

# UNIVERSITÄT MÜNSTER

## BACHELORARBEIT

---

### Aufbau und Inbetriebnahme eines Messstandes zur Untersuchung der wellenlängenabhängigen, orts aufgelösten Quanteneffizienz von Photomultipliern

---

*Autor:*  
CHRISTOPH HEMMING

*Gutachter:*  
PROF. DR. ALEXANDER KAPPES  
DR. VOLKER MICHAEL HANNEN

*Wissenschaftliche Arbeit  
zur Erlangung des akademischen Grades  
Bachelor of Science*

*in der*

AG Kappes  
Institut für Kernphysik  
Fachbereich Physik

Münster, Februar 2024

## Eigenständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, dass die vorliegende Arbeit über den *Aufbau und Inbetriebnahme eines Messstandes zur Untersuchung der wellenlängenabhängigen, orts aufgelösten Quanteneffizienz von Photomultipliern* selbstständig von mir und ohne fremde Hilfe 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. Mir ist bekannt, dass es sich bei einem Plagiat um eine Täuschung handelt, die gemäß der Prüfungsordnung sanktioniert werden kann.

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.

Ich versichere, dass ich die vorliegende Arbeit oder Teile daraus nicht anderweitig als Prüfungsarbeit eingereicht habe.

---

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung und Motivation</b>	<b>4</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>5</b>
2.1	Neutrinodetektion . . . . .	5
2.2	Das IceCube-Neutrinoobservatorium . . . . .	6
2.3	Photomultiplier . . . . .	8
<b>3</b>	<b>Einkoppelung des Lichtes einer Xenonlampe in eine Glasfaser</b>	<b>11</b>
3.1	Inbetriebnahme eines Fiberlaunchers . . . . .	12
3.2	Lichtausbeute der eingekoppelten Glasfaser-Kollimatorkombination . . . . .	14
3.3	Brennpunktbestimmung der Glasfaser-Kollimatorkombination . . . . .	18
<b>4</b>	<b>Vermessung der PMT-Quanteneffizienzuniformität</b>	<b>23</b>
4.1	Messaufbau und Inbetriebnahme . . . . .	24
4.2	Wellenlängenabhängige Quanteneffizienzscans . . . . .	26
4.3	Vergleich mit vorangegangenen Arbeiten . . . . .	34
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>38</b>
	<b>Literatur</b>	<b>39</b>
<b>6</b>	<b>Anhang</b>	<b>41</b>
6.1	Der Monochromator . . . . .	41
6.2	Wellenlängenabhängige Quanteneffizienzscans . . . . .	42

# 1 Einleitung und Motivation

Mithilfe der Photonenastronomie wurden über die Jahrhunderte viele interessante und erstaunliche Entdeckungen gemacht, wie die Keplerschen Gesetze, aus denen Sir Isaac Newton das Newtonsche Gravitationsgesetz angeleitet hat.

Während lange Zeit lediglich Photonenastronomie betrieben wurde, wird nun dazu übergegangen, multi-messenger-Astronomie zu betreiben. Als multi-messenger Astronomie wird dabei die Beobachtung von Himmelsphänomenen bezeichnet, für die nicht nur das sichtbare elektromagnetische Spektrum, sondern auch andere Informationsquellen, wie Radiowellen oder Neutrinos betrachtet werden. Denn hochenergetische Photonen werden von Materie absorbiert, sodass nur die Oberflächen astronomischer Objekte betrachtet werden können. Andererseits können hochenergetische Photonen daher auch leicht von Staubwolken absorbiert werden. Des Weiteren wechselwirken energiereiche Photonen über  $\gamma\gamma$ -Wechselwirkungen mit den Photonen des Mikrowellen- und extragalaktischen Untergrundes [1]. Deshalb wird die Photonenastronomie ergänzt, wie zum Beispiel durch die Neutrinoastronomie.

Neutrinos sind ladungsfreie Elementarteilchen mit einem sehr geringen Wirkungsquerschnitt [2]. Daher werden Neutrinos nur selten absorbiert. Außerdem werden sie nicht abgelenkt, sodass der Pfad jedes Neutrinos direkt auf seine Quelle zeigt. Diese Eigenschaften machen Neutrinos zu einer wertvollen Informationsquelle. Aber genau diese Eigenschaft sorgt auch dafür, dass es schwierig ist, genügend viele Neutrinos zu detektieren, um statistisch relevante Aussagen über astrophysikalische Vorgänge zu treffen. Das IceCube-Neutrinoobservatorium [1] löst dieses Problem, indem es ein massives Interaktionsmedium, nämlich ein  $1 \text{ km}^3$  großes Volumen antarktischen Eises verwendet. Bei IceCube handelt es sich hierbei um einen Cherenkovdetektor, der Neutrinos durch die Detektion des Cherenkovlichtes, welches von geladenen Teilchen, die bei der Reaktion der Neutrinos mit dem Interaktionsmedium entstehen erzeugt wird, nachweist.

Zur Detektion der Photonen werden Photomultiplier-Tubes (PMT) verwendet. Daher ist es wichtig, die Eigenschaften dieser PMTs zu erforschen, denn diese beeinflussen die Messergebnisse. Eine dieser Eigenschaften ist die sogenannte *Quanteneffizienz*, die im Verlaufe dieser Arbeit durch die Inbetriebnahme eines Messstandes untersucht wird.

## 2 Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel wird ein Überblick über die in dieser Arbeit verwendeten Theorie gegeben. So wird zunächst betrachtet, was Neutrinos sind, und wie sie detektiert werden können. Danach wird ein kurzer Einblick in die Funktionsweise eines PMTs gegeben, ein Gerät, welches häufig zur Photonendetektion verwendet, und im Laufe dieser Arbeit untersucht wird.

### 2.1 Neutrinodektion

Neutrinos sind nahezu masselose Leptonen ohne elektrische Ladung und nehmen nicht an der starken Wechselwirkung teil [2]. Daher wechselwirken Neutrinos nur über die schwache Wechselwirkung mit anderen Elementarteilchen. Die Austauscheteilchen (Eichbosonen) der schwachen Wechselwirkung sind die  $W^+$ ,  $W^-$  und  $Z^0$ -Bosonen. Reaktionen, die über den Austausch von  $W^\pm$ -Bosonen verlaufen, werden *Prozesse der geladenen schwachen Stromwechselwirkung* (cc-Reaktion) genannt. Reaktionen, die über den Austausch von  $Z^0$ -Bosonen verlaufen, werden hingegen *Prozesse der neutralen schwachen Stromwechselwirkung* (nc-Reaktion) genannt. Die fundamentalen Kopplungen der Neutrinos an die Eichbosonen  $W^\pm$  und  $Z^0$  sind gegeben durch:

$$\nu_l \rightarrow l^- + W^+ \quad \text{und} \quad \nu_l \rightarrow \nu_l + Z^0 \quad \text{mit} \quad l \in \{e, \mu, \tau\}$$

Neutrinos treten in drei sogenannten *Flavours* auf: als Elektron-Neutrino  $\nu_e$ , als Myon-Neutrino  $\nu_\mu$ , und als Tau-Neutrino  $\nu_\tau$ . Neutrinos die sich durch Raum und Zeit ausbreiten *oszillieren*, das heißt, dass sich ihr Flavour periodisch ändert, was als Beweis dafür angesehen wird, dass Neutrinos eine Masse besitzen. Daher muss der Flavour des Neutrinos zum Detektionszeitpunkt nicht mit dem Flavour zum Entstehungszeitpunkt übereinstimmen.

Für hochenergetische Neutrinos kann tiefinelastische Streuung auftreten [3]. Diese kann sowohl als cc- als auch als nc-Reaktion auftreten. Die Reaktionsgleichungen sind gegeben durch

$$\begin{aligned} \text{cc-Reaktionen:} \quad & \nu_l N \rightarrow l^- X, & \bar{\nu}_l N \rightarrow l^+ X \\ \text{nc-Reaktionen:} \quad & \nu_l N \rightarrow \nu_l X, & \bar{\nu}_l N \rightarrow \bar{\nu}_l X \end{aligned}$$

mit  $l \in \{e, \mu, \nu\}$ ,  $N$  einem Atomkern, und  $X$  ein Hadronenschauer. Hadronen sind hierbei Teilchen, die aus sogenannten Quarks bestehen [2]. Quarks sind hierbei Elementarteilchen, die allen fundamentalen Wechselwirkungen, d.h. Gravitation, elektromagnetische Wechselwirkung, schwache Wechselwirkung, starke Wechselwirkung, unterliegen.

Bei der tiefinelastischen Streuung entstehen also sich schnell bewegende, elektrisch geladene Teilchen. Durchquert ein geladenes Teilchen mit einer Geschwindigkeit  $v$  ein Medium mit Brechungsindex  $n$ , und gilt  $v > c/n =: c_n$ , kommt es zum Cherenkoveffekt [4, S.437 ff.]. Denn während sich das geladene Teilchen durch das Medium bewegt, polarisiert es die umliegenden Atome, wodurch elektromagnetische Strahlung emittiert

wird. Bewegt sich das geladene Teilchen mit einer Geschwindigkeit kleiner als  $c_n$ , so sind die polarisierten Atome symmetrisch um das Teilchen verteilt, sodass sich die elektromagnetischen Wellen auslöschen. Bewegt sich das geladene Teilchen jedoch mit einer Geschwindigkeit größer als  $c_n$ , so werden nur die Atome polarisiert, an denen das Teilchen bereits vorbeigeflogen ist, aber nicht jene, auf die sich das Teilchen zubewegt, weil sich das Teilchen schneller bewegt, als die elektromagnetische Kraft wirken kann. Durch diese ungleichmäßige Verteilung der polarisierten Atome kommt es zu konstruktiver Interferenz der elektromagnetischen Wellen. Es entsteht also ein detektierbarer Lichtkegel.

Dieser Umstand wird bei sogenannten Cherenkovdetektoren ausgenutzt, die geladene Teilchen mithilfe der von ihnen in dielektrischen transparenten Medien erzeugten Cherenkovstrahlung detektieren [4]. Ein Beispiel für einen Cherenkovdetektor ist das IceCube-Neutrinoobservatorium, mit dessen Hilfe Neutrinos indirekt detektiert werden, indem die elektrisch geladenen Produkte von Neutrinoreaktionen gemessen werden.

## 2.2 Das IceCube-Neutrinoobservatorium

Da Neutrinos einen geringen Wirkungsquerschnitt haben, und ladungsfrei sind, werden sie bis zu ihrer Detektion weder gestreut noch abgelenkt. Daher kann eindeutig festgestellt werden, in welcher Richtung ihre Quelle liegt [1]. Andererseits macht dieser Umstand die Detektion von Neutrinos zu einer Herausforderung, da für statistisch signifikante Interaktionsraten enorme Interaktionsmedien vonnöten sind.

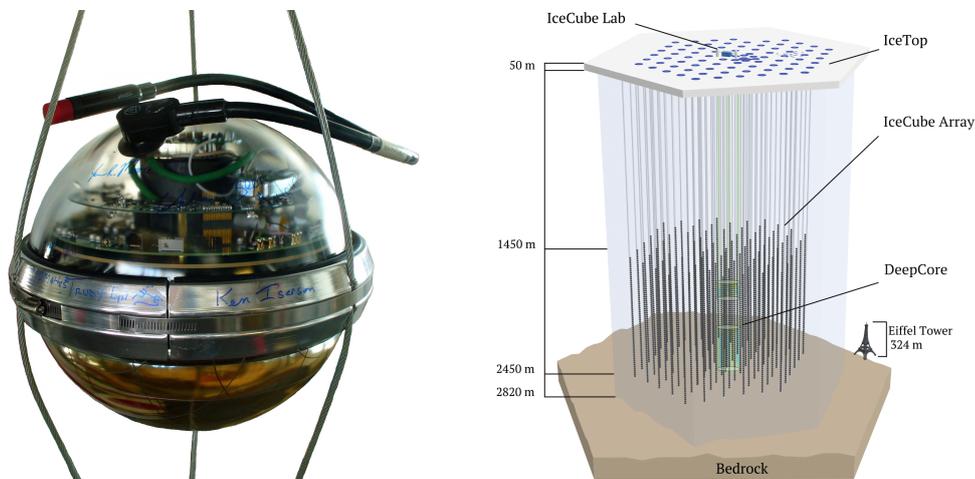


Abb. 1: Links ist ein Foto eines DOMs zu sehen, rechts ist das IceCube-Observatorium skizziert. Beide Grafiken wurden mit freundlicher Genehmigung von der IceCube-Kollaboration übernommen.

Das IceCube-Neutrinoobservatorium ist ein Cherenkovdetektor, mit dem die elektrisch geladenen Produkte von Neutrinoreaktionen detektiert werden (s. Abschnitt 2.1) [1].

Um das Cherenkovlicht zu detektieren, sind 5160 sogenannter Digitale Optische Module (DOM) in Tiefen zwischen 1450 m und 2450 m an 86 Strängen im antarktischen Eis verbaut. Ein DOM besteht aus einer Photomultiplier-Tube (PMT) (s. Abschnitt 2.3), mit einem Durchmesser von 10 Zoll (25,4 cm), und der zum Betrieb notwendigen Elektronik, die zusammen in einer druck- und kälteresistenten Glaskugel verbaut sind. In der linken Hälfte von Abb. 1 ist ein Foto eines DOMs zu sehen. An jedem Strang sind 60 DOMs in einem Abstand von jeweils 17 m verbaut. Die Stränge werden dabei in einem hexagonalen Muster mit einer Gitterkonstanten von 125 m verbaut, sodass insgesamt  $1 \text{ km}^3$  des Polareises als Interaktionsmedium verwendet wird. IceCube hat zudem zwei weitere Komponenten, einerseits DeepCore, andererseits IceTop. Bei DeepCore handelt es sich um acht spezielle DOM-Stränge, bei denen die unteren 50 DOMs eines Stranges in Abständen von 7 m zueinander, in Tiefen zwischen 2100 m und 2450 m montiert sind. Die restlichen 10 Doms eines jeden DeepCore-Stranges sind in Abständen von 10 m zueinander in Tiefen zwischen 1750 m und 2000 m verbaut. Sechs der DeepCore-Stränge sind dabei vollständig mit DOMs ausgestattet, deren PMT eine erhöhte Quanteneffizienz hat, die verbleibenden zwei DeepCore-Stränge sind mit einer Mischung aus diesen sensitiveren DOMs und den sonst verwendeten DOMs ausgestattet. Mit DeepCore können Neutrinos mit einer niedrigeren Energie als mit dem Rest von IceCube festgestellt werden ( $\geq 10 \text{ GeV}$  statt  $\geq 100 \text{ GeV}$ ), denn da die DOMs dichter aneinander platziert sind, und sensitiver sind, können auch für Ereignisse mit einer geringeren Energie genügend viele Photonen detektiert werden, um statistisch relevante Aussagen treffen zu können. IceTop ist hingegen eine Anordnung von mit 4 DOMs verschiedener Ausführung ausgestatteten, mit Eis gefüllten Behältern, deren Anordnung in etwa der Anordnung der Stränge von IceCube entspricht, und dient dazu Teilchenschauer zu identifizieren, und dient so unter anderem als Veto gegen sich zum Erdinneren hin bewegende Neutrinos. Eine Skizze des IceCube-Observatoriums ist in der rechten Hälfte von Abb. 1 zu sehen.

Um die Leistungsfähigkeit des IceCube-Neutrinoobservatoriums zu verbessern, werden im Zuge einer Aktualisierung unter dem Namen „IceCube Upgrade“ sieben weitere Stränge verbaut, in denen einerseits 693 optische Module, andererseits eine Vielzahl an Geräten zur Kalibrierung verbaut sind [5]. Nach der Installation des Upgrades werden Neutrinos ab einer Energie ab 1 GeV festgestellt werden können, und die durch die neuen Kalibrationsmethoden erhaltenen Kalibrationskonstanten, durch die zum Beispiel Inhomogenitäten im Eis besser berücksichtigt werden, können auf die bereits vorhandenen Messdaten angewendet werden.

Bei 402 der im Zuge des IceCube-Upgrades verbauten Photonendetektionsmodule handelt es sich um sogenannte multi-PMT Digitale Optische Module (mDom). Anders als die DOMs besteht ein mDOM nicht aus einem 10 Zoll PMT, sondern aus 24 individuellen 3 Zoll PMTs<sup>1</sup> [5, S.48 f.]. Die PMTs sind dabei so angeordnet, Photonen aus fast jeder Richtung detektiert werden können. Damit wird die Winkelakzeptanz im Ver-

---

<sup>1</sup>Hamamatsu R15458-20, ein PMT der sich von dem in dieser Arbeit untersuchten PMT Hamamatsu Typ: R15458-02 nur dadurch unterscheidet, dass der Hersteller die Basis bereits angelötet hat.

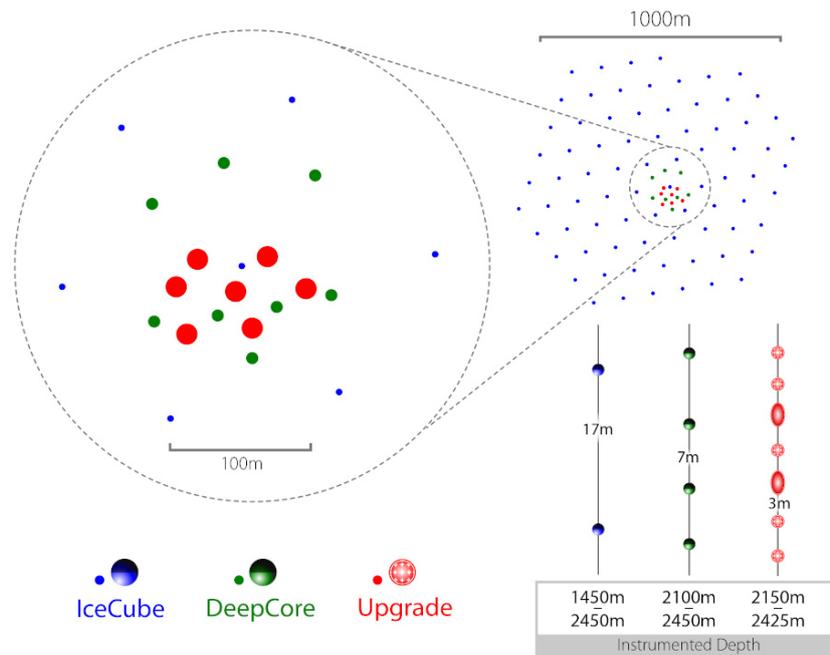


Abb. 2: Position der IceCube-Upgrade-Stränge innerhalb des IceCube-Observatoriums, zudem ist die Bestückung der einzelnen Strangtypen dargestellt.

gleich zu der eines DOMs deutlich erhöht, denn in diesen ist nur ein PMT verbaut, denn Photokathode nach unten ausgerichtet ist. Aufgrund dieser Anordnung enthält jede Messung mit dem mDOM mehr Richtungsinformation als eine Messung mit einem DOM. In Abbildung 3 ist ein mDOM dargestellt.

Um die Messdaten richtig auswerten zu können, ist es wichtig, das Verhalten dieser PMTs zu kennen, weshalb diese in dieser Arbeit untersucht werden.

## 2.3 Photomultiplier

In dieser Arbeit werden Photomultiplier untersucht. Photomultiplier sind Geräte, mit denen selbst einzelne Photonen detektiert werden können [6]. Sie werden daher im IceCube-Neutrinoobservatorium, dazu verwendet, das Cherenkovlicht welches von geladenen Endprodukten von Neutrinoereaktionen im Polareis erzeugt wird, zu detektieren. Um die im Verlaufe der Arbeit durchgeführten Messungen richtig einzuordnen, und die Bedeutung der untersuchten PMT-Kenngrößen zu verstehen, wird hier die gesammelte Theorie zum Thema „Photomultiplier“, die in dieser Arbeit benötigt wird, zusammengefasst. Eine Photomultiplier-Tube (PMT) ist eine Vakuumröhre, meist ein evakuierter Glaskolben, mit einem Eingangsfenster, einer Photokathode, einer Elektronenlinse, einem aus Dynoden bestehenden Elektronenvervielfacher, und einer Anode [7]. Eine schematische Darstellung eines PMT ist in Abb. 4 gegeben. Dabei handelt es sich um eine stark vereinfachte Skizze der in dieser Arbeit verwendeten PMTs<sup>2</sup>. Wie eingezeichnet,

<sup>2</sup>Hamamatsu Typ: R15458-02 Nr.: BA0780 und Nr.: BA0784

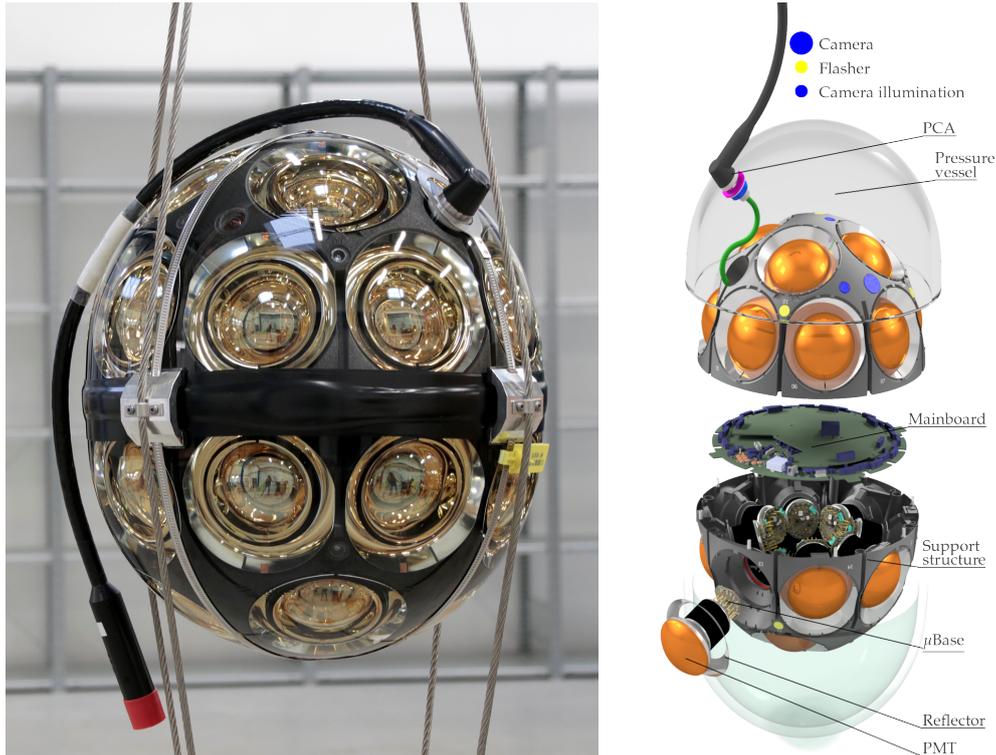


Abb. 3: Links ist ein Foto, rechts eine Explosionszeichnung eines mDOM zu sehen.

ist die Photokathode bei diesem Modell auf das Eingangsfenster aufgedampft.

Trifft nun ein Photon auf die Photokathode, so wird mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit, der sogenannten *Quanteneffizienz*, ein Elektron aus der Photokathode, in das Vakuum innerhalb des PMTs hinausgeschlagen [7]. Alternativ kann das Photon auch von der Photokathode absorbiert werden, ohne dass ein Elektron aus der Photokathode geschlagen wird, oder aber das Photon wird von der Photokathode transmittiert. Im letzteren Fall kann das Photon von den inneren Komponenten des PMT wieder in Richtung Photokathode reflektiert werden, sodass das Photon wieder mit der Photokathode interagieren kann.

Wurde nun aber ein Elektron aus der Photokathode in das Vakuum des PMTs hinausgeschlagen, so wird es Photoelektron genannt, und es bewegt sich in Richtung erster Dynode, da eine elektrische Spannung zwischen Photokathode und erster Dynode anliegt [7]. Die Wahrscheinlichkeit, dass das Photoelektron die erste Dynode trifft, wird *Sammeleffizienz der ersten Dynode* genannt, und wird von der Elektronenlinse erhöht. Trifft nun das Photoelektron auf die erste Dynode, so werden Sekundärelektronen aus der ersten Dynode ausgeschlagen, und da zwischen den Dynoden Potenzialunterschiede herrschen, werden diese sukzessiv zur jeweils nächsten Dynode beschleunigt, wo sie weitere Sekundärelektronen ausschlagen. Die Sekundärelektronen sind in Abb. 4 gelb darge-

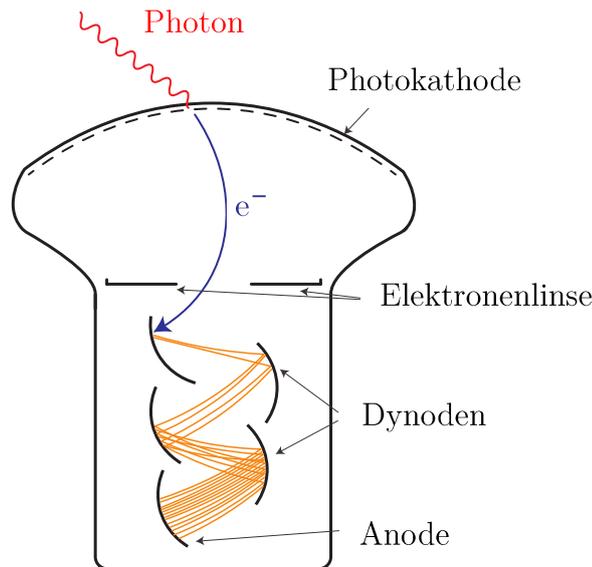


Abb. 4: Diese Skizze zeigt die wichtigsten Komponenten eines Photomultipliers (PMT), und wie die Feststellung eines Photons aussehen könnte. Das auslösende Photon ist in Rot dargestellt, das über den Photoelektrischen Effekt ausgelöste Elektron in Blau, und die Sekundärelektronen sind in Gelb dargestellt. Mit freundlicher Genehmigung leicht bearbeitet aus [6] übernommen.

stellt. Durch diesen Prozess wird das Anfangssignal also immer weiter verstärkt, bis die Sekundärelektronen von der Anode aufgefangen werden, und von dieser als Messsignal extrahiert werden. Die Wahrscheinlichkeit, ein auf die Photokathode treffendes Photon zu detektieren, wird *Detektionseffizienz* genannt. Es folgt sofort, dass die Detektionseffizienz kleiner als die Quanteneffizienz ist, denn sie ist das Produkt der Quanteneffizienz mit den Sammeleffizienzen der Dynoden.

Um die Photoemission zu beschreiben, kann das Dreistufenmodell verwendet werden [8]:

1. Anregung eines Elektrons aus dem Valenzband der Photokathode in das Leitungsband. Die Wahrscheinlichkeit hierfür wird als Absorptionslänge  $\beta(\lambda)$  mit  $\lambda$  der Wellenlänge des Photons ausgedrückt. Ist  $d$  die Dicke der Photokathode, so ist der Anteil des Lichtes, der absorbiert wird, durch  $1 - \exp(-d/\beta)$  gegeben.
2. Transport des Photoelektrons zur Photokathodenoberfläche. Da die Streuwahrscheinlichkeit proportional zur zurückgelegten Strecke ist, sinkt die Wahrscheinlichkeit, dass das Photoelektron die Photokathodenoberfläche erreicht, mit zunehmender Photokathodendicke.
3. Austritt des Photoelektrons aus der Photokathode in das PMT-Vakuum. Das Photoelektron muss beim Erreichen der Photokathodenoberfläche genügend Energie haben, die Photokathode zu verlassen.

### 3 Einkoppelung des Lichtes einer Xenonlampe in eine Glasfaser



Abb. 5: Dies ist der Aufbau, mit dem das Licht einer Xenonlampe zunächst über ein Rohr in einen Monochromator gelangt, aus diesem Austritt, auf eine Linse trifft, von welcher das Licht fokussiert wird, bis es dann schließlich in eine Glasfaser eingekoppelt wird, welche an einem Fiberlauncher montiert ist. Das andere Ende der Glasfaser ist nicht zu sehen, dieses befindet sich in einem anderen Raum, und an ihm ist ein Kollimator angeschlossen.

Viele PMT-Kenngrößen sind wellenlängen- und ortsabhängig. Eine solche Kenngröße ist die Quanteneffizienz der PMT-Oberfläche, die in Kapitel 4 genauer untersucht wird. Um die Eigenschaften des PMT ortsabhängig zu untersuchen, wird im Wesentlichen der in [9] gegebene Versuchsaufbau verwendet. Es wird jedoch eine andere Lichtquelle, nämlich eine Xenonlampe mit Monochromator, verwendet, damit monochromatisches Licht variabler Wellenlänge zum Scannen zur Verfügung steht. Der Gesamtaufbau zur Glasfaserlichtversorgung ist in Abb. 5 zu sehen.

Zunächst wird von einer Xenonlampe<sup>3</sup> Licht mit einem sehr breiten Spektrum erzeugt, welches im sichtbaren Bereich näherungsweise konstant ist [10]. Dieses Licht wird dann über ein Rohr in einen Monochromator<sup>4</sup> eingespeist. Der Monochromator lässt das Licht mit der gewünschten Wellenlänge aus einem verstellbaren Schlitz, mit einer von der SchlitzEinstellung abhängigen Spektralhalbwidthsbreite wieder heraus. Das Licht fällt dann auf eine Sammellinse<sup>5</sup>, die das Licht fokussiert. Das Ende einer multimodalen Glasfaser<sup>6</sup> wird mithilfe eines Fiberlaunchers<sup>7</sup> so positioniert, dass das fokussierte Licht

<sup>3</sup>LOT LSE140 / 160.25.C

<sup>4</sup>LOT-Quantum Design MSH-300

<sup>5</sup>Nikon CFI Plan Fluor 20X

<sup>6</sup>Thorlabs FG105UCA-CUSTOM, Tubing FT05SS, End1: SMA, End2: SMA, Länge 8m

<sup>7</sup>Thorlabs MAX311D/M

optimal in die Glasfaser gekoppelt wird. Die Positionierung wird hierbei nur über die Stellschrauben, nicht über die Piezoaktuatoren, vorgenommen. Am Ende der Glasfaser ist ein Kollimator<sup>8</sup> angeschlossen, denn wird die Glasfaser ohne Kollimator verwendet, verlässt das Licht die Glasfaser als divergierender Lichtkegel.

### 3.1 Inbetriebnahme eines Fiberlaunchers

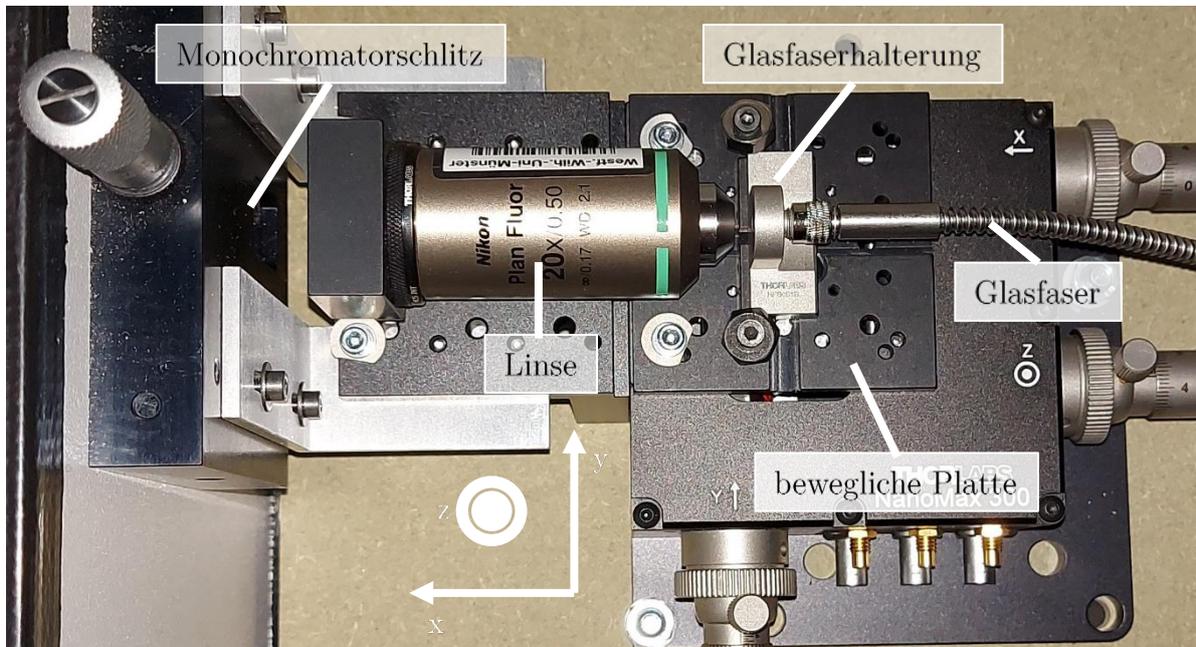


Abb. 6: Draufsicht auf den Fiberlauncher. Links im Bild ist der Monochromatorausgang mit verstellbarem Schlitz zu sehen. Dahinter befindet sich die Sammellinse, und die Glasfaser, die mittels einer Halterung an der beweglichen Platte des Fiberlaunchers befestigt ist. Hierbei ist die bewegliche Platte so eingestellt, sodass möglichst viel des von der Linse transmittierten Lichtes in die Glasfaser eingekoppelt wird. Zudem sind die verwendeten Richtungsbezeichnungen eingezeichnet.

Die Funktionsweise eines Fiberlaunchers ist im Prinzip relativ simpel: Das Licht einer Lichtquelle wird, meist mit einer Linse, fokussiert, und das Ende einer Glasfaser wird mithilfe des Fiberlaunchers so positioniert, dass der Brennpunkt des fokussierten Lichtes möglichst mit der Position des Glasfaserendes übereinstimmt. Der Fiberlauncher selber ist im Grunde eine sehr genau justierbare Platte, auf die das Ende einer Glasfaser montiert werden kann.

Der Fiberlauncher wird zunächst mithilfe von Metallwinkeln an den Ausgang des Monochromators so montiert, dass maximal viel Licht auf die Sammellinse fällt. Diese

<sup>8</sup>Schäfter + Kirchhoff - 60FC-SMA-0-A7.5-01, kollimiert bei 532 nm

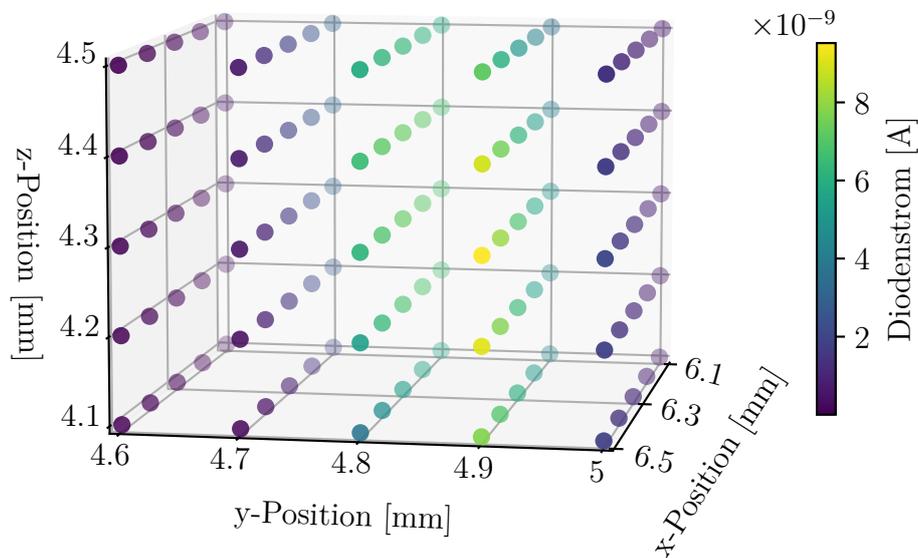


Abb. 7: Visualisierung gemessener Fotodiodenströme, die bei verschiedenen Fiberlauchereinstellungen gemessen wurden, für den Fall, dass die Fotodiode so platziert ist, dass das gesamte vom Kollimator transmittierte Licht auf die Fotodiode fällt. Die Bedeutungen der Richtungsbezeichnungen werden in Abb. 6 erläutert.

festе Montage ist nicht zwingend notwendig, und trotz dieser Montage muss der Fiberlauncher von unten gestützt werden, sie sorgt aber dafür, dass der Fiberlauncher nicht verrutscht, sodass die Lichtversorgung unempfindlicher gegenüber äußeren Einflüssen wird. Die Linse ist somit fest positioniert. Die Glasfaser wird andererseits mithilfe einer Glasfaserhalterung auf die bewegliche Platte des Fiberlaunchers montiert, sodass sie relativ zur Linse bewegt werden kann. Die resultierende Installation wird in Abb. 6 gezeigt.

Im Folgendem wird das Verhalten des Fiberlaunchers untersucht. Dazu wird eine Fotodiode<sup>9</sup> hinter dem Kollimator, der an das nicht in den Fiberlauncher verbaute Glasfaserende angeschlossen ist, so aufgestellt, dass das vom Kollimator transmittierte Licht vollständig auf sie fällt, und wird von einem Picoamperemeter<sup>10</sup> ausgelesen. Dann wird der Fiberlauncher grob so eingestellt, dass maximal viel Licht auf die Diode trifft, der gemessene Diodenstrom also maximal wird. Nun wird die Fiberlauchereinstellung systematisch um diesen Punkt mit einer Schrittweite von 0,1 mm verändert, und der Diodenstrom wird für jede Einstellung aufgenommen. Der erhaltende Würfel von Messpunkten

<sup>9</sup>Newport 818-UV

<sup>10</sup>Keithley 6482 Dual-Channel picoammeter/voltage source

mit den Ausmaßen  $5 \times 5 \times 5$  [Messpunkte] ist in Abb. 7 zu sehen. Abb. 6 zeigt eine Draufsicht auf den Fiberlauncher, der zu entnehmen ist, dass die Glasfaser aus Sicht des aus der Linse tretenden Lichtes mit größer werdendem  $x$  zur Glasfaser hin, mit größer werdendem  $y$  nach links, und für größer werdendes  $z$  nach oben verschoben wird.

Wie an Abb. 7 zu erkennen ist, ist der Fiberlauncher bei der Einstellung in  $y$ -Richtung deutlich empfindlicher als in den anderen beiden Richtungen, denn in dieser Richtung ist der Bereich der Einstellungen mit hohen Diodenströmen vergleichsweise schmal. Dies ist dadurch zu erklären, dass das Licht den Monochromator durch einen Spalt verlässt, der parallel zur  $z$ -Achse ist.

Am Ein- und Ausgang des Monochromators befinden sich verstellbare Schlitze, wobei beide Schlitze immer dieselbe Einstellung haben. Dabei gilt, dass je weiter die Schlitze geöffnet werden, desto größer die Intensität und Spektralhalbwertsbreite des den Monochromators Lichtes ist. Daher ist es von Vorteil, wenn die Monochromatorschlitze nicht weit geöffnet werden müssen, da so ein schmales Spektrum erhalten wird. Nun zeigt sich bei der Verwendung des Fiberlaunchers der in Kapitel 4 besprochenen Anwendung, dass nicht viel Aufwand betrieben werden muss, um auch bei kaum geöffneten Monochromatorschlitzen genügend Licht in die Glasfaser einzukoppeln. Daher reicht es händisch nach der optimalen Fiberlauchereinstellung zu suchen. Des Weiteren zeigt sich, dass die Glasfaserlichtversorgung relativ unempfindlich gegenüber dem Umgebungslicht ist, so führt etwa das Einschalten der Raumbelichtung zu kaum messbaren Effekten auf die transmittierte Lichtintensität. Erst wenn das im Fiberlauncher verbaute Glasfaserende direkt mit einer weiteren Lichtquelle beleuchtet wird, zeigen sich größere Effekte. Zur Minimierung von Störeinflüssen wird die Raumbelichtung bei laufenden Messvorgängen dennoch nicht eingeschaltet, und der in Abb. 7 Teil der Lichtversorgung wird mit einem schwarzen Tuch abgedeckt.

## 3.2 Lichtausbeute der eingekoppelten Glasfaser-Kollimatorkombination

In diesem Unterkapitel wird gemessen, welcher Anteil (im folgendem „Lichtausbeute“ genannt) des von der Linse transmittierten Lichtes die eingekoppelte Glasfaser-Kollimatorkombination wieder verlässt. Diese Messung ermöglicht es einzuschätzen, für welche Wellenlängen die Glasfaserlichtversorgung sinnvoll verwendet werden kann, und legt offen, welche Verbesserungsmöglichkeiten (z.B. durch Verwendung einer anderen Linse) existieren.

Zur Messung der Lichtausbeute wird zunächst der in Abb. 5 gezeigte Aufbau verwendet. Eine Diode<sup>11</sup> wird hinter dem Kollimator, der an das in der Abb. nicht dargestellte Ende der Glasfaser angeschlossen ist, so platziert, dass das von ihm transmittierte Licht

---

<sup>11</sup>Newport 818-UV

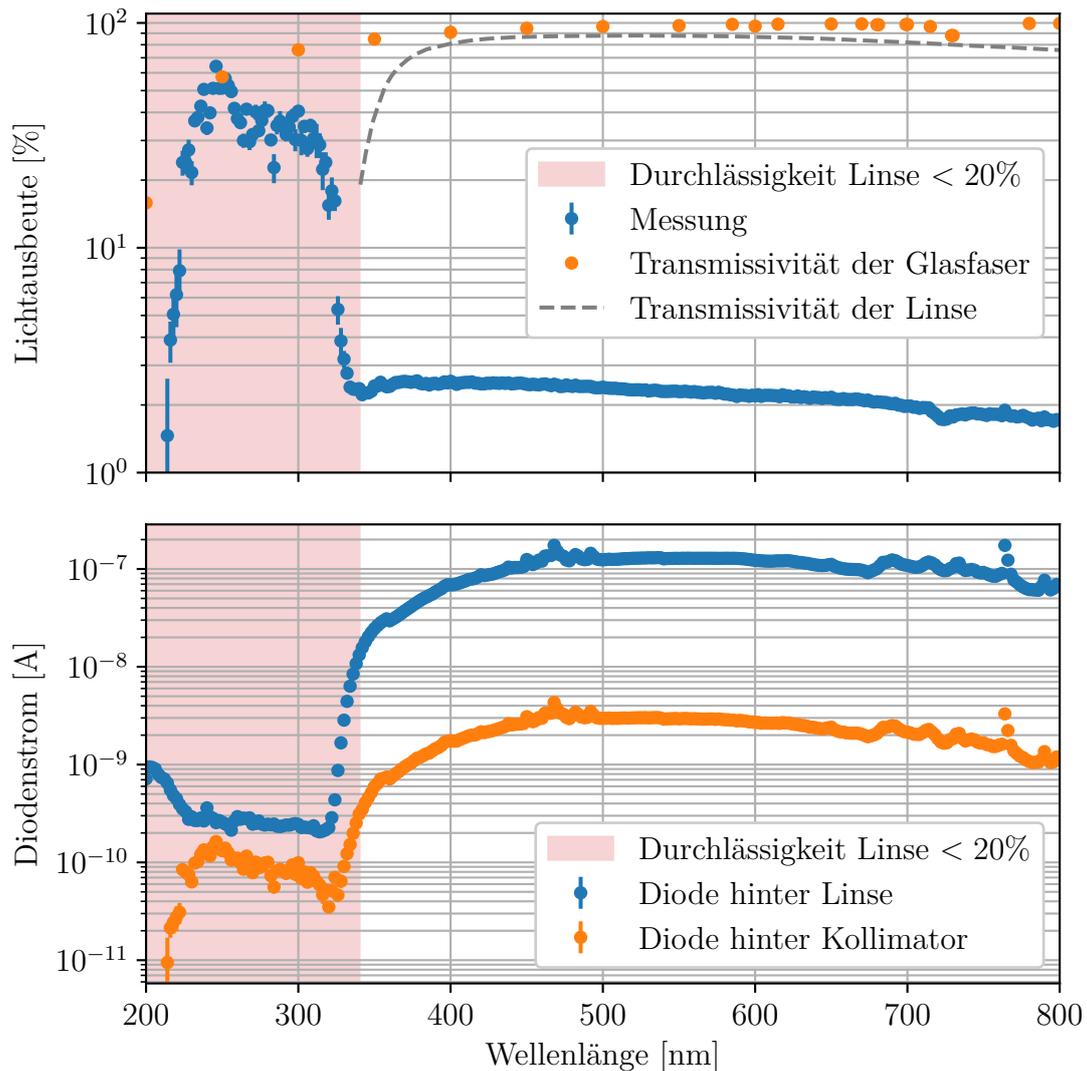


Abb. 8: Der obere Teil zeigt die gemessene Lichtausbeute der eingekoppelten Glasfaser-Kollimatorkombination in Abhängigkeit der beim Monochromator eingestellten Wellenlänge. Zudem sind die Transmissivitäten der Glasfaser [11] und der Linse [12] eingezeichnet. Für Wellenlängen kleiner als 214 nm sind die Datenpunkte der Messung nicht mehr zu sehen, da hier eine negative Lichtausbeute gemessen wird.

Der untere Teil zeigt die bei den jeweiligen Wellenlängen gemessenen Diodenströme. Die blaue Kurve zeigt den Diodenstrom für die Messung, in der die Diode vom von der Sammellinse transmittierten Licht, die orange Kurve für die Messung, in der die Diode vom von dem Kollimator transmittierten Licht beschienen wird. Die orangen Datenpunkte sind für Wellenlängen kleiner als 214 nm nicht zu sehen, da hier ein negativer Strom festgestellt wurde.

vollständig auf die Diode fällt, und an ein Picoamperemeter<sup>12</sup> angeschlossen, woraufhin der Diodenstrom  $I(\lambda)$  in Abhängigkeit zur Wellenlänge  $\lambda$  gemessen wird. Dabei werden die Ergebnisse aus Abschnitt 3.3 verwendet, um die Diode genau so zu positionieren, dass sich die Diode im Brennpunkt des von dem Kollimator transmittierten Lichtes befindet. Danach wird der Aufbau so umgebaut, dass die Diode möglichst vom gesamten von der Linse transmittierten Licht getroffen wird, und der Diodenstrom  $I_0(\lambda)$  wird gemessen. Zur Messung werden Wellenlängen aus dem Intervall [200 nm, 800 nm] mit einer Schrittweite von 2 nm verwendet, wobei die Schlitze des Monochromators auf 250  $\mu\text{m}$  eingestellt wurden. Dies entspricht einer Halbwertsbreite des den Monochromator verlassenden Spektrums von  $(1,5 \pm 0,6)$  nm [13, S. 51]. Die Lichtausbeute wird dann mit der Formel

$$\text{Lichtausbeute}(\lambda) = \frac{I(\lambda)}{I_0(\lambda)}$$

berechnet. Das Ergebnis dieser Messung wird in Abb. 8 dargestellt.

Der obere Teil von Abb. 8 zeigt die gemessene Lichtausbeute. Für Wellenlängen zwischen 340 nm und 800 nm liegt die Lichtausbeute zwischen 1,7 % und 3 %. Diese im Vergleich zu der Lichtdurchlässigkeit von Linse und Kollimator geringe Lichtausbeute wird dadurch erklärt, dass selbst bei optimal eingestelltem Fiberlauncher, nur ein Bruchteil des Lichtes die Glasfaser in einer solchen Weise trifft, dass es in die Glasfaser eingekoppelt werden kann. So beträgt die Numerische Apertur der Glasfaser 0,22 NA [11], während die der Linse 0,5 NA [12] beträgt. Der Öffnungswinkel des Lichtkegels des von der Linse transmittierten Lichtes ist also größer als der Akzeptanzwinkel der Glasfaser. Allein dadurch geht, wie aus einfachen geometrischen Überlegungen bezüglich der Lichtkegel gefolgert werden kann, 84,7 % der Lichtleistung verloren. Des Weiteren lassen die in Abb. 7 dargestellten Messwerte vermuten, dass der Lichtstrahl selbst im Brennpunkt noch deutlich breiter als der Glasfaserkern ist. Denn dieser hat einen Durchmesser von  $(105 \pm 3) \mu\text{m}$  [11], während sich das von der Linse transmittierte Licht auf mehrere Millimeter verteilt. Andererseits ist die in Abb. 7 dargestellte Messung etwas ungünstig durchgeführt worden, denn das Diodenstrommaximum befindet sich offenbar nicht in der Mitte, sondern am Rand des Würfels, sodass unklar bleibt, wie groß dieser Effekt genau ist, da der Lichtstrahldurchmesser außerhalb des Würfels möglicherweise deutlich kleiner wird. Wird berücksichtigt, dass es aufgrund der verschiedenen numerischen Aperturen, und der Glasfaser zu Lichtleistungsverlusten kommt, wird für Wellenlängen zwischen 350 nm und 700 nm eine Lichtausbeute von durchschnittlich 14,6 % erwartet, tatsächlich wird aber in diesem Wellenlängenbereich eine durchschnittliche Lichtausbeute von 2,3 % gemessen. Daher kann abgeschätzt werden, dass von dem Licht, welches sich mit einem kleineren Winkel als dem Akzeptanzwinkel relativ zur Glasfaserendflächennormalen bewegt, nur ungefähr 16,0 % der Lichtleistung aufgrund der nicht perfekten Fokussierung des Lichtes in die Glasfaser eingekoppelt wird. Hierbei wird das Transmittivitätsverhalten des Kollimators, anders als das der Glasfaser, nicht berücksichtigt, da es unbekannt ist. Es wird jedoch davon ausgegangen, dass sein Verhalten keinen großen Einfluss auf

---

<sup>12</sup>Keithley 6482 Dual-Channel picoammeter/voltage source

das Ergebnis hat, da er für Wellenlängen aus dem Intervall [350 nm, 700 nm] ausgelegt ist<sup>13</sup>, und das Licht nur eine, im Vergleich zu der Glasfaser, kurze Strecke im Kollimator zurücklegt.

Für Wellenlängen kleiner als 340 nm wird die gemessene Lichtausbeute sehr groß. Diesen Messwerten sollte jedoch aus mehreren Gründen nicht vertraut werden, denn der Kollimator ist nur für Wellenlängen im Bereich [350 nm, 700 nm] ausgelegt. Des Weiteren fällt die Lichtdurchlässigkeit der Linse für Wellenlängen kleiner als 340 nm unter 20 % [12] (s. auch Abb. 8). Schließlich produzieren Xenonlampen für solch kleine Wellenlängen deutlich geringere Lichtleistungen als für Licht mit einer größeren Wellenlänge [10]. Auffällig ist, dass der Diodenstrom für Wellenlängen im Intervall [230 nm, 320 nm] quasi konstant bleibt, was darauf hindeutet, dass hier der Untergrundstrom gemessen wird. Denn wäre dies nicht der Fall, das heißt, würde weiterhin eine relevante Lichtleistung auf die Diode fallen, so würde erwartet werden, dass der Diodenstrom mit kleiner werdender Wellenlänge stark abfällt, da die von einer Xenonlampe produzierte Lichtleistung für Wellenlängen kleiner als 300 nm stark abfällt [10].

Doch auch diese Interpretation ist jedoch auch nicht ganz unproblematisch, denn die in Abb. 8 gezeigten Diodenströme sind bereits untergrundkorrigiert. Wird hier also tatsächlich der Untergrund gemessen, so wird erwartet, dass es in etwa genauso viele positive wie negative Messwerte gibt. Dies ist jedoch ganz offensichtlich nicht der Fall. Es gibt jedoch Anzeichen dafür, dass bei der Messung des Untergrundes Fehler unterlaufen sind, so wurde für die Messung „Diode hinter Kollimator“ ein größerer Untergrund ( $(-1,461 \pm 0,007) \cdot 10^{-10}$  A) als für die Messung „Diode hinter Linse“ ( $(-1,586 \pm 0,007) \cdot 10^{-13}$  A) festgestellt. Erwartet wird das Gegenteil, denn die Messung „Diode hinter Kollimator“ fand in einem Dunkelraum innerhalb eines abgedunkelten Raumes statt, während die Messung „Diode hinter Linse“ lediglich in einem abgedunkelten Raum stattfand. Allerdings kann dies durch den Messablauf erklärt werden, denn die Messwerte liegen in derselben Größenordnung wie der Untergrund, und die Messung startet bei den kleinen Wellenlängen, und endet mit den großen Wellenlängen, und erst danach wird der Untergrund aufgenommen. Dadurch ist zwischen der Messung des Untergrundes und Aufnahme der Datenpunkte bei den kleinen Wellenlängen eine halbe Stunde vergangen. Bei der Diodenstromkurve der Messung „Diode hinter Linse“ ist zudem auffällig, dass für Wellenlängen im Bereich [200 nm, 230 nm] der Diodenstrom größer ist, als in dem gerade diskutierten Intervall [230 nm, 320 nm]. Auch dies kann mit einer Betrachtung des Messablaufes aufgeklärt werden, denn vor der Messung wurde die Diode von einem Raum in einen anderen gebracht und montiert, wobei die Diode vermutlich vom Umgebungslicht getroffen und angeregt wurde. Und während diese Anregung für die ersten Messminuten relevant ist, in denen wie erläutert die Messpunkte für die niedrigen Wellenlängen aufgenommen werden, ist sie es nach dieser Zeit nicht mehr, da die Diode genügend Zeit zum Abregen hatte. Aber erst dann wird der Untergrund gemessen, so dass dieser Anregungseffekt nicht kompensiert wird. Gegensätzlich dazu, ist der Strom

---

<sup>13</sup>Deshalb wird hier auch nur die erwartete Transmissivität im Intervall [350 nm, 700 nm] betrachtet

im Wellenlängenbereich [200 nm, 230 nm] deutlich kleiner als im quasi-konstanten Bereich [230 nm, 320 nm]. Dies wird dadurch erklärt, dass dies die ersten Datenpunkte der Messung sind, die überhaupt aufgenommen wurde. Daher wurde das Nanoamperemeter gerade erst eingeschaltet, sodass sich der Untergrund am Anfang möglicherweise verschoben hat.

Trotz dieser Probleme wurde die Messung nicht wiederholt, denn die besprochenen Beeinträchtigungen des Messergebnisses sind nur für Wellenlängen kleiner als 340 nm relevant, doch es wird ohnehin erwartet, dass das Glasfaserlichtversorgungssystem für diese Wellenlängen nicht verwendbar ist, denn der Kollimator ist nur für Wellenlängen bis 350 nm ausgelegt, und bei der Glasfaser tritt für Licht mit einer Wellenlänge kleiner als 300 nm ein Effekt auf, der „Solarisation“ genannt wird [11], was im Grunde bedeutet, dass die Glasfaser irreparabel beschädigt wird, wodurch ihre Transmissivität um bis zu 70 % [14] abnimmt. Das die Glasfaser-Kollimatorkombination verlassende Lichtspektrum aus Zeitgründen nicht vermessen, eine solche Messung sollte daher in einer zukünftigen Arbeit durchgeführt werden.

### 3.3 Brennpunktbestimmung der Glasfaser-Kollimatorkombination

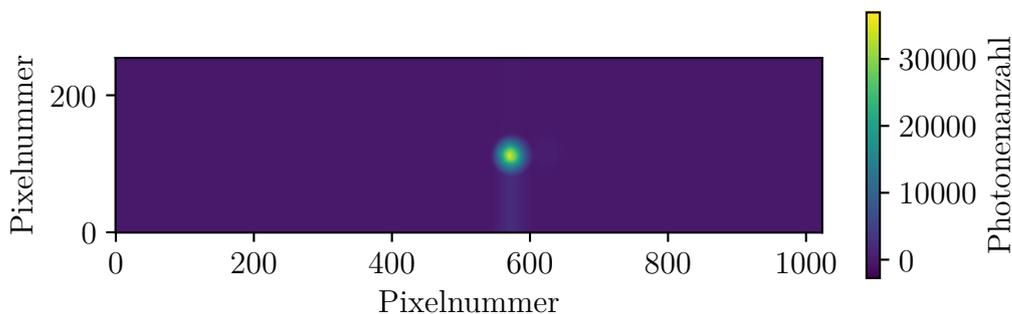


Abb. 9: Zu sehen ist eines der aufgenommenen Bilder, wobei für dieses Bild eine Wellenlänge von 400 nm verwendet wurde, während der Abstand zwischen Kollimator und Kamera 57 mm betrug.

Der Versuchsaufbau soll dazu verwendet werden, um Photokathodenoberflächen von Photomultipliern mit dem aus dem Kollimator austretendem Licht abzutasten. Daher ist es notwendig, zu analysieren, wie sich das den Kollimator verlassende Licht verhält. Insbesondere ist zu bestimmen, in welchem Abstand zum Austrittspunkt der Brennpunkt des aus dem Kollimator austretenden Lichtes bei verschiedenen Wellenlängen liegt, und

welche Halbwertsbreite der Intensitätsverlauf des Lichtstrahles hier hat.

Zunächst wird das aus dem Kollimator austretende Licht mittels einer CCD Kamera<sup>14</sup> aufgenommen. Dazu wird die Kamera zunächst so ausgerichtet, dass das aus dem Kollimator austretende Licht möglichst senkrecht auf die Kamera trifft. Diese Einstellung wird händisch vorgenommen, und überprüft, indem der Kollimator zur Kamera geradlinig hin- bzw. wegbewegt wird, und währenddessen beobachtet wird, ob sich der Lichtfleck in den von der Kamera aufgenommenen Bildern bewegt (ein sich nicht/ kaum bewegender Lichtfleck wird hierbei als ein Zeichen für eine korrekte Ausrichtung angesehen). Dann wird der Monochromator<sup>15</sup> auf die jeweils betrachtete Wellenlänge (350 nm, 400 nm, 450 nm, . . . , 700 nm) eingestellt, woraufhin der Kollimator in verschiedenen Abständen zur Kamera positioniert wird (in 2 mm-Schritten) und dann eine Aufnahme angefertigt wird. Eine Beispielaufnahme ist in Abb. 9 zu sehen.

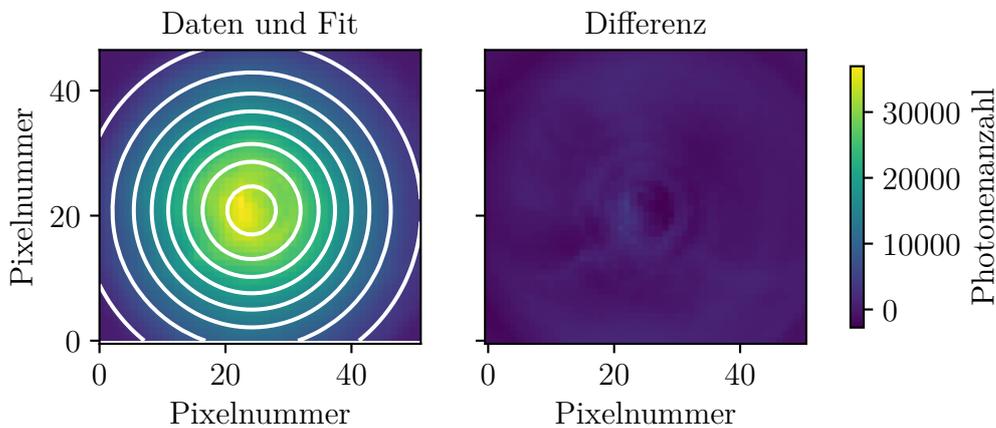


Abb. 10: Das linke Bild zeigt den gewählten Ausschnitt des Bildes, welches bei einer Wellenlänge von 400 nm mit einem Abstand von 57 mm zwischen Kollimator und Kamera aufgenommen wurde. Das zugehörige Gesamtbild ist in Abb. 9 zu sehen. In das linke Bild ist zudem der berechnete Fit der durch Gleichung 1 gegebenen Funktion mit weißen Konturlinien eingezeichnet. Im rechten Bild ist die Differenz zwischen den aufgenommenen Daten, und dem berechneten Fit zu sehen.

In allen Aufnahmen ist ein längliches, von dem Lichtpunkt aus nach unten verlaufendes Artefakt zu sehen. Mithilfe einer Spiegelreflexkamera wurde ausgeschlossen, dass

<sup>14</sup>Andor Solis Newton CCD DU920POE

<sup>15</sup>Die Schlitze des Monochromators sind auf  $(250 \pm 20) \mu\text{m}$  eingestellt, wodurch das den Monochromator verlassende Licht eine Spektralhalbwertsbreite von  $(1,6 \pm 0,6) \text{ nm}$  hat (s. Kapitel 6.1)

dieses Artefakt tatsächlich vorhanden ist. Das Auftreten des Artefaktes wird dadurch erklärt, dass nach [15, S. 28 ff.] die Pixel zeilenweise ausgelesen werden, wobei unklar bleibt, wieso genau dieses Artefakt auftritt.

Von den Aufnahmen wurde nur der Teil mit der runden Lichtscheiben berücksichtigt, damit das Artefakt im Folgenden keinen Einfluss auf das Ergebnis hat. An die Daten aus den gewählten Ausschnitten wurde nun eine 2D-Gaußfunktion der Form

$$G(x, y) = A \cdot \exp\left(-\frac{1}{2\sigma^2} \left[(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2\right]\right) \quad (1)$$

gefitet, mit der Position im Bild  $(x, y)$ , der Amplitude  $A$ , der Standardabweichung  $\sigma$ , dem Mittelwert in  $x$ -Richtung  $x_0$ , und dem Mittelwert in  $y$ -Richtung  $y_0$ . Abb. 10 zeigt ein Ergebnis dieser Berechnungen. Wie zu sehen ist, stimmt der Fit nur grob mit den Daten überein. Dies wird erwartet, da der verwendete Kollimator, falls eine multimodale Glasfaser verwendet wird, nach Angaben des Herstellers kein gaußsches Intensitätsprofil liefert [16]. Die Gaußfunktion wird trotzdem als Fitfunktion verwendet, da das Lichtintensitätsprofil einer Gaußfunktion hinreichend ähnelt, und der Fit lediglich dazu dient, die „Breite“ des Lichtfleckes zu quantifizieren. Zudem wird in Kapitel 4 gezeigt, dass sich die so ermittelten Halbwertsbreiten dazu eignen, die Größe der Pixel festzulegen.

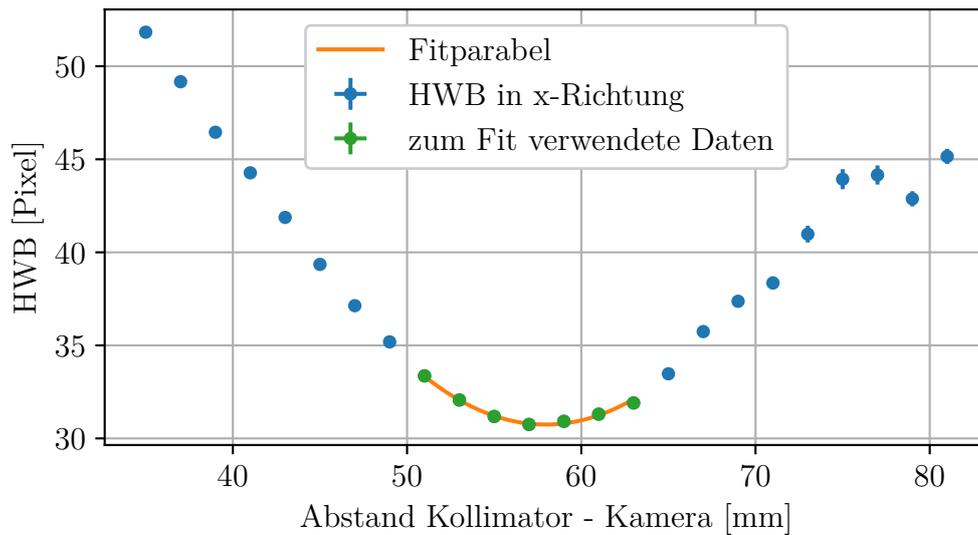


Abb. 11: Auftragung der festgestellten Halbwertsbreiten des Lichtpunktes gegen den Kollimator-Kameraabstand für Licht mit einer Wellenlänge von 400 nm. Zudem sind die Datenpunkte hervorgehoben, an die eine Parabel gefittet wurde. Die erhaltene Parabel ist ebenfalls eingezeichnet.

Die Standardabweichung  $\sigma$  wird dann in die Halbwertsbreite der Gaußfunktion umgerechnet. Für jede Wellenlänge wird diese Halbwertsbreite in Abhängigkeit des Abstandes

zwischen Kollimator und Kamera betrachtet, und es wird der Abstand zwischen Kollimator und Kamera gesucht, für den die Halbwertsbreite minimal ist. Dazu wird zunächst der Messpunkt gewählt, bei dem die Halbwertsbreite minimal ist. Dann werden drei Messpunkte vor und nach diesem Messpunkt ausgewählt. An diese sieben Messpunkte wird daraufhin eine Parabel gefittet, und es wird das Minimum dieser Parabel bestimmt. Der so erhaltene Kollimator-Kameraabstand wird dann als der Abstand des Brennpunktes vom Kollimator (im folgendem „Brennpunkt Abstand“  $\Delta$  genannt) identifiziert. Dieses Verfahren dient dazu, den Einfluss von Fluktuationen, und der Wahl der Messschritte zu reduzieren. Abb. 11 veranschaulicht das Vorgehen am Beispiel der Messung mit Licht einer Wellenlänge von 400 nm.

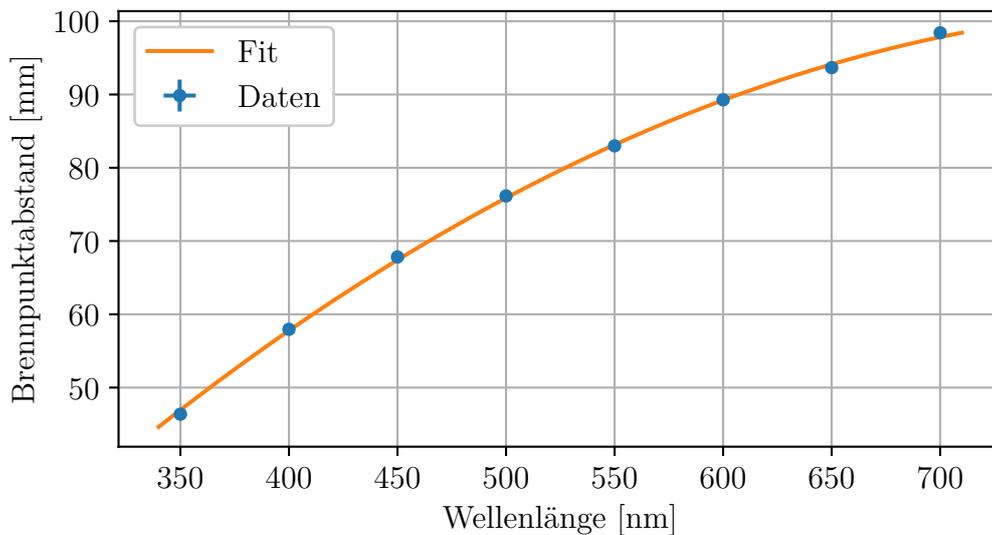


Abb. 12: Auftragung des Brennpunkt Abstandes des den Kollimator verlassenden Lichtes gegen die Wellenlänge des Lichtes. In blau sind die Ergebnisse der Berechnungen für die einzelnen Wellenlängen eingezeichnet, in orange ist die Fitparabel eingezeichnet, die durch Formel 2 gegeben ist. Die zu den Datenpunkten gehörigen Standardabweichungen sind ebenfalls eingezeichnet, aber nicht zu sehen, da sie recht klein sind.

Die so erhaltenen Brennpunkt Abstände werden nun gegen die Wellenlängen aufgetragen, dann wird eine Parabel an die Messpunkte gefittet (s. Abb. 12). So wird die Fitfunktion

$$\Delta(\lambda) = -(2,4 \pm 0,2) \cdot 10^{-4} \frac{\text{mm}^2}{\text{nm}^2} \cdot \lambda^2 + (3,9 \pm 0,2) \cdot 10^{-1} \frac{\text{mm}}{\text{nm}} \cdot \lambda - (62 \pm 4) \text{ mm} \quad (2)$$

erhalten, mit dem für jede Wellenlänge im Intervall [350 nm, 700 nm] der entsprechende Brennpunkt Abstand berechnet werden kann.

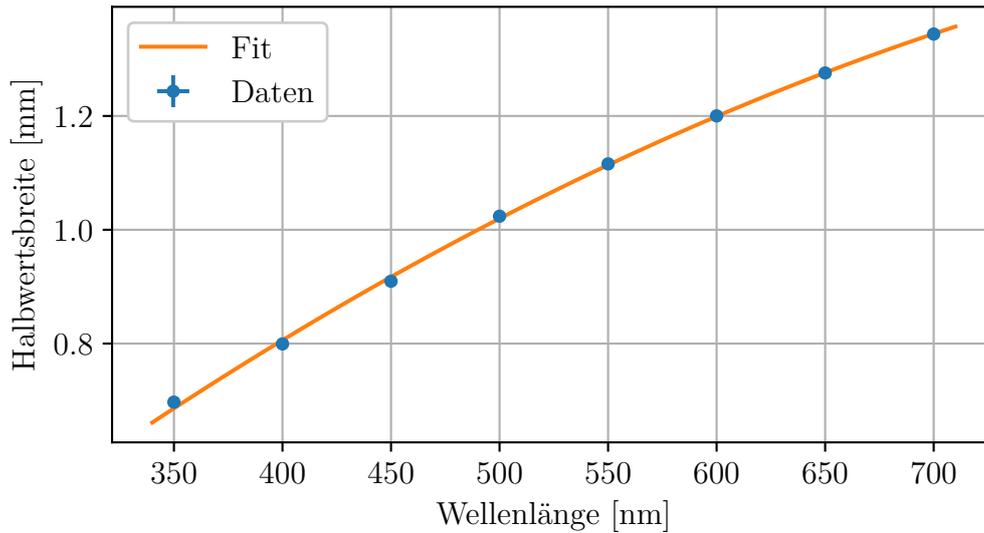


Abb. 13: Auftragung der Halbwertsbreite des den Kollimator verlassenden Lichtes in der Brennebene gegen die Wellenlänge des Lichtes. In Blau sind die aus den Messdaten berechneten Halbwertsbreiten eingezeichnet, in Orange die an diese Datenpunkte gefittete Parabel, die durch Gleichung 3 gegeben ist. Die Standardabweichung zu den Datenpunkten ist ebenfalls eingezeichnet, aber nicht zu sehen, da sie recht klein ist.

Für die in Kapitel 4 diskutierte Anwendung der Glasfaserlichtversorgung ist es zudem wichtig zu wissen, welche Halbwertsbreite  $HWB(\lambda)$  der Lichtstrahl in der Brennebene abhängig von der Wellenlänge des Lichtes hat. Daher werden die Halbwertsbreiten des Lichtstrahles in der Brennebene gegen die Wellenlänge aufgetragen, dann wird eine Parabel an diese Datenpunkte gefittet (s. Abb. 13). So wird die Fitfunktion

$$HWB(\lambda) = -(1,7 \pm 0,2) \cdot 10^{-6} \frac{\text{mm}^2}{\text{nm}^2} \cdot \lambda^2 + (3,7 \pm 0,2) \cdot 10^{-3} \frac{\text{mm}}{\text{nm}} \cdot \lambda - (0,39 \pm 0,05) \text{ mm} \quad (3)$$

erhalten, mit der berechnet werden kann, welche Halbwertsbreite der aus dem Kollimator austretende Lichtstrahl in der Brennebene hat.

## 4 Vermessung der PMT-Quanteneffizienzuniformität

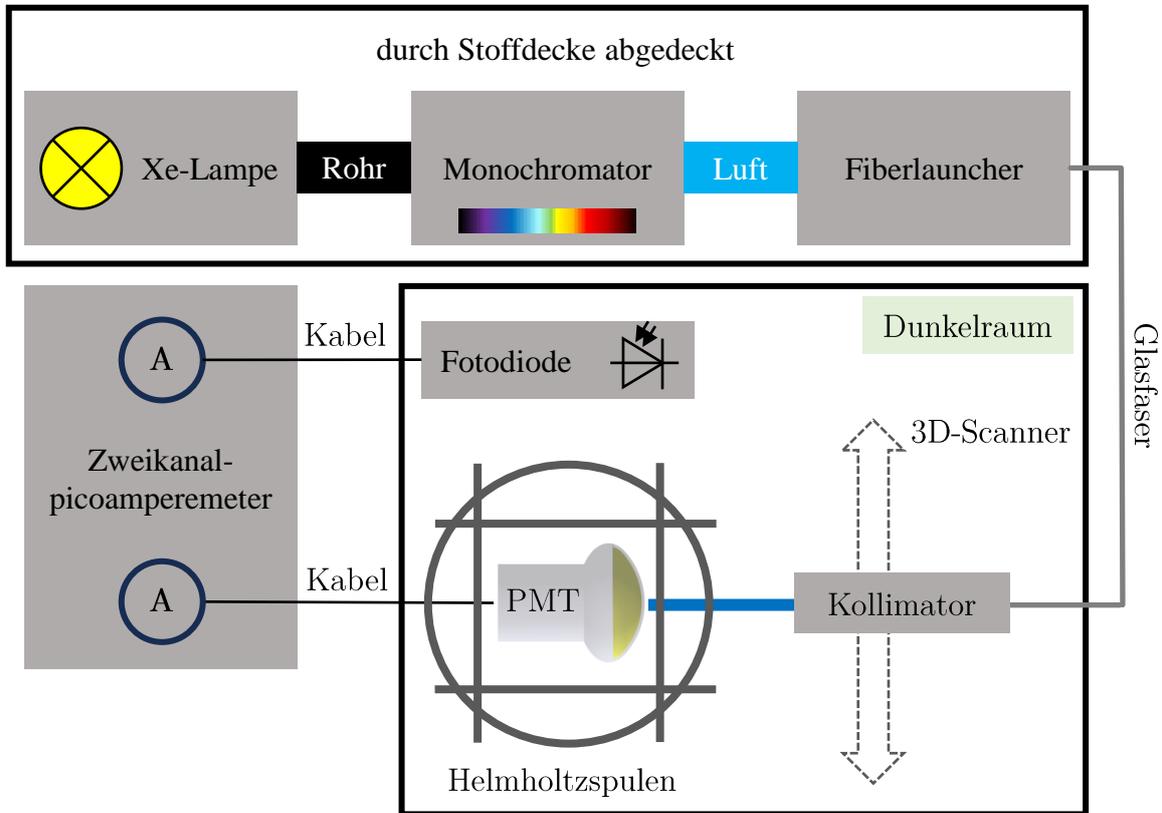


Abb. 14: Skizze des zur Messung der orts- und wellenlängenabhängigen Quanteneffizienz einer PMT-Oberfläche verwendeten Versuchsaufbaus. Teile der Grafik wurden aus [9] entnommen.

Mit dem in Abb. 14 dargestellten Versuchsaufbau, soll die Quanteneffizienz von PMTs mit Licht verschiedener Wellenlängen gescannt werden. Daher wird die in Kapitel 3 diskutierte Lichtquelle verwendet, wobei das Ende der Glasfaser mit dem Kollimator an einen 3D-Scanner, der im Rahmen der Masterarbeit [17] konstruiert wurde, befestigt ist<sup>16</sup>. Somit kann der Kollimator frei bewegt werden, sodass die PMT-Oberfläche mit dem vom Kollimator transmittierten Licht abgetastet werden kann.

Der Versuchsaufbau ist auf zwei verschiedene Räume aufgeteilt. In einem Dunkelraum befinden sich der zu untersuchende PMT in einer Helmholtzspulenordnung. Diese ist im Rahmen der Materarbeit [18] entstanden, und dient dazu das Erdmagnetfeld auszugleichen. Neben dem PMT befindet sich eine geeichte Fotodiode<sup>17</sup> mit bekannter

<sup>16</sup>Siehe auch [9], wo ein ähnlicher Versuchsaufbau verwendet wird.

<sup>17</sup>Newport 818-UV

Quanteneffizienz  $QE_D(\lambda)$ , wobei PMT und Fotodiode an ein Zweikanalpiccoamperemeter<sup>18</sup> angeschlossen sind. Zudem befindet sich im Dunkelraum der 3D-Scanner. Die in Kapitel 3 diskutierte Lichtquelle befindet sich außerhalb des Dunkelraumes, außer dem Glasfaserende, an dem der Kollimator befestigt ist. Dieses ist nämlich an den 3D-Scanner montiert, sodass es von selbigen frei bewegt werden kann. Außerhalb des Dunkelraumes befindet sich eine Hochspannungsquelle<sup>19</sup>, mit der eine elektrische Spannung von 250 V zwischen der Photokathode und den sonstigen inneren Komponenten des PMTs angelegt wird.

## 4.1 Messaufbau und Inbetriebnahme

Mithilfe dieses Versuchsaufbaues soll der 3D-Scanner PMT-Oberflächen mit dem aus dem Kollimator tretendem Licht abtasten. In Kapitel 3 wurde daher für jede Wellenlänge der Brennpunktstand bestimmt (s. Gleichung 2). So kann der 3D-Scanner die Glasfaser immer so positionieren, dass sich das gerade untersuchte PMT-Oberflächensegment in der Brennebene befindet. Auf diese Weise wird die Größe des Lichtfleckes auf der PMT-Oberfläche minimiert, die Auflösung wird also maximiert. Ferner wurden in Kapitel 3 die wellenlängenabhängigen Halbwertsbreiten des Lichtstrahles in der Brennebene in Abhängigkeit zur Wellenlänge des Lichtes bestimmt (s. Gleichung 3). Diese werden nun verwendet, um die Schrittweite beim Scannen festzulegen. Ein Pixel hat also eine Kantenlänge von einer Halbwertsbreite.

Um zu überprüfen, ob dies eine sinnvolle Wahl ist, werden die Aufnahmen aus Abschnitt 3.3 der Lichtfleckes, wie sie beispielsweise für die Wellenlänge 400 nm, und einem Kollimator-Kameraabstand von 57 mm durch Abb. 9 gegeben ist, betrachtet. Auf jedes dieser Bilder wird nun die Definition eines Pixels angewendet, und es wird berechnet, welcher prozentualer Anteil der Photonen in dem Pixel enthalten ist. Das heißt, dass die Fitparameter  $x_0$  und  $y_0$  der Fitfunktion 1, die in Abschnitt 3.3 an jeden Lichtfleck gefittet wurde, dazu verwendet werden, den Mittelpunkt des Pixels in der jeweiligen Aufnahme zu definieren. Ferner wird definiert, dass das Pixel ein Quadrat mit der Halbwertsbreite des Lichtfleckes als Kantenlänge ist. Nun wird der Anteil der im Pixel enthaltenen Photonen dadurch berechnet, dass die im Pixel enthaltenen Photonen aufsummiert, und durch die Anzahl der im Gesamtbild enthaltenen Photonen geteilt werden. Hierbei ist zu beachten, dass diese Betrachtung einer größeren Fehlerquelle unterworfen ist, nämlich der Artefakte, wie es zum Beispiel in Abb. 9 zu sehen ist.

Wie in Abb. 15 zu sehen ist, liegt in etwas 77 % bis 90 % des Lichtes innerhalb eines solchen Pixels. Wird nun noch bedacht, dass nicht alle gemessenen Abstände, sondern nur die Brennpunktabstände verwendet werden, unterscheiden sich die verschiedenen Ausleuchtungsanteile nur um etwa 7 %, was hinreichend genau ist, da bei den im Folgenden diskutierten Scans keine Artefakte auffallen. Es zeigt sich hier jedoch deutlich,

---

<sup>18</sup>Keithley 6482 dual-channel-piccoammeter / voltage source

<sup>19</sup>iseg EHS F4 40n

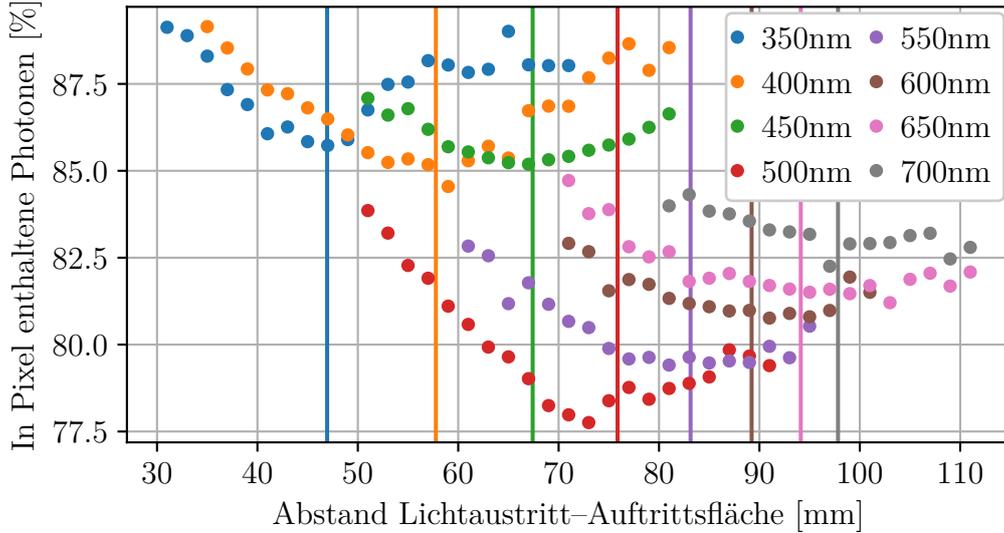


Abb. 15: Auftragung des prozentualen Anteils des in einem Pixel enthaltenen Lichtes in Abhängigkeit zur Wellenlänge und des Kollimator-Auftrittsflächenabstandes. Hierbei ist ein Pixel so definiert, dass der Mittelpunkt des Pixels durch  $(x_0, y_0)$  der in Kapitel 3.3 verwendeten Fitfunktion 1 gegeben ist, wobei die Kantenlänge der Pixel einer Halbwertsbreite entspricht. Zudem ist für jede Wellenlänge der Brennpunktabstand als vertikale Linie eingezeichnet.

dass das den Kollimator verlassende Intensitätsprofil nicht gaußförmig ist, denn dann würde erwartet werden, dass 58 % des Lichtes in einem Pixel enthalten ist, denn eine Halbwertsbreite ist ungefähr gleich  $2,35 \cdot \sigma$  und

$$\frac{1}{2\pi \cdot \sigma^2 \cdot A} \int_{-1,175 \cdot \sigma + x_0}^{1,175 \cdot \sigma + x_0} dx \int_{-1,175 \cdot \sigma + y_0}^{1,175 \cdot \sigma + y_0} dy A \cdot \exp\left(-\frac{1}{2\sigma^2} [(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2]\right) \approx 0,58.$$

Wird nun noch bedacht, dass die Bilder Artefakte enthalten, die beim Fitten mit der Gaußfunktion durch Auswahl eines Bildausschnittes nicht berücksichtigt wurde, würde erwartet werden, dass ein noch geringerer prozentualer Anteil der Photonen in einem Pixel enthalten ist. In Abb. 15 sind zudem mittels vertikaler Linien die Brennpunktabstände der jeweiligen Wellenlängen eingezeichnet. Es kann beobachtet werden, dass der Anteil des in einem Pixel enthaltenen Lichtes für Lichtaustritt-Auftrittsflächenabstände minimal ist, die nahe dem Brennpunktabstand liegen. Dies deutet darauf hin, dass das Artefakt in diesen Bildern besonders ausgeprägt ist.

Um die Quanteneffizienz zu messen, werden die Elektronenlinse, die Dynoden und die Anode gleichgeschaltet, und zwischen diesen inneren Komponenten und der Photokathode wird eine Spannung angelegt. In dieser Arbeit wird dabei eine Spannung von 250 V verwendet, womit sichergestellt ist, dass jedes aus der Photokathode ausgeschla-

gene Elektron von den inneren Komponenten aufgefangen wird<sup>20</sup>. Des Weiteren werden die Elektronen dadurch direkt detektiert, und nicht vervielfacht. Die Quanteneffizienz  $QE(\lambda)$  in Abhängigkeit zur Wellenlänge  $\lambda$  wird mit der Formel

$$QE(\lambda) = \frac{1}{e} \cdot \frac{I_{\text{PMT}}(\lambda)}{\Phi(\lambda)}$$

berechnet, wobei  $\Phi(\lambda)$  der die Photokathode treffende Lichtfluss,  $e$  die Elementarladung und  $I_{\text{PMT}}(\lambda)$  der elektrische Strom zwischen Photokathode und den sonstigen inneren Komponenten ist. Um den Lichtfluss zu bestimmen, wird die Fotodiode mit dem jeweils verwendeten Licht beschienen, sodass insgesamt die Formel

$$QE(\lambda) = QE_D(\lambda) \cdot \frac{I_{\text{PMT}}(\lambda)}{I_D(\lambda)} \quad \text{wegen} \quad \Phi(\lambda) = \frac{1}{e} \cdot \frac{I_D(\lambda)}{QE_D(\lambda)},$$

mit  $I_D(\lambda)$  dem Diodenstrom, erhalten wird.

Wird die Quanteneffizienz mit dieser Methode gemessen, sind zwei möglicherweise unerwünschte Effekte zu beachten. Zum einen können Photonen, die beim ersten Auftreffen auf die Photokathode ein Elektron ausschlagen, nicht von Photonen unterschieden werden, die zunächst von der Photokathode transmittiert werden, von einer inneren Komponente des PMT reflektiert werden, um schließlich wieder auf die Photokathode zu treffen, wo sie ein Elektron ausschlagen. Zum anderen können Elektronen, die aus der auf das Eingangsfenster aufgedampften Photokathode ausgeschlagen wurden, nicht von Elektronen unterschieden werden, die aus dem Photokathodenmaterial, welches sich auf den inneren Komponenten befindet, ausgeschlagen werden.

## 4.2 Wellenlängenabhängige Quanteneffizienzscans

Die bisherigen Resultate werden nun dazu verwendet, um die Quanteneffizienz eines PMTs<sup>21</sup> orts- und wellenlängenabhängig zu messen. Der Scanner wurde hierbei mit einer bearbeiteten Version des in [9] verwendeten Skripts gesteuert. Die Messung zu jeder Wellenlänge läuft so ab, dass der Kollimator zunächst zur Diode gefahren wird, und der Strom gemessen wird. Bei einer Strommessung wird dabei immer der PMT-Strom, und der Diodenstrom gleichzeitig gemessen. Dabei gilt der Diodenstrom als Diodenstrom, wenn er gemessen wird, während die Diode beleuchtet wird, und als Diodenuntergrund, wenn die Diode während der Messung nicht beleuchtet wird. Äquivalentes gilt für die Messung des PMT-Stroms. Bei dieser ersten Messung wird also der Diodenstrom, und der PMT-Untergrund gemessen. Dann wird der Kollimator zum PMT bewegt, und die PMT-Oberfläche wird gescannt. Dafür wird die PMT-Oberfläche in ein quadratisches Gitter unterteilt, wobei die Quadrate, auch Pixel genannt, eine Kantenlänge von einer

<sup>20</sup>Nach [6, S. 68] reicht bereits eine Spannung von 50 V aus, um sicherzustellen, dass alle aus der Photokathode ausgeschlagenen Photonen aufgefangen werden.

<sup>21</sup>Hamamatsu Typ: R15458-02 Nr.: BA0780

Halbwertsbreite des Lichtpunktes auf der PMT-Oberfläche haben, die mit Gleichung 3 berechnet werden. Die Gitterpunkte werden nun nacheinander abgefahren, und an jedem Gitterpunkt werden die Ströme gemessen. Nach je 50 Messungen wird der Kollimator wieder zur Diode gefahren, und es wird wieder der Diodenstrom und der PMT-Untergrund gemessen, danach wird das Scannen fortgesetzt. Der Kollimator wird dabei immer so positioniert, dass sich das jeweils untersuchte PMT-Oberflächensegment in der Brennebene befindet, wobei für die Berechnung des Brennpunktabstandes Gleichung 2 verwendet wird. Nach jedem Wechsel der Wellenlänge wird 24 min gewartet. Dies dient der Reduzierung des Untergrundes, und die Notwendigkeit dieser Wartezeit wird in einem späteren Absatz diskutiert. Während der Messung wird das Erdmagnetfeld durch die Helmholtzspulen (s. [18]) kompensiert, und zwischen der Photokathode und den restlichen leitenden inneren Komponenten des PMTs liegt eine Spannung von 250 V an<sup>22</sup>.

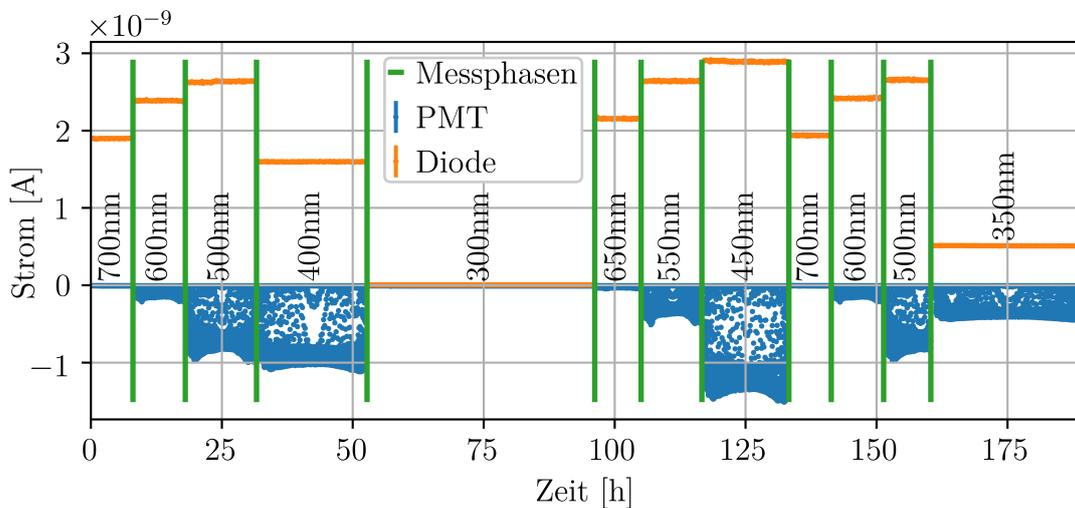


Abb. 16: Auftragung des PMT-Stroms (Blau) und des Diodenstrom (Orange) gegen die Zeit. Hierbei bezeichnet 0 h den Zeitpunkt des Versuchsbeginns. Eingezeichnet, aber aufgrund ihrer Kleinheit nicht zu sehen sind die Messunsicherheiten, sowie die 24 min-Pausen. Zudem ist die Wellenlänge des jeweils verwendeten Lichtes durch vertikale Linien eingezeichnet.

Für drei Wellenlängen wurde die Messung zudem zweimal durchgeführt, um den Versuch auf Wiederholbarkeit zu überprüfen. Hierbei konnten keine signifikanten Unterschiede zwischen der ersten und zweiten Messung festgestellt werden. Für die Wellenlängen 700 nm und 650 nm wurden die Scans zudem noch einmal mit einer deutlich erhöhten Lichtintensität durchgeführt, da, wie in Abb. 16 zu sehen ist, für diese Wellenlängen nur sehr kleine PMT-Ströme festgestellt wurden. Diese Messung unterscheidet sich jedoch qualitativ nicht von den bei geringerer Lichtintensität durchgeführten Messungen, wes-

<sup>22</sup>Weiterführende Informationen zur Messung der Quanteneffizienz sind in Abschnitt 4.1 gegeben

halb es nicht weiter diskutiert wird.

In Abb. 16 sind die gemessenen Dioden- und PMT-Ströme aufgetragen, zudem ist die Wellenlänge des gerade verwendeten Lichtes durch vertikale Linien angedeutet. Innerhalb einer Messphase ist der Diodenstrom relativ konstant, was bedeutet, dass die Xenonlampe eine in etwa durchgehend konstante Lichtintensität geliefert hat. Die Diodenströme verschiedener Messphasen unterscheiden sich hingegen erheblich, was damit zusammenhängt, dass die Xenonlampe nicht für alle Wellenlänge dieselbe Lichtintensität liefert, dass die Lichtausbeute der Glasfaser-Kollimatorkombination wellenlängenabhängig ist, und dass die Fotodiode nicht für alle Wellenlängen gleich quanteneffizient ist. Hierbei ist hervorzuheben, dass die Diodenströme für die Messungen, die zweimal durchgeführt wurden, nahezu identisch sind, was für eine hohe Stabilität der Lichtintensität spricht. Die PMT-Ströme variieren hingegen stark, was damit zusammenhängt, dass der PMT an immer unterschiedlichen Stellen gescannt wird, und die Quanteneffizienz daher variiert. Es ist aber auch hier zu beobachten, dass sich die Messergebnisse für zwei Messungen mit derselben Wellenlänge stark ähnlich sind (hierbei sei angemerkt, dass die Messung für  $\lambda = 500 \text{ nm}$  im zweiten Durchgang nur zur Hälfte durchgeführt wurde).

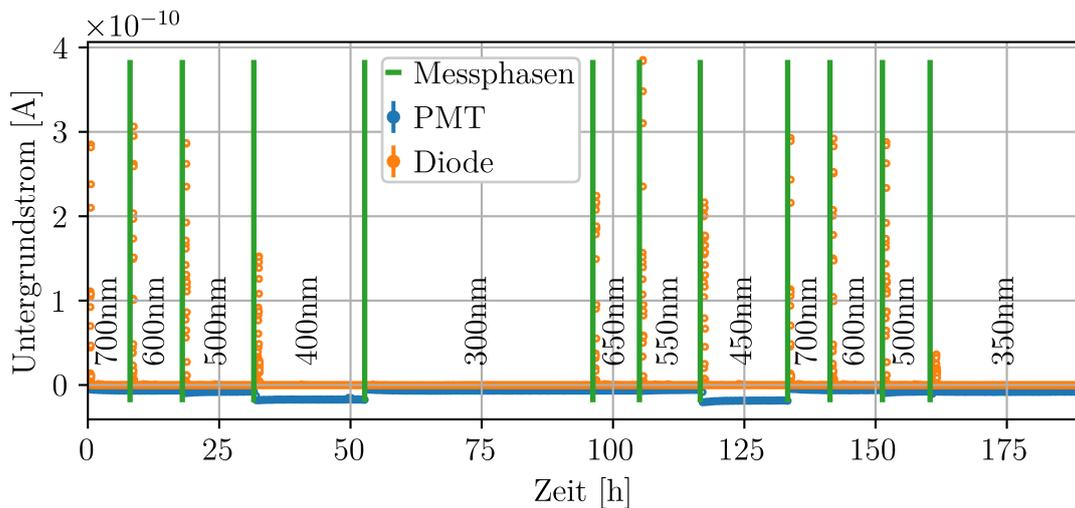


Abb. 17: Auftragung des PMT- bzw. Diodenuntergrundstromes gegen die Zeit, wobei zusätzlich durch vertikale Linien die Wellenlänge des gerade verwendeten Lichtes angedeutet wird. Obwohl sie eingezeichnet sind, sind die Messunsicherheiten und die 24 min-Pausen aufgrund ihrer Kleinheit nicht zu sehen.

In Abb. 17 ist der PMT- bzw. Diodenuntergrundstrom dargestellt. Es fällt sofort auf, dass der PMT-untergrundstrom innerhalb einer Messphase relativ konstant ist. So beträgt die maximale prozentuale Abweichung vom PMT-Untergrundstrommittelwert innerhalb einer Messphase maximal 14,7%. Der PMT-Untergrund ist jedoch stark wellenlängenabhängig. Dies deutet darauf hin, dass, wenn der Kollimator vor der Diode

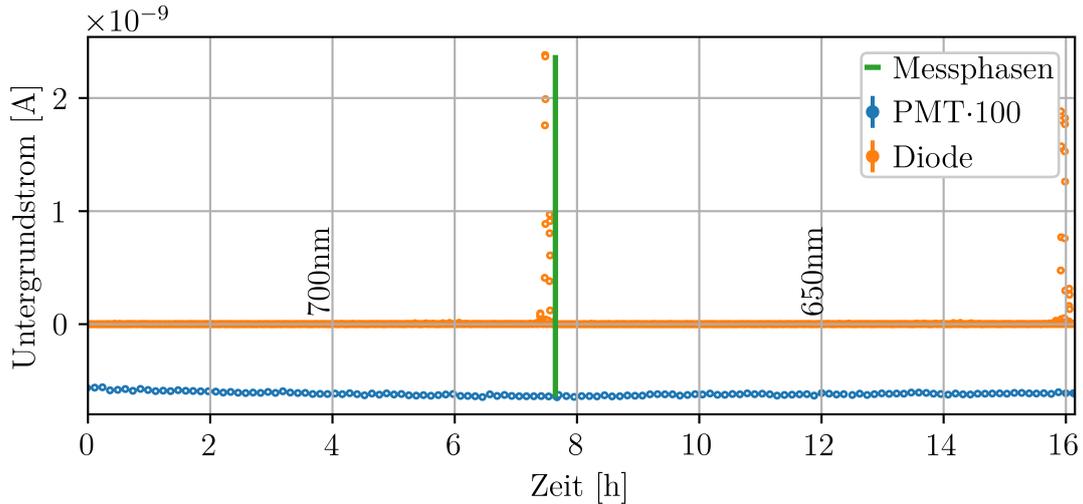


Abb. 18: Auftragung des PMT- bzw. Diodenuntergrundstromes gegen die Zeit für die Quanteneffizienzscans, mit erhöhter Lichtintensität für die Wellenlängen 700 nm und 650 nm. Der PMT-Untergrund ist hierbei um den Faktor 100 vergrößert worden, damit er gut ablesbar ist. Bei dieser Messung wurde die Scanrichtung umgedreht, und wie zu sehen ist, treten die besonders hohen Diodenhintergründe nun am Ende jeder Messphase auf. Die Messunsicherheiten sind eingezeichnet, aber aufgrund ihrer Kleinheit nicht zu sehen.

positioniert ist, um den Diodenstrom zu messen, ein Teil des Lichtes auf den PMT fällt, sodass die wellenlängenabhängige Quanteneffizienz des PMT einen größeren Einfluss auf den Untergrundstrom hat. Der Diodenuntergrundstrom zeigt hierbei auch ein ungewöhnliches Verhalten, so ist er bei einigen Messpunkten ganz am Anfang der Messung nur um eine Größenordnung kleiner, als wenn die Diode direkt mit dem Licht beschienen werden würde. Dies ist auf Reflexionen zurückzuführen, durch die bei diesen Messungen ein größerer Teil des auf den PMT gerichteten Lichtes auf die Diode fällt. Dies wurde überprüft, indem bei den Scans mit erhöhter Lichtintensität für die Wellenlängen 700 nm und 650 nm die Scanrichtung umgekehrt wurde, woraufhin der Effekt nicht am Anfang, sondern am Ende einer jeden Messphase aufgetreten ist (s. Abb. 18), womit diese Erklärung als bestätigt angesehen werden kann.

An dieser Stelle sei auch erklärt, wieso nach jedem Wellenlängenwechsel eine 24-minütige Pause eingelegt wurde. Dies ist darauf zurückzuführen, dass der Untergrund von vorher durchgeführten Probemessungen, wie sie beispielhaft in Abb. 19 zu sehen ist, nach einem jeden Wellenlängenwechsel für längere Zeit erhöht war. Da die Ursache für dieses Verhalten zunächst unklar war, wurde die Pause im Steuerungsskript als Behelf eingeführt. Mittlerweile ist klar, dass dieses Verhalten daher rührt, dass der Kollimator bei jedem Wellenlängenwechsel vor der Fotodiode positioniert war, was vermutlich deshalb zu einem erhöhten Diodenuntergrund führte, da der Monochromator während des Wellenlängenumstellvorganges eine deutliche höhere Lichtintensität als sonst transmit-

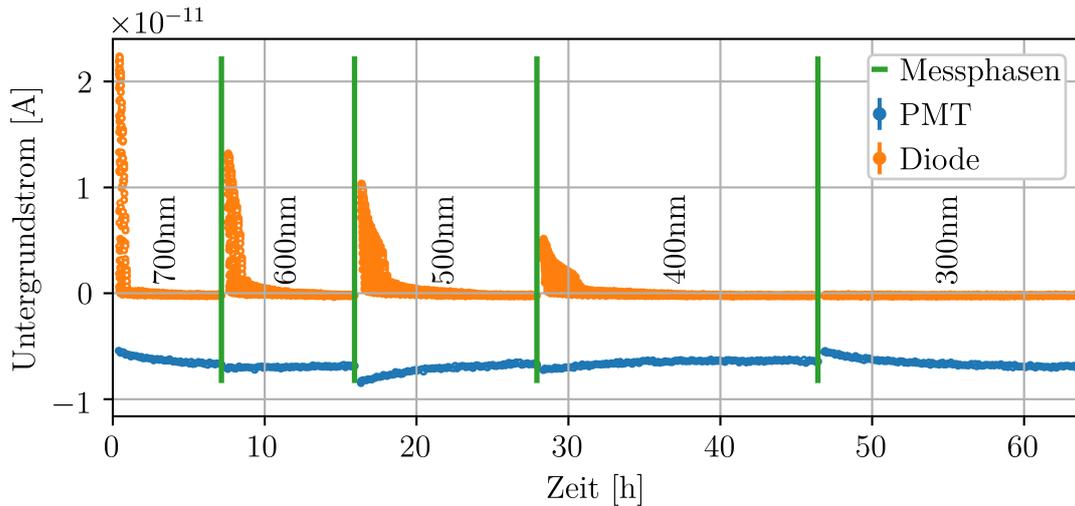


Abb. 19: Auftragung des PMT- bzw. Diodenuntergrundstromes gegen die Zeit für eine Probemessung. In dieser Messung wurde zwischen den Wellenlängenwechseln und der Messung keine Pause gemacht. Die Messunsicherheiten sind eingezeichnet, aber aufgrund ihrer Kleinheit nicht zu sehen.

tiert. Mittlerweile ist das Problem dadurch gelöst, dass das Programm so abgeändert wurde, dass sich der Kollimator vor jedem Wellenlängenumstellvorgang von der Diode wegbewegt wird, sodass das Licht während des Wellenlängenumstellvorganges die Wand des Raumes trifft, die Diode also nicht mehr von der erhöhten Lichtintensität angeregt wird. Auch diese Vermutung wurde durch die Scans bei Wellenlängen von 700 nm und 650 nm mit erhöhter Lichtintensität bestätigt. Denn in dieser Messung wurde die neue Wellenlängenumstellroutine verwendet, während zwischen Wellenlängenumstellvorgang und Messung keine Pause mehr eingelegt wurde. Wie erwartet ist bei dieser Messung nur am Ende einer jeden Messphase eine plötzliche Vergrößerung des Untergrundes festzustellen, die, wie bereits diskutiert, aufgrund von Reflexionseffekten auftritt, im Gegensatz zu dem Untergrund der Probemessung.

Das Ergebnis der Scans ist in Abb. 20 zu sehen, wobei eine ausführlichere Darstellung im Anhang 6.2 enthalten ist. Auf allen Scans, außer denen bei 700 nm und 300 nm, ist die innere Struktur des PMT deutlich zu erkennen. Außerdem ist auffällig, dass der äußere Rand eine höhere Quanteneffizienz, als der mittlere Bereich des PMT aufweist, und dass für den äußeren Rand des PMT im mittleren Bereich des Bildes eine höhere Quanteneffizienz als im oberen bzw. unteren Bereich des Bildes festgestellt wird. Besonders interessant ist hierbei ein Fleck erhöhter Quanteneffizienz bei den Scans mit Licht einer Wellenlänge von 700 nm bzw. 650 nm, der sich ungefähr an der Position  $(-20 \text{ mm}, 30 \text{ mm})$  befindet. Dieser ist für kleinere Wellenlängen nicht zu sehen, bis er dann bei einer Wellenlänge von 500 nm als ein Fleck mit geringerer Quanteneffizienz mit kleiner werdender Wellenlänge immer deutlicher in Erscheinung tritt. Schließlich ist festzustellen, dass die PMT-Mitte für die Wellenlängen 700 nm und 650 nm eine inho-

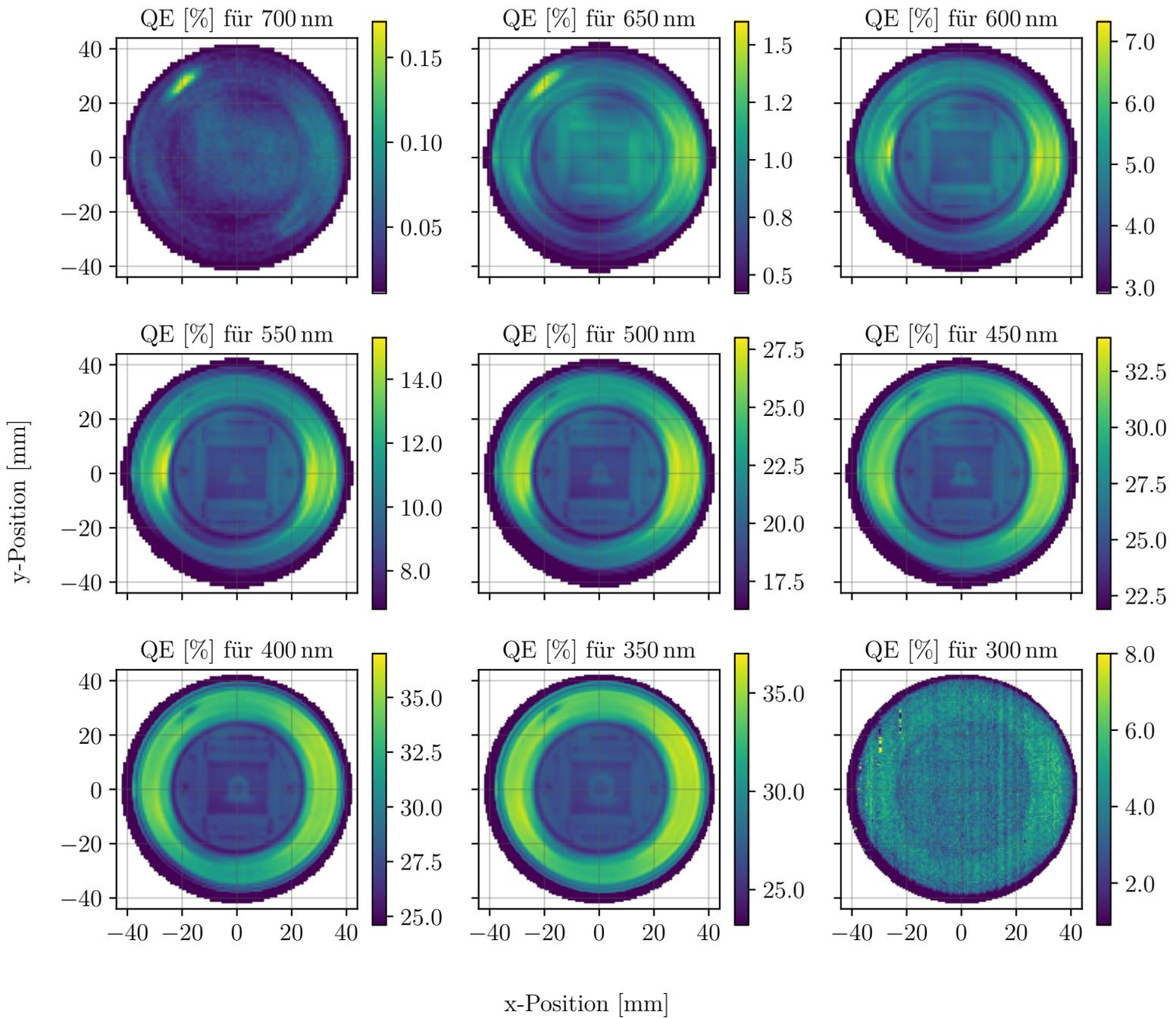


Abb. 20: Auftragung der Scanergebnisse. Wurde für eine Wellenlänge mehrfach gemessen, so ist nur die erste Messung zu sehen. Eine ausführlichere Darstellung der Messergebnisse, inklusive der Darstellungsgrenzen der Farblegende, ist im Anhang 6.2 gegeben.

mogene Quanteneffizienzverteilung hat.

Dass der äußere Rand eine größere Quanteneffizienz als der mittlere Bereich des PMTs

aufweist, ist ebenso wie die Tatsache, dass die innere Struktur des PMT zu sehen ist, ein erwartetes Phänomen. Denn da der äußere Rand einen größeren Reflexionsgrad als der mittlere Bereich des PMT hat, werden Photonen, die kein Elektron aus der Photokathode schlagen, mit erhöhter Wahrscheinlichkeit reflektiert, und treffen wieder auf die Photokathode, wo sie dieses Mal möglicherweise doch ein Elektron ausschlagen. Währenddessen haben die inneren Komponenten in der Mitte des PMT leicht unterschiedliche Reflexionsverhalten, die in leicht unterschiedliche Quanteneffizienzen resultieren. Bei Berücksichtigung dieser Überlegungen erscheint der PMT-Scan mit einer Wellenlänge von 650 nm besonders interessant zu sein. Denn hier haben Teile der PMT-Mitte eine annähernd so große Quanteneffizienz wie der äußere Rand. Bei genauerer Betrachtung fällt auf, dass dieselbe Teilfläche des inneren Ringes auch für eine Wellenlänge von 700 nm eine erhöhte Quanteneffizienz hat. Ansätze dieses Verhaltens sind auch in dem Scan für 600 nm zu sehen.

Es wird vermutet, dass die Quanteneffizienz in der Mitte und am äußeren Rand des PMTs für die Scans bei 700 nm und 650 nm deshalb annähernd gleich groß ist, da die Reflektivität des äußeren Ringes und der inneren Komponenten für diese Wellenlängen ähnlich groß ist, während sie mit kleiner werdender Wellenlänge unterschiedlicher wird. Diese Vermutung wird durch [6, S. 132-133] Abschnitt 9.2.1 unterstützt.

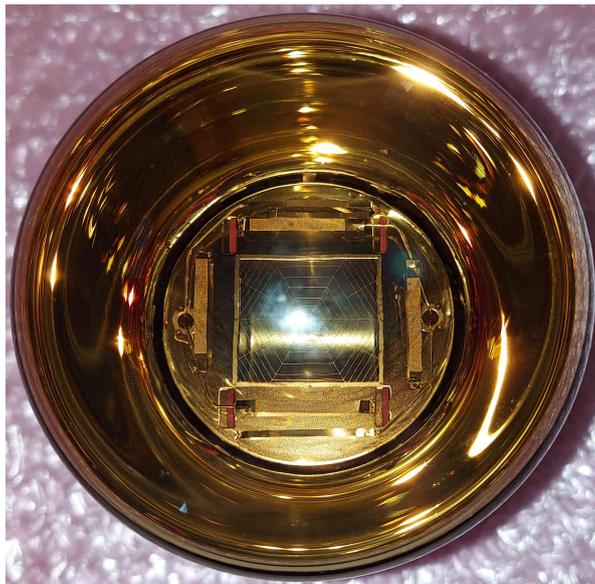


Abb. 21: Frontalansicht des PMT Hamamatsu Typ: R15458-02 Nr.: BA0780. Im mittleren Bereich des Bildes ist eine violette Verfärbung des äußeren Rands zu sehen.

Ferner wird vermutet, dass die ungleichmäßige Verteilung der Quanteneffizienz am äußeren Rand des PMT darauf zurückzuführen ist, dass sich an einigen Stellen Photokathodenmaterial abgelagert hat. Ein Indiz hierauf ist, dass, wie in Abb. 21 zu sehen ist, der Bereich des äußeren Randes, der besonders quanteneffizient ist, violett verfärbt ist.

Dies hängt vermutlich mit dem Herstellungsprozess des PMT zusammen, denn nach [19] wird zunächst die Elektronik in den noch nicht mit dem Photokathodenmaterial beschichteten PMT-Glaskolben verbaut. Zu der Elektronik gehören Kapseln, in denen das Photokathodenmaterial enthalten ist, und nachdem der PMT zusammengebaut wurde, wird die Kapsel mithilfe eines elektrischen Stromes erhitzt, sodass das Photokathodenmaterial verdampft. Diese Kapseln befinden sich nun aber, aus der Perspektive von Abb. 21, unter der rechten violetten Verfärbung. Es ist jedoch nicht ganz klar, wie dadurch die Verfärbung auf der linken Seite entstehen könnte, da der Produktionsprozess nur grob bekannt ist.

[6, S.99 ff.] schlussfolgert auf Grundlage des Dreistufenmodells für die Photoemission (s. Abschnitt 2.3) daher, dass die optimale Photokathodendicke abhängig von der Absorptionslänge  $\beta$  der Photokathode und der Streulänge der Photoelektronen innerhalb der Photokathode ist. Zunächst wird angenommen, dass die Photoelektronenstreuung für jede Dicke den gleichen Einfluss hat. Sind nun zwei gleich große Oberflächensegmente mit Dicke  $d_1$  bzw.  $d_2 = \alpha \cdot d_1$  gegeben, die mit dem gleichen Licht beschienen werden, so kann das Absorptionsverhältnis  $R$  berechnet werden mit:

$$R = \frac{1 - \exp\left(-\frac{\alpha \cdot d_1}{\beta}\right)}{1 - \exp\left(-\frac{d_1}{\beta}\right)} \approx \frac{\frac{\alpha \cdot d_1}{\beta} - \frac{\alpha^2 d_1^2}{2\beta^2}}{\frac{d_1}{\beta} - \frac{d_1^2}{\beta^2}} \xrightarrow{\beta \gg d_1} \frac{\frac{\alpha \cdot d_1}{\beta}}{\frac{d_1}{\beta}} = \alpha$$

wobei  $\exp(x) := \sum_{n=0}^{\infty} x^n/n! \approx 1 + x + x^2/2$  verwendet wird. Ist also die Absorptionslänge deutlich größer als die Photokathodendicke, so wird ein direkter Zusammenhang zwischen Photokathodendickenverhältniss und Absorptionsverhältnis erwartet. Da angenommen wird, dass die Photoelektronenstreuung keinen dickenabhängigen Einfluss auf die Photoemission hat, entspricht  $R$  also in diesem Fall dem Verhältnis der Quanteneffizienzen. Und da die beiden Oberflächenelemente mit demselben Licht beschienen werden, hat auch der dritte Schritt des Dreischrittemodells aufgrund der Annahme keinen Einfluss auf das Photoelektronenemissionsverhalten.

Die in dieser Arbeit verwendeten PMTs haben eine Bialkaliphotokathode, daher nimmt die Absorptionslänge  $\beta$  mit der Wellenlänge zu [6]. Deswegen wird, falls die gemachten Annahmen korrekt sind, der Einfluss der Photokathodendicke auf die Quanteneffizienz mit steigender Wellenlänge größer. Die Annahme, dass die Wellenlängenabhängigkeit der Photoelektronenstreuung zumindest für nicht allzu große Photokathodendicken vernachlässigbar ist, wird dadurch bestätigt, dass für kleine Wellenlängen kein Einfluss der Photokathodendickeninhomogenität auf die Quanteneffizienz feststellbar ist<sup>23</sup>.

Bei einer Inspektion des PMTs, sind in dem Bereich, in dem der Quanteneffizienzfleck festgestellt wurde, keine Auffälligkeiten aufgetreten. Daher wird der Quanteneffizienzfleck in der oberen linken Hälfte dadurch erklärt, dass die Photokathode an dieser Stelle deutlich dicker ist. Denn für die Scans bei 700 nm und 650 nm kann davon ausgegangen

---

<sup>23</sup>Ausgenommen ist der Quanteneffizienzfleck

werden, dass die Absorptionslänge  $\beta$  größer als die Photokathodendicke  $d$  ist [6]. Wird nun angenommen, dass für 700 nm  $\beta \gg d$  gilt, was aufgrund der Tatsache, dass die Quanteneffizienz für diese Wellenlänge sehr klein ist, eine gut begründete Annahme zu sein scheint, gilt nach dem gerade Diskutiertem, dass die Photokathodendicke proportional zur Quanteneffizienz ist. Daher wird gefolgert, dass die Photokathode am „Fleck“ ungefähr doppelt so groß wie überall sonst am Rand des PMTs ist<sup>24</sup>. So wird erklärt, wieso die Quanteneffizienz am Fleck für große Wellenlängen erhöht ist. Es wird vermutet, dass die Quanteneffizienz am Fleck für kleiner Wellenlängen kleiner als anderswo am äußeren Ring ist, da die Photokathodendicke hier deutlich größer als die Optimaldicke ist, und dass die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photoelektron zur Photokathodenoberfläche gelangt, dadurch deutlich verkleinert wird. Hier zeigt sich also, dass die Annahme, dass der Einfluss der Photoelektronenstreuung dickenunabhängig ist, nur für kleine Dickschwankungen Anwendung finden kann.

Es wird vermutet, dass die inhomogene Verteilung der Quanteneffizienz in der PMT-Mitte für die Wellenlängen 700 nm und 650 nm auf die inhomogene Verteilung des Photokathodenmaterials zurückzuführen ist, wobei eine erhöhte Quanteneffizienz einer erhöhten Photokathodendicke entspricht. Dafür spricht, dass die Quanteneffizienz für diese Wellenlängen relativ klein ist, während sie aber für die untersuchten kleineren Wellenlängen deutlich größer ist. Andererseits nimmt die Absorptionslänge  $\beta$  des Photokathodenmaterials mit der Wellenlänge zu [6]. Daraus kann geschlussfolgert werden, dass  $\beta > d$ , somit hat die Photokathodendicke einen erhöhten Einfluss auf die Quanteneffizienz.

### 4.3 Vergleich mit vorangegangenen Arbeiten

Die Quanteneffizienz von PMTs wurde bereits von anderen Mitgliedern der Arbeitsgruppe, z.B. in den Arbeiten [6] und [17] untersucht. Um zu überprüfen, dass die hier dargestellte Messmethode sinnvolle Ergebnisse liefert, wird einerseits ein Scan eines innerhalb dieser Arbeit noch nicht betrachteten PMTs angefertigt, für den bereits im Zuge einer anderen Arbeit [6] Detektionseffizienzscans angefertigt wurden, andererseits werden die in Abschnitt 4.2 diskutierten Messergebnisse mit denen aus [6] verglichen.

In [6] wurden für verschiedene Wellenlängen Detektionseffizienzscans für einen PMT<sup>25</sup> angefertigt. Für eben diesen PMT werden nun Quanteneffizienzscans bei den Wellenlängen 640 nm und 620 nm angefertigt, um diese mit den Detektionseffizienzscans bei eben diesen Wellenlängen zu vergleichen. Das Ergebnis dieser Messung ist in Abb. 22 zu sehen. Interessanterweise, ist auch hier in der oberen linken Ecke ein Fleck erhöhter Quanteneffizienz zu sehen, und auch hier weist der Teil des äußeren Rands, der in der Mitte des Bildes ist, eine höhere Quanteneffizienz auf als jener Teil, der im oberen bzw. unteren

---

<sup>24</sup>Siehe hierzu Anhang 6.2

<sup>25</sup>Hamamatsu Typ: R15458-02 Nr.: BA0784

Teil des Bildes ist. Die Messergebnisse sind dabei ähnlich zu denen aus der Detektionseffizienzmessungen aus [6]. Wie erwartet sind die Messergebnisse aber nicht identisch, so ist etwa die gemessene Quanteneffizienz generell höher als die Detektionseffizienz. Dies wird wie in Abschnitt 2.3 besprochen, erwartet. Es finden sich auch einige qualitative Gemeinsamkeiten, so haben beide Kenngrößen am äußeren Rand in der Mitte des Bildes erhöhte Werte, und im unteren Drittel des Bildes zieht sich ein dünnes Band erhöhter Werte durch das Bild. Das einzig auffällige ist, dass nur für die Quanteneffizienzmessung bei 620 nm kein Fleck in der oberen linken Ecke festgestellt werden kann.

In [6] wurde zudem die Quanteneffizienz verschiedener PMTs untersucht, unter anderem auch die des im Großteil dieser Arbeit untersuchten PMTs<sup>26</sup>. Allerdings wurde die Quanteneffizienz auf eine etwas andere Art und Weise gemessen. So wurde nur der Mittelpunkt des PMT mit einem kreisförmigen Lichtstrahl beschienen, und nicht gescannt. Daher werden die vorliegenden Scans so ausgewertet, dass der Durchschnitt der Quanteneffizienzen im mittleren Bereich gebildet wird. Da lediglich bekannt ist, dass der Lichtstrahl einen Durchmesser zwischen 1 cm und 2 cm hatte, wurde der Durchschnitt der Ergebnisse, die für 100 verschiedene Durchmesser des Lichtstrahles aus dem Intervall [1 cm, 2 cm[ gebildet. Werden die so erhaltenen durchschnittlichen Quanteneffizienzen, und jene aus [6] gegen die Wellenlänge aufgetragen, wird Abb. 23 erhalten, und es ist zu sehen, dass die Messergebnisse für alle Wellenlängen, außer jenes für 300 nm, nahezu identisch sind. Dass die Messergebnisse für 300 nm nicht übereinstimmen, ist aber nicht überraschend, denn wie in Kapitel 3 diskutiert wurde, gelangt für diese Wellenlänge kaum Licht durch die Glasfaser-Kollimatorkombination, was wie in Abb. 20 zu sehen ist, zu einem sehr verrauschten und kaum brauchbaren Messergebnis führt. Dieser Effekt tritt bei der Messung aus [6] aber nicht auf, da die Glasfaserkollimatorkombination hier nicht verwendet wird. Insgesamt kann also geschlussfolgert werden, dass die Messergebnisse sehr gut übereinstimmen.

Somit erfüllt der Versuchsaufbau alle Erwartungen, denn auf der einen Seite kann er dazu verwendet werden, die Quanteneffizienz von PMTs ort- und wellenlängenabhängig zu messen, andererseits konnte an älteren Messdaten überprüft werden, dass der Versuchsaufbau sinnvolle Messdaten liefert.

---

<sup>26</sup>Hamamatsu Typ: R15458-02 Nr.: BA0780

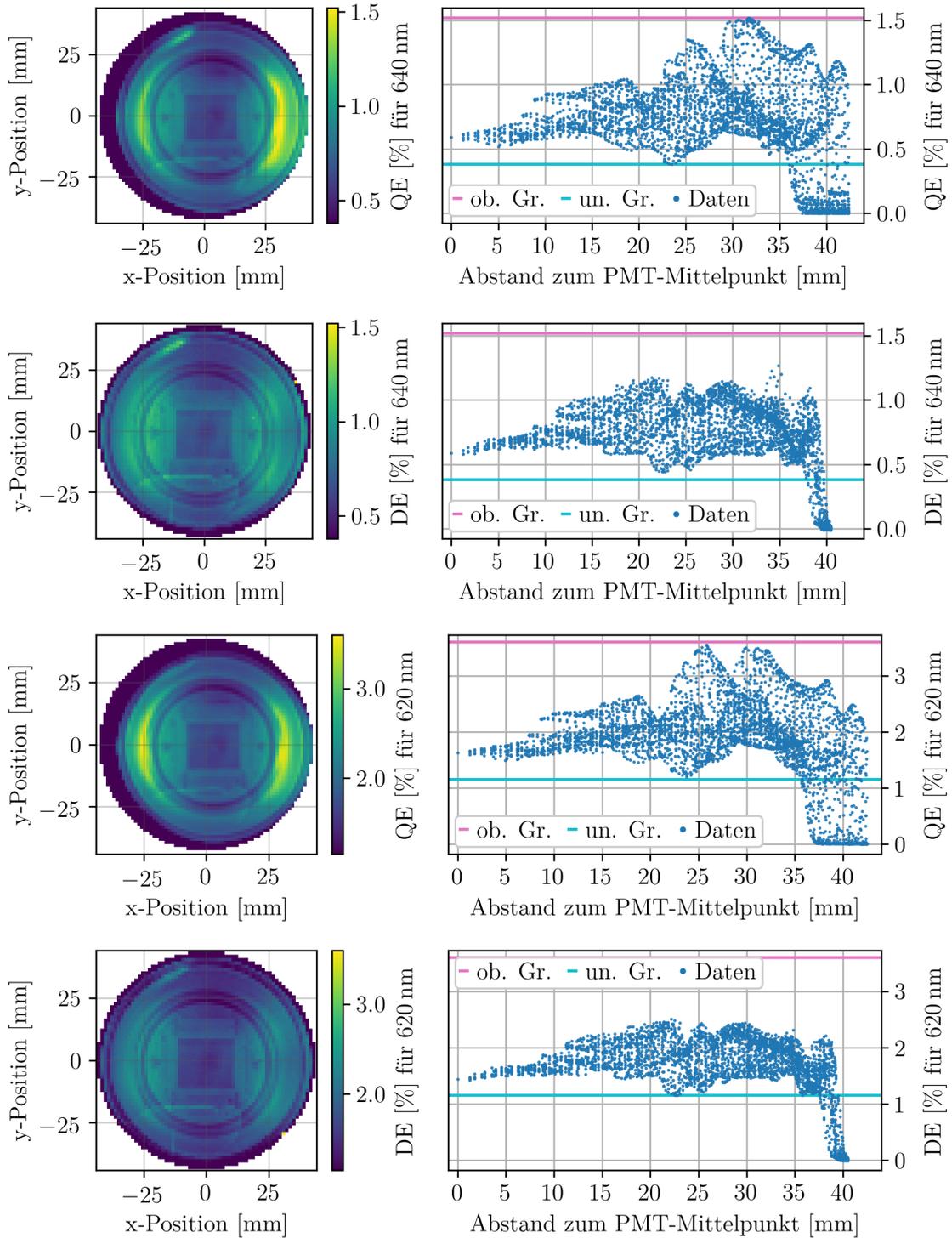


Abb. 22: Quanteneffizienz- und Detektionseffizienzscans des PMT Hamamatsu Typ: R15458-02 Nr.: BA0784 bei den Wellenlängen 640 nm und 620 nm. Links sind die Scans als Bild, rechts als Auftragung der Messwerte gegen den Abstand zum Mittelpunkt dargestellt. Zudem sind in den rechten Grafiken die Darstellungsgrenzen der Farblegende eingezeichnet. Die Daten für die Detektionseffizienzscans entstammen [6].

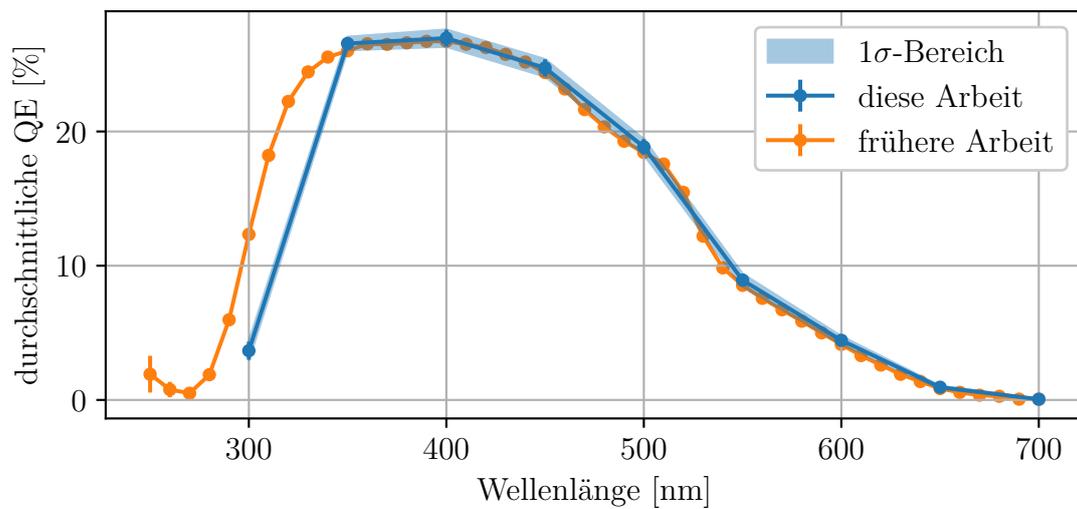


Abb. 23: Auftragung der durchschnittlichen Quanteneffizienz in der Mitte des PMT mit den Messwerten aus dieser Arbeit, und jenen aus [6]. Zudem ist für die blaue Kurve, die die Messergebnisse dieser Arbeit repräsentiert, der Messunsicherheitsbereich eingezeichnet. Die Linien zwischen den Datenpunkten sind lediglich zur besseren Ablesbarkeit eingezeichnet.

## 5 Zusammenfassung und Ausblick

Der in dieser Arbeit diskutierte Versuchsaufbau zum wellenlängen- und ortsabhängigen Scannen der Quanteneffizienz unter Verwendung einer Xenonlampe mit nachgeschaltetem Monochromator hat sich als funktionstüchtig erwiesen. So konnten Messergebnisse erzielt werden, die sich mit denen vorausgegangener Arbeiten decken. Des Weiteren konnten interessante Effekte, wie z.B. „Quanteneffizienzflecke“ (s. Abschnitt 4.2) festgestellt werden.

Es hat sich als nützlich erweisen, den Brennpunktabstand, und die Größe in der Brennebene des zum Scannen verwendeten Lichtes zu bestimmen (s. Abschnitt 3.3). So konnten die Scans in der jeweils maximal möglichen Auflösung durchgeführt werden, ohne dass die einzelnen Pixel überlappen. Ferner konnte nachgewiesen werden, dass sowohl die Größe des Lichtstrahles in der Brennebene, als auch der Brennpunktabstand, mit der Wellenlänge zunimmt.

Es gibt jedoch auch manches, was in nachfolgenden Arbeiten verbessert werden kann. So liegt die durchschnittliche Lichtausbeute nur bei etwa 2,3%. Dabei geht alleine deswegen, weil eine Linse mit einer kleinen Brennweite verwendet wird, 84,7% der Lichtleistung verloren (s. Abschnitt 3.2). Von der Lichtleistung, die nicht auf diese Weise verloren geht, kommt nur 16% des Lichtes an dem Glasfaserende mit dem Kollimator an, was dadurch behoben werden kann, dass das Licht entweder besser fokussiert wird, oder aber dass eine Glasfaser mit einem größeren Kern verwendet wird.

Sollten Wellenlängen kleiner als 340 nm benötigt werden, so muss, aufgrund ihres Transmissivitätsverhalten, eine andere Linse verwendet werden, und es empfiehlt sich, eine andere Glasfaser zu verwenden, da die Glasfaser laut Hersteller [11] zwar für Wellenlängen bis 250 nm geeignet ist, aber für Wellenlängen kleiner als 300 nm Solarisation, d.h. eine dauerhafte Schädigung der Glasfaser, auftritt [14]. Wird ein gaußsches Intensitätsprofil benötigt, so sollte der Kollimator gegen eine andere Optik ausgetauscht werden, da dieser laut Hersteller ein nicht-gaußsches Intensitätsprofil liefert [16].

Zudem können einige weitere Messungen durchgeführt werden, um das Verhalten des Versuchsaufbaues zu überprüfen. So könnte das die Glasfaser-Kollimatorkombination verlassende Spektrum gemessen werden, um zu überprüfen, ob es tatsächlich mit der eingestellten Wellenlänge und der erwarteten Spektralbreite übereinstimmt. Dabei wird eine leichte Verformung des Spektrums erwartet, da die Transmissivität der Glasfaser wellenlängenabhängig ist [11]. Des Weiteren sollte das Auftreten des Quanteneffizienzfleckes bei weiteren PMTs des Modells „Hamamatsu Typ: R15458-02“ untersucht werden, um zu überprüfen, ob dies ein Phänomen ist, welches bei allen PMTs dieses Modells auftritt.

Insgesamt kann der Versuchsaufbau für zukünftige Messungen verwendet werden. Der Wert des Versuchsaufbaues hat sich zudem bereits darin gezeigt, dass interessante Messergebnisse erzielt wurden.

## Literatur

- [1] M.G. Aartsen und Andere. „The IceCube Neutrino Observatory: instrumentation and online systems“. In: *Journal of Instrumentation* 12.03 (März 2017), P03012. DOI: 10.1088/1748-0221/12/03/P03012. URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/12/03/P03012>.
- [2] Lothar Oberauer und Judith Oberauer. *Neutrino-physik*. 1. Aufl. Heidelberger Platz 3, 14197 Berlin, Deutschland: Springer-Verlag GmbH Deutschland, 2019.
- [3] J. A. Formaggio und G. P. Zeller. „From eV to EeV: Neutrino cross sections across energy scales“. In: *Rev. Mod. Phys.* 84 (3 Sep. 2012), S. 1307–1341. DOI: 10.1103/RevModPhys.84.1307. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.84.1307>.
- [4] Hermann Kolanoski und Norbert Wermes. *Teilchendetektoren*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2016.
- [5] M G Aartsen und Andere. „IceCube-Gen2: the window to the extreme Universe“. In: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 48.6 (Apr. 2021), S. 060501. DOI: 10.1088/1361-6471/abbd48. URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1361-6471/abbd48>.
- [6] Martin Antonio Unland Elorrieta. „Development, simulation, and characterisation of a novel multi-PMT optical module for IceCube Upgrade with emphasis on detailed understanding of photomultiplier performance parameters“. Diss. 2023. URL: [https://www.uni-muenster.de/imperia/md/content/physik\\_kp/agkappes/abschlussarbeiten/doktorarbeiten/phd\\_thesis\\_unland.pdf](https://www.uni-muenster.de/imperia/md/content/physik_kp/agkappes/abschlussarbeiten/doktorarbeiten/phd_thesis_unland.pdf).
- [7] Hamamatsu Photonics K. K. *Photomultiplier Tubes*. Techn. Ber. 2017.
- [8] William E. Spicer und Alberto Herrera-Gomez. „Modern theory and applications of photocathodes“. In: *Photodetectors and Power Meters*. Hrsg. von Kenneth J. Kaufmann. Bd. 2022. International Society for Optics und Photonics. SPIE, 1993, S. 18–35. DOI: 10.1117/12.158575. URL: <https://doi.org/10.1117/12.158575>.
- [9] M.A. Unland Elorrieta und Andere. „Homogeneity of the photocathode in the Hamamatsu R15458-02 Photomultiplier Tube“. In: *Journal of Instrumentation* 16.11 (Nov. 2021), P11038. DOI: 10.1088/1748-0221/16/11/P11038. URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/16/11/P11038>.
- [10] Quantum Design GmbH. *Xenon arc light sources 75-150 W*. URL: [https://qd-europe.com/fileadmin/Mediapool/products/lightsources/pdf/Xenon\\_arc\\_light\\_sources\\_75\\_150\\_W.pdf](https://qd-europe.com/fileadmin/Mediapool/products/lightsources/pdf/Xenon_arc_light_sources_75_150_W.pdf).
- [11] Thorlabs GmbH. *0.22 NA Silica Core, Glass Clad Multimode Optical Fiber, Step Index*. URL: [https://www.thorlabs.de/newgrouppage9.cfm?objectgroup\\_id=6838&pn=FG050UGA](https://www.thorlabs.de/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=6838&pn=FG050UGA).
- [12] Nikon Europe B.V. *Objektiv-Reihe CFI Plan Fluor*. URL: [https://www.microscope.healthcare.nikon.com/de\\_EU/products/optics/cfi-plan-fluor-series](https://www.microscope.healthcare.nikon.com/de_EU/products/optics/cfi-plan-fluor-series).

- [13] Martin Antonio Unland Elorrieta. *Studies on dark rates induced by radioactive decays of the multi-PMT digital optical module for future IceCube extensions*. 2017. URL: [https://www.uni-muenster.de/imperia/md/content/physik\\_kp/agkappes/abschlussarbeiten/masterarbeiten/1712-ma\\_munland.pdf](https://www.uni-muenster.de/imperia/md/content/physik_kp/agkappes/abschlussarbeiten/masterarbeiten/1712-ma_munland.pdf).
- [14] Thorlabs GmbH. *0.22 NA Solarization-Resistant Step Index Multimode Optical Fibers*. URL: [https://www.thorlabs.de/newgrouppage9.cfm?objectgroup\\_id=6840](https://www.thorlabs.de/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=6840).
- [15] Andor Technology Ltd. *Newton Hardware Guide*. andor.com, 2017.
- [16] Schäfter + Kirchhoff GmbH. *60FC-SMA-0-A7.5-01 - DESCRIPTION*. URL: [https://www.sukhamburg.com/products/details/60FC-SMA-0-A7\\_5-01](https://www.sukhamburg.com/products/details/60FC-SMA-0-A7_5-01).
- [17] Raphaela Solveig Busse. *Setup and commissioning of a test stand for detailed investigations of quantum efficiency characteristics of photomultiplier tubes, and initial studies for IceCube-Gen2*. 2017. URL: [https://www.uni-muenster.de/imperia/md/content/physik\\_kp/agkappes/abschlussarbeiten/masterarbeiten/1703-ma\\_rbusse.pdf](https://www.uni-muenster.de/imperia/md/content/physik_kp/agkappes/abschlussarbeiten/masterarbeiten/1703-ma_rbusse.pdf).
- [18] Ken Lukas Ueberholz. *Setup and commission of a magnetic field test stand and studies on the influence of magnetic fields on the performance of the Hamamatsu R12199-02*. 2020.
- [19] Dr. Martin Antonio Unland Elorrieta. Privatgespräch. Feb. 2024.

## 6 Anhang

### 6.1 Der Monochromator

Im Zuge dieser Arbeit wird ein Monochromator des Typs „LOT-Quantum Design MSH-300“ verwendet. Wird eine Wellenlänge mittels dieses Monochromators ausgewählt, so wird nur ein schmales Spektrum um diese Wellenlänge durchgelassen. Die Halbwertsbreite dieses Spektrum hängt von der Einstellung der Schlitze ab, und kann nach [13, S. 51] mit der Formel

$$\text{HWB}(b) = (2,6 \pm 0,1) \frac{\text{nm}}{\text{mm}} \cdot b + (0,8 \pm 0,6) \text{ nm} \quad (4)$$

$b$ : Schlitzbreite

berechnet werden. Die Schlitze werden mithilfe einer analogen 100  $\mu\text{m}$ -Skala eingestellt. Daher wird unter Verwendung der Dreiecksverteilung eine Messunsicherheit von  $100 \mu\text{m} / \sqrt{6} \approx 20 \mu\text{m}$  angenommen. Für die verwendete Schlitzgröße von 250  $\mu\text{m}$  wird daher eine Spektralhalbwidth von  $(1,6 \pm 0,6) \text{ nm}$  erwartet.

## 6.2 Wellenlängenabhängige Quanteneffizienzscans

Hier sind alle Scans aus der Hauptmessung aufgeführt, inklusive der zugehörigen Plots der Quanteneffizienz gegen den Abstand zum PMT-Mittelpunkt. Zusätzlich sind die Darstellungsgrenzen für die Farblegende eingezeichnet. Wurden für eine Wellenlänge zwei Scans angefertigt, so ist der obere Scan der zuerst angefertigte.

