

Zeitantwort des Wellenlängenschiebenden Optischen Moduls (WOM)

von

Lea Schlickmann



JOHANNES GUTENBERG
UNIVERSITÄT MAINZ

Bachelorarbeit in Physik
vorgelegt dem Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik (FB 08)
der Johannes Gutenberg-Universität Mainz
am 26. Juli 2021

1. Gutachter: Prof. Dr. Sebastian Böser
2. Gutachter: Prof. Dr. Randolph Pohl

Ich versichere, dass ich die Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Mainz, den 26.07.2021

Lea Schlickmann
lschlick@students.uni-mainz.de
Johannes Gutenberg-Universität
ETAP
Institut für Physik
Staudingerweg 7
55128 Mainz

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung und Motivation	1
2. Grundlagen	3
2.1. Cherenkov Strahlung	3
2.2. Wellenlängenschiebendes Optisches Modul	4
2.2.1. Photomultiplier	5
2.2.2. Wellenlängenschiebende Farbe	6
2.3. Reflexion und Transmission an Grenzflächen	8
2.4. Absorption und Streuung	11
2.5. Faltung	12
3. Messaufbau zur Bestimmung der Zeitantwort der Komponenten des WOMs	13
3.1. Erwartung für das Zeitverhalten der einzelnen Komponenten	14
4. Auswertung	16
4.1. Pulser	20
4.2. Flüssiglichtleiter	21
4.3. Photomultiplier	24
4.3.1. Messung des Zeitverhaltens an unterschiedlichen Positionen auf der Photokathodenfläche	24
4.3.2. Messung des Zeitverhaltens vom PMT in der Mitte der Photo- kathodenfläche	26
4.3.3. Messung des Zeitverhaltens vom PMT am Rand der Photoka- thodenfläche	29
4.4. Wellenlängenschiebende Farbe	30
4.4.1. Erster Aufbau zur Messung der Zerfallskonstante der WLS Farbe	31
4.4.2. Aufbau zur Messung der Zerfallskonstante der WLS Farbe mit Bandpassfilter	33
4.5. WOM Rohr	35
4.5.1. Einfluss vom Öffnungswinkel des Lichtleiters auf die Laufzeit der Photonen im WOM Rohr	35
4.5.2. Aufbau zur Messung des WOM Rohrs mit der gesamten Photo- kathodenfläche	37
4.5.3. Aufbau zur Messung des WOM Rohrs bei Abdeckung der Mitte der Photokathodenfläche	40
4.5.4. Attenuationslänge	43
5. Zusammenfassung und Ausblick	46

A. Anhang	47
B. Literaturverzeichnis	51
C. Danksagung	54

1. Einleitung und Motivation

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Zeitantwort des „wellenlängenschiebenden optischen Moduls“ (WOM) [6]. Dies bedeutet, dass das zeitliche Verhalten zwischen dem Auftreffen eines Photons und der Detektion eines Signals genauer untersucht werden soll.

Der WOM ist ein neuartiger Photodetektor. Er besteht aus einer Quarzröhre, die mit einer wellenlängenschiebenden (WLS) Farbe überzogen ist. An beiden Enden des Rohrs befindet sich jeweils ein Photomultiplier (PMT). Ein UV-Photon, das die Farbe trifft, wird absorbiert und anschließend isotrop reemittiert. Diese Emission findet im optischen Wellenlängenbereich statt. Photonen, welche die Bedingung für Totalreflexion erfüllen, werden im Rohr zum Photomultiplier geleitet und dort in ein elektrisches Signal umgewandelt. [9]

Der WOM bietet im Vergleich zu anderen Detektoren einige Vorteile. Aufgrund der wellenlängenschiebenden Farbe hat es eine verbesserte Sensitivität im UV-Bereich. Die große photosensitive Fläche, die man durch das Rohr erhält, vermindert das Rauschen, da die Photokathodenfläche minimiert wird und diese Fläche proportional zu der Rauschrate ist. [9]

Durch die hohe effektive Fläche gibt es jedoch Einbußen bei der Zeitantwort verglichen mit anderen Detektoren. Diese entstehen insbesondere durch die Photonenlaufzeit in der Quarzröhre. Die Zeitantwort des WOMs wird in dieser Arbeit untersucht.

Mögliche Anwendungsgebiete für den WOM sind Experimente, für die der Nachweis von UV-Photonen mit großer sensitiven Fläche und ein hohes Signal-Rausch Verhältnis gefragt ist. Beispiele hierfür wären der Ausbau des IceCube Detektors zu IceCube-Gen2 an der Antarktis oder auch Hyper-Kamiokande als Nachfolger von Super-Kamiokande in Japan. [2]

In Kapitel 2 werden die theoretischen Grundlagen behandelt. Dabei wird insbesondere auf die einzelnen Bestandteile des WOMs eingegangen. Es folgt eine Erklärung des Versuchsaufbaus, der verwendet wurde um das Zeitverhalten des WOMs zu untersuchen, in Kapitel 3. Anschließend werden in Kapitel 4 die durchgeführten Messungen ausgewertet.

Um den Detektor als Ganzen beschreiben zu können, muss man zunächst seine Einzelteile untersuchen. Dementsprechend wird die Zeitantwort des PMTs isoliert unter-

sucht und anschließend wird die Röhre mit der wellenlängenschiebenden Farbe eingebaut und analysiert. Es werden zusätzliche Messungen der WLS Farbe durchgeführt. Außerdem müssen die Zeitverteilungen durch weitere Komponenten des Messaufbaus betrachtet werden.

Zum Schluss folgt in Kapitel 5 eine Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse und ein Ausblick auf noch offene Fragen.

2. Grundlagen

Der WOM wird für den Nachweis von UV-Photonen verwendet. Um die Herkunft dieser Photonen in Experimenten wie IceCube zu verstehen, wird in Abschnitt 2.1 die Cherenkov Strahlung und ihre Herkunft erklärt. Anschließend wird auf den Aufbau des wellenlängenschiebenden optische Moduls selbst, sowie die Funktionsweise einzelner Bestandteile in Abschnitt 2.2 eingegangen. Ein Großteil der Photonen trifft auf das WOM Rohr und wird zu den PMTs geleitet. Dabei spielen die Effekte der Reflexion und Transmission an Grenzflächen eine Rolle, die in Abschnitt 2.3 beschrieben werden. Zusätzlich zu den theoretischen Grundlagen wird hier Rechnungen für den WOM durchgeführt. In dem WOM Rohr interagieren die Photonen mit dem Quarzglas, sodass es zu Absorption und Streuung kommen kann. Die Theorie dieser Prozesse wird in Abschnitt 2.4 erklärt. In Abschnitt 2.5 werden Faltungen erklärt. Diese werden benötigt, um die Zeitantwort der einzelnen Komponenten des Messaufbaus zu der Zeitantwort des gesamten Systems zusammensetzen.

2.1. Cherenkov Strahlung

Cherenkov Strahlung entsteht, wenn ein elektrisch geladenes Teilchen mit einer Geschwindigkeit v ein dielektrisches Medium durchquert, die größer ist, als die Phasengeschwindigkeit von Licht c_n in diesem Medium. Dies kann eintreten, wenn der Brechungsindex des Mediums $n > 1$ ist. [16]

Wenn ein geladenes Teilchen ein dielektrisches Medium durchfliegt, werden die umliegenden Atome polarisiert und es entstehen Dipole. Ist die Geschwindigkeit des Teilchens kleiner als die Lichtgeschwindigkeit in dem Medium, so liegt eine symmetrische Polarisation vor und die Dipolfelder heben sich gegenseitig auf. Für den Fall, dass das Teilchen schneller als c_n ist, ist das Medium entlang seiner Flugbahn asymmetrisch polarisiert. Die polarisierten Atome regen sich durch das Abstrahlen von elektromagnetischer Strahlung, der Cherenkov Strahlung, ab. [16]

Die Anzahl an emittierten Photonen N pro differentieller Wellenlänge $d\lambda$ und pro differentieller Weglänge dx wird durch die Frank-Tamm Formel [16] beschrieben

$$\frac{d^2 N}{d\lambda dx} = \frac{2\pi z^2 \alpha}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{(v/c)^2 n^2(\lambda)} \right). \quad (2.1)$$

Dabei ist α die Feinstrukturkonstante, z die Ladung des Teilchens, dass das Medium durchquert und $n(\lambda)$ der wellenlängenabhängige Brechungsindex. Das Emissionsspektrum besitzt eine $1/\lambda^2$ -Abhängigkeit, wobei λ die Wellenlänge des emittierten Lichtes ist. Zusätzlich ist der Brechungsindex wellenlängenabhängig, sodass die Photonenzahl für kleine λ nicht gegen unendlich geht. [16]

Der WOM ist dafür ausgelegt, in optisch transparenten Medien Cherenkov Photonen zu messen. Als Medium eignet sich beispielsweise Eis, wie im IceCube Experiment mit einem Brechungsindex von $n_{\text{Eis}} = 1.31$ oder Wasser mit $n_{\text{Wasser}} = 1.33$ [12], wie bei den Kamiokande Experimenten. Wenn nun ein hochenergetisches Neutrino mit dem Medium interagiert, werden geladene Sekundärteilchen produziert. Diese emittieren das Cherenkovlicht, welches von dem WOM nachgewiesen werden kann.

2.2. Wellenlängenschiebendes Optisches Modul

Das wellenlängenschiebende optische Modul besteht aus einer, mit einer wellenlängenschiebenden Farbe beschichteten Quarzröhre. An ihren Enden befindet sich jeweils ein Photomultiplier (siehe Abb. 2.1). Die PMTs und die Quarzröhre werden mithilfe eines UV-Klebers gekoppelt.

Dieser Aufbau kann in einen Druckbehälter mit optischen Füllmaterial eingebettet werden [21]. Für das IceCube Experiment wird der Druckbehälter benötigt, um das Innenleben des WOMs, beispielsweise vor dem hohen Einfrierdruck im Eis, bei der Integration in den Detektor, zu schützen [23]. Der WOM kann aber auch für andere Experimente ohne diesen eingesetzt werden. Bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Versuchen wurde der WOM ohne den Druckbehälter verwendet.

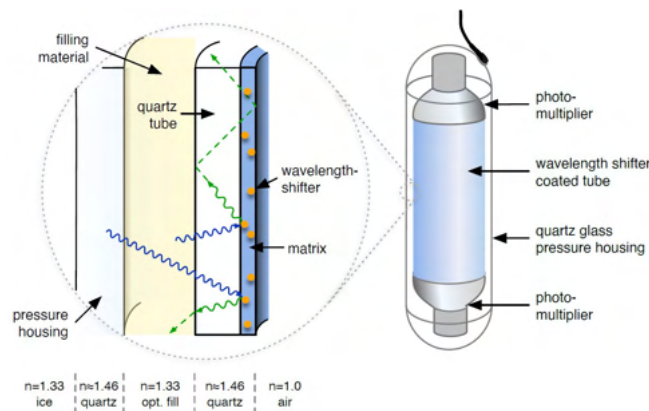


Abbildung 2.1.: Schematische Darstellung des WOMs. Rechts ist die Zusammensetzung des WOMs aus der mit WLS Farbe überzogenen Quarzröhre, den zwei PMTs und dem Druckbehälter abgebildet. Links befindet sich ein vergrößerter Ausschnitt, der die unterschiedlichen Schichten zeigt. [21]

Einfallende UV-Photonen werden in der Schicht der wellenlängenschiebenden Farbe absorbiert. Anschließend werden sie im optischen Spektrum reemittiert. Dieser Prozess wird in Abschnitt 2.2.2 genauer erläutert. Das reemittierte Licht wird isotrop abgestrahlt. [2]

Anschließend werden die Photonen mit einem Emissionswinkel, der größer ist als der kritische Winkel (vgl. Abschnitt 2.3), in dem Quarzglas durch Totalreflexion in der Röhre gefangen und zu einem der beiden PMTs geleitet. Die Photonen mit kleineren Winkeln können nicht gefangen werden und stellen Verluste dar. Abbildung 2.2 zeigt eine Simulation für mögliche Wege der Photonen durch die Quarzröhre. [2]

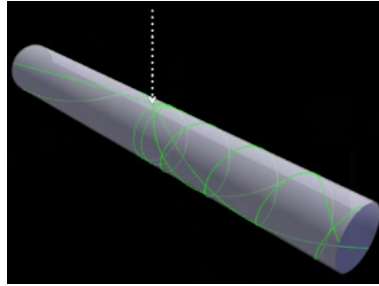


Abbildung 2.2.: Simulation der Photonenbahn. Das einfallende UV-Photon (weißer Pfeil) wird von der WLS Farbe absorbiert und anschließend isotrop im optischen Spektrum reemittiert. Es sind mehrere mögliche Wege für unterschiedliche Emissionswinkel eingezeichnet. [2]

Die Funktionsweise des WOMs basiert auf den Prozessen der Reflexion und Transmission. Diese werden in Abschnitt 2.3 beschrieben. Die Photonen, die einen PMT erreichen, werden dort, wie in Abschnitt 2.2.1 beschrieben, detektiert und in ein elektrisches Signal umgewandelt.

2.2.1. Photomultiplier

Ein Photomultiplier ist ein Detektor, mit dem Lichtsignale verstärkt und in elektrische Signale umgewandelt werden. Der Aufbau einer Photomultiplier Tube (PMT) ist in Abbildung 2.3 schematisch dargestellt.

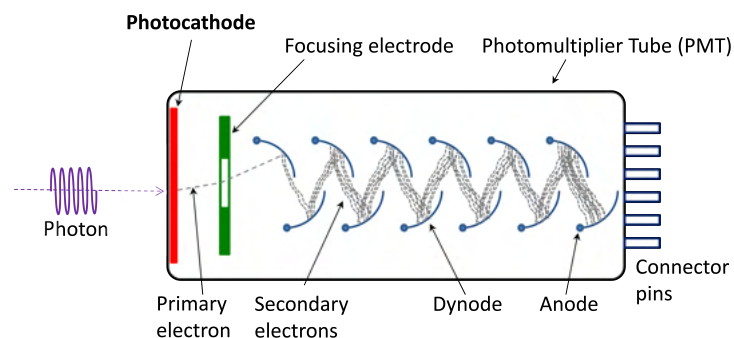


Abbildung 2.3.: Schematische Skizze des Aufbaus und der Funktionsweise eines Photomultipliers (Eigene Darstellung nach: [18]).

Die zu detektierenden Photonen treffen auf die Photokathode, wo aufgrund des photoelektrischen Effekts Elektronen aus der Oberfläche der Kathode heraus geschlagen werden. Diese primären Elektronen werden durch ein elektrisches Feld zu der ersten Dynode hin beschleunigt, wo sie weitere Elektronen, die Sekundärelektronen, auslösen können. In dem PMT befinden sich mehrere Dynoden. Mit jeder Dynode steigt die angelegte Spannung verglichen zur ersten Dynode, wodurch immer mehr Sekundärelektronen erzeugt werden. Dieser Kaskadeneffekt sorgt dafür, dass das anfängliche Signal um einen Faktor $\sim 10^5 - 10^7$ verstärkt wird. Aufgrund dieser Signalverstärkung sind Photomultiplier besonders geeignet, um schwache Lichtsignale oder sogar einzelne Photonen zu detektieren. [16]

Zum Schluss treffen die Elektronen auf eine Anode, wo sie zur Masse abfließen. Dabei entsteht ein Spannungsabfall über einem Widerstand, der den Elektronenstrom in ein Spannungssignal umwandelt.

2.2.2. Wellenlängenschiebende Farbe

Bei der wellenlängenschiebenden Farbe handelt es sich um eine Matrix aus dem Kunststoff Paraloid-B72 und den Wellenlängenschiebern Bis-MSB und p-Terphenyl [2]. Die Wellenlängenschieber absorbieren die einfallenden UV-Photonen mit Wellenlänge λ_{abs} . Dabei werden Elektronen in der fluoreszierenden Farbe angeregt und auf ein höheres Energieniveau angehoben. Dort geben sie durch Schwingungsrelaxation einen Teil ihrer Energie in nicht strahlender Form wieder ab. Nach einer bestimmten Zerfallszeit gehen die Elektronen in einen niedrigeren Energiezustand über, wobei sie Photonen mit einer kleineren Energie, also einer größeren Wellenlänge $\lambda_{\text{emit}} > \lambda_{\text{abs}}$ emittieren (vgl. Abb. 2.4). Die sogenannte Stokes-Verschiebung ist die Differenz dieser beiden Wellenlängen $\lambda_{\text{Stokes}} = |\lambda_{\text{emit}} - \lambda_{\text{abs}}|$. Sie gibt also an, wie stark die einfallende Wellenlänge geschoben wird. [16]

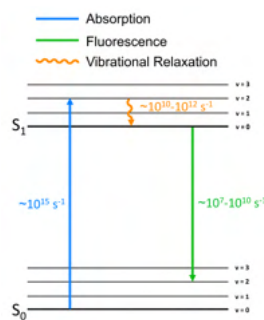


Abbildung 2.4.: Durch Absorption werden Elektronen in ein höheres Energieniveau angeregt. Durch Schwingungsrelaxation geben sie einen Teil ihrer Energie nicht strahlend wieder ab. Anschließend geht das Elektron in einen niedrigeren Energiezustand über, wobei es Photonen abstrahlt. Diese Photonen haben eine kleinere Energie und somit eine größere Wellenlänge als die absorbierten Photonen. [10]

Für die WLS Farbe werden Paraloid-B72, Bis-MSB und p-Terphenyl zusammen erhitzt in Toluol gelöst. Mit der flüssigen Farbe kann das Quarzglas überzogen werden. Beim Trocknen evaporiert das Toluol, sodass anschließend eine Matrix aus den anderen drei Stoffen vorliegt. [20]

Das p-Terphenyl ist der untere Wellenlängenschieber. Es absorbiert Photonen im Bereich von ungefähr 240 nm bis 315 nm und emittiert sie zwischen 310 nm und 415 nm. In dem Emissionsbereich des p-Terphenyls befindet sich das Absorptionsspektrum von Bis-MSB. Dieses emittiert bei circa 360 nm bis 520 nm und somit im blaufarbigem Spektrum des sichtbaren Lichts. Die Spektren und ihre Überschneidungen sind in Abbildung 2.5 dargestellt. [4]

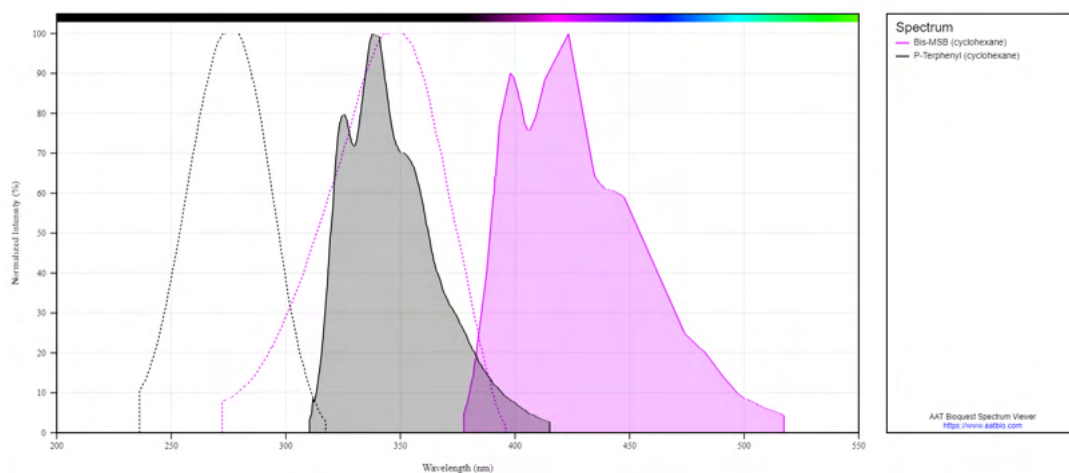


Abbildung 2.5.: Spektren von Bis-MSB (lila) und p-Terphenyl (grau). Das jeweilige Absorptionsspektrum wird durch die gestrichelte Linie dargestellt und das Emissionsspektrum durch die ausgefüllte Fläche. [4]

Die Verwendung der WLS Farbe bietet zwei Vorteile bei dem Nachweis von UV-Photonen. Zunächst können durch die Farbe Photonen mit höherer Energie nachgewiesen werden, als mit einem Photomultiplier. Dieser kann Photonen erst ab einer Wellenlänge von ungefähr 300 nm detektieren. Die WLS Farbe absorbiert ab 250 nm und reemittiert die Photonen in einem Bereich, in dem der PMT sensitiv ist (vgl. Abb. 2.6).

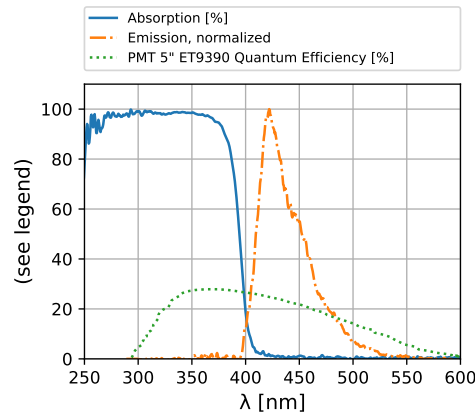


Abbildung 2.6.: Darstellung der Effizienz eines PMTs in Abhängigkeit von der Wellenlänge des Photons. In blau ist das Absorptions- und in orange das Emissionsspektrum der WLS Farbe dargestellt. [21]

Außerdem kann man an der Frank-Tamm Formel (2.1) erkennen, dass man für kleinere Wellenlängen eine höhere Photonenzahl erwartet. Da man durch die WLS Farbe Photonen mit kleineren Wellenlängen nachweisen kann, wird somit die Gesamtzahl an Photosignalen bei einer Messung durch den WOM erhöht.

2.3. Reflexion und Transmission an Grenzflächen

Um die Lichtleitung im WOM beschreiben zu können, werden in diesem Abschnitt die theoretischen Grundlagen und die wichtigsten Formeln erklärt.

Trifft Licht auf eine Grenzfläche, so sind zwei Effekte zu beobachten. Ein Teil des Lichts wird reflektiert und ein Teil wird transmittiert (siehe Abb. 2.7).

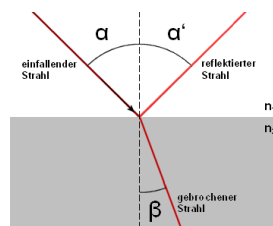


Abbildung 2.7.: Der einfallenden Lichtstrahl wird an der Grenzfläche mit $n_1 > n_2$ teilweise gebrochen und teilweise reflektiert. [8]

Für die Reflexion gilt das Reflexionsgesetz [17]. Dies besagt, dass Einfallswinkel α und Reflexionswinkel α' gleich groß sind

$$\alpha = \alpha' . \quad (2.2)$$

Der zweite Effekt, die Brechung, kann durch das Snelliussche Brechungsgesetz [17] beschrieben werden. Es gibt den Zusammenhang zwischen dem Einfallswinkel α , dem Winkel des transmittierten Lichts β und den dazugehörigen Brechungsindizes an

$$n_1 \cdot \sin \alpha = n_2 \cdot \sin \beta. \quad (2.3)$$

Mit den Gleichungen (2.2) und (2.3) können die Winkel des reflektierten und des transmittierten Lichts beschrieben werden.

Die jeweiligen Anteile oder Wahrscheinlichkeiten werden durch die Fresnelschen Formeln beschrieben. Der Reflexionsgrad R beschreibt das Verhältnis aus reflektiertem und einfallendem Licht

$$R = \left| \frac{E_{\text{ref}}}{E_{\text{ein}}} \right|.$$

Der Transmissionsgrad T gibt analog das Verhältnis von transmittiertem zu einfallendem Licht an. Aufgrund von Energieerhaltung muss die Summe aus Reflexions- und Transmissionsgrad eins ergeben: $R + T = 1$. Da die Reflexion von größerem Interesse ist, werden im Folgenden nur die Formeln der Reflexion angegeben. Bei den Fresnelschen Formeln wird unterschieden zwischen senkrecht und parallel polarisiertem Licht. Für den Reflexionsgrad der beiden Polarisierungen gilt

$$R_s = \left| \frac{n_1 \cdot \cos \alpha - n_2 \cdot \cos \beta}{n_1 \cdot \cos \alpha + n_2 \cdot \cos \beta} \right|^2,$$

sowie

$$R_p = \left| \frac{n_1 \cdot \cos \beta - n_2 \cdot \cos \alpha}{n_1 \cdot \cos \beta + n_2 \cdot \cos \alpha} \right|^2.$$

Da für die folgenden Versuche die Polarisation des Lichts nicht bekannt ist, wird für den Reflexionsgrad R der Mittelwert aus R_s und R_p genommen

$$R = \frac{R_s + R_p}{2}.$$

Ein Sonderfall stellen Winkel dar, die größer als der sogenannte kritische Winkel θ_C sind. Für diese findet Totalreflexion statt. Das bedeutet, dass das gesamte Licht reflektiert wird und dementsprechend $T = 0$ und $R = 1$ gilt. Den kritischen Winkel θ_C erhält man aus dem Snelliusschen Brechungsgesetz (2.3). Es gilt

$$\theta_C = \arcsin \left(\frac{n_2}{n_1} \right), \quad (2.4)$$

mit $n_1 > n_2$. [17]

Für die durchgeführten Messungen grenzt Luft, mit $n_2 = 1.0$, an die Innenseite des Quarzglases. An der Außenseite folgt eine Schicht aus WLS Farbe mit $n = 1.49$ [20] und daran grenzt Luft. Das Quarzglas entspricht dem Medium n_1 , welches in dem betrachteten Wellenlängenbereich des Emissionsspektrums der Farbe einen Brechungsindex von $n = 1.46$ hat. Da nur Photonen mit einem größeren Emissionswinkel als dem kritischen Winkel den PMT erreichen, wird im Folgenden der kritische Winkel für die WOM Tube berechnet. Mit Gleichung (2.4) ergibt sich für den Übergang von Quarzglas zu Luft

$$\theta_{C,QL} = \arcsin\left(\frac{1.0}{1.46}\right) \approx 43.2^\circ. \quad (2.5)$$

Für den Übergang von der WLS Farbe zu Luft gilt

$$\theta_{C,FL} = \arcsin\left(\frac{1.0}{1.49}\right) \approx 42.2^\circ. \quad (2.6)$$

Um die Werte aus (2.5) und (2.6) vergleichen zu können muss die Winkeländerung beim Übergang von Quarzglas zu der WLS Farbe betrachtet werden. Nach Snellius (2.3) wird das Licht bei diesem Übergang gebrochen. Es wird berechnet, wie groß der kritische Winkel $\theta_{C,FL}$ nach dem Übergang von der Farbe ins Quarz ist

$$\alpha_{\text{Quarz}} = \arcsin\left(\frac{1.49}{1.46} \sin \theta_{C,FL}\right) = 43.2^\circ = \theta_{C,QL}. \quad (2.7)$$

In Abhängigkeit von dem Medium betrachtet sind beide kritischen Winkel gleich groß. Somit erfüllen alle Photonen, die an der Außenseite der Totalreflexion unterliegen, auch die Bedingung für die Totalreflexion an der Innenseite und umgekehrt.

Für eine grobe Abschätzung des Anteils der Photonen, die in dem WOM Rohr bleiben, wird die WOM Röhre durch eine ebene Quarzplatte genähert. Eine weitere Annahme ist, dass die Emission der WLS Farbe isotrop stattfindet.

Die Photonen, die mit einem kleineren Winkel als dem kritischen Winkel θ_C emittiert werden, stellen Verluste dar (vgl. Abb. 2.8).

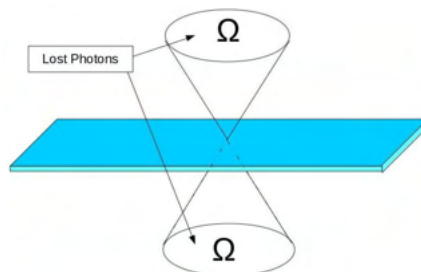


Abbildung 2.8.: Darstellung des Raumwinkels der Photonen, die nicht eingefangen werden in einer ebenen Platte. [9]

Demnach muss zunächst der Anteil des Raumwinkels eines Kegels an dem gesamten Raumwinkel berechnet werden

$$\frac{\Omega}{\Omega_{\text{ges}}} = \frac{4\pi \sin^2\left(\frac{\theta_C}{2}\right)}{4\pi}. \quad (2.8)$$

Die Effizienz dafür, dass die Photonen in dem Rohr gefangen werden, ergibt

$$\varepsilon_i = 1 - 2 \cdot \frac{\Omega}{\Omega_{\text{ges}}} \stackrel{(2.8)}{=} 1 - 2 \sin^2\left(\frac{43.2^\circ}{2}\right) \approx 72.9\%.$$

Dabei wurden Vereinfachungen angenommen, wie eine glatte Oberfläche oder die Geometrie des Quarzglas, dass als eben und nicht zylindrisch betrachtet wurde.

2.4. Absorption und Streuung

Wenn Licht ein Medium durchquert wird seine Intensität aufgrund von Absorption und Streuung abgeschwächt. Diese Abschwächung wird durch das Lambert-Beersche Gesetz [17]

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-\mu x} = I_0 \cdot e^{-x/\lambda_{\text{att}}}$$

beschrieben. Dabei ist I_0 die Anfangsintensität, x die durchlaufene Strecke in dem Medium, μ der materialspezifische Absorptionskoeffizient und λ_{att} die Attenuationslänge. [17]

Bei beiden Prozessen interagiert ein Photon mit dem Medium. Bei der Absorption wird die Photonenenergie in eine andere Energieform, wie thermische Energie umgewandelt. Die Ausbreitungsrichtung eines Photons kann durch elastische oder inelastische Streuung an Atomen verändert werden. [23]

Absorptions- und Streulänge, λ_{abs} und λ_{sc} geben die durchlaufene Strecke in einem Medium an, nach der ein bestimmter Anteil I_0/e der ursprünglichen Photonen I_0 absorbiert bzw. gestreut wurde.

Der Zusammenhang zwischen Attenuations-, Absorptions- und Streulänge ist gegeben durch

$$\frac{1}{\lambda_{\text{att}}} = \frac{1}{\lambda_{\text{abs}}} + \frac{1}{\lambda_{\text{sc}}}. \quad (2.9)$$

Absorption und Streuung treten insbesondere innerhalb der Quarzröhre auf, wenn Photonen zu den PMTs geleitet werden.

2.5. Faltung

Mithilfe von Faltungen kann beschrieben werden, wie ein Eingangssignal $f(x)$ von einem System verändert wird. Wenn die Signalantwort $g(x)$ des Systems bekannt ist kann das Ausgangssignal $h(x)$ für jedes beliebige Eingangssignal berechnet werden. [22]

Die Faltung $f * g$ von zwei Funktionen $f(x)$ und $g(x)$ ist definiert durch

$$h(x) = (f * g)(x) := \int_{-\infty}^{+\infty} f(x - i) \cdot g(i) di [1].$$

Für diskrete Verteilungen gilt

$$h(x) = (f * g)(x) = \sum_{-\infty}^{+\infty} f(x - i) \cdot g(i) [1]. \quad (2.10)$$

In dieser Arbeit sind Eingangs- und Ausgangssignal durch Messungen bekannt. Für die Signalantwort des Systems wird zunächst eine Annahme über die Form der Funktion getroffen (siehe Abschnitt 3.1). Anschließend werden mithilfe der `curve_fit` Funktion von `scipy` die optimierten Parameter für diese Funktionen bestimmt. Dabei wird die Faltung für diskrete Verteilungen verwendet. Als Grenzen für die Summe wurde 0 und 50 festgelegt, da sich die Werte der Faltung bei einem größeren Zahlenbereich nicht verändern und ein kleineres Intervall die Laufzeit für die Berechnung der Faltungen verringert.

3. Messaufbau zur Bestimmung der Zeitantwort der Komponenten des WOMs

In diesem Abschnitt soll der grundlegende Versuchsaufbau, der schematisch in Abbildung 3.1 dargestellt ist, erklärt werden. Für die unterschiedlichen Messungen ändert sich nur der Aufbau innerhalb der Dunkelkammer. Diese Veränderungen werden in den jeweiligen Abschnitten von Kapitel 4 beschrieben.

Um die Zeitantwort des WOMs bei Auftreffen eines Photons untersuchen zu können, befindet sich der Versuchsaufbau in einer Dunkelkammer. Damit kann die Anzahl an Untergrundsignalen, durch beispielsweise Raumbeleuchtung, stark vermindert werden. In der Box befindet sich die mit wellenlängenschiebender Farbe beschichtete Quarzröhre, sowie zwei Photomultiplier. Für diese Messungen wurde ausschließlich der PMT mit südlicher Ausrichtung (South PMT) verwendet. PMT und Röhre sind über ein optisches Gel miteinander verbunden.

Mittels Rotations- und Linearmotor kann jede Position der WOM Tube angefahren werden. Für die Zeitantwort ist ausschließlich der Abstand von Bedeutung, da eine Rotationssymmetrie vorliegt. Dementsprechend wurde nur der Linearmotor benötigt. Die Lichtquelle kann an jeder beliebigen Position vom Rohr platziert werden.

Der Pulser erzeugt einen Pikosekunden-Lichtpuls mit einer Wellenlänge von 375 nm. Die Funktionsweise eines solchen Pulsers ist in [13] nachzulesen. Bei den Messungen wurde er mit einer Frequenz von 1000 Hz betrieben, da dies die obere Grenze ist, mit der der sogenannte Analog-to-digital converter (ADC) Daten nehmen kann. Dadurch wird die Messdauer optimiert.

Für die Messung der Zeitantwort werden Einzelphotonen benötigt, um keine Überlagerung von mehreren Lichtsignalen zu erhalten. Dafür kann mithilfe eines Graufilters die Lichtintensität heruntergeregelt werden. Die Okkupanz, also die Anzahl an detektierten Lichtimpulsen pro ausgesendete Lichtimpulse [3], sollte hierfür bei ungefähr 10 % liegen, damit die Wahrscheinlichkeit klein ist, mehr als ein Photon pro Waveform zu detektieren. Anschließend wird dieses Licht in einem Flüssiglichtleiter zu dem WOM Rohr weitergeleitet.

Der Pulser beinhaltet einen Trigger, der für jeden ausgesendeten Lichtpuls die Zeitmessung aktiviert. Trigger und PMT sind mit dem Analog-Digital-Umsetzer und dieser ist mit einem Computer zur Datennahme verbunden. Die Motoren können ebenfalls vom Computer aus gesteuert werden.

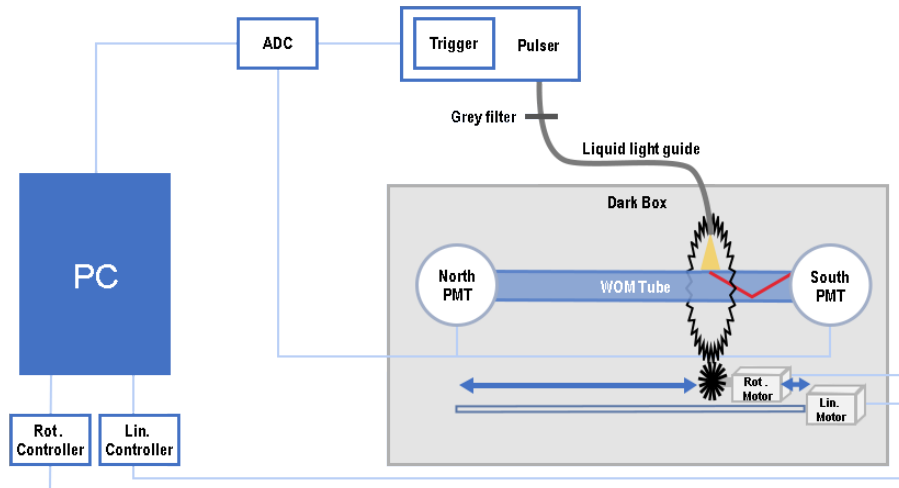


Abbildung 3.1.: Schematische Skizze des Teststandes (Eigene Darstellung nach: [19])

3.1. Erwartung für das Zeitverhalten der einzelnen Komponenten

Das Zeitverhalten des gesamten WOMs ergibt sich aus einer Faltung der Zeitantworten der einzelnen Komponenten des WOMs. Die Erwartung und Vergleichswerte für diese Funktionen und ihre Parameter werden in diesem Abschnitt behandelt. Außerdem muss das Zeitverhalten der weiteren Bestandteile des Versuchsaufbaus bestimmt werden.

Für den Pulser liegen Messungen zum Zeitverhalten vor (siehe [15]). Als Biasspannung wird -0.3 V verwendet, da bei dieser Einstellung die Zeitantwort des Pulser die minimal erreichbare Breite besitzt (vgl. Abb. A.2). Dadurch wird die zeitliche Streuung von den folgenden Zeitmessungen durch den Pulser minimiert. Die Messwerte aus [15] werden eingelesen und interpoliert. Diese Interpolationsfunktion beschreibt bei den nachfolgenden Faltungen den Pulser.

Die zeitliche Streuung der Signale durch den PMT soll zunächst durch eine Gaußkurve genähert werden, wobei die Breite σ zu bestimmen ist.

Das Zeitverhalten von Fluoreszenz, wie es bei der wellenlängenschiebenden Farbe vorliegt, wird durch eine exponentielle Funktion

$$I(t) = I_0 \cdot e^{-t/\tau}$$

3. Messaufbau zur Bestimmung der Zeitantwort der Komponenten des WOMs

beschrieben. Dabei ist τ die Fluoreszenzlebensdauer oder Zerfallskonstante des fluoreszierenden Materials. Hier wird I_0 gleich 1 gesetzt und τ ist zu bestimmen. Für die WLS Farbe gibt es einen Vergleichswert von 1.35 ns [20], der überprüft werden soll.

Für die WOM Röhre existiert eine Simulation, mit der man die Laufzeiten in dem Rohr für verschiedene Abstände des einfallenden Lichtes zu dem PMT berechnet [23]. Sie verwendet Strahlenverfolgung, mit der man für einen Abstand die Verteilung der zurückgelegten Strecke der Photonen im WOM Rohr erhält. Über die effektive Lichtgeschwindigkeit in dem Medium lässt diese sich in eine Zeitverteilung umwandeln. Die Simulation besitzt zusätzlich zu dem Abstand die Absorptions- und Streulänge λ_{abs} bzw. λ_{sc} als Parameter.

4. Auswertung

In diesem Kapitel wird die Zeitantwort der einzelnen Komponenten des WOMs, sowie des Messaufbaus gemessen. Dabei liegt immer eine Faltung der Zeitantworten aller, in einer Messung verwendeten, Komponenten vor. Zuerst wird der Aufbau mit den wenigsten Bestandteilen gewählt. Anschließend wird immer eine Komponente hinzugefügt. Somit lässt sich die Zeitantwort dieser Komponente isoliert untersuchen unter der Annahme, dass die zeitliche Streuung des Signals für alle anderen Komponenten bekannt ist.

Zunächst werden in Abschnitt 4.1 die vorhandenen Pulserdaten analysiert. Anschließend wird der Flüssiglichtleiter in Abschnitt 4.2 untersucht. Für den PMT werden mehrere Messungen durchgeführt, um die Zeitantwort in Abhängigkeit von der Position des Endes vom Lichtleiter zu bestimmen (siehe Abschnitt 4.3). In Abschnitt 4.4 wird die Zerfallskonstante der WLS Farbe untersucht. Im letzten Abschnitt 4.5 werden alle zuvor bestimmten einzelnen Bestandteile mitsamt der Simulation für die WOM Röhre zusammengesetzt, um die Zeitantwort des gesamten Versuchsaufbaus zu beschreiben.

Für die Auswertung der Messungen müssen zunächst die Signale, die vom Licht des Pulsers erzeugt werden, von Untergrundsignalen unterschieden werden. Um die charakteristischen Eigenschaften der Signale von Photonen des Pulsers zu veranschaulichen, sind in Abbildung 4.1 verschiedene Waveforms dargestellt. Mit Waveform wird hier die zeitliche Änderung der gemessenen Spannung am PMT bezeichnet. Die Kriterien mit denen die Signale aussortiert werden basieren auf empirischen Beobachtungen.

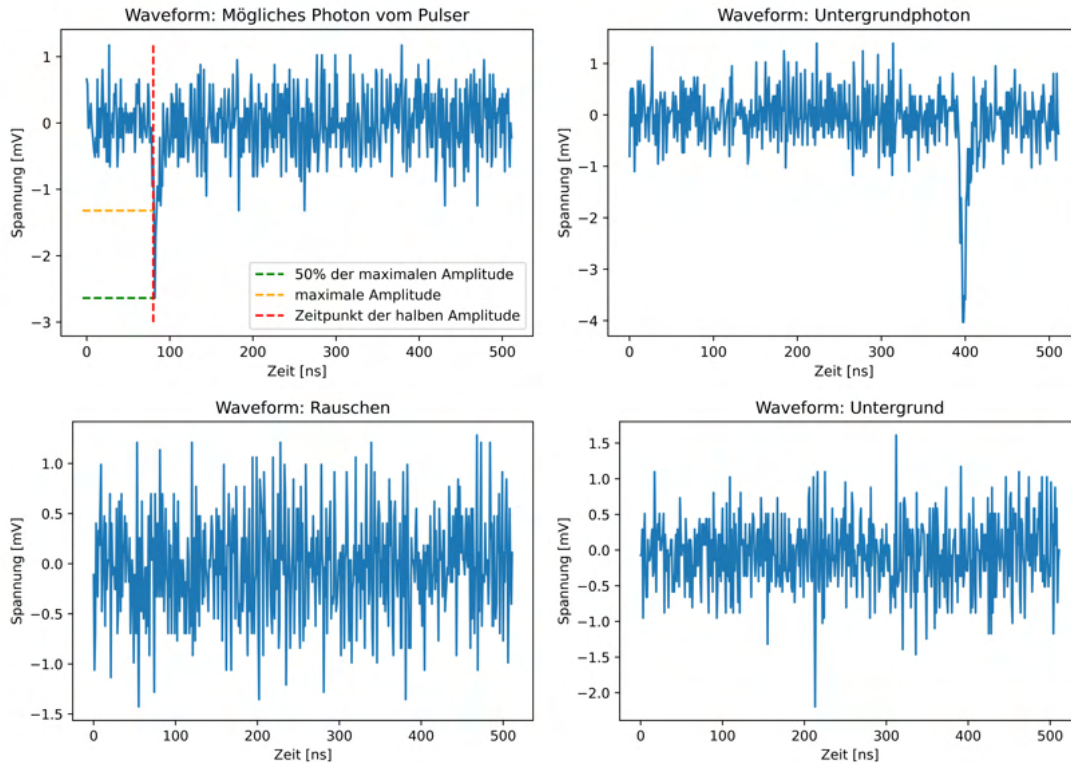


Abbildung 4.1.: Oben links ist eine mögliche Waveform von einem Pulserphoton dargestellt. Rechts daneben befindet sich ebenfalls ein Photonsignal, jedoch von Untergrundphotonen. Unten links ist das Signalauschen abgebildet und unten rechts Untergrund bzw. ebenfalls Rauschen.

Durch Vergleich der Waveforms miteinander lassen sich Merkmale von Photonen ableiten, die vermutlich vom Pulser stammen.

Beim Vergleich eines Photonsignals mit dem dauerhaften Rauschen fällt die unterschiedliche Amplitude auf. Ein Photon erzeugt einen Peak, also ein vergleichsweise spitzes und schmales Maximum im Kurvenverlauf [7], mit einem relativ hohen Ausschlag in den negativen Spannungsbereich während das Rauschen ungefähr zwischen 1.5 mV und -1.5 mV schwankt. Dadurch ergibt sich als Bedingung, dass das Minimum der Waveform kleiner als -2 mV sein muss, um das Rauschen auszusortieren. Sonstiger Untergrund, wie die Waveform unten rechts in Abbildung 4.1 kann die bisher genannte Bedingung erfüllen und den Grenzwert von -2 mV unterschreiten. Man kann sie jedoch anhand der Peakbreite des Signals von Photonensignalen unterscheiden. Reine Photonensignale weisen eine Breite von etwa 20 ns auf. Weitere Untergrundsignale besitzen scharfe Peaks, auf die Rauschen folgt. Somit wurde als weiteres Auswahlkriterium gewählt, dass die Spannung 3 ns vor und nach dem Peak ebenfalls negativ sein muss.

Photonen von dem Pulser und Untergrundphotonen können prinzipiell nicht voneinander unterschieden werden. Jedoch wird durch den verwendeten Trigger im Versuchsaufbau eine Anhäufung von Signalen in einem bestimmten engen Zeitintervall erwartet (vgl. Abb. A.1 und 4.2). Darauf soll im nächsten Abschnitt genauer eingegangen werden.

In Abbildung 4.2 ist beispielhaft ein Zeithistogramm dargestellt, bei dem die bisher genannten Auswahlkriterien angewandt wurden. Auf dem linken Bild ist zu erkennen, dass sich der Peak bei ungefähr 100 ns befindet und fast alle Signale zwischen 90 ns und 160 ns liegen. Rechts ist der Ausschnitt von 200 ns bis 500 ns dargestellt. Das Auftreffen von Untergrundphotonen am PMT findet zufällig statt. Dementsprechend wird für dafür eine Gleichverteilung erwartet. Dies lässt sich zwischen 300 ns und 500 ns beobachten. Man könnte diesen konstanten Untergrund von ein bis zwei Photonen von allen Messwerten subtrahieren um die Messwerte vom Untergrund zu bereinigen. In dem vorderen Bereich bis 300 ns ist die Anzahl der Ereignisse höher als danach. Diese erhöhte Anzahl an Signalen könnte beispielsweise durch Reflexionen innerhalb der Box auftreten. Verglichen mit der Höhe des Peaks sind diese Ereignisse jedoch verschwindend gering.

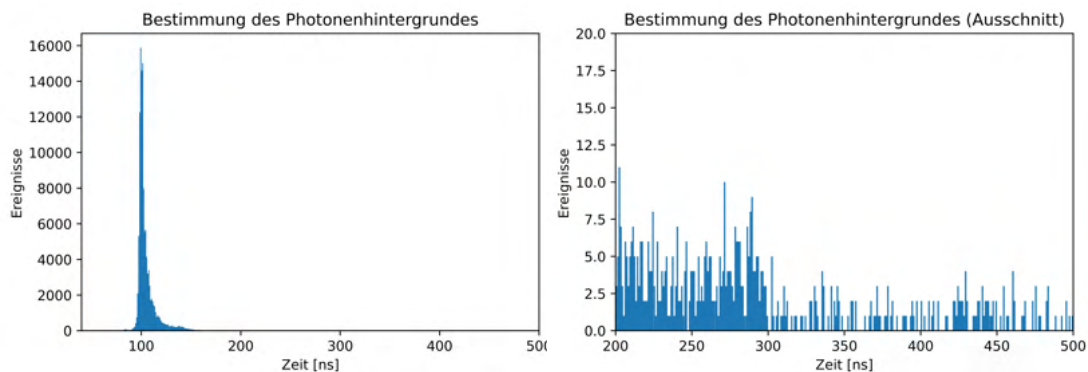


Abbildung 4.2.: Links ist ein beispielhaftes Zeithistogramm einer Messung, bei der der PMT direkt mit dem Pulserlicht angestrahlt wird. Rechts ist ein Ausschnitt abgebildet mit Untergrundphotonen und im Bereich von 200 ns bis 300 ns zusätzlich in der Box reflektiertes Licht.

Die Anzahl an Hintergrundsignalen pro Zeitintervall ist für eine Messung annähernd konstant, jedoch kann sie zwischen den Messungen variieren. Das liegt daran, dass die äußeren Begebenheiten nicht konstant gehalten werden können. So kann die Abdichtung der Dunkelkammer unterschiedlich gut sein oder eine andere Raumbeleuchtung eingeschaltet sein. Es wurde zuvor gezeigt, dass die Anzahl an Untergrundphotonen verglichen mit der Gesamtzahl an Ereignissen keinen Einfluss hat. Somit werden solche Waveforms aussortiert, bei denen der Peak nach 200 ns auftritt, um nur den relevanten Zeitbereich zu betrachten. Bei der Auswertung der Messwerte wird zusätzlich für ein

Zeitintervall vor dem erwarteten Signal der Pulserphotonen der Mittelwert aus der Anzahl der Ereignisse bestimmt. Dieser Wert wird als Versatz durch Untergrundphotonen angesehen und von allen Messwerten subtrahiert.

Nach dem Aussortieren der Signale wird der Zeitpunkt der Peaks abgespeichert. Dabei wird ein sogenannter „Constant Fraction Discriminator“ verwendet. Dabei wird nicht der Zeitpunkt des Maximums bestimmt, sondern der Zeitpunkt, bei dem die Amplitude auf einen bestimmten Wert, hier 50 % der Peakamplitude abgefallen ist. Diese Methode bietet den Vorteil, dass die Zeitpunkte von Peaks mit unterschiedlichen Amplituden aber die gleicher Flankenanstiegszeit genauer bestimmt werden können. [5] Es soll die Zeitverteilung, also die Anzahl an Signalen pro Ankunftszeitintervall, untersucht werden. Dafür wird bei jeder Messung aus den Zeiten der halben Peakamplituden ein Histogramm erstellt. Die Histogramme werden für die vereinfachte Darstellung und Auswertung als Punkte mit Fehlerbalken dargestellt (vgl. Abb. 4.8). Dabei wurde als Fehler auf die Zeit ein Wert von 0.5 ns gewählt, was die Breite der Zeitintervalle des Histogramms widerspiegelt. Bei den Messungen handelt es sich um Zählexperimente, sodass der Fehler aus die Anzahl der Ereignisse der Wurzel dieses Messwertes entspricht. Der Fehler für die um den Versatz der Untergrundphotonen bereinigten Anzahl an Ereignissen y ergibt sich nach der Gaußschen Fehlerfortpflanzung

$$\Delta y = \sqrt{y + \Delta_{\text{offset}}^2}. \quad (4.1)$$

Dabei ist Δ_{offset} der Standardfehler des Mittelwerts. Bei normierten Werten wird der Fehler (4.1) zusätzlich durch den Normierungsfaktor dividiert.

Zunächst soll die Zeitverteilung des Signals nach Durchlaufen des ADCs bestimmt werden. Sie entsteht dadurch, dass die interne Uhr des ADCs eine Ungenauigkeit besitzt, wodurch die Zeitpunkte der Signale in unterschiedliche Zeitintervalle einsortiert werden. Um diese Zeitverteilung zu untersuchen wurden an den Pulser zwei unterschiedlich lange Kabel angeschlossen, die dasselbe Triggersignal leiten. Die Signale gehen in verschiedene Eingänge des ADCs. Durch die unterschiedlichen Kabellängen wird ein konstanter Zeitversatz zwischen den Signalzeiten erwartet. Indem man die Zeitdifferenz zwischen den beiden Signalen in einem Histogramm (siehe Abb. 4.3) dargestellt, kann die Zeitverschmierung der Signale durch den ADC bestimmt werden. Bei der Messung wurde auf die fallende Flanke des Signals getriggert, an die bei der Auswertung eine Gerade angelegt wird. Als Zeitpunkt eines Signals wird der Zeitwert gewählt bei dem diese Gerade den Triggerwert von 6000 schneidet (vgl. Abb. 4.3).

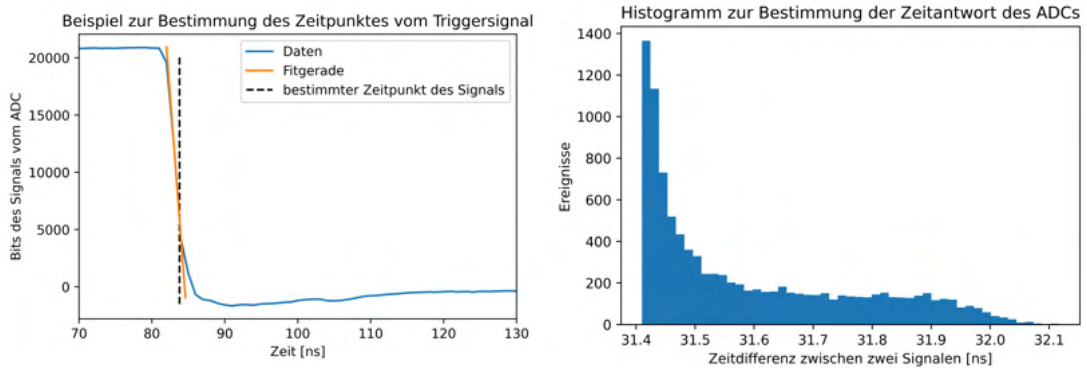


Abbildung 4.3.: Links ist ein Beispiel zur Bestimmung des Zeitpunktes vom Triggersignal abgebildet. Dafür wird eine Gerade an die fallende Flanke gelegt und der Zeitpunkt gewählt, bei dem die Gerade den Triggerwert von 6000 schneidet. Rechts befindet sich das Histogramm der Zeitdifferenzen zwischen den Zeiten des Triggersignals, das durch zwei unterschiedlich lange Kabel zum ADC geleitet wird.

Die Zeitverschmierung des Signals durch den ADC ist verglichen mit der Zeitantwort der anderen Komponenten, die im folgenden betrachtet werden klein. Somit wird dieser Beitrag zu der Zeitverschmierung in den folgenden Messungen zunächst vernachlässigt.

4.1. Pulser

Wie in Abschnitt 3.1 beschrieben liegen für die Zeitverteilung der Pulserphotonen Daten aus externen Messungen vor ([15]), die linear interpoliert werden können. Für die weitere Nutzung der Interpolation wurden die eingelesenen Daten normiert, sodass das Maximum bei eins liegt. Außerdem wurden sie entlang der Zeitachse verschoben, damit das Maximum bei 0 ns liegt. Der Pulser wurde, wie in Abschnitt 3.1 beschrieben, mit einer Biasspannung von -0.3 V betrieben.

Die Daten und die dazugehörige Interpolation sind in Abbildung 4.4 dargestellt.

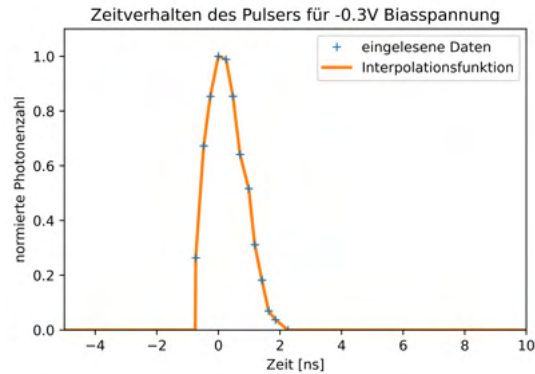


Abbildung 4.4.: Normiertes und verschobenes Zeitverhalten des Pulsers bei einer Biasspannung von -0.3 V (vgl. Abb. A.2), sowie die dazugehörige Interpolationsfunktion.

Diese Interpolation wird im Folgenden als $f_{\text{Pulser}}(t)$ bezeichnet.

4.2. Flüssiglichtleiter

Um die Zeitverteilung des Flüssiglichtleiters zu untersuchen, soll Pulser mit Trigger in der Dunkelbox direkt vor dem PMT platziert wird. Dementsprechend wird der Flüssiglichtleiter bei dieser Messung nicht verwendet. Anschließend sollen die Messungen mit und ohne Lichtleiter miteinander verglichen werden.

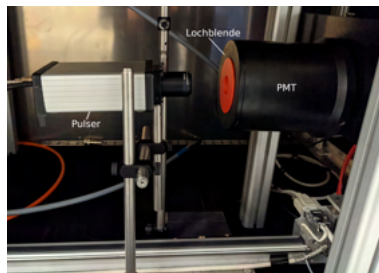


Abbildung 4.5.: Platzierung des Pulsers direkt vor dem PMT. Mit einer Lochblende wird der äußere Bereich der Photokathodenoberfläche abgedeckt.

Beim Aufbau des Versuches stellte sich heraus, dass die hohe Spannung des Triggersignals ein Problem darstellt. Durch die Metallbox der Dunkelkammer wird der Triggerpuls auf das PMT Signalkabel übertragen. Da das Signal von dem Trigger in dem gleichem Zeitraum auftritt und seine Amplitude größer ist als die erwarteten Pulserphotonensignale, werden diese überlagert. Die Photonsignale sind somit in der Messung nicht erkennbar.

Da die Messung für den Lichtleiter mit dem Aufbau nicht möglich ist soll die Größenordnung seiner Zeitantwort abgeschätzt werden. Dafür wird die Laufzeitdifferenz zwischen der kürzesten Strecke im Lichtleiter und der längsten Strecke genommen. Die kürzeste Strecke entspricht der Kabellänge von 2 m. Die längste Strecke kann über den kritischen Winkel der Totalreflexion bestimmt werden. Da das Material des Lichtleiters, und somit sein Brechungsindex, nicht bekannt ist muss der kritische Winkel abgeschätzt werden. Der Flüssiglichtleiter hat einen maximalen Öffnungswinkel von 53° [19]. Es wird angenommen, dass der Lichtstrahl des maximalen Öffnungswinkels in das Kabel verlängert werden kann (siehe Abb. 4.6). Dabei werden Brechungs- und Beugungseffekte am Leiterausgang nicht berücksichtigt.

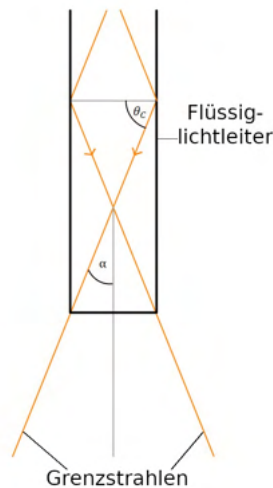


Abbildung 4.6.: Skizze des Strahlengangs im Lichtleiter zur Bestimmung der maximal zurückgelegten Strecke.

Anhand der Skizze ist zu erkennen, dass

$$\alpha = \frac{53^\circ}{2} = 26.5^\circ \quad (4.2)$$

und sich somit ein kritischer Winkel von

$$\theta_C = 90^\circ - \alpha = 63.5^\circ$$

ergibt. Daraus ergibt sich die maximale Strecke x_{\max} von

$$x_{\max} = \frac{2 \text{ m}}{\sin \theta_C} \approx 2.23 \text{ m}.$$

Das Material dieses Lichtleiters ist nicht bekannt, jedoch ist das „bevorzugte Fluid ein Wasser/wässriger-System“ [14]. Dementsprechend wurde im Folgenden $n = 1.33$ für

Wasser angenommen. Für die Zeitdifferenz zwischen dem Licht mit der längsten und kürzesten Strecke gilt

$$\Delta t = \frac{2.23 \text{ m} - 2 \text{ m}}{c_n} = \frac{0.23 \text{ m} \cdot 1.33}{c} = 1.02 \text{ ns}.$$

Diese Zeitdifferenz ist vernachlässigbar klein.

Ein weiterer Effekt der zu untersuchen ist, ist der Einfluss der Biegung des Lichtleiters auf die Zeitverteilung und die transmittierte Photonenzahl. Dafür wurden vier Messungen durchgeführt, bei denen der Lichtleiter mit etwa 5 cm Abstand den PMT bestrahlt. Zwischen den Messungen wurde der Lichtleiter bewegt, damit die Krümmung verändert wird. Der restliche Aufbau wird konstant gehalten.

In Abbildung 4.7 sind die Zeitverteilungen für die verschiedenen Messungen dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Biegung die Zeitantwort nicht messbar beeinflusst, weil die vier Messwerte überwiegend im Fehlerintervall übereinstimmen. Bei der steigenden Flanke gibt es kleinere Abweichungen voneinander, die mit der starken Steigung und der geringen Zeitaufösung erklärbar sind. Der Gesamtverlauf stimmt für alle Messungen überein.

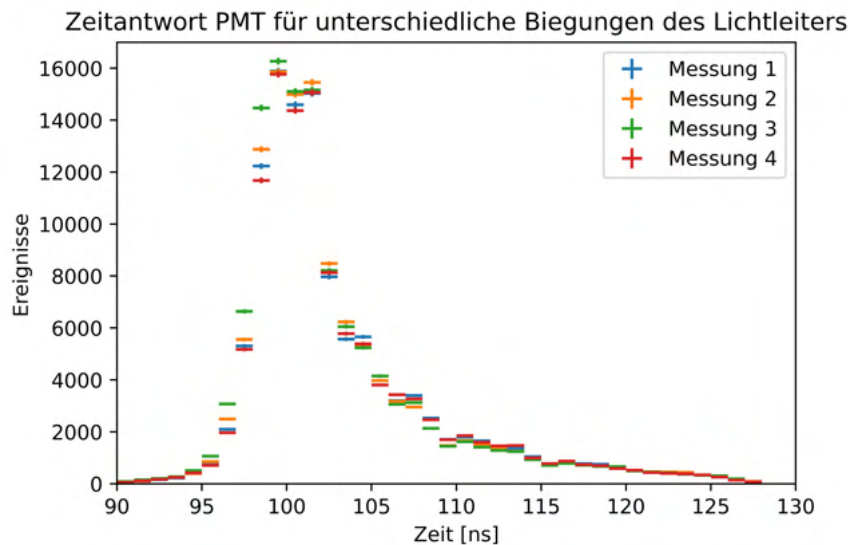


Abbildung 4.7.: Messung vom Einfluss der Biegung des Lichtleiters auf die Zeitverteilung. Es sind vier Messungen abgebildet, zwischen denen jeweils die Biegung des Flüssiglichtleiters verändert wurde.

Die Messungen haben ergeben, dass der Flüssiglichtleiter die Zeitverteilung der Signale vergleichsweise schwach beeinflusst. Auch bewegen und verdrehen des Lichtleiters erzeugen keinen messbaren Effekt. Die Zeitantwort des Flüssiglichtleiters wird daher in den folgenden Messungen vernachlässigt.

4.3. Photomultiplier

Um den Photomultiplier, einen R10806 Hamamatsu PMT, auszumessen wurde der Versuchsaufbau aus Kapitel 3 so abgeändert, dass die WOM Tube ausgebaut und das Ende des Flüssiglichtleiters direkt auf den PMT gerichtet ist. Dabei wird die Position vom Ende des Lichtleiters in den Folgenden Messungen variiert.

Zunächst muss überprüft werden, ob die Zeitantwort des PMTs von dem Einstrahlort auf der Photokathodenoberfläche abhängt.

4.3.1. Messung des Zeitverhaltens an unterschiedlichen Positionen auf der Photokathodenfläche

Um zu überprüfen, ob das Zeitverhalten des PMTs an unterschiedlichen Positionen auf der Photokathodenfläche konstant ist, wurden entlang einer Achse Messungen für unterschiedliche Abstände zur Mitte genommen. Da in dieser Messung zunächst eine grobe Abschätzung für die Größe dieses Effekts ermittelt werden soll, wurden diese Abstände grob per Hand eingestellt. Die dazugehörigen Messungen sind in Abbildung 4.8 dargestellt.

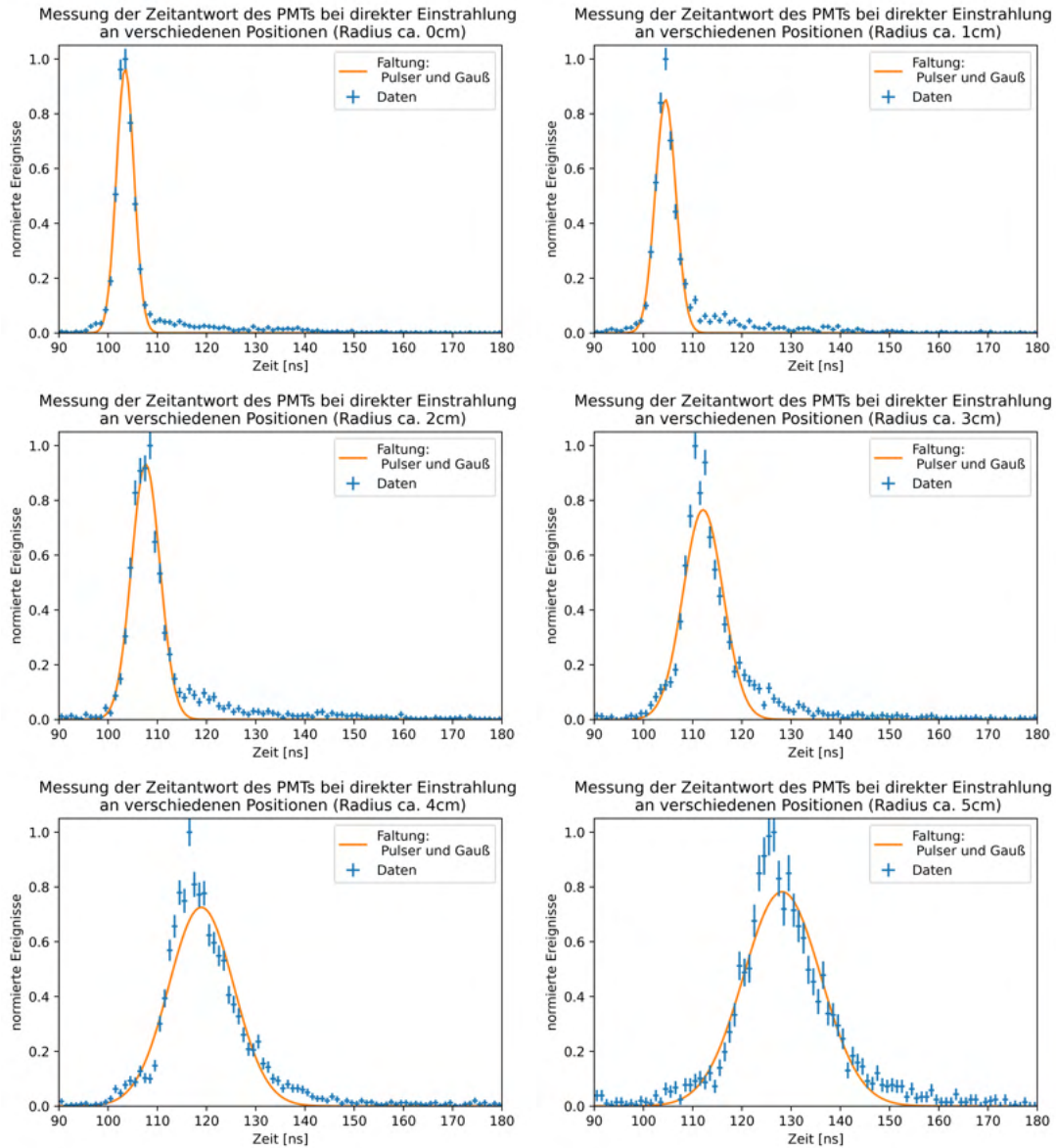


Abbildung 4.8.: Messung der Zeitverteilung der PMT-Signale für unterschiedliche Abstände von der Mitte der PMT-Oberfläche mit Faltung aus Pulserinterpolation und Gaußfunktion.

An jede Messung wurde eine Faltung aus der Pulserinterpolation $f_{\text{Pulser}}(t)$ und einer Gaußfunktion der Form

$$f(t) = A \cdot \exp\left(-\frac{(t - t_0)^2}{2 \cdot \sigma_{\text{PMT}}^2}\right), \quad (4.3)$$

gefittet, wobei A die Amplitude, t_0 der Mittelwert und σ_{PMT} die Standardabweichung

ist. Die Faltung ist somit nach Gleichung (2.10) gegeben durch

$$f_{\text{Pulser,Gau\ss}}(t) = \sum_i \left(A \cdot \exp \left(-\frac{(t - t_0 - i)^2}{2 \cdot \sigma_{\text{PMT}}^2} \right) \right) \cdot f_{\text{Pulser}}(i) \quad (4.4)$$

Optisch sind bereits Unterschiede zwischen den Messungen zu erkennen. Zur Verdeutlichung der Abweichungen sind in Tabelle 4.1 die Breiten σ_{PMT} der Gau\ssfunktionen f\u00fcr die jeweiligen Radien aufgelistet.

Radius [cm]	0	1	2	3	4	5
σ_{PMT} [ns]	1.72	2.03	2.84	4.03	6.57	7.84

Tabelle 4.1.: Fitparameter σ_{PMT} f\u00fcr die Faltungen der Messungen aus Abbildung 4.8.

Die Faltung stellt hier nur eine vereinfachte N\u00e4herung der Daten dar, mit der die Breite der Zeitverteilung der Signale beschrieben werden kann. Der Ausl\u00e4ufer, der in allen Graphen von Abbildung 4.8 zu erkennen ist, wird dadurch nicht beschrieben. Der Grund f\u00fcr die erh\u00f6hte Anzahl an Ereignissen zu Beginn des Peaks, wie beispielsweise bei einem Radius von ungef\u00e4hr 3 cm ist nicht bekannt. M\u00f6glicherweise stammt sie davon, dass das Licht von dem Lichtleiter eine gewisse Ausdehnung besitzt. Diese wird im Abschnitt 4.2 genauer untersucht. Dadurch werden verschiedene Punkte auf der Photokathodenoberfl\u00e4che beleuchtet, die eine verschiedene Zeitantwort besitzen.

Sowohl an den Bildern aus Abbildung 4.8 als auch an den Werten aus Tabelle 4.1 kann man erkennen, dass das Zeitverhalten des PMTs stark abh\u00e4ngig von den beleuchteten Bereich auf der Photokathodenfl\u00e4che ist. Dementsprechend werden in Abschnitt 4.3.2 und 4.3.3 weitere Positionen genauer untersucht. F\u00fcr die Messung der WLS Farbe muss die Mitte des PMTs genauer untersucht werden (4.3.2). F\u00fcr die Vermessung des WOM Rohrs wird der Randbereich der Photokathodenoberfl\u00e4che untersucht, auf dem WOM Rohr und PMT optisch miteinander gekoppelt sind (4.3.3).

4.3.2. Messung des Zeitverhaltens vom PMT in der Mitte der Photokathodenfl\u00e4che

Bei der Messung der WLS Farbe wird nur die Mitte des PMTs angestrahlt (siehe Abschnitt 4.4.2). Dementsprechend soll \u00fcberpr\u00fcft werden, ob das Zeitverhalten in diesem Bereich konstant ist. Daf\u00fcr wird die Photokathodenfl\u00e4che mit einer Lochblende, die einen Durchmesser von 2.5 cm hat abgedeckt, sodass nur der Ausschnitt in der Mitte des PMTs angestrahlt werden kann (siehe Abb. 4.9).

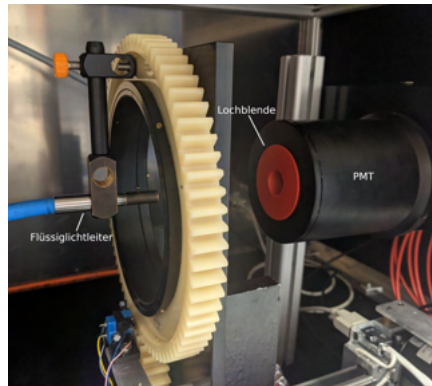


Abbildung 4.9.: Der Rand des PMTs wird mit einer Lochblende mit einem Durchmesser von 2.5 cm abgedeckt. Der Lichtleiter strahlt auf die Mitte und sein Abstand zum PMT kann variiert werden.

Es wurden mehrere Messungen durchgeführt, bei denen das Ende des Lichtleiters in unterschiedlichen Abständen vor dem PMT platziert wird. Hier wird in Abbildung 4.10 exemplarisch die Messung bei einem Abstand von ungefähr 1 cm dargestellt. Alle Messungen befinden sich im Anhang in Abbildung A.3.

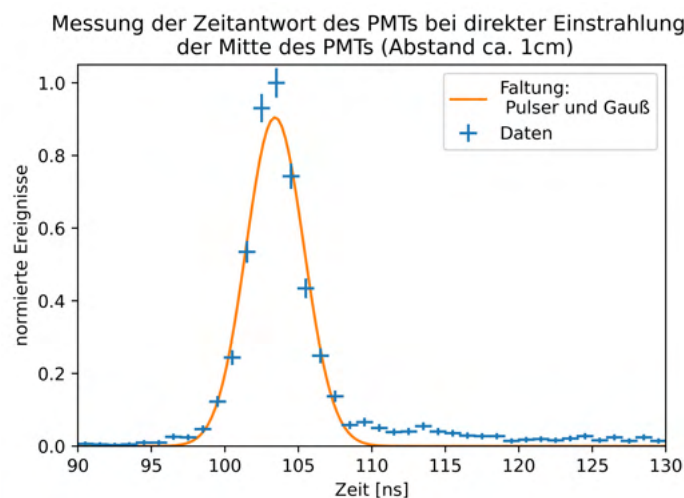


Abbildung 4.10.: Messung der PMT Zeitverteilung für einen Abstand von ca. 1 cm von dem PMT mit Faltung $f_{\text{Pulser,Gauß}}(t)$ aus Pulser-Interpolation und Gaußfunktion.

In Tabelle 4.2 sind erneut die Fitparameter σ_{PMT} für die unterschiedlichen Abstände aufgelistet. An den Werten lässt sich erkennen, dass der PMT in der Mitte eine annähernd konstante Zeitantwort besitzt.

Abstand [cm]	1	3	5	7	9
σ [ns]	1.90	1.86	1.86	1.87	1.77
χ^2	1.88	1.87	1.17	1.03	0.86

Tabelle 4.2.: Fitparameter σ sowie χ^2 für die Faltungen der Messungen bei verschiedenen Abständen (zu Abb. A.3)

Zusätzlich sind in der Tabelle 4.2 die χ^2 -Werte für die Faltungen angegeben. In den meisten Fällen ist $\chi^2 > 1$, was bedeutet, dass das Modell die Messwerte nicht gut beschreibt. Das liegt insbesondere an dem Schwanz der Messwerte ab 110 ns.

Da die Gauß-Funktion den Schwanz der Zeitverteilung der PMT-Signale nicht gut beschreibt und dieser für die weiteren Messungen und Faltungen von Bedeutung ist, werden die Messwerte interpoliert (siehe Abb. 4.11). Dafür wurde von *scipy* die *interp1d*-Funktion verwendet und eine kubische Interpolation gewählt. Bei dieser Grafik wurden alle Messwerte für die unterschiedlichen Abstände zusammengefasst, da die Zeitantwort in der PMT Mitte als konstant angesehen wird.

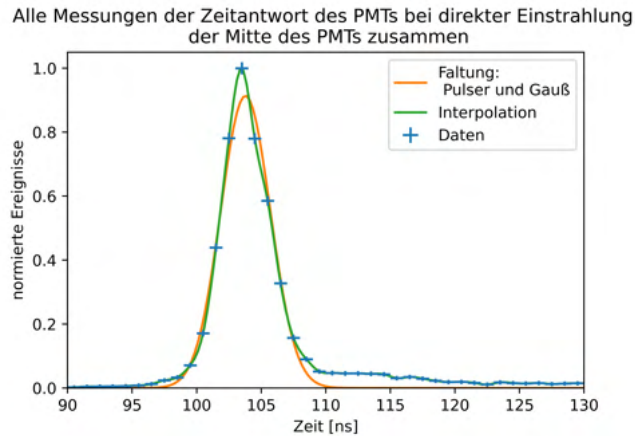


Abbildung 4.11.: Interpolation und Faltung der Messungen bei direktem Anstrahlen der Mitte des PMTs.

Zum Vergleich sind in Abbildung 4.11 die Faltung $f_{\text{Pulser, Gauß}}$, sowie die Interpolation dargestellt. Die Optimierung der Faltung hat eine Breite der PMT-Zeitantwort von $\sigma_{\text{PMT}} = 1.85$ ns ergeben.

Die Interpolation $f_{\text{PMT, Mitte}}$ wird für die folgenden Faltungen verwendet, wenn in der Messung die PMT Mitte verwendet wird. Sie beschreibt die Zeitantwort von ADC, Pulser und PMT, sowie weiteren unbekanntem Zeitantworten. Beispielsweise durch den Flüssiglichtleiter, dessen Beitrag in Abschnitt 4.2 abgeschätzt wird.

4.3.3. Messung des Zeitverhaltens vom PMT am Rand der Photokathodenfläche

Um das Zeitverhalten des PMTs am Rand zu bestimmen wird der mittlere Bereich abgedeckt (vgl. Abb. 4.12). Diese Abdeckung hat einen Durchmesser von etwa 8 cm. Dadurch ist in etwa der Bereich frei, der in Abschnitt 4.5 von dem WOM Rohr abgedeckt wird und in dem bei den Messungen die Photonen detektiert werden. Es soll untersucht werden, ob sich das Verhalten bei gleichem Radius für unterschiedliche Positionen vom Ende des Lichtleiters, beziehungsweise Winkel, ändert.

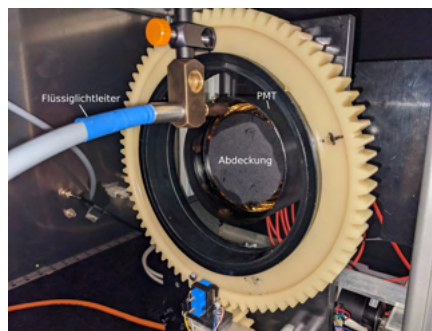


Abbildung 4.12.: Die Mitte des PMTs wird abgedeckt und die Zeitantwort am Rand gemessen. Mit dem Lichtleiter können unterschiedliche Positionen am Rand gemessen werden.

Dafür wurde das Ende des Lichtleiters am Rand des PMTs befestigt und nach jeder Messung wurde die Position um den Mittelpunkt des PMTs rotiert. Die Zeitverteilungen der Signale von diesen Messungen sind in Abbildung 4.13 dargestellt.

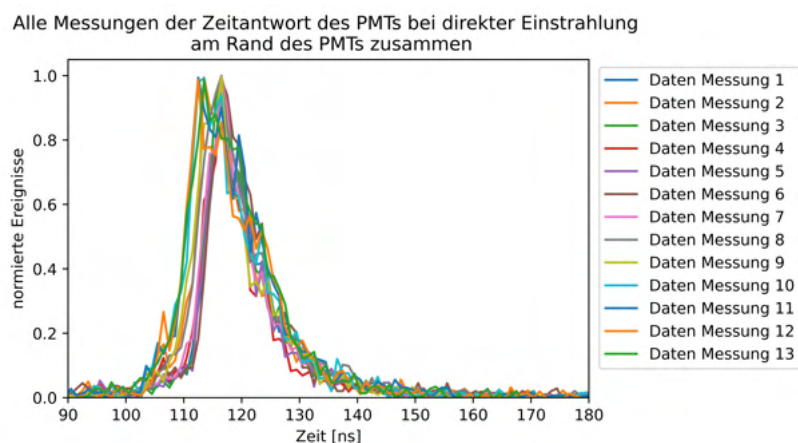


Abbildung 4.13.: Messung des Zeitverhaltens am Rand des PMTs für unterschiedliche Rotationswinkel.

An Abbildung 4.13 ist zu erkennen, dass die Verteilungen für unterschiedliche Positionen leicht variieren. Die Verläufe sind jedoch vergleichbar. Um die Zeitantwort am Rand für weitere Messungen zu nähern, werden alle Messungen zusammengenommen und linear interpoliert (siehe Abb 4.14).

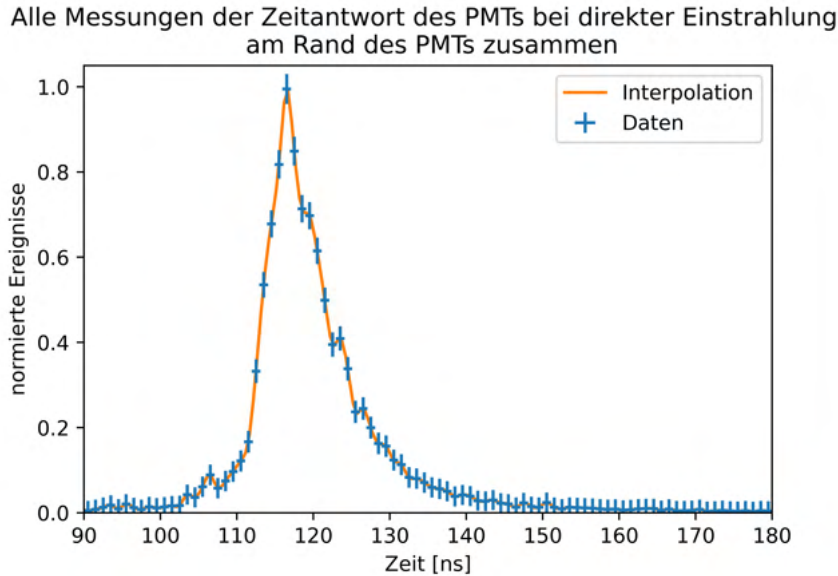


Abbildung 4.14.: Interpolation von aller Daten für die direkte Beleuchtung vom Rand des PMTs.

Diese Interpolation $f_{\text{PMT, Rand}}$ wird für die Auswertung der Messung mit WOM Röhre in Abschnitt 4.5 verwendet.

4.4. Wellenlängenschiebende Farbe

Um die Zerfallskonstante der WLS Farbe zu bestimmen muss zusätzlich zu PMT und Pulser eine mit WLS Farbe beschichtete Quarzscheibe verwendet werden. Dementsprechend wird für die Zeitverteilung eine Faltung aus der Interpolation von PMT und Pulser und Exponentialfunktion, die die Farbe beschreibt (siehe Abschnitt 3.1), erwartet. Das Zeitverhalten der Farbe wird durch folgende Funktion

$$f_{\text{WLS}}(t, \tau) = e^{-t/\tau} \quad (4.5)$$

beschrieben, wobei τ die Zerfallskonstante der WLS Farbe ist. Für die WLS Farbe wurden zwei verschiedene Versuchsaufbauten verwendet, die in den Abschnitten 4.4.1 und 4.4.2 erklärt und ausgewertet werden.

4.4.1. Erster Aufbau zur Messung der Zerfallskonstante der WLS Farbe

Bei diesem Versuchsaufbau wird das Quarzglas von dem Lichtleiter angestrahlt. Das Ende des Lichtleiters ist dabei vom PMT weg ausgerichtet, damit keine direkten Lichtsignale detektiert werden. Die Farbe absorbiert das einfallende Licht und emittiert es anschließend mit einer höheren Wellenlänge. Ein kleiner Anteil des isotrop abgestrahlten und geschobenen Lichts wird anschließend vom PMT detektiert.

Das Prinzip des Aufbaus ist in Abbildung 4.15 zu sehen. Da die Farbe isotrop abstrahlt, wird durch den kleinen Raumwinkel, der von dem PMT abgedeckt wird, eine niedrige Signalrate erwartet. Deswegen wurde der Aufbau dicht an den PMT gebaut, damit ein möglichst großer Raumwinkel abgedeckt wird.

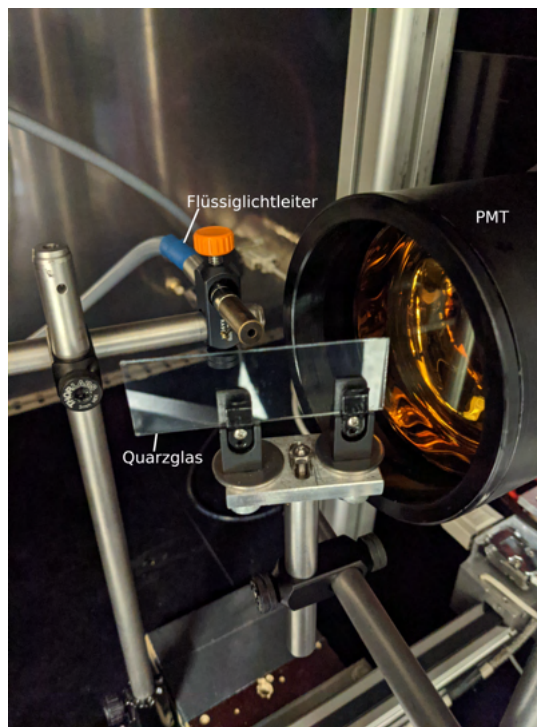


Abbildung 4.15.: Aufbau zur Bestimmung der Zerfallskonstante der WLS Farbe, bei dem das Ende des Lichtleiters vom PMT weg zeigt und die Quarzscheibe beleuchtet. Hier ist das unbeschichtete Quarzglas abgebildet. Wenn das Quarzglas gegen mit WLS Farbe beschichtetes Quarzglas ausgetauscht wird, wird das Licht von der WLS Farbe absorbiert und das reemittierte Licht wird vom PMT detektiert.

Der Versuch wurde einmal mit einer beschichteten Quarzscheibe und einmal mit einer Unbeschichteten als Referenzmessung durchgeführt (siehe Abb. 4.16).

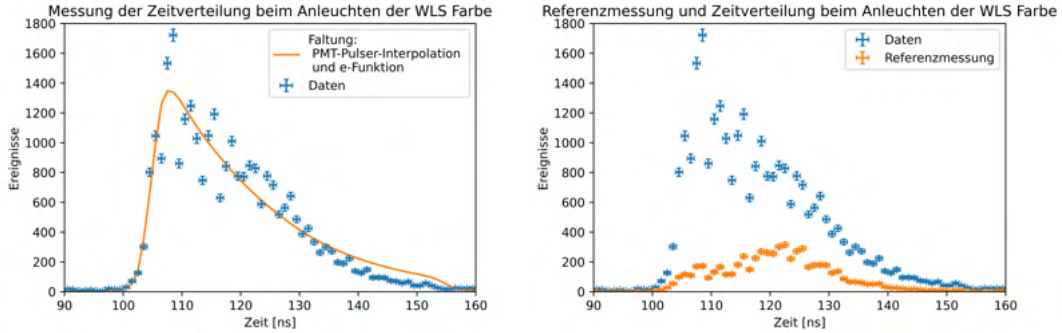


Abbildung 4.16.: Links ist die Messung der beschichteten Quarzscheibe mit einer Faltung aus der Interpolation von PMT und Pulser mit einer Exponentialfunktion für die Beschreibung der Farbe. Rechts befinden sich die Messwerte für die Messung mit WLS Farbe (blau) und ohne Beschichtung (orange).

Die Faltung aus der Interpolation der Messung von dem PMT und der Exponentialfunktion der Farbe lautet nach Gleichung (2.10)

$$h_{\text{Farbe}}(t) = A \cdot \sum_i f_{\text{PMT, Mitte}}(t - t_0 - i) \cdot f_{\text{WLS}}(i). \quad (4.6)$$

Dabei ist A eine Konstante, mit der das Maximum der Faltung verändert werden kann. Mit t_0 kann die Faltung entlang der Zeitachse verschoben werden.

Für den Fit der Faltung ergibt sich $\tau \approx 16$ ns. Die Faltung beschreibt die Messwerte nicht besonders gut, zudem ist der Wert der Zerfallskonstante viel höher als der Vergleichswert von 1.35 ns (siehe Abschnitt 3.1). Die Hauptgründe dafür sind vermutlich Reflexionen innerhalb der Box, sowie an dem Quarzglas. Um dies zu untersuchen wurde eine Referenzmessung durchgeführt, bei der anstelle des beschichteten Quarzglas ein unbeschichtetes verwendet wurde. Es ist in dem rechten Bild von Abbildung 4.16 zu erkennen, dass bei dieser Messung einige ebenso stark verzögerte Photonen detektiert wurden, obwohl der Lichtleiter nicht auf den PMT ausgerichtet ist.

Die Daten der Messung mit WLS Farbe können nicht direkt durch die Referenzmessung bereinigt werden. Grund dafür ist die fehlende Vergleichbarkeit der auftretenden Effekte. Die Farbe absorbiert das einfallende Licht fast vollständig. Dementsprechend wird nur ein kleiner Anteil an dem Glas reflektiert. Bei der Referenzmessung wird ein Teil reflektiert und der restliche Anteil transmittiert. Außerdem führt das schieben der Wellenlänge zu einem Zeitversatz durch das Absorbieren und anschließende Reemittieren. Die Farbe strahlt das Licht zusätzlich isotrop ab. Dadurch sind die Reflexionen innerhalb der Box nicht vergleichbar mit denen, die bei der Messung mit unbeschichtetem Quarzglas entstehen.

Ein weiteres Problem stellt die große Photokathodenfläche des PMTs dar, die bei dem Aufbau beleuchtet wird. Wie in Abschnitt 4.3.1 beschrieben, variiert die Zeitverteilung der Signale je nachdem wo das Photon die Photokathodenoberfläche trifft stark. Es

ist davon auszugehen, dass die hier verwendete Funktion $f_{\text{PMT, Mitte}}$ für diese Messung die Zeitantwort des PMTs nicht korrekt beschreibt.

Um obige Problematiken zu umgehen wurde zur Messung der Zerfallskonstanten ein anderer Aufbau verwendet, der im folgenden Abschnitt 4.4.2 beschrieben wird.

4.4.2. Aufbau zur Messung der Zerfallskonstante der WLS Farbe mit Bandpassfilter

Mit dem zweiten Aufbau sollen die Fehlerquellen vom Aufbau aus Abschnitt 4.4.1 vermieden werden. Dafür ist das Ende des Lichtleiters direkt auf den PMT ausgerichtet, wodurch Reflexionen an der Wand der Box reduziert werden. Mit einem Bandpassfilter, der Wellenlängen von (450 ± 40) nm transmittiert und direkt vor der PMT Öffnung platziert ist, wird das Licht des 375 nm Pulsers herausgefiltert. Mit einer Lochblende wird der äußere Bereich des PMTs abgedeckt, wo kein Filter davor platziert ist. Dadurch wird außerdem nur der Teil des PMTs angestrahlt, der in Abschnitt 4.3.2 gemessen wurde. Durch die Lochblende und den Filter ist für nicht geschobenes Licht der gesamte PMT abgedeckt. Somit wird der Photonenuntergrund minimiert und nur wellenlängengeschobenes Licht kann den PMT erreichen. Der experimentelle Aufbau ist in Abbildung 4.17 dargestellt.

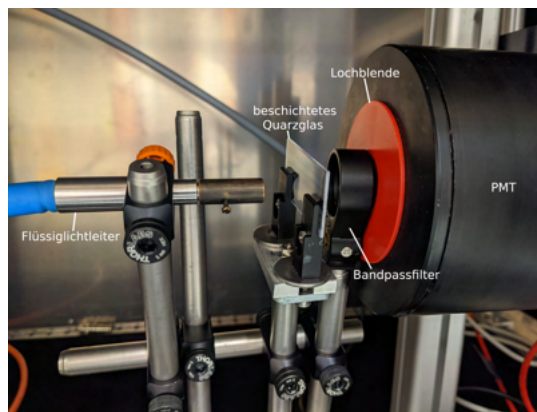


Abbildung 4.17.: Versuchsaufbau, bei dem der Flüssiglichtleiter direkt auf die mit WLS Farbe beschichtete Quarzscheibe strahlt. Dahinter befindet sich ein Bandpassfilter mit (450 ± 40) nm. Der äußere Bereich des PMTs wird durch eine Lochblende abgedeckt.

Zunächst wird eine Messung mit beschichtetem Quarzglas und eine mit unbeschichtetem Quarz durchgeführt (siehe Abb. 4.18). Damit soll überprüft werden, wie viel direktes Licht von dem Pulser den Filter passiert.

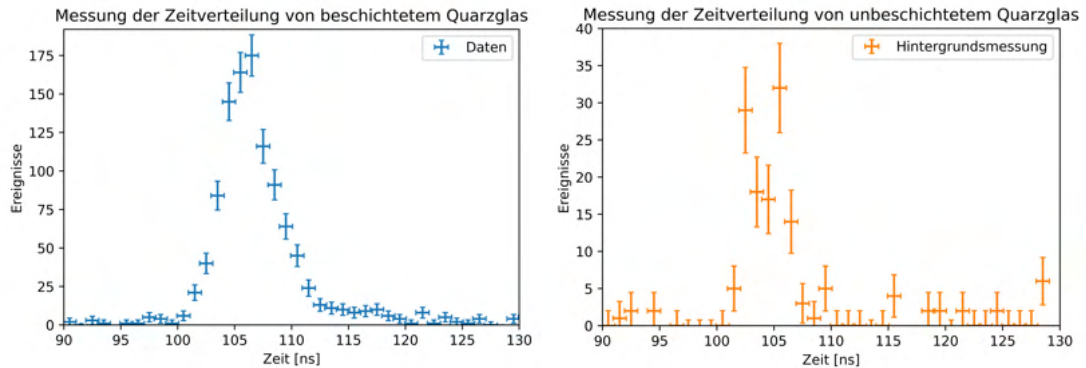


Abbildung 4.18.: Plot der Zeitverteilung für die Messung mit Bandpassfilter mit Quarzglas, das mit WLS Farbe beschichtet ist (links) und unbeschichtetem Quarzglas (rechts).

An der Messung mit dem unbeschichteten Quarzglas ist zu erkennen, dass der Bandpassfilter im Zeitintervall von 100 ns bis 110 ns Licht des Pulsers durchlässt. Die Anzahl der Ereignisse macht mit einem Maximum von 32 Ereignissen fast 20% des Peaks der Messung mit WLS Beschichtung aus. Da jedoch davon ausgegangen wird, dass das Pulserlicht fast vollständig von der Farbe absorbiert wird, ist der tatsächliche Untergrund des Pulserlichts bei der Messung mit beschichtetem Quarzglas viel kleiner. Er kann nicht genau bestimmt werden und wird als klein angenommen. Somit wird er im Folgenden vernachlässigt.

Die Messwerte sind in Abbildung 4.19 dargestellt. Außerdem wird die Faltung aus Gleichung (4.6) an die Messwerte angelegt.

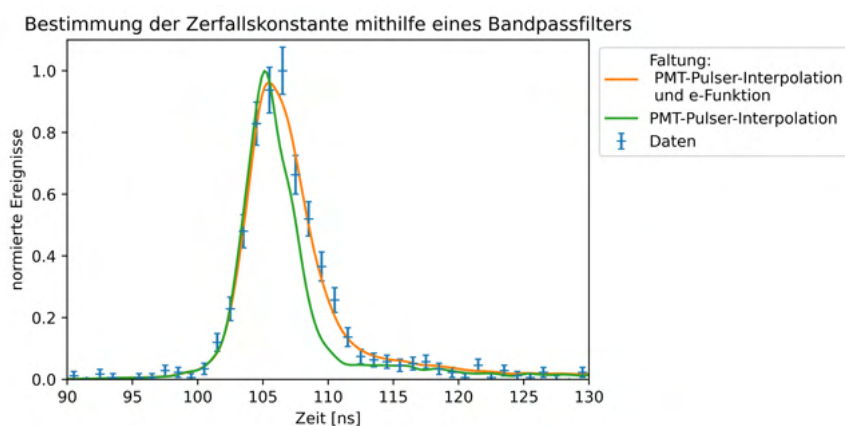


Abbildung 4.19.: Messung der Zeitantwort bei direkter Bestrahlung eines mit WLS Farbe beschichteten Quarzglas mithilfe eines Bandpassfilters. Dazu die Faltung aus Gleichung (4.6), sowie die Interpolation $f_{\text{PMT, Mitte}}$.

Mit dieser zweiten Methode erhält man eine Zerfallskonstante von $\tau = 1.49$ ns. Der Vergleich der Faltungsfunktion mit den Messwerten ergibt $\chi^2 = 0.78$. Somit kann man sagen, dass die Faltung die Messwerte recht gut beschreibt. In Abbildung 4.19 ist zusätzlich die Interpolation $f_{\text{PMT, Mitte}}$ der Messung aus Abschnitt 4.3.2 abgebildet. Diese beschreibt alleine die Daten nicht gut, woraus man schließen kann, dass der Einfluss der Farbe mit diesem Versuchsaufbau nachweisbar ist.

Mit dem Wellenlänge des Pulsers wird nur das Bis-MSB angeregt. Für diesen liegt ein Literaturwert von 1.2 ns vor [11]. Außerdem gibt es für die WLS Farbe einen Vergleichswert von 1.35 ns [20]. Die verwendete Faltung ist aufgrund der varrierenden PMT-Zeitantwort fehlerbehaftet. Trotzdem konnte mit dieser Messung für die Zerfallskonstante die erwartete Größenordnung erzielt werden.

4.5. WOM Rohr

Der letzte zu untersuchende Bestandteil ist das WOM Rohr. Mithilfe einer Simulation kann die Verteilung der Weglänge der Photonen im Rohr und daraus, mit der Lichtgeschwindigkeit in dem Quarzglas, die dazugehörige Zeitverteilung berechnet werden. Zunächst wird in Abschnitt 4.5.1 abgeschätzt, wie groß der Einfluss der Auffächerung des Lichtleiters auf die Zeitverteilung der Signale ist. Der Versuch wird wie in Abschnitt 3 beschrieben aufgebaut. Dabei wurde einmal die gesamte Fläche des PMTs verwendet (siehe Abschnitt 4.5.2) und einmal die Mitte des PMTs abgedeckt (siehe Abschnitt 4.5.3).

4.5.1. Einfluss vom Öffnungswinkel des Lichtleiters auf die Laufzeit der Photonen im WOM Rohr

Wie in Abschnitt 4.2 beschrieben besitzt das Licht des Flüssiglichtleiters eine Ausdehnung. Um den Einfluss auf die Laufzeit zu bestimmen muss zunächst berechnet werden, wie groß die Ausdehnung x des Lichtstrahls ist. Dafür ist in Abbildung 4.20 eine Skizze dargestellt. Zur Vereinfachung wurde angenommen, dass das Licht an dem Ausgang des Lichtleiters an einem Punkt gebündelt ist.

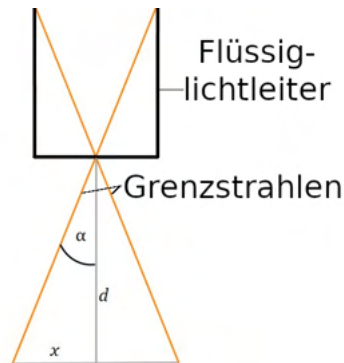


Abbildung 4.20.: Skizze zur Darstellung der Auffächerung des Lichts vom Flüssiglichtleiter.

Aus Abschnitt 4.2 ist bekannt, dass der Winkel $\alpha = 26.5^\circ$ (vgl Gl. (4.2)) groß ist. Für d wurde der Abstand zwischen Lichtleiter und WOM Rohr ausgemessen. Dieser entspricht 0.7 cm. Damit ergibt sich für die Strecke x

$$x = \tan(26.5^\circ) \cdot 0.7 \text{ cm} \approx 0.35 \text{ cm} . \quad (4.7)$$

Um den Einfluss des Öffnungswinkels vom Lichtleiter zu untersuchen, werden für den Abstand des Lichtleiters zum PMT von 74.7 cm die Laufzeiten simuliert. Dabei wird die Zeitverteilung für den kleinst- und größtmöglichen Abstandes von Auftreffen des Lichts zum PMT miteinander verglichen. Die Zeithistogramme für die Abstände von 74.35 cm und 75.05 cm sind in Abbildung 4.21 dargestellt.

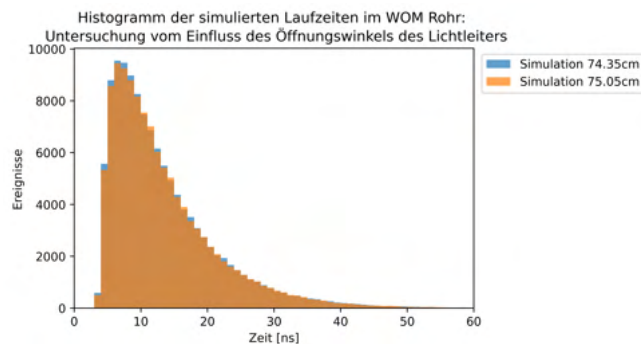


Abbildung 4.21.: Histogramme der simulierten Laufzeiten der Photonen im WOM Rohr für die Abstände 74.35 cm und 70.05 cm.

Die Unterschiede zwischen den simulierten Laufzeiten der Photonen im Quarzrohr sind vernachlässigbar klein.

4.5.2. Aufbau zur Messung des WOM Rohrs mit der gesamten Photokathodenfläche

Bei der Messung wird das WOM Rohr mit einem optischen Gel an den PMT gekoppelt. Der Lichtleiter wird senkrecht zum WOM Rohr ausgerichtet (siehe Abb. 4.22). Mithilfe des Linearmotors können nun unterschiedliche Abstände von dem Lichtleiter zum PMT angefahren werden.

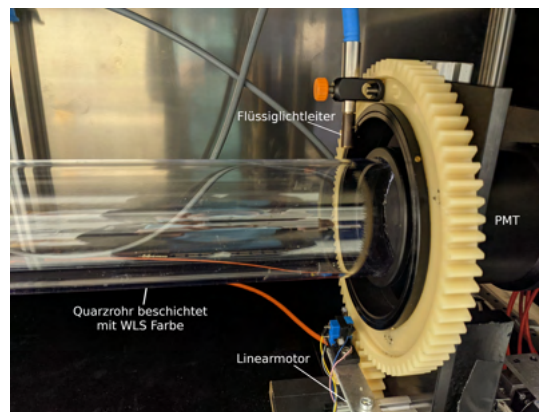


Abbildung 4.22.: Das mit WLS Farbe beschichtete Quarzrohr wird mit einem optischen Gel mit dem PMT gekoppelt. Der Lichtleiter wird senkrecht zu dem Rohr ausgerichtet und seine Position kann durch einen Linearmotor entlang der Rohrlänge variiert werden.

Mit dem Linearmotor wurden in 10 cm Schritten Abstände von 4.7 cm bis 74.7 cm gemessen. Im Anhang sind in Abbildung A.4 alle Graphen abgebildet. In Abbildung 4.23 sind die Messungen für 4.7 cm und 44.7 cm dargestellt.

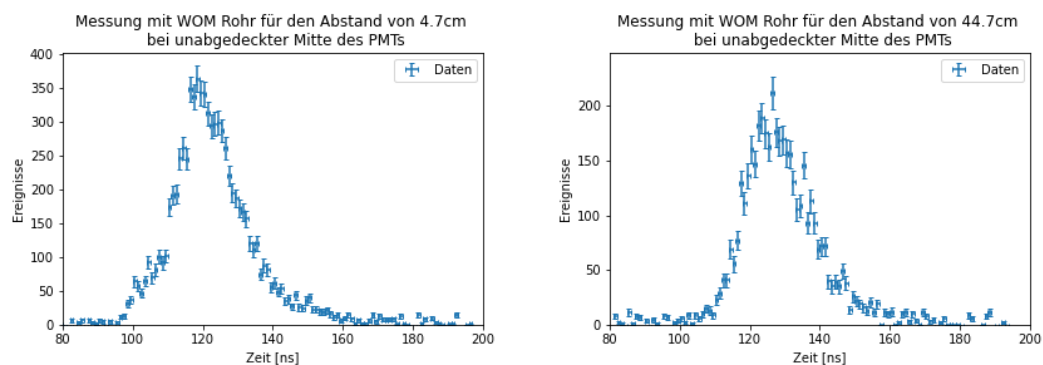


Abbildung 4.23.: Messung der Zeitantwort des gesamten WOMs für zwei unterschiedliche Abstände

Die Messung mit dem kleinsten Abstand bei 4.7 cm weist im Bereich von 95 ns bis 110 ns eine erhöhte Anzahl an Ereignissen auf. Diese Erhöhung ist ebenfalls in man-

chen Messungen in Abbildung 4.8 zu beobachten. Eine mögliche Erklärung ist, dass bei diesem Messaufbau Photonen aus dem Pulser aufgrund des Öffnungswinkels vom Lichtleiter direkt auf den PMT treffen. Dadurch werden nicht nur Signale im Bereich detektiert, wo das WOM Rohr an den PMT gekoppelt ist, sondern auch an anderen Positionen auf der Photokathodenfläche. Wie in Abschnitt 4.3.1 gezeigt verändert sich die Zeitantwort des PMTs je nachdem wo die Photonen auftreffen. Um diesen Fall auszuschließen wird in Abschnitt 4.5.3 die Mitte des PMTs abgedeckt.

In Tabelle 4.3 ist für jeden Abstand der Zeitpunkt und die Anzahl Ereignisse des Maximums aufgelistet.

Abstand [cm]	4.7	14.7	24.7	34.7	44.7	54.7	64.7	74.7
Zeitpunkt [ns]	118	119	119	122	126	126	126	125
Anzahl Ereignisse	364	282	278	235	212	231	227	194

Tabelle 4.3.: Zeitpunkt und Anzahl der Ereignisse des Maximums für die Messung bei unterschiedlichen Abständen zwischen Lichtleiter und PMT.

Beim Vergleich der Messungen ist zu beobachten, dass der Zeitpunkt des Peaks für steigende Abstände nach hinten wandert, weil dadurch die Laufzeit eines Photons im Rohr größer wird (vgl. Abb. A.4 und Tab. 4.3). Außerdem nimmt die Zahl der Ereignisse mit steigendem Abstand ab. Das ist dadurch zu erklären, dass bei höherer Weglänge mehr Photonen absorbiert oder gestreut werden.

Um die Reproduzierbarkeit der Messungen zu überprüfen und somit ebenfalls zu untersuchen, ob es noch weitere Einflüsse gibt, die vom Messaufbau abhängen, wurden die beiden Positionen 14.7 cm und 74.7 cm jeweils vier Mal im Wechsel angefahren. Die dazugehörigen Messungen sind in Abbildung 4.24 abgebildet.

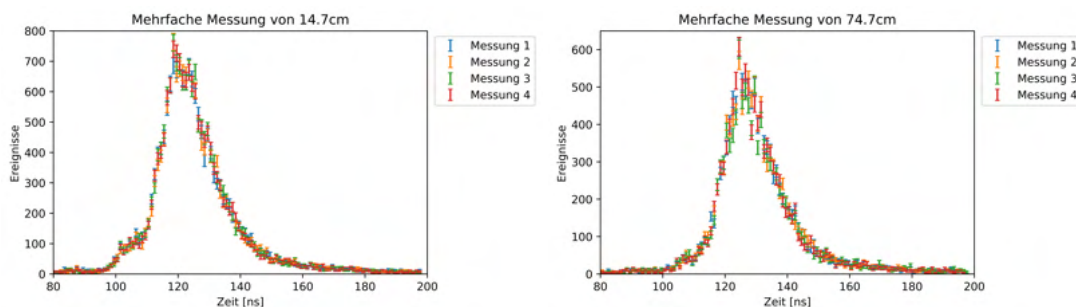


Abbildung 4.24.: Mehrfaches Anfahren der Abstände von 14.7 cm und 74.4 cm um die Konstanz des Messaufbaus zu überprüfen.

Für beide Abstände lässt sich festhalten, dass die Abweichungen der Messungen voneinander klein sind. Somit sind die Messungen reproduzierbar.

Als nächstes soll der Einfluss der Streulänge λ_{sc} der Simulation auf die gesamte Faltung untersucht werden. Hier wurde zunächst eine Faltung aus der Pulserinterpolation f_{Pulser} , einer Gaußfunktion für den PMT, einer Exponentialfunktion für die Farbe und die Verteilung der Simulation verwendet. Dafür wird nur die Streulänge variiert und alle anderen Parameter, wie die Absorptionslänge λ_{abs} oder die Verschiebung entlang der Zeitachse t_0 werden konstant gehalten (s Abb. 4.26).

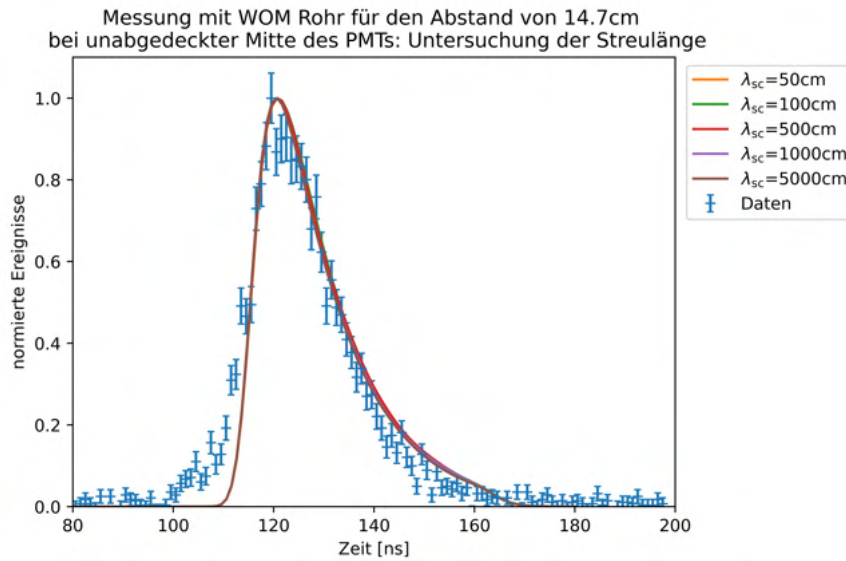


Abbildung 4.25.: Messung der gesamten Zeitverteilung des WOMs für einen Abstand von 14.7 cm bei ungedeckter Mitte des PMT. Bei der Faltung wurden alle Parameter außer die Streulänge konstant gehalten. Für die Streulänge wurden Werte zwischen 50 cm und 5000 cm gewählt.

An Abbildung 4.26 ist zu erkennen, dass die Faltungen trotz drei Größenordnungen Unterschied für alle Streulängen übereinstimmen. Daraus kann man folgern, dass die Streulänge der Simulation die Faltung nicht beeinflusst. Somit wird dieser Wert für die folgenden Werte nicht mehr mit gefittet, sondern auf einen festen Wert von $\lambda_{sc} = 50$ cm gesetzt.

Um die Streulänge der Simulation genauer zu untersuchen wurden Laufzeiten für einen festen Abstand und eine feste Absorptionslänge für verschiedene Streulängen simuliert.

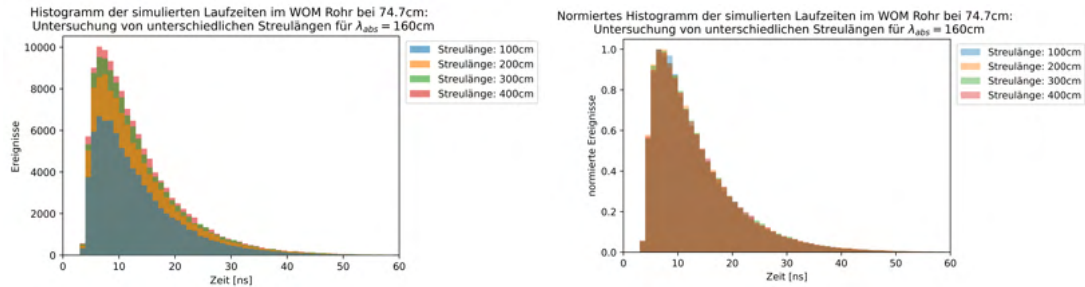


Abbildung 4.26.: Links sind die simulierten Laufzeiten der Photonen im WOM Rohr bei festem Abstand und fester Absorptionslänge für unterschiedliche Streulängen in einem Histogramm dargestellt. Rechts sind die selben Werte abgebildet, wobei die Anzahl der Ereignisse normiert ist, sodass das Maximum bei 1 liegt.

Wie in dem linken Bild von Abbildung 4.26 zu beobachten ist beeinflusst die Streulänge die Anzahl der Ereignisse. Bei einer kürzeren Streulänge werden Photonen bei gleicher durchlaufener Strecke mit einer höheren Wahrscheinlichkeit gestreut. Dadurch erreichen weniger Photonen den PMT. Anhand der rechten Grafik ist zu erkennen, dass die Streulänge dabei die normierte Laufzeit der Photonen nicht beeinflusst. Da bei den Faltungen die Anzahl der Ereignisse normiert wird, ist der Effekt der Streulänge dabei nicht beobachtbar.

4.5.3. Aufbau zur Messung des WOM Rohrs bei Abdeckung der Mitte der Photokathodenfläche

Die Messung aus Abschnitt 4.5.2 wurde wiederholt, wobei die Mitte der Photokathodenfläche wie in Abschnitt 4.3.3 mit einer Pappe von 8 cm Durchmesser, was dem Innenrohrradius des WOM Rohrs entspricht, abgedeckt wird. Dies bietet zwei Vorteile. Einerseits können dadurch mögliche Effekte, die nicht auf die Lichtleitung im Rohr zurückzuführen sind, wie Reflexionen oder Direktlicht minimiert werden. Andererseits wird dadurch nur ein Bereich des PMTs verwendet, dessen Zeitverhalten genauer bekannt ist. Bei der vorherigen Messung mit der gesamten PMT Fläche können Photonen an unterschiedlichen Positionen auf der PMT Oberfläche auftreffen, bei denen das Zeitverhalten des PMTs stark variiert. Durch das Abdecken wird somit die Ungenauigkeit durch den PMT verringert.

Es werden erneut die Abstände von 4.7 cm bis 74.7 cm zwischen Lichtleiter und PMT in 10 cm Schritten gemessen. In Abbildung 4.27 sind die Messwerte für die jeweiligen Abstände abgebildet.

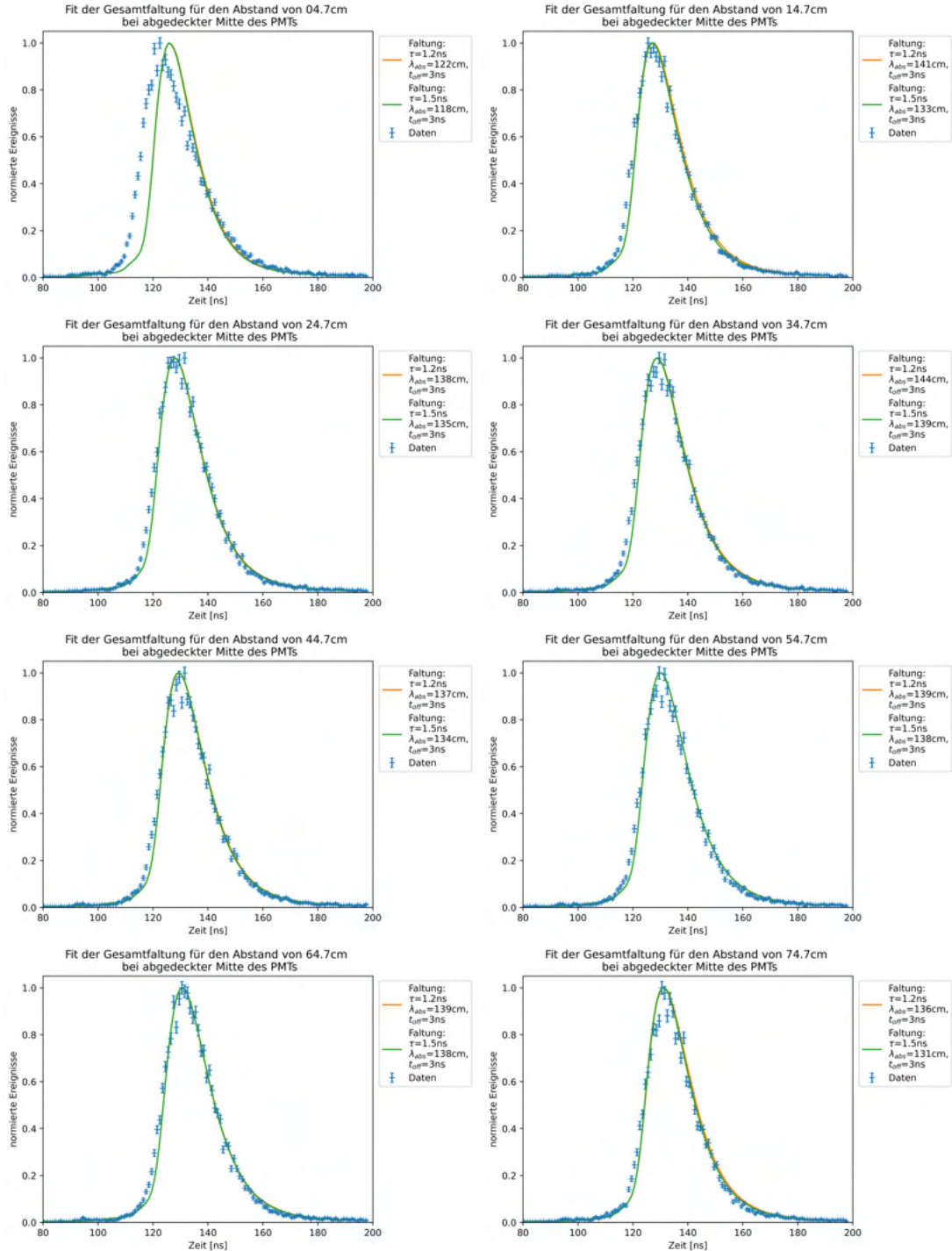


Abbildung 4.27.: Messung der Zeitantwort des gesamten WOMs bei unterschiedlichen Abständen. Dabei ist die Mitte des PMTs abgedeckt. Dazu ist die Gesamtfaltung h_{gesamt} für $\tau = 1.2$ ns und $\tau = 1.5$ ns dargestellt.

Zunächst wurde eine Faltung durchgeführt, die die WLS Farbe und den PMT in dem Bereich, wo er mit dem WOM Rohr gekoppelt ist, beschreibt

$$h_{\text{PMT Rand, WLS}}(t, \tau) = \sum_i f_{\text{PMT, Rand}}(t - i) \cdot f_{\text{WLS}}(i, \tau) \quad (4.8)$$

Diese Faltung wurde für $\tau = 1.2 \text{ ns}$, welches der Literaturwert für die Zerfallskonstante von Bis-MSB ist [11] und $\tau = 1.5 \text{ ns}$, was dem in Abschnitt 4.4.2 gemessenen Wert entspricht. Um die Zeitantwort des gesamten Versuchsaufbaus zu erhalten muss eine Faltung aus der Faltungsfunktion $h_{\text{PMT Rand, WLS}}$ mit der simulierten zeitlichen Streuung durch das WOM Rohr $f_{\text{Rohr}}(t, d, \lambda_{\text{abs}})$ durchgeführt werden. Die Simulation vom WOM Rohr hängt von der Zeit, dem Abstand d , sowie der Absorptionslänge λ_{abs} ab. Es ergibt sich für die Gesamtfaltung

$$h_{\text{gesamt}}(t, \tau, d, \lambda_{\text{abs}}) = \sum_i h_{\text{PMT Rand, WLS}}(t - t_0 - i, \tau) \cdot f_{\text{Rohr}}(i, d, \lambda_{\text{abs}}). \quad (4.9)$$

Für jeden Abstand wurde für beide Zerfallskonstanten ein Fit der Gesamtfaltung h_{gesamt} an die Messwerte durchgeführt und diese sind in Abbildung 4.27 dargestellt. Die optimierten Werte für die Absorptionslängen sind in Tabelle 4.4 zusammengefasst.

Abstand		4.7	14.7	24.7	34.7	44.7	54.7	64.7	74.7
$\tau = 1.2 \text{ ns}$	$\lambda_{\text{abs}} \text{ [cm]}$	122	141	138	144	137	139	139	136
$\tau = 1.5 \text{ ns}$	$\lambda_{\text{abs}} \text{ [cm]}$	118	133	135	139	134	138	138	131

Tabelle 4.4.: Bestimmte Absorptionslängen in Abhängigkeit von dem Abstand für die beiden Werte der Zerfallskonstanten $\tau = 1.2 \text{ ns}$ und $\tau = 1.5 \text{ ns}$.

Sowohl anhand der Werte in Tabelle 4.4 als auch an den Graphen in Abbildung 4.27 lässt sich beobachten, dass die Absorptionslängen für die unterschiedlichen Zerfallskonstanten annähernd gleich sind.

Insgesamt können die Messwerte mit der Gesamtfaltung gut beschrieben werden. Nur für den kleinsten Abstand von 4.7 cm wird der Verlauf der Messwerte durch die Faltung nicht getroffen. Dabei wird der Anstieg der Messwerte durch die Faltung nicht gut abgebildet. Für alle anderen Abstände kann der gesamte Verlauf durch die Faltung widerspiegelt werden. Für den Abstand von 4.7 cm wurden manuell Parameter bestimmt, durch die der Anstieg der Messwerte besser beschreiben wird, als durch die Werte, die mit der Optimierungsfunktion ermittelt wurden (vgl. Abb. 4.28).

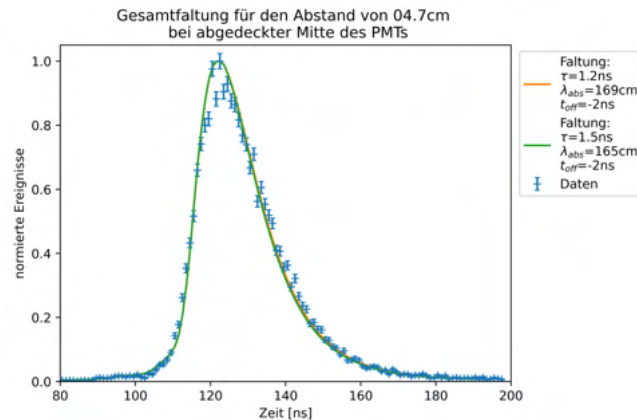


Abbildung 4.28.: An die Messwerte für einen Abstand von 4.7 cm wurde manuell die Werte der Parameter bestimmt, die die größte Übereinstimmung mit den Messwerten ergeben.

Wenn man die Messung für den Abstand von 4.7 cm außer Betracht lässt liegt die bestimmte Absorptionslänge zwischen 131 cm und 144 cm.

4.5.4. Attenuationslänge

Mit den ersten Messungen für das WOM Rohr (Abschnitt 4.5.2) soll die Attenuationslänge bestimmt werden. Dafür wurde für alle Messungen die Anzahl an Ereignissen innerhalb des Zeitintervalls des Signals genommen (siehe Abb. 4.29). Dasselbe wurde für eine Referenzmessung ohne WOM Rohr durchgeführt.

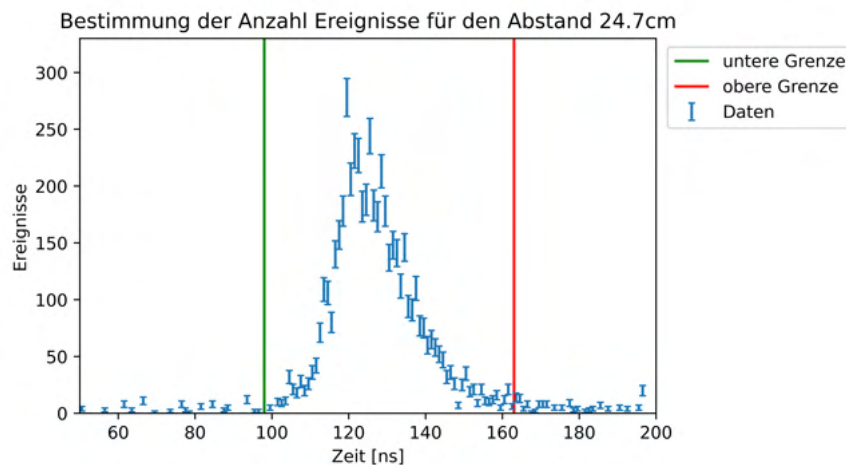


Abbildung 4.29.: Beispiel zur Bestimmung der Anzahl Ereignisse für einen Abstand von 24.7 cm. Dabei wurde über die Anzahl der Ereignisse zwischen oberer und unterer Grenze summiert.

In Tabelle 4.5 ist für alle Abstände die dazugehörige Anzahl an Ereignissen eingetragen. Die Referenzmessung beinhaltet 24531 Ereignisse.

Abstand [cm]	4.7	14.7	24.7	34.7	44.7	54.7	64.7	74.7
Anzahl Ereignisse	8013	5808	5158	4845	4323	4146	4101	3806
Effizienz	0.327	0.237	0.210	0.198	0.176	0.169	0.167	0.155

Tabelle 4.5.: Anzahl der Ereignisse innerhalb des Signals für die unterschiedlichen Abstände. Die Effizienz ist die Anzahl der Ereignisse für den jeweiligen Abstand geteilt durch den Wert der Referenzmessung.

Die Effizienzen erhält man, indem man für den jeweiligen Abstand die Anzahl der Ereignisse durch den Wert der Referenzmessung teilt. Die Effizienzen sind in Abbildung 4.30 gegen die Abstände aufgetragen. An diese Werte kann das sogenannte „flattened model“ gefittet werden. Wenn man dem Modell die Effizienz für die jeweiligen Abstände übergibt kann man die Attenuationslänge als Fitparameter bestimmen. Weiter soll hier auf dieses Modell nicht eingegangen werden. Weitere Informationen zu dem „flattened model“ können in [23] nachgelesen werden.

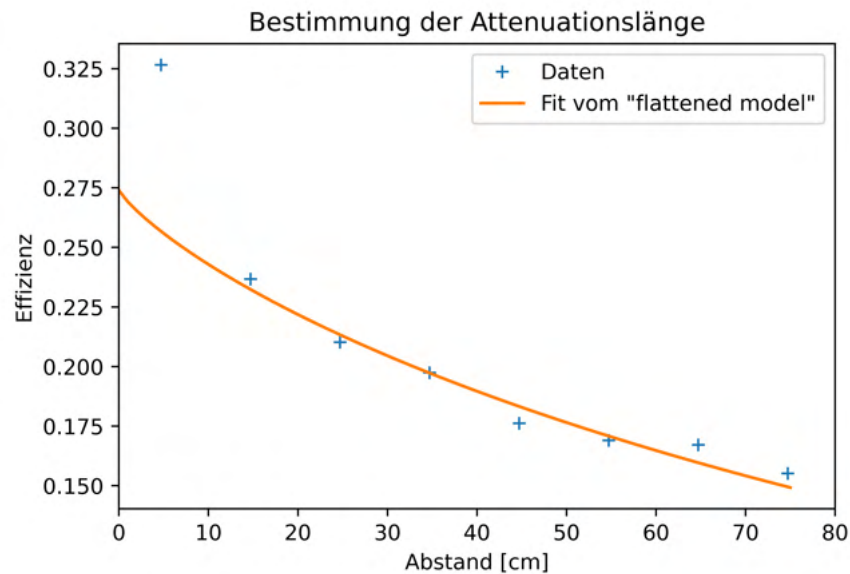


Abbildung 4.30.: Die Effizienz ist gegen den Abstand von Lichtleiter zu PMT aufgetragen. An die Daten ist das „flattened model“ angelegt. Dabei wurde der Punkt zu 4.7 cm aus dem Fit heraus genommen, da für diesen Wert eine Systematik im Messaufbau vermutet wird.

Mit dem *curve_fit* des „flattened model“ erhält man für die Attenuationslänge $\lambda_{\text{att}} = 272$ cm. Bei dem Fit wurde der Abstand von 4.7 cm nicht mitberücksichtigt, da die Effizienz, sowie der Verlauf des Graphens (vgl. Abb. 4.23) für diesen Abstand

von den anderen Messungen abweicht.

Nun soll der Wert, der mit dem „flattened model“ bestimmt wurde mit den Ergebnissen aus Abschnitt 4.5.3 verglichen werden. Die Auswertung hat ergeben, dass die Streulänge als Parameter der Simulation keinen Einfluss auf die Gesamtfaltung hat. Somit kann keine Aussage über seine Größenordnung getroffen werden. Da die Streulänge jedoch einen positiven Wert haben muss kann man aus Gleichung (2.9) eine Beziehung zwischen der Absorptions- und der Attenuationslänge herstellen. Durch Umstellen von Gleichung (2.9) erhält man

$$\lambda_{\text{sc}} = \frac{1}{\frac{1}{\lambda_{\text{att}}} - \frac{1}{\lambda_{\text{abs}}}} > 0. \quad (4.10)$$

Aus dieser Gleichung (4.10) kann man folgern, dass die Absorptionslänge größer als die Attenuationslänge sein muss, $\lambda_{\text{abs}} > \lambda_{\text{att}}$.

Die bestimmte Absorptionslänge liegt zwischen 131 cm und 144 cm. Damit ist sie in etwa halb so groß, wie die berechnete Attenuationslänge. Hier liegt somit eine Unstimmigkeit mit der Aussage, dass die Absorptionslänge größer als die Attenuationslänge sein muss vor.

5. Zusammenfassung und Ausblick

Diese Arbeit behandelte die Zeitantwort des wellenlängenschiebenden optischen Moduls. Dafür wurden zunächst die Zeitantworten der einzelnen Komponenten des Messaufbaus, sowie des WOMs, wie etwa der Photomultiplier oder die wellenlängenschiebende Farbe, im Detail untersucht.

Durch die Kenntnisse der Einzelmessungen zusammen mit einer Simulation der Zeitantwort des WOM Rohrs, die auf Strahlenverfolgung basiert kann der gesamten WOM durch Faltungen beschrieben werden. Dadurch wurde ein Vergleich der experimentell bestimmten Zeitantwort mit der Faltung aus den Einzelkomponenten ermöglicht. Die Ergebnisse aus Simulation und Messung stimmen gut überein. Durch einen Fit der Faltung an die Daten ließ sich für das WOM Rohr eine Absorptionslänge von etwa 140 cm bestimmen. Es konnte festgestellt werden, dass Streuung, unter der Annahme von isotroper Streuung, den Verlauf der Zeitantwort nicht beeinflusst.

Die größte Unsicherheit bei den Messungen stellte der Photomultiplier dar. Grund dafür ist insbesondere die unterschiedliche Zeitantwort abhängig davon, wo das Photon die Photokathodenfläche trifft. Diese Abhängigkeit sollte weiter betrachtet werden, indem man mit dem Ende des Lichtleiters verschiedene Positionen auf der Photokathodenfläche abfährt. Dabei wäre von besonderem Interesse, ob Regelmäßigkeiten, wie eine Rotationsymmetrie für die Zeitantwort des PMTs vorliegen. Außerdem kann die Ursache für den Schwanz der Zeitverteilung, sowie die erhöhte Anzahl an Ereignissen zu Beginn des Peaks untersucht werden. Bei der wellenlängenschiebenden Farbe konnte mit dem zweiten Messaufbau die Zerfallskonstante bestimmt werden, die im Bereich der erwarteten Größenordnung liegt. Um diesen Wert noch genauer zu untersuchen, wurde eine Cuvette mit der wellenlängenschiebenden Farbe beschichtet. Diese kann anschließend in einem Fluorospektrometer analysiert werden. Die Messungen sollen noch durchgeführt werden, um den Wert der Zerfallskonstante mit einer weiten Methode zu überprüfen. Die Gesamtfaltung stimmt insgesamt gut mit den Messungen mit WOM Rohr überein. Hier ist jedoch noch die Frage offen, woher die Diskrepanzen zwischen der Attenuationslänge aus dem „flattened model“ und der bestimmten Absorptionslänge stammen.

A. Anhang

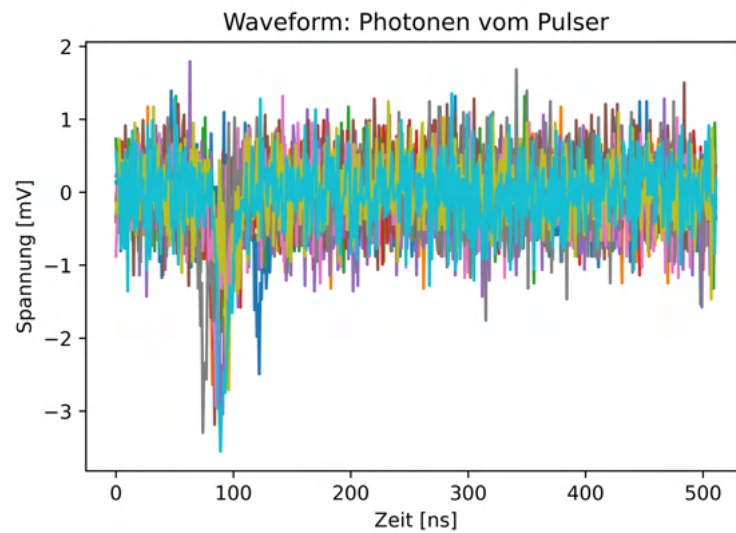


Abbildung A.1.: Exemplarische Abbildung von 10 Waveforms zur Darstellung der Anhäufung von Lichtsignalen bei einer Zeit von 100 ns. Diese stammen überwiegend von Pulslerphotonen, da die Ankunftszeit der Signale durch den Trigger annähernd konstant ist.

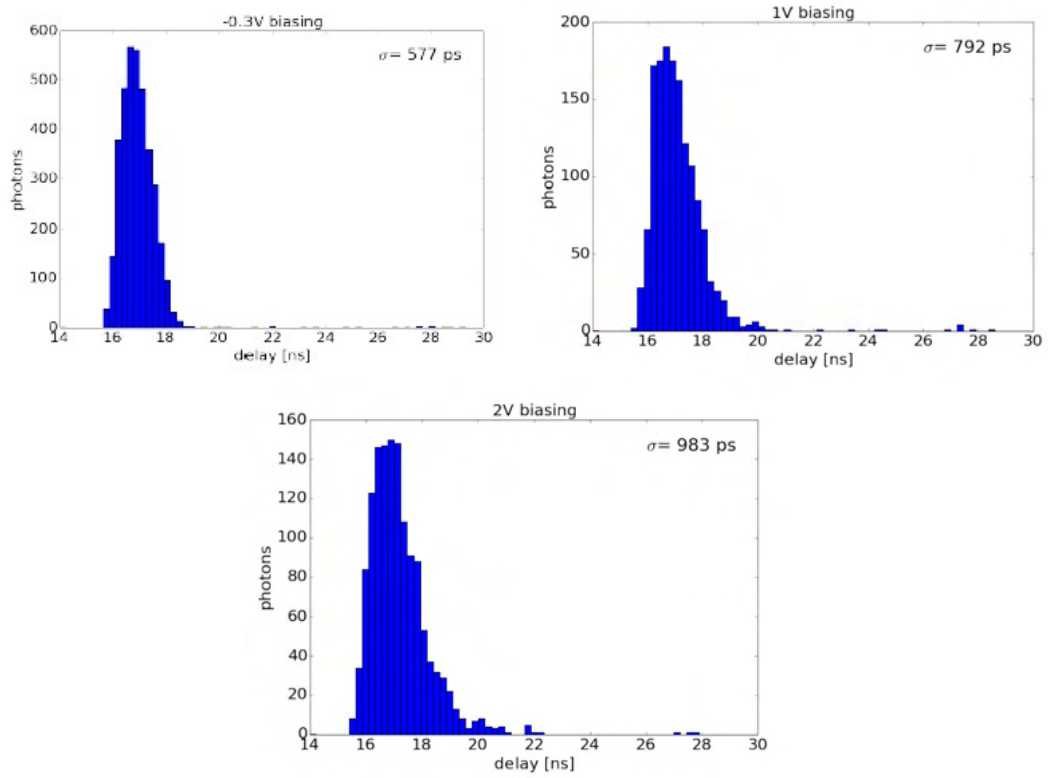


Abbildung A.2.: Zeitverteilung des Pulsers für unterschiedliche Biasspannungen. [15]

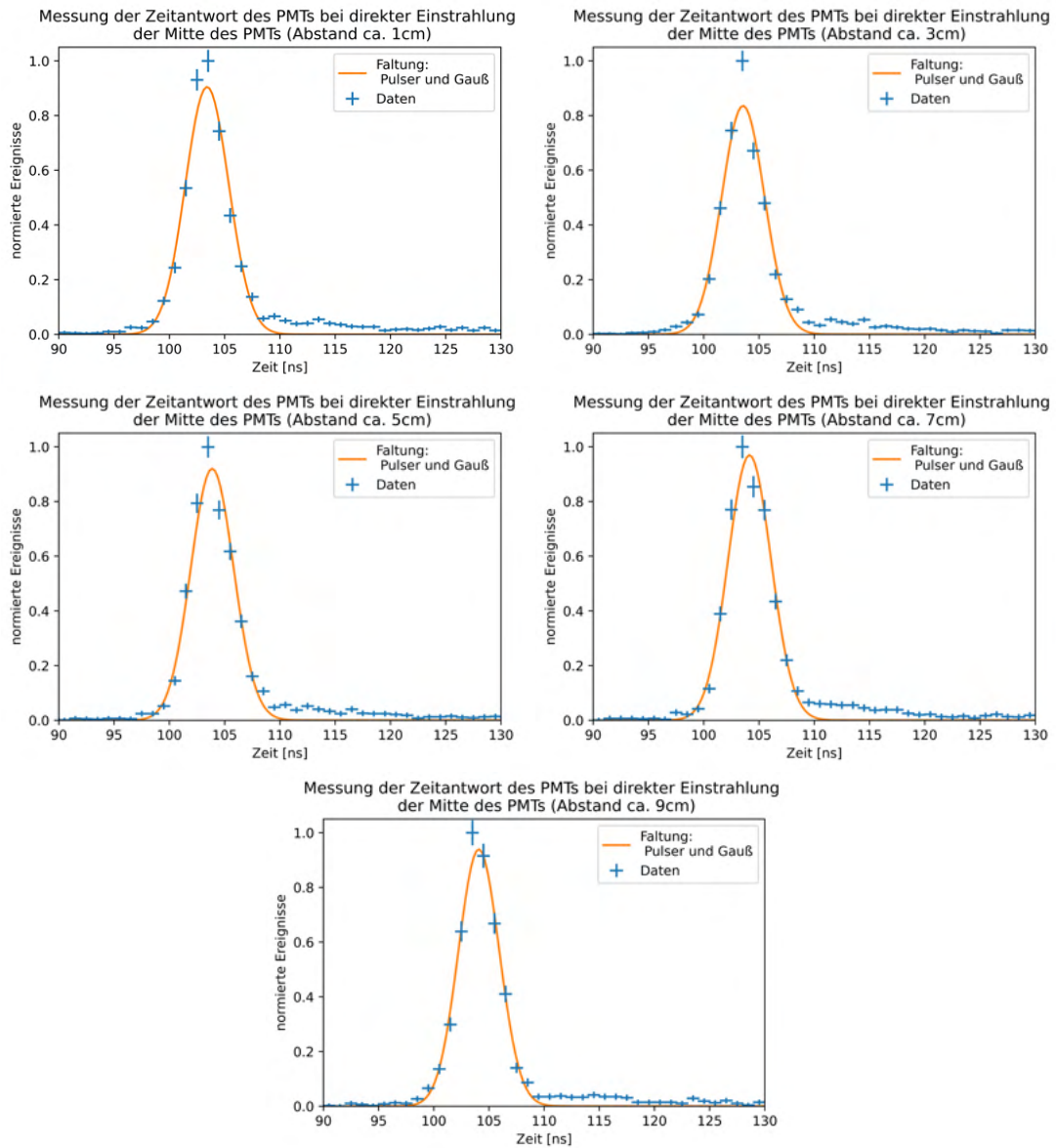


Abbildung A.3.: Messung der PMT Zeitverteilung für unterschiedliche Abstände von dem PMT mit Faltung aus Pulser-Interpolation und Gaußfunktion.

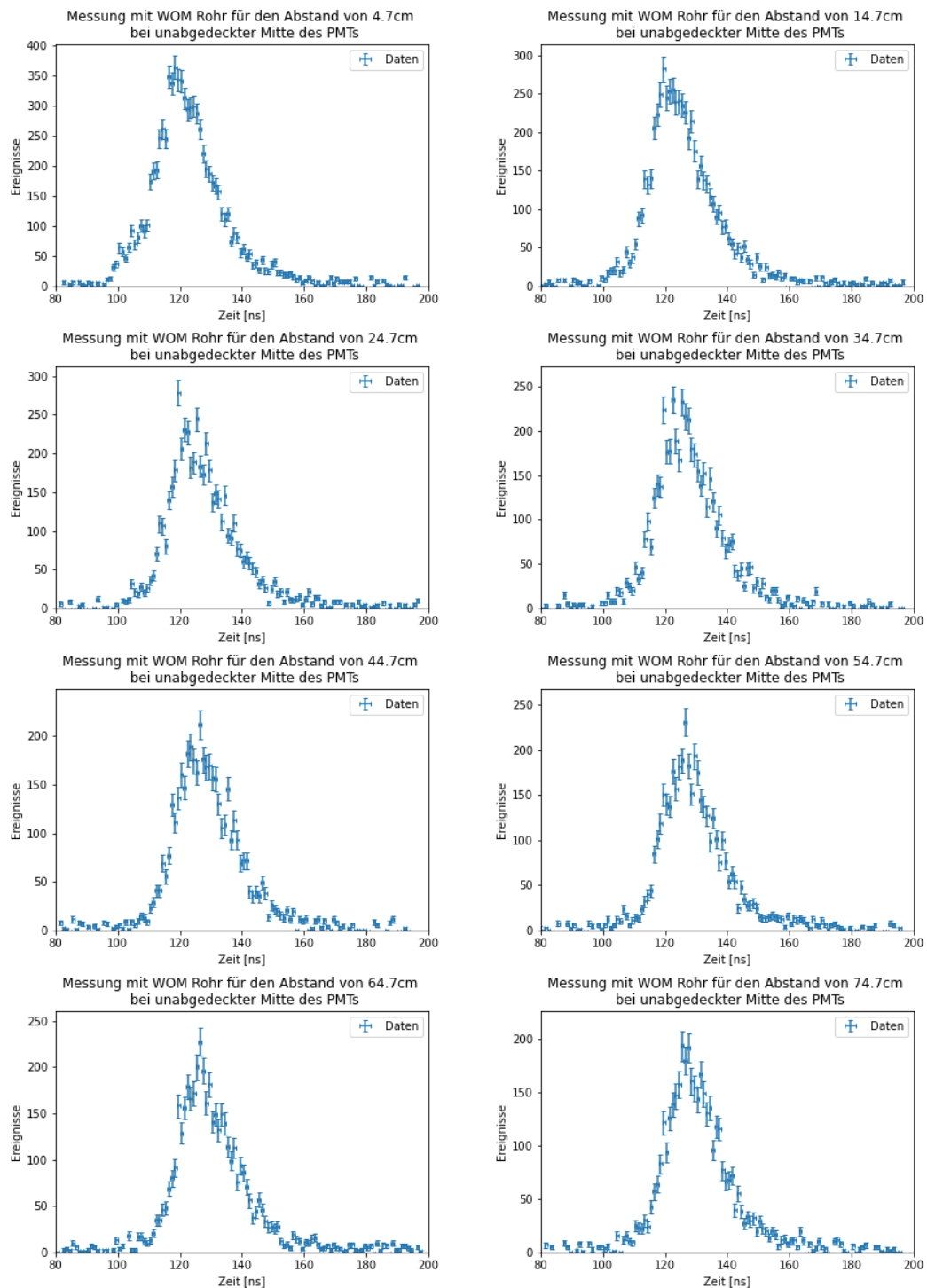


Abbildung A.4.: Messung der Zeitantwort des gesamten WOMs bei unterschiedlichen Abständen.

B. Literaturverzeichnis

Literatur

- [1] Springer Verlag GmbH Deutschland 2017. *Faltung von Verteilungsfunktionen*. URL: <https://www.spektrum.de/lexikon/mathematik/faltung-von-verteilungsfunktionen/2948>.
- [2] B. Bastian-Querner et al. "The Wavelength-shifting Optical Module". to appear.
- [3] P.-A. Amaudruz u. a. "In-situ characterization of the Hamamatsu R5912-HQE photomultiplier tubes used in the DEAP-3600 experiment". In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 922 (Apr. 2019), S. 373–384. ISSN: 0168-9002. DOI: 10.1016/j.nima.2018.12.058. URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2018.12.058>.
- [4] AAT Bioquest. *Fluorescence Spectrum Viewer*. URL: <https://www.aatbio.com/fluorescence-excitation-emission-spectrum-graph-viewer/HYcCXJem>.
- [5] K. Carnes. *Constant Fraction Discriminators*. 2003. URL: <https://jrm.phys.ksu.edu/Resource/Pubs/CFD/CFD.html>.
- [6] P. Peiffer und D. Hebecker. "Overview and Performance of the Wavelength-shifting Optical Module (WOM)". In: *PoS ICRC 2017 (2018)*. DOI: <https://pos.sissa.it/301/1052/pdf>.
- [7] Dudenredaktion. "Peak" auf Duden online. URL: <https://www.duden.de/rechtschreibung/Peak>.
- [8] Hardy42. Attribution-Share Alike 2.0 Austria-Lizenz. 2007. URL: https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Reflexion_Brechung.png.
- [9] D. Hebecker. *Development of a single photon detector with wavelength shifting and light guiding technology*. 2014. URL: https://www-zeuthen.desy.de/~hebecker/Publications_etc./Master_Thesis/Dustin_hebecker_master_thesis.pdf.
- [10] Edinburgh Instruments. *What is the Stokes Shift?* URL: <https://www.edinst.com/blog/what-is-the-stokes-shift/>.
- [11] K. Kleinknecht. *Detektoren für Teilchenstrahlung*. 4. Aufl. Vieweg+Teubner Verlag, Wiesbaden, 2005. ISBN: 978-3-8351-0058-9. URL: <http://link.springer.com/content/pdf/10.1007%2F978-3-322-82205-5.pdf>.
- [12] A. Korner. *Brechungsindex*. URL: <https://homepage.univie.ac.at/alfred.korner/EW/Brechungsindex.pdf>.

-
- [13] M. Rongen und M. Schaufel. “Design and evaluation of a versatile picosecond light pulser”. In: *JINST* 13.06 (2018), P06002. DOI: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/06/P06002>. arXiv: 1805.00822 [physics.ins-det].
- [14] Bundesrepublik Deutschland - Deutsches Patent- und Markenamt. *Übersetzung der europäischen Patentschrift*. 2007. URL: <https://patentimages.storage.googleapis.com/4d/93/37/c2b1ebcef25688/DE69935236T2.pdf>.
- [15] mrongen. “Characterization report”.
- [16] H. Kolanoski und N. Wermes. *Teilchendetektoren*. Springer Spektrum, Berlin, Heidelberg, 2016. ISBN: 978-3-662-45349-0. DOI: <https://doi.org/10.1007/978-3-662-45350-6>.
- [17] W. Pfeiler. *Experimentalphysik. Band 4: Optik, Strahlung*. De Gruyter, Berlin, 2013. ISBN: 978-3-110-67571-9.
- [18] Qwerty123uiop. Attribution-Share Alike 3.0 Unported-Lizenz. 2013. URL: <https://commons.wikimedia.org/wiki/File:PhotoMultiplierTubeAndScintillator.svg>.
- [19] J. Rack-Helleis. *Efficiency Determination of the Wavelength-shifting Optical Module (WOM)*. 2019. URL: https://butler.physik.uni-mainz.de/icecube/thesis/master_John_Rack-Helleis.pdf.
- [20] J. Rack-Helleis. *Persönliche Kommunikation*.
- [21] J. Rack-Helleis, A. Pollmann und M. Rongen. “The Wavelength-shifting Optical Module (WOM) for the IceCube Upgrade”. In: *PoS ICRC2021* (2021), S. 1038. DOI: 10.22323/1.395.1038.
- [22] S. W. Smith. *The Scientist and Engineer’s Guide to Digital Signal Processing*. California Technical Publishing, 1999. ISBN: 0-9660176-7-6.
- [23] F. Thomas. *Light propagation simulation for the Wavelength-shifting Optical Module on CUDA GPUs*. 2019.

C. Danksagung

Ein großer Dank geht an Sebastian Böser für die Möglichkeit trotz Corona eine experimentelle Arbeit zu schreiben. Ich möchte mich bei der gesamten Arbeitsgruppe, aber insbesondere bei Martin und John, für die anregenden Diskussionen in den Meetings und auch außerhalb bedanken.

John danke ich für die gute Betreuung und besonders für die vielen letzten und allerletzten Messungen, die mir immer viel Spaß gemacht haben und durch die ich viel gelernt habe.

Zuletzt möchte ich meiner Familie und meinen Freunden danken, die mich immer und besonders in stressigen Phasen, unterstützt und motiviert haben.