen sind die Daten mit statistischem Fehler und der Fit eines Einzel-Photoelektronenspektrum nach dem Wiederaufheizen bei 20° C.

Aus den Daten des Fits erhält man die mittlere Anzahl detektierter Photoelektronen μ, die in Abb. 4.11 in Abhängigkeit der Temperatur aufgetragen wurden.

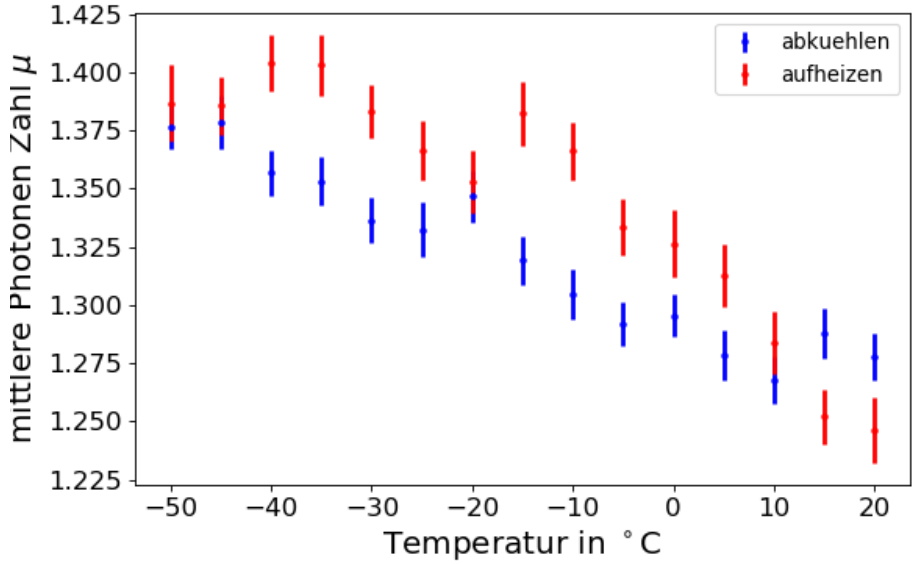

Abbildung 4.11: Die mittlere Anzahl detektierter Photoelektronen μ mit statistischem Fehler in Abhängigkeit der Temperatur beim Abkühlen und beim Aufheizen.

Mit $\mu = N_\gamma \cdot QE \cdot C_0$, aus dem Ausdruck (3.7), lässt sich bei einer Änderung von μ auf die Änderung der Quanteneffizienz schließen. Vorausgesetzt die Intensität der LED und somit N_γ, sowie C_0 sind während der Messung konstant geblieben.

Die Änderung von μ ist in Abb. 4.12 aufgetragen. Zu sehen ist ein Anstieg von 7.7% bis 11.3% bei ∼459 nm, was dem erwarteten Wert von 8% bis 12% gut entspricht. Zu erkennen ist ein Hystereseverhalten beim Abkühlen und Aufheizen, welches dadurch zu erklären ist, dass die Temperatur des PMT zum Zeitpunkt der Messung nicht die Solltemperatur erreicht hat.

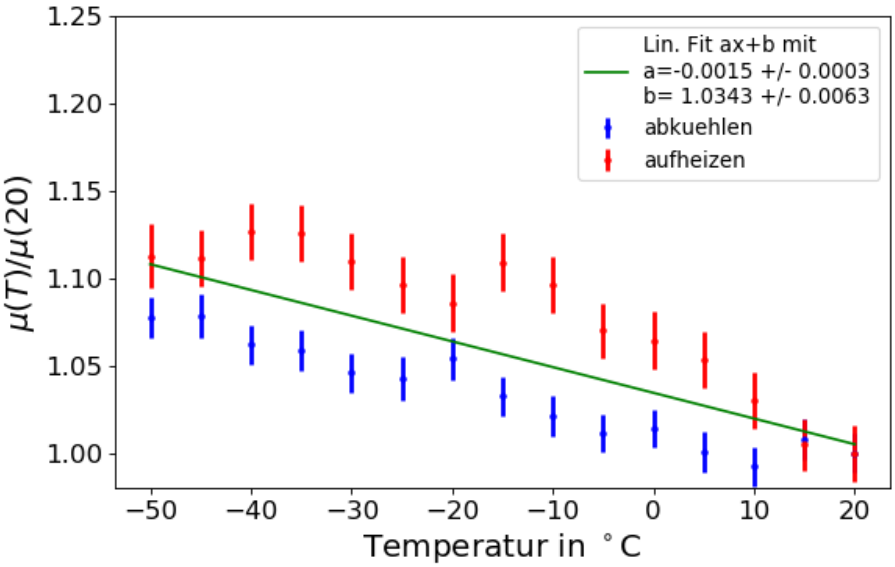

Abbildung 4.12: Zu sehen sind die Verhältnisse von μ bei verschiedenen Temperaturen zu μ bei 20° C. Zusätzlich der lineare Fit für die Kalibrierung zur Bestimmung der genauen Quanteneffizienz.

Mit dem linearen Fit lassen sich die Quanteneffizienzwerte, ohne Verstärkung durch den Strom des Innenwiderstandes, bei der nächstgelegenen Wellenlänge von 460 nm in Abhängigkeit der Temperatur bilden. Mit den gemessenen Werten lässt sich dann ein Wellenlängen unabhängiger Widerstandsfaktor bestimmen, mit dem sich die gemessen QE-Kurven aus Abb. 4.7 kalibrieren lassen. Der Faktor steht repräsentativ für die Verstärkung durch den Innenwiderstand und ist nur von der Temperatur abhängig, eine Wellenlängenabhängigkeit des Widerstandes ist auszuschließen. Mit dem Sollfaktor

$$s(T) = a \cdot T + b \tag{4.4}$$

und a, b aus dem linearen Fit, wurde die tatsächliche nicht verstärkte Quanteneffizienz bei 460 nm über

$$QE_{460}(T) = QE_{460}(20) \cdot s(T) \tag{4.5}$$

bestimmt. Mit der verstärkten Quanteneffizienz $QE'_{460}(T)$ aus Abb. 4.7 wurde der Widerstandsfaktor über

$$f_R(T) = \frac{QE_{460}(T)}{QE'_{460}(T)} \tag{4.6}$$

bestimmt und in Tabelle 4.1 aufgetragen.

Tabelle 4.1: Widerstandsfaktor bei verschiedenen Temperaturen

T in °C	$f_R(T)$
20	1.00 ±0.03
10	1.02 ±0.03
0	1.01 ±0.03
-10	0.98 ±0.03
-20	0.95 ±0.03
-30	0.92 ±0.03
-40	0.89 ±0.03
-50	0.87 ±0.03
-60	0.78 ±0.03

Damit wurden die restlichen nicht verstärkten Quanteneffizienzwerte über

$$QE_\lambda(T) = QE'_\lambda(T) \cdot f_R(T) \tag{4.7}$$

bestimmt und in Abb. 4.13 aufgetragen.

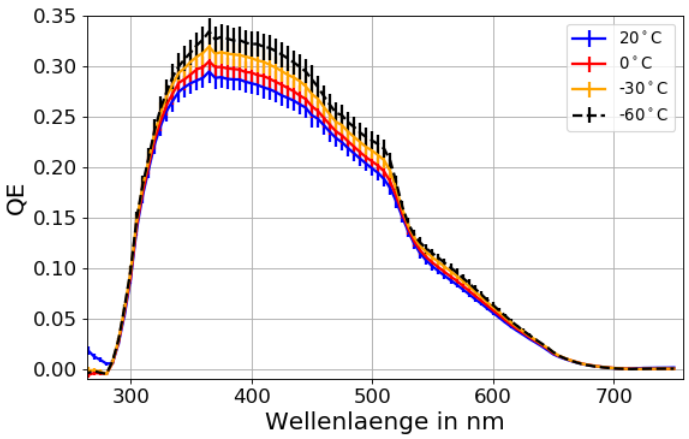

Abbildung 4.13: Die Quanteneffizienz, mit statistischem Fehler, in Abhängigkeit der Wellenlänge bei verschiedenen Temperaturen ohne die Verstärkung des Stroms durch den Innenwiderstand. Zur besseren Übersicht wurden hier nur die Kurven bei 20° C, 0° C, −30° C und −60° C dargestellt.

Daraus ergibt sich im Bereich von 400-450 nm eine Erhöhung der Quanteneffizienz von ∼14% bei −60° C und ∼8% bei −30° C. Die Erwartungen liegen bei 8-12% bei −60° C und 5-7,5% bei −30° C. Damit liegen die gemessenen Werte etwas höher als die zu erwarteten Werte. Der höchste Anstieg bei −60° C liegt mit 16% bei 510 nm und der niedrigste mit 6% bei 530 nm im relevanten Bereich von 315-650 nm. Bei einer Temperatur von −30° C ist der höchste Anstieg bei 585 nm mit 11% und der niedrigste bei 530 nm mit 4% im relevanten Bereich.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Da es bisher keine umfassenden Untersuchungen dazu gab, war das Ziel dieser Bachelorarbeit, die Temperaturabhängigkeit der Quanteneffizienz eines Photomultipliers vom Typ Hamamatsu R12199-02 bei niedrigen Temperaturen zu studieren. Dieser PMT-Typ soll im mDOM verwendet werden, welches bei der nächsten Ausbaustufe des IceCube Neutrino-Observatoriums als Sensor zum Einsatz kommen soll. Die Temperaturen des Eises in dem sich die Module befinden, reichen dabei je nach der Tiefe in der man sich befindet von $\sim -50°$ C an der Oberfläche bis hin zu $\sim -30°$ C bei einer Tiefe von 2000 m [16].

Die Messung in Abschnitt 4.1 zeigt den erwarteten Kurvenverlauf und mit einer maximalen Quanteneffizienz von (27.1±0,5)% bei 365 nm liegt sie leicht über dem erwarteten Wert von $\sim 25\%$. Die genutzte Messmethode liefert die zu erwarteten Daten mit einem relativ geringen statistischem Fehler bei Wellenlängen > 300 nm, dessen größter Beitrag von der gegeben Quanteneffizienz der Diode kommt. Bei Wellenlängen < 300 nm sinkt der gemessene Photostrom in den Bereich des Dunkelstroms, sodass die Fluktuation die Unsicherheit erhöhen. Obwohl die hier genutzte Bialkali-Photokathode auch im UV-Bereich sensitiv ist, können aufgrund des Borosilikatglas-Fensters des PMTs keine Photonen in diesem Bereich gemessen werden. Eine alternative Verwendung von Magnesiumfluorid-Glas verspricht die Sensitivität bis hin zu 100 nm zu erweitern [9].

Die Messung in Abschnitt 4.2 hat gezeigt, dass der erwartete Einfluss des Innenwiderstandes des PMTs auf den gemessenen Strom sehr groß ist. Mit einer Erhöhung um 36-49% über das gesamte Spektrum und somit einem Wert von 0.45 $\frac{\%}{°\mathrm{C}}$ bis 0.61 $\frac{\%}{°\mathrm{C}}$ liegt dies deutlich über den Erwartungen von 0.1 $\frac{\%}{°\mathrm{C}}$ bis 0.15 $\frac{\%}{°\mathrm{C}}$. Zudem zeigen die in [11] untersuchten Bialkali-Photokathoden in einem Bereich um 500 nm keine temperaturabhängige Änderung der Quanteneffizienz. Im Gegensatz dazu wurden hier im Bereich um 500 nm die größten Änderungen beobachtet. Da vom Hersteller nicht angegeben wird welche Art von Bialkali-Photokathode in dem hier untersuchten PMT Modell verbaut ist, lässt sich kein Vergleich daraus ziehen. Mit dem verwendeten Versuchsaufbau ergeben sich auch viele Fehlerquellen, wodurch sich die Unsicherheiten der Ergebnisse bei einigen Wellenlängen und Temperaturen insbesondere in Abb. 4.8 überschneiden. Dadurch dass darauf geachtet werden musste den Sättigungsstrom während der Messung nicht zu überschreiten, war der gemessene Strom relativ gering, wodurch der Dunkelstrom einen stärkeren Einfluss hat. Durch mehrere Messreihen können die Unsicherheiten verringert werden. Bei dem Versuch die Quanteneffizienz mehrfach beim Abkühlen und Aufheizen zu messen sorgte die Luftfeuchtigkeit dafür, dass bei dem Vorgang, trotz Feuchtigkeit aufnehmender Materialien, Wasser auf dem PMT kondensierte und so die Messungen

verfälschte. Eine Möglichkeit dies zu verhindern ist es den PMT in einer geeigneten Vakuumkammer zu platzieren, die gleichzeitig auch als Dunkelkammer dient, ähnlich wie in [13].

Die Kalibrierung des PMTs durch Bestimmung der mittleren Photoelektronenzahl in Abschnitt 4.3 bietet eine Möglichkeit den Einfluss durch den Innenwiderstand zu umgehen. Der Anstieg von μ mit 7.7% bis 11.3% bei $\sim$459 nm, entspricht den Erwartungen von 8% bis 12%. Die Intensität der LED nimmt mit der Zeit geringfügig ab, was dazu führen sollte, dass die Werte beim Aufheizen geringer sein sollten als beim Abkühlen. Dies wird nicht beobachtet, was darauf schließen lässt, dass Temperatureffekte einen stärkeren Einfluss haben. Dies stützt die Annahme, dass das Hystereseverhalten durch Abweichungen in den Solltemperaturen erklärt wird. Über den Fit in der Änderung von μ konnte der Widerstandsfaktor $f_R(T)$ bestimmt werden und darüber dann die nicht verstärkte Quanteneffizienz. Die Erhöhung der Quanteneffizienz von $\sim$14% bei $-60°$ C und $\sim$8% bei $-30°$ C im Bereich von 400-450 nm liegt über den Erwartungen von 8-12% bei $-60°$ C und 5-7,5% bei $-30°$ C. Im Gegensatz zu dem, was man aus [11] erwarten würde, liegt der höchste Anstieg, wie auch schon in Abschnitt 4.2, in einem Bereich um 500 nm. Mit Hilfe der Kalibrierung erhält man die gesuchten Werte für die Temperaturabhängigkeit der Quanteneffizienz, allerdings haben sie aufgrund der Methode eine relativ hohe Unsicherheit. Durch mehrere Messreihen ließe sich die Unsicherheit bei dieser Methode verringern. Dazu beitragen könnte, wie auch schon im Absatz zuvor erwähnt, eine Modifikation des Versuchsaufbaus durch eine Vakuumkammer. Zusätzlich könnte man ein Methode entwickeln die es ermöglicht den Innenwiderstand direkt zu messen. Damit könnte man die Ergebnisse dann direkt vergleichen.

Die Erkenntnisse aus dieser Arbeit können dazu beitragen das Verständnis über gemessenen Daten von PMTs des Typs Hamamatsu R12199-02 zu verbessern. Damit Eingebunden sind auch die gemessenen Daten des mDOMs. Sofern die hier verwendeten PMTs genutzt werden. Zusätzlich können die hier ausgearbeiteten Methoden und Verbesserungsvorschläge dazu genutzt werden, die temperaturabhängige Quanteneffizienz von verschiedenen Modellen und Typen von PMTs zu bestimmen.

Literaturverzeichnis

[1] F. Halzen, S. R. Klein, *Invited review article: Icecube: an instrument for neutrino astronomy*, Review of Scientific Instruments 81 (8) (2010) 081101.

[2] M. Aartsen, R. Abbasi, Y. Abdou, M. Ackermann, J. Adams, J. Aguilar, M. Ahlers, D. Altmann, J. Auffenberg, X. Bai, et al., *First observation of pev-energy neutrinos with icecube*, Physical review letters 111 (2) (2013) 021103.

[3] U. F. Katz, C. Spiering, *High-energy neutrino astrophysics: Status and perspectives*, Progress in Particle and Nuclear Physics 67 (3) (2012) 651–704.

[4] J. Jelley, *Cerenkov radiation and its applications*, British Journal of Applied Physics 6 (7) (1955) 227.

[5] M. U. Elorrieta, *Studies on dark rates induced by radioactive decays of the multi-pmt digital optical module for future icecube extensions*. URL `https://www.uni-muenster.de/imperia/md/content/physik_kp/agkappes/abschlussarbeiten/masterarbeiten/1712-ma_munland.pdf`

[6] M. Aartsen, M. Ackermann, J. Adams, J. Aguilar, M. Ahlers, M. Ahrens, D. Altmann, K. Andeen, T. Anderson, I. Ansseau, et al., *The icecube neutrino observatory: instrumentation and online systems*, Journal of Instrumentation 12 (03) (2017) P03012.

[7] I.-G. Collaboration, M. Aartsen, M. Ackermann, J. Adams, J. Aguilar, M. Ahlers, M. Ahrens, D. Altmann, T. Anderson, G. Anton, et al., *Icecube-gen2: a vision for the future of neutrino astronomy in antarctica*, arXiv preprint arXiv:1412.5106.

[8] L.Classen, *The mdom- a multi-pmt digital optical module for the icecube gen2 neutrino telescope*, Doktorarbeit, Münster, Feb.2017. URL `https://www.uni-muenster.de/imperia/md/content/physik_kp/agkappes/abschlussarbeiten/doktorarbeiten/1702-phd_lclassen.pdf`

[9] ET Enterprises Ltd., Understanding Photomultipliers, 1st Edition (2011). URL `http://et-enterprises.com/images/brochures/Understanding_Pmts.pdf`

[10] Hamamatsu Photonics K.K., Photomultiplier Tubes – Construction and Operating Charactreistics (1998). URL `https://wwwmu.mpp.mpg.de/docs/pmtconstruct.pdf`

[11] A. Wright, The Photomultiplier Handbook, Oxford University Press, 2017.

[12] Hamamatsu PMT Handbook - Hamamatsu Photonics, Photomultiplier Tubes – Basics and Applications, 3rd Edition (2007). URL `https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/PMT_handbook_v3aE.pdf`

[13] A. Lyashenko, T. Nguyen, A. Snyder, H. Wang, K. Arisaka, *Measurement of the absolute quantum efficiency of hamamatsu model r11410-10 photomultiplier tubes at low temperatures down to liquid xenon boiling point*, Journal of Instrumentation 9 (11) (2014) P11021.

[14] S. Flyckt, C. Marmonier, *Photomultiplier tubes-principles and applications (2002)*. URL `http://www2.pv.infn.it/~debari/doc/Flyckt_Marmonier.pdf`

[15] E. Bellamy, G. Bellettini, J. Budagov, F. Cervelli, I. Chirikov-Zorin, *Absolute calibration and monitoring of a spectrometric channel using a photomultiplier*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 339 (1994) 468–476.

[16] M. Aartsen, R. Abbasi, Y. Abdou, M. Ackermann, J. Adams, J. Aguilar, M. Ahlers, D. Altmann, J. Auffenberg, X. Bai, et al., *Measurement of south pole ice transparency with the icecube led calibration system*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 711 (2013) 73–89.

Danksagung

Ich möchte mich bei Herrn Prof. Dr. Alexander Kappes bedanken. Für die Möglichkeit, zusammen mit einer tollen Arbeitsgruppe, einen Beitrag zum IceCube- und zum mDOM-Projekt leisten zu können und für das Vertrauen und die Unterstützung.

Vielen dank an Herrn Dr. Volker Hannen für die Zweitkorrektur dieser Arbeit.

Ein großer Dank geht an Lew Classen und Martin Unland für die viele Hilfe und für das Korrekturlesen.

Ich möchte der gesamten AG Kappes danken. Für die Hilfe und die tolle und humorvolle Zeit in der Gruppe, im Büro und im Labor.

Ich danke meiner Familie und meinen Freunden für die Unterstützung und vor allem für das Lächeln auf meinem Gesicht, wenn ich in ihre Gesichter blicke, nach dem ich versucht haben ihnen im Detail zu erklären, was ich hier gemacht habe.

Plagiatserklärung der / des Studierenden

Hiermit versichere ich, dass die vorliegende Arbeit über „Studien zur Temperaturabhängigkeit der Quanteneffizienz eines Photomultipliers vom Typ Hamamatsu R12199-02“ 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.

_____

(Datum, Unterschrift)

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.

_____

(Datum, Unterschrift)