

Untersuchung der Winkelabhängigkeit der
Detektionsrate eines mit Lumogen beschichteten
Silizium-Photomultipliers

BACHELORARBEIT AUS DER PHYSIK

Vorgelegt von
DENNIS HAAG
am 06.09.2016

FRIEDRICH-ALEXANDER-UNIVERSITÄT ERLANGEN-
NÜRNBERG



Betreuer: Thilo Michel

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	3
2 Theoretische Grundlagen	5
2.1 Silizium Photomultiplier	5
2.1.1 Aufbau und Funktion	5
2.1.2 Charakteristika	8
2.2 Wellenlängenschieber	10
2.3 Reflexion an Grenzflächen	12
3 Messaufbau	15
3.1 Lichterzeugung	15
3.2 Lichtdetektion	18
4 Auswertung	19
4.1 Auswertungsmethoden	19
4.1.1 Pulshöhenspektrum	19
4.1.2 Ladungsspektrum	20
4.2 Dunkelmessung	21
4.3 Lichtmessung	24
4.4 Diskussion der Messergebnisse	33
5 Zusammenfassung und Ausblick	39

1 Einleitung

Der Nachweis physikalischer Vorgänge mit niedrigen Raten benötigt hocheffiziente Detektoren. Ein Beispiel für einen solchen sind sogenannte Silizium-Photomultiplier (SiPM). SiPMs sind eine neue Technologie von Ein-Photonen Detektoren, die in der Teilchen- und Astroteilchenphysik, sowie der medizinischen Bildgebung Anwendung finden. Seine herausragenden Eigenschaften zeigen sich in dessen Kompaktheit und Robustheit, geringen Kosten, Strahlungsresistenz, geringer Wechselwirkung mit ionisierter Strahlung, geringen Sensitivität für Magnetfelder [1] und dessen hoher interner Verstärkung bei kleiner Operationsspannung [2]. Die bodengebundene Gammastrahlungsastronomie zeigt großes Interesse an SiPMs zur Bestückung ihrer Kameras [3], welche die durch kosmische Strahlung erzeugte Cherenkov Strahlung detektieren sollen [4]. Ein weiteres zukünftiges Projekt, welches SiPMs verwenden wird, ist das nEXO Experiment. Ziel ist der Nachweis des neutrinolosen Doppel-Betazerfalls. Dieser ist ein hypothetischer, nach dem Standardmodell verbotener, Zerfall, der sich ereignet, sofern Neutrinos massenbehaftete Majorana Teilchen sind. Hierbei zerfällt ein Kern mit Z Protonen in einen mit $Z+2$ Protonen bei gleichbleibender Nukleonenzahl. Begleitet wird der Zerfall durch Emission zweier Elektronen, deren Summe an kinetischer Energie stets gleich ist und der Massendifferenz des Mutter- und Tochterkerns entspricht [5]. Geplant ist ein Detektor mit etwa 5 t flüssigem Xenon. Das Xenon wird im Isotop ^{136}Xe angereichert, welches mittels des doppelten-Betazerfalls in ^{136}Ba übergeht. Flüssiges Xenon ist unter anderem ein Szintillator, dessen Szintillationslicht eine Wellenlänge von etwa 175 nm hat und damit im UV-Bereich liegt [6]. Für die Detektion von Photonen dieser Wellenlänge ist es notwendig, SiPMs zu entwickeln, sodass diese eine hohe Sensitivität im Bereich des Szintillationslichts aufweisen. Eine mögliche Methode stellt die Beschichtung der SiPMs mit lumineszenten Materialien dar, welche das UV Licht absorbieren und im sichtbaren Bereich emittieren [7]. Da der senkrechte Photoneneinfall einen Bruchteil der auf den SiPM treffenden Strahlung ausmacht, ist es von Interesse, inwieweit sich die Detektionsrate der beschichteten SiPMs unter Änderung des Einfalls winkels ändert. Die Abhängigkeit des Einfalls winkels wurde im Rahmen dieser Arbeit untersucht.

Es wurde ein mit Lumogen beschichteter SiPM der Firma Ketek bei Licht der Wellenlänge 300 nm unter Änderung des Winkels untersucht. In den folgenden Kapiteln werden zunächst theoretische Grundlagen angesprochen und der Messaufbau skizziert. Hierauf folgt die Auswertung der zugehörigen vorbereitenden Messungen und der Messung des Winkeleinflusses unter Beleuchtung. Die Ergebnisse werden erläutert, die auftretenden Ungenauigkeiten besprochen und es wird ein Ausblick zur Verbesserung des Experiments gegeben.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Silizium Photomultiplier

2.1.1 Aufbau und Funktion

Der Silizium Photomultiplier (SiPM) ist ein Halbleiterbauelement zur Detektion von Photonen. Der SiPM ist aus mehreren Pixeln aufgebaut, wobei jeder Pixel aus einer Avalanche Photodiode (APD) besteht [8].

Der grundlegende Aufbau einer APD basiert auf einer $p^+ - i - p - n^+$ Siliziumanordnung. Die Buchstaben n und p bezeichnen hierbei die Dotierung eines Halbleiters. Dotierung bezeichnet den Einbau elektrisch aktiver Störstellen in Form von Fremdatomen höherer Protonenzahlen (n) bzw. geringerer Protonenzahlen (p), wohingegen der Index + für eine höhere Dotierungsdichte und das i für eine intrinsische, undotierte Schicht stehen. Die intrinsische Schicht dient als Absorptionsregion für Photonen. Zweck der Dotierung ist es die Ladungsträgerkonzentration, und somit die Anzahl der freien Ladungsträger zu erhöhen. Werden verschiedene dotierte Schichten zusammengeführt, beispielsweise p und n , so wird Diffusion in Richtung des Ladungsträgerkonzentrationsgradienten beobachtet. Elektronen diffundieren in den Bereich geringerer Konzentration an Elektronen (p -Schicht) und die Elektronenfehlstellen in den Bereich höherer Konzentration an Elektronen (n -Schicht) [9]. Am Übergang zwischen p - und n -Schicht bildet sich ein elektrisches Feld aus, das durch Anlegen einer äußeren Spannung in Sperrrichtung verstärkt wird. Die freien Ladungsträger driften entlang des elektrischen Feldes, das aus der angelegten Spannung resultiert. Unter ausreichender Beleuchtung, wodurch mittels innerem Photoeffekt Elektron-Loch Paare erzeugt werden, kann ein zum Photonenfluss proportionaler Strom registriert werden. Soll der Fluss einzelner Photonen gemessen werden, so sind hohe interne Verstärkungen notwendig, welche aus hohen elektrischen Feldern am $p-n$ -Übergang resultieren. Hohe Verstärkung bedeutet, dass der Prozess der Elektron-Loch Paar Erzeugung in Form von Teilchenlawinen abläuft. Eine Lawine (engl.: Avalanche) entsteht durch Stoßionisation von Elektronen in der APD, hauptsächlich in der Multiplikationsregion, welche durch die p und n^+ Schichten gebildet wird. Die freien Ladungsträger erreichen die für Stoßionisation notwendige Energien durch Beschleunigung im elektrischen Feld [1]. Das Eintrittsfenster der Photonen ist abhängig von dem gewünschten Anwendungsbereich. Für kurzwellenlängige Anwendung ist die Absorptionsregion oberhalb, für langwellige Anwendungen unterhalb der der Avalanche Region [10]. Dies liegt an den verschiedenen Absorptionslängen von Photonen in Silizium. Siehe hierzu [11] S.261. Der grundlegende Aufbau, der Lawinenprozess und die absolute Feldstärke sind in Abb. 2.1 und Abb. 2.2 zu sehen.

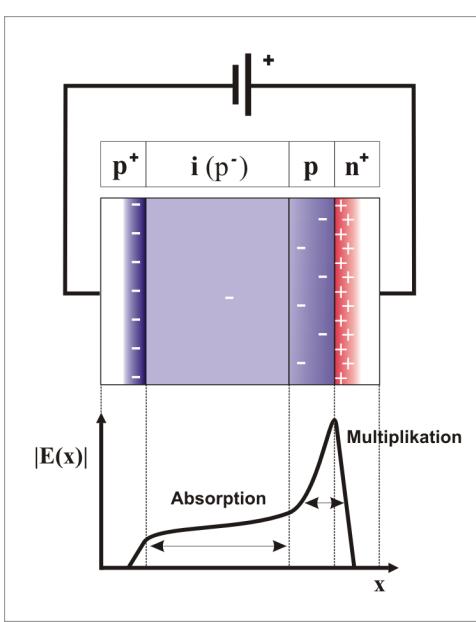


Abbildung 2.1: Aufbau einer APD und die zugehörige Feldverteilung: Die i-Schicht fungiert als Absorptionsregion und der $p-n$ -Übergang als Avalanche Region. Das E-Feld erreicht sein Maximum am $p-n$ -Übergang. Entnommen aus [12].

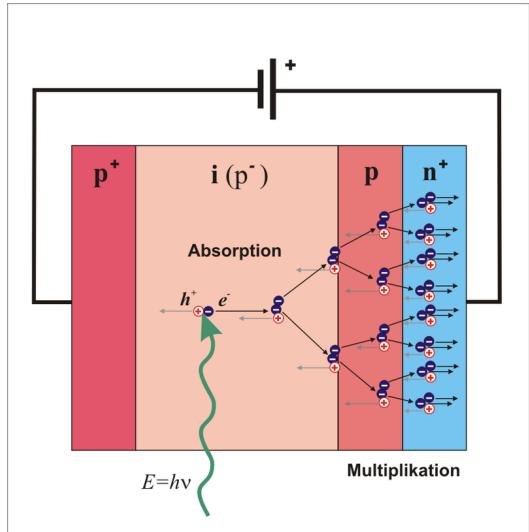


Abbildung 2.2: Avalanche Prozess in einer einzelnen APD. Das Photon wird in der i-Schicht absorbiert wodurch ein Elektron-Loch Paar entsteht. Die Ladungsträger werden entlang des externen elektrischen Feldes beschleunigt und gewinnen dabei an Energie. Durch Stossionisation werden weitere Elektron-Loch Paare erzeugt. Entnommen aus [13].

Die für eine Lawine notwendige Spannung wird erreicht, sobald die sogenannte Durchbruchsspannung U_{BD} überschritten wird. Diese Spannung gibt die Schwelle an, ab welcher Photoelektronen im elektrischen Feld stark genug beschleunigt werden um nicht abbrechende Lawinen auslösen zu können. SiPMs werden oberhalb der Durchbruchsspannung, im sogenannten Geiger-Modus [8], betrieben, was zu einem exponentiellen Anstieg an Sekundärelektronen in einer APD und somit zur Degeneration dieser führen würde. Um dem exponentiellen Verhalten entgegenzuwirken wird jedem Pixel ein Widerstand, welcher Löschwiderstand genannt wird und zu einem Abbruch des Lawinenstromes führt, in Reihe geschaltet [1, 8]. Eine Skizze eines SiPM ist in Abb. 2.3 zu sehen. Das Eintrittsfenster eines einzelnen Pixels ist mit einer Antireflexionsschicht überzogen, um Reflektionsverluste zu verringern. Es folgen eine Passivierungsschicht um die freien Siliziumbindungen an der Oberfläche zu binden, eine p dotierte Schicht, die Avalanche Zone, in welcher der Lawinenprozess abläuft und ein n-dotierter Boden. Weiterhin sind der Löschwiderstand („Quenching Resistor“) eingezeichnet, welcher zum Abbruch der Lawine im zugehörigen Pixel führt, und die Schiene für die Biasspannung, welche die an den SiPM angelegte Spannung bezeichnet.

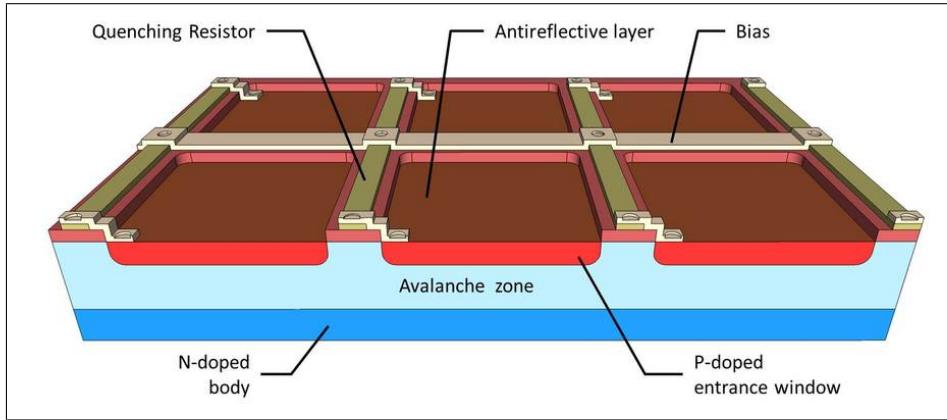


Abbildung 2.3: Die Abbildung zeigt einen Querschnitt eines SiPM. Entnommen aus [14].

Ein durch ein einzelnes Photon ausgelöster¹ Pixel erzeugt einen zur angelegten Spannung proportionalen Spannungspuls. In einem aufgelösten Pixel sinkt der Widerstand bei einhergehender Stromerhöhung. Diese Stromerhöhung führt zu einem Anstieg der über dem Löschwiderstand abgegriffenen Spannung. Da die Biasspannung konstant ist, führt dies zu einem Spannungsabfall in dem Pixel. Werden mehrere Pixel simultan ausgelöst ergibt sich das Gesamtsignal aus der Addition der einzelnen Pulse. Abb. 2.4 zeigt eine Überlagerung invertierter Pulse.

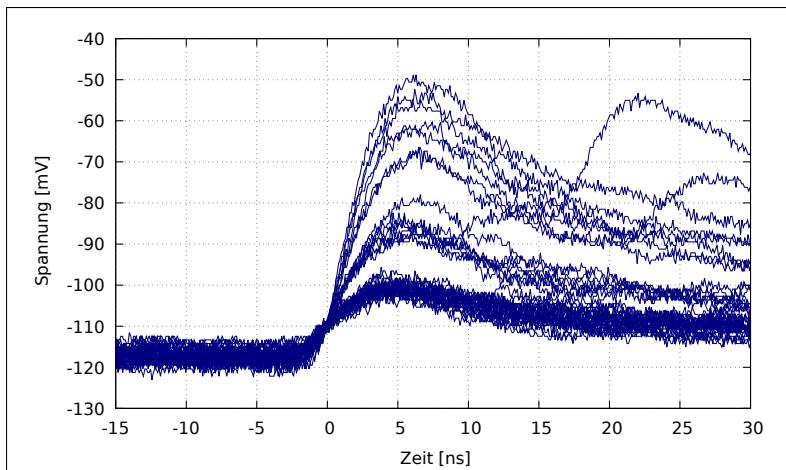


Abbildung 2.4: Überlagerung mehrerer Pulse. Es ist eine Diskretisierung der Pulshöhen zu erkennen, welche durch simultanes Auslösen mehrerer Pixel entsteht. Zwischen -15 ns und 0 ns ist die Baseline zu sehen. Diese entspricht dem Grundlevel des Rauschen.

¹kurz für Auslösen einer Avalanche

2.1.2 Charakteristika

Dunkelrate

Für Temperaturen oberhalb Null Kelvin können in Halbleitern thermisch generierte Elektron-Loch-Paare entstehen. Treten diese Elektronen in die Avalanche Region (vgl. Abb. 2.2), so können diese ebenfalls eine Lawine auslösen. Diese Signale, die nicht durch einfallende Photonen entstanden sind, werden Dunkelereignisse genannt. Diese sind durch den SiPM registrierte Ereignisse, die keiner Photonenquelle entstammen und somit eine gerätespezifische Störquelle darstellen. Die Rate an Dunkelereignissen ist stark temperatur- und spannungsabhängig. Mit sinkender Temperatur und Biasspannung sinkt die Dunkelrate. Typische Dunkelraten betragen bei Raumtemperatur 0,1 bis 1 MHz pro Quadratmillimeter [1]. Abb. 2.5 zeigt die Dunkelrate in Abhängigkeit der Temperatur für einen SiPM PM3350 der Firma Ketek.

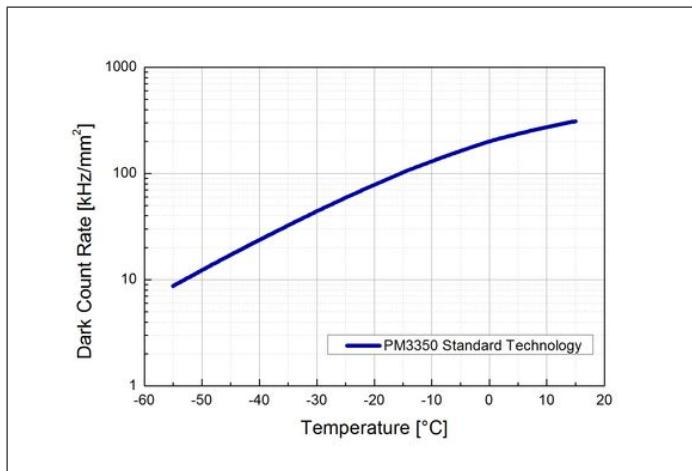


Abbildung 2.5: Dunkelrate in Abhängigkeit der Temperatur. Die Dunkelrate nimmt exponentiell mit der Temperatur zu. Entnommen aus [14].

Gain

Der Gain ist die totale in einer Lawine ausgelöste Ladungsmenge an Elektronen normiert auf die Elektronenladung [15] und gibt den Wert der internen Verstärkung, genannt Gain G , an. Der Gain entspricht also der Anzahl der durch ein Photoelektronen entstandenen Sekundärelektronen. Typische Werte liegen bei etwa 10^6 [11]. Er ist proportional zum Spannungsabfall in einem Pixel. Es gilt [16]:

$$G = N_{e^-} = \frac{C_{Pixel} \Delta U}{e} \quad (2.1.1)$$

mit N_{e^-} als Anzahl der Sekundärelektronen, C_{Pixel} als Kapazität des p - n -Übergangs eines Pixels und der Overvoltage ΔU [16]

$$\Delta U = U_{bias} - U_{BD}, \quad (2.1.2)$$

welche den Spannungswert oberhalb der Durchbruchsspannung angibt.

Der Gain ist abhängig von der Temperatur und der Overvoltage, welche nach Gleichung 2.1.1 direkt proportional zum Gain ist. Für die Temperaturabhängigkeit gilt [17]:

$$\frac{1}{G} \left(\frac{\partial G}{\partial T} \right) = -\frac{1}{\Delta V} \left(\frac{\partial U_{BD}}{\partial T} \right). \quad (2.1.3)$$

Photonachweiswahrscheinlichkeit

Die Wahrscheinlichkeit, dass ein auf den SiPM treffendes Photon detektiert wird, wird Photonachweiswahrscheinlichkeit (engl.: Photon-Detection-Efficiency (PDE)) genannt. Die PDE ist abhängig von der Quanteneffizienz QE, die das Verhältnis zwischen durch inneren Photoeffekt angeregten Elektronen und dem einfallenden Photonenfluss angibt [11], dem geometrischen Füllfaktor F , der das Verhältnis zwischen der Fläche, die sensitiv auf Photonen ist, und der Gesamtfläche des Detektors beschreibt [11] und der Lawinentriggerwahrscheinlichkeit P_{av} , die die Wahrscheinlichkeit angibt, dass ein angeregtes Elektron eine Lawine auslöst [16]. Es gilt [11]:

$$PDE = QE \cdot F \cdot P_{av}. \quad (2.1.4)$$

Da die Bestimmung dieser Größen kompliziert ist, wird das Verhältnis von einfallender zur durch den Detektor registrierten Photonenanzahl betrachtet

$$PDE = \frac{N_{reg}}{N_{ein}}. \quad (2.1.5)$$

Gleichung 2.1.5 gilt, wenn die Anzahl der Pixel die Rate der einfallenden Photonen deutlich überwiegt, sodass Sättigungseffekte der Pixel vernachlässigt werden können. Sie ist nur für den in Abb. 2.6 eingezeichneten linearen Bereich anwendbar.

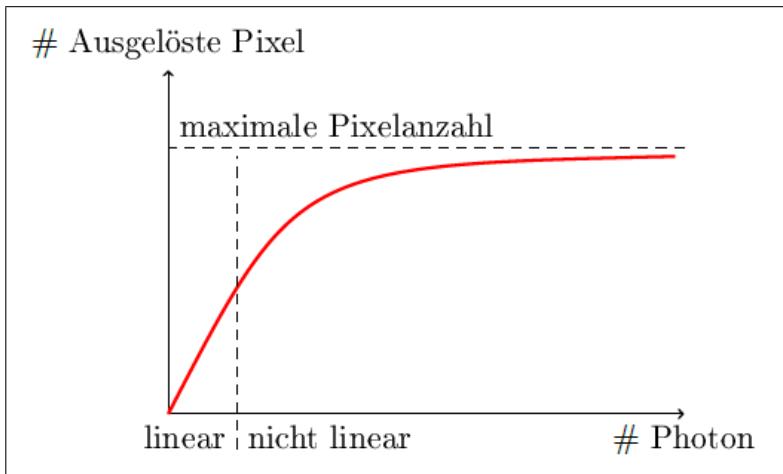


Abbildung 2.6: Anzahl der ausgelösten Pixel aufgetragen gegen die auf die SiPM Oberfläche einfallende Photonenanzahl. Für geringe Photonenraten ist das Verhältnis konstant. Mit steigenden Photonenraten ist der Detektor in Sättigung. Nahezu alle Pixel sind ausgelöst und die einfallenden Photonen werden innerhalb der Erholungszeit der Pixel nicht registriert. Entnommen aus [18].

Die PDE des in dieser Arbeit verwendeten SiPM sinkt für Wellenlängen unter 400 nm, wie in Abb. 2.7 zu sehen ist. Photonen unter 400 nm werden größtenteils unter der Silizium Oberfläche innerhalb weniger nm absorbiert. Bei Absorption in der hochdotierten Region unterhalb der Oberfläche gehen die durch inneren Photoeffekt erzeugten Elektron-Loch Paare aufgrund sehr kurzer Rekombinationszeiten verloren [1].

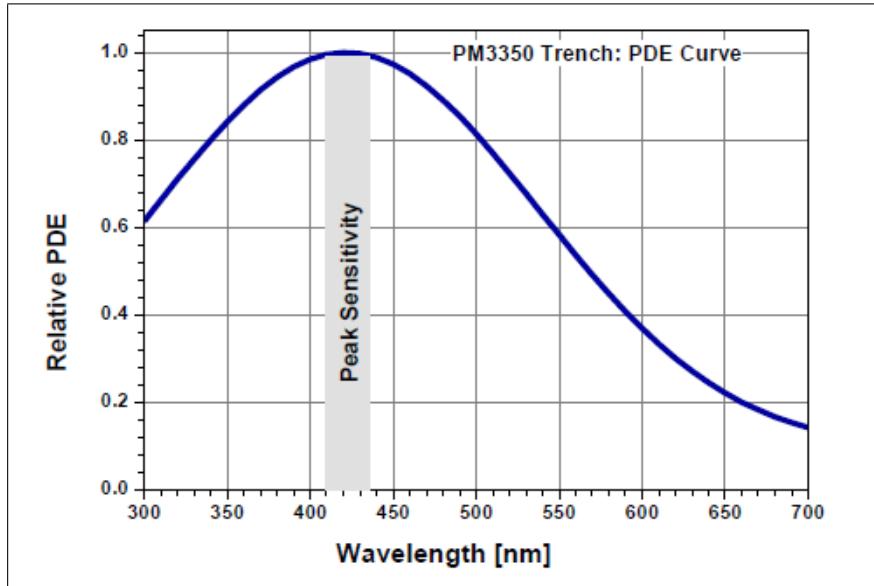


Abbildung 2.7: Relative PDE in Abhängigkeit der Wellenlänge eines SiPM PM3350. Das PDE Maximum liegt bei etwa 425nm. Entnommen aus [14].

2.2 Wellenlängenschieber

Um eine bessere Sensitivität unterhalb 400 nm ermöglichen zu können, werden SiPM mit Wellenlängenschiebern beschichtet. Diese sind lumineszente Materialien, die je nach Zusammensetzung, ihre Emissionsmaxima im sichtbaren Wellenlängenbereich haben. Hierbei wird ein Photon an einem Elektron absorbiert, welches in ein Vibrationsniveau angeregt wird. Nach strahlungslosen Übergängen zwischen den Vibrationsniveaus in ein tieferes angeregtes Niveau wird unter Abregung in den Grundzustand ein Fluoreszenzphoton emittiert [19]. Abb. 2.8 zeigt ein Beispielschema für einen solchen Vorgang.

Um die Verluste in Lumogen beschreiben zu können führt man einen Effizienzfaktor η ein, welcher den Anteil des geschobenen und am Detektor an kommenden Lichts beschreibt [7]. Zwei der dominanten Verluste sind die Reflexion an den Grenzflächen Luft-Lumogen und Lumogen-Silizium sowie isotrope Emission der geschobenen Strahlung. Absorption in Lumogen kann durch mehrere Prozesse stattfinden: Absorption der primären Strahlung, die die Grenzfläche Luft-Lumogen passiert, Selbstabsorption der durch Lumogen emittierten Strahlung und Absorption der an der Grenzfläche

Lumogen-Silizium reflektierten Strahlung [7]. Die daraus resultierende Emission ist isotrop, was bedeutet, dass die Emission keine Vorzugsrichtung hat. Wird am Emissionspunkt eine zu den Grenzflächen Luft-Lumogen und Lumogen-Silizium parallele Ebene definiert, so ist es ersichtlich, dass die Emission in zwei Halbräume erfolgt. Die Wahrscheinlichkeit für eine Emission in die der Detektoroberfläche entgegengesetzten Richtung beträgt 0,5. Diese Photonen haben die Möglichkeit mittels Reflexion an der Grenzfläche Lumogen-Luft oder Selbstabsorption wieder in Richtung Detektor zu propagieren. Selbstabsorption ist aufgrund der Existenz eines Überschneidungsbereiches, wie in Abb. 2.9 ersichtlich, möglich. Abb. 2.9 zeigt das Spektrum von Lumogen F Gelb 170 von BASF entnommen aus dem zugehörigen Datenblatt. Die Wellenlängenschieber werden so gewählt, dass die Emissionsmaxima in Regionen hoher PDE des Detektors liegen, um Kompatibilität zu garantieren.

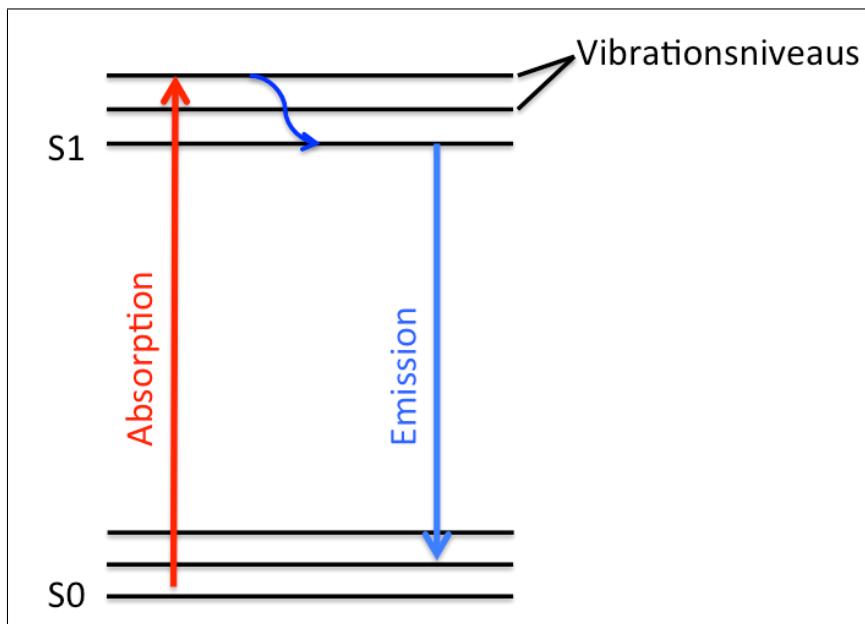


Abbildung 2.8: Jablonski Diagramm: Nach Absorption eines Photons wird ein Elektron in ein Vibrationsniveau S_1 angeregt. Die Abregung erfolgt zunächst strahlungslos in ein tieferes Niveau. Abschließend wird ein Fluoreszenzphoton emittiert. In Anlehnung an [19].

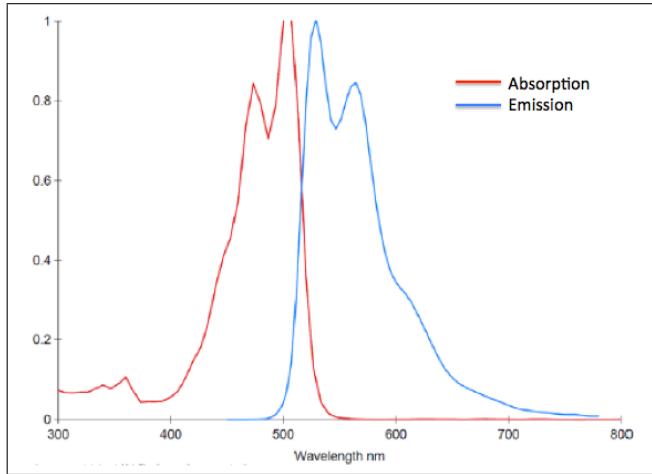


Abbildung 2.9: Relatives Absorptions- und Emissionsspektrum für Lumogen F Gelb 170. Rot kennzeichnet die Absorption, blau die Emission. Das Emissionsmaximum liegt bei etwa 525 nm. Es existiert ein Überschneidungsbereich zwischen 480 nm und 540 nm, welcher Selbstabsorption der emittierten Strahlung ermöglicht.

2.3 Reflexion an Grenzflächen

Auf eine Grenzfläche zwischen zwei Medien der Brechungsindizes n_1 und n_2 einfalendes Licht kann entweder reflektiert oder transmittiert werden. Das Verhältnis der Feldamplituden der Reflexion E_r und Transmission E_t in Bezug zur einfallenden Amplitude E_i in Abhängigkeit der Feldkomponenten wird mittels der Fresnel Gleichungen beschrieben. Es wird zwischen den Feldkomponenten parallel (p) und senkrecht (s) zur Einfallsebene unterschieden [20]. Es gilt:

$$r_p = \frac{E_r}{E_i} = \frac{n_1 \cos \theta_t - n_2 \cos \theta_i}{n_1 \cos \theta_t + n_2 \cos \theta_i}, \quad (2.3.1)$$

$$r_s = \frac{E_r}{E_i} = \frac{n_1 \cos \theta_i - n_2 \cos \theta_t}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_t}, \quad (2.3.2)$$

$$t_p = \frac{E_t}{E_i} = \frac{2n_1 \cos \theta_i}{n_1 \cos \theta_t + n_2 \cos \theta_i}, \quad (2.3.3)$$

$$t_s = \frac{E_t}{E_i} = \frac{2n_1 \cos \theta_i}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_t}. \quad (2.3.4)$$

mit $n_1 \sin \theta_i = n_2 \sin \theta_t$ dem Snelliusschen Brechungsgesetz [20]. Ist die Intensität I der Strahlung von Bedeutung so führt man mittels der Fresnel Gleichungen die Transmissions- und Reflektionskoeffizienten ein [20]. Es gilt:

$$I = 2nc\epsilon_0 |E|^2. \quad (2.3.5)$$

Somit lauten laut die Reflexions- und Transmissionskoeffizienten

$$R_j = |r_j|^2 \quad (2.3.6)$$

und

$$T_j = |t_j|^2 \quad (2.3.7)$$

mit $j = s, p$. Es gilt $T = (1 - R)$

Für Untersuchungen von Winkelabhängigkeiten spielen Reflexionsverluste eine entscheidende Rolle. Abb. 2.10 zeigt die Intensität des reflektierten Strahls in Abhängigkeit des Einfallswinkels zwischen Luft und Glas, also des Übergangs zwischen den Brechungsindizes 1 und 1,5 bei 300 nm [21].

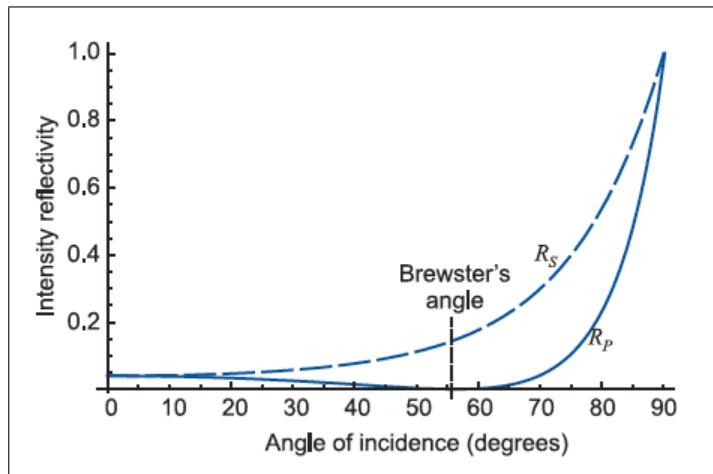


Abbildung 2.10: Reflexionsverluste in Abhängigkeit des Einfallswinkels für s- und p-polarisiertes Licht an der Grenzfläche Luft-Glas. Der Brewster-Winkel entspricht dem Winkel, bei dem die Reflexion der p-Komponente Null entspricht. Entnommen aus [20].

3 Messaufbau

Der Aufbau lässt sich in zwei Teile einordnen. Zunächst wird der Teil der Lichterzeugung und im Anschluss der Teil der Lichtdetektion beschrieben.

3.1 Lichterzeugung

In diesem Unterkapitel werden die Lichterzeugung und der Weg des Lichts zum Detektor beschrieben. Die hierzu relevanten Komponenten sind eine Xe-Kurzbogenlampe, ein Monochromator und eine Dunkelkammer. Diese werden zunächst in Abb. 3.1 gezeigt, um eine vorausgehende Visualisierung zu ermöglichen, und im Anschluss beschrieben.

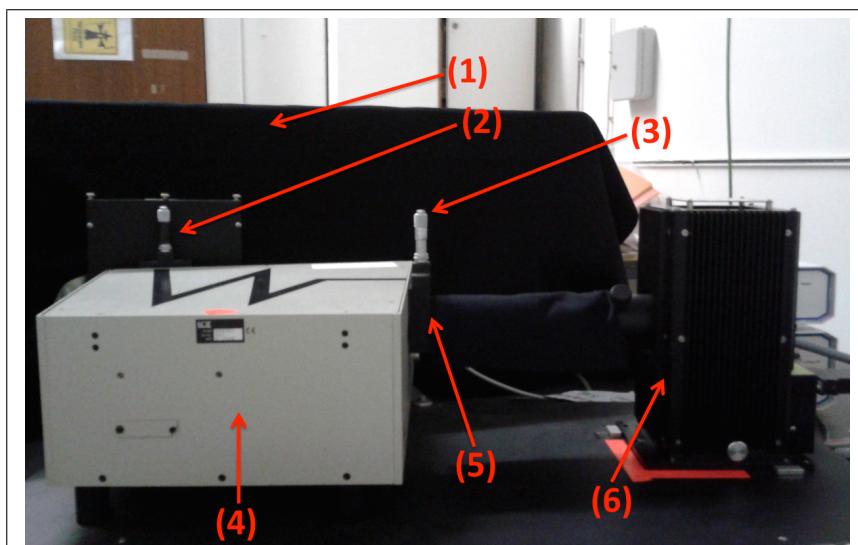


Abbildung 3.1: Foto des Aufbaus: (1) ist die Dunkelkammer, in welcher sich der Detektor befindet, (2) ist die Eintrittsöffnung in die Dunkelkammer, (3) zeigt die Mikrometerschraube, mit deren Hilfe sich der Eintrittsspalt (5) verstehen lässt um die Intensität regulieren zu können, (4) ist der motorisierte Monochromator und (6) die Xe-Kurzbogenlampe.

Die Lichtquelle ist eine 75 W Xenon-Kurzbogenlampe des Typs LSB510U der Firma LOT. Das durch die Xe-Kurzbogenlampe erzeugte Spektrum erstreckt sich von unter 200 nm bis über 1000 nm. Die Intensität zwischen 400 nm und 800 nm ist etwa konstant und nimmt für Wellenlängen unter 400 nm rapide ab.

Zur Selektion einzelner Wellenlängen wird ein motorisierter Monochromator MSH301 der Firma LOT verwendet. Realisiert wird die Selektion durch ein Spiegel-Prismen System, welches über Python Skripte angesteuert wird. Wellenlängen zwischen 180 nm bis 1600 nm können selektiert werden, wobei eine Ungenauigkeit von 0,35 nm vorliegt. Während der Selektion im Monochromator kommt es zu Streulicht. Unter 350 nm ist der Streulichtanteil nicht mehr vernachlässigbar. Wird angenommen, dass der durch Selektion entstandene Streulichtanteil für gleiche Spaltöffnungen konstant ist und die Intensität der Lampe für Wellenlängen unter 400 nm sinkt, so muss der Eintrittsspalt der Lampe in den Monochromator für identische Flüsse zweier Wellenlängen verschieden groß sein. Aufgrund des starken Abfalls muss der Spalt für Wellenlängen unter 400 nm größer gewählt werden, was zu einem höheren Streulichanteil führt. Das Streulicht kann als polychromatisches Licht angenommen werden. Die Intensität der Lampe lässt sich mittels eines Spalts am Eingang zum Monochromator über eine Mikrometerschraube regulieren.

Um den Einfluss unerwünschter Wellenlängen zu vermeiden, wird eine Dunkelkammer, die über eine Durchführung mit dem Monochromator verbunden ist, verwendet. Es wurde eine zweite kleinere Kammer, welche auf einer optischen Platte errichtet wurde, in der ersten angebracht, um die Abschirmung zu verbessern. Um geringe Lichtintensitäten zu ermöglichen und die Einstellung eines gewünschten Flusses zu verbessern wurde das Licht durch einen Diffusor (Quarzscheibe) gestreut. Anschließend wird der Lichtstrahl durch eine Kollimatorblende an die Größe des SiPM angepasst. Die Quarzscheibe ist für Licht von 300 bis 750 nm zu einem Anteil von 0,9 durchlässig und sinkt für Wellenlängen unter 300 nm [22]. Als Spannungsversorgung für den SiPM wurde ein SHQ 122M Hochspannungsgerät von iseg, zur Darstellung und Aufnahme der Pulse ein Oszilloskop WAVERUNNER 6100A von LeCroy und für das Triggern am Oszilloskop ein Funktionsgenerator 8116A von hp verwendet. Abb. 3.2 zeigt eine schematische Darstellung aller verwendeten Komponenten und Abb. 3.3 eine genauere Darstellung des Innenlebens der Dunkelkammer.

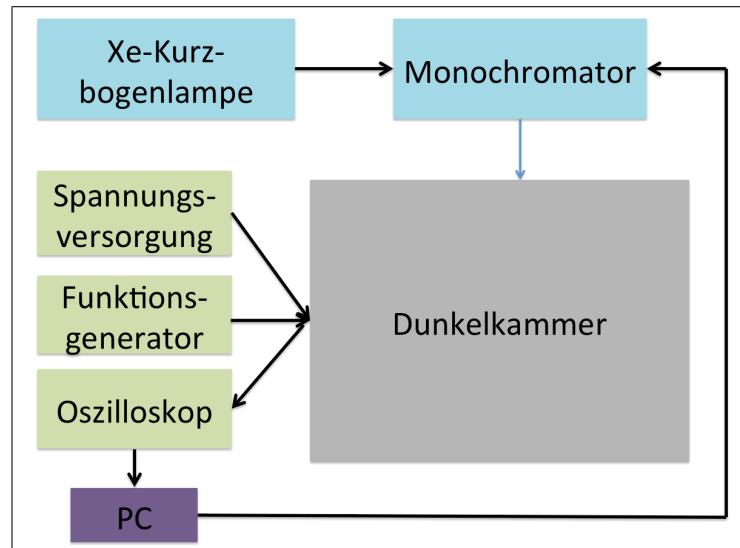


Abbildung 3.2: Schematische Zusammenstellung der verwendeten Komponenten: Eine Xe-Kurzbogenlampe erzeugt das Licht, dessen Wellenlänge im Monochromator selektiert wird. In der Dunkelkammer trifft das selektierte Licht auf den SiPM. Dessen Signal wird durch das Oszilloskop dargestellt und aufgenommen. Weiterhin eingezeichnet sind die Spannungsversorgung des Detektors, ein Funktionsgenerator, der externe Signale erzeugt, auf welche am Oszilloskop getriggert wurde.

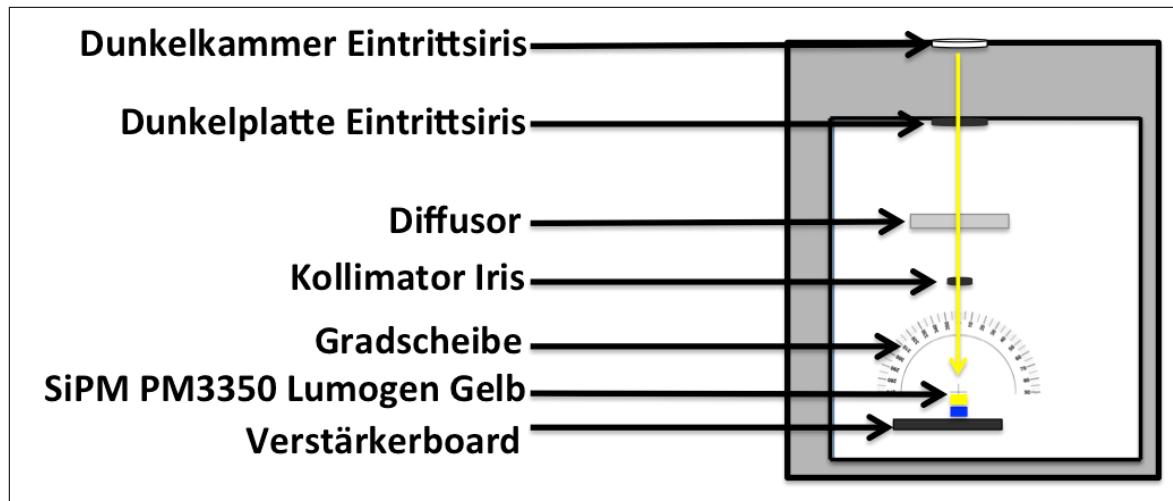


Abbildung 3.3: Die Wellenlänge des Lichts der Xe-Kurzbogenlampe wird im Monochromator selektiert und gelangt über die Eintrittsöffnung in die Kammer. Dort passiert das Licht die Eintrittsöffnung der zweiten Dunkelkammer und wird anschließend durch einen Diffusor abgeschwächt. Die Kollimatorblende sorgt dafür, dass lediglich der Detektor ausgestrahlt wird. Die Gradscheibe wird als Hilfsmittel verwendet um den Detektor gegen den Strahl zu drehen.

3.2 Lichtdetektion

Zur Messung von Photonen wurde ein SiPM PM3350 der Firma KETEK mit einer Beschichtung von Lumogen F Gelb 170 von BASF verwendet. Er hat eine Gesamtpixelzahl von 3600, wobei ein einzelner Pixel die Fläche von $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ einnimmt. Die Gesamtfläche des Detektors beträgt $3 \times 3 \text{ mm}^2$, wobei ein Anteil von 0,63 sensitiv ist. Da das Photonensignal im Rauschen untergeht, muss ein Verstärker verwendet werden. Dieser verstärkt das Signal derart, dass dieses deutlich vom Rauschen unterscheidbar ist. Das Rauschen entsteht hauptsächlich durch den Einfluss von Hintergrundstrahlung auf das Signalkabel. Das Signaltransportkabel hat eine Gesamtlänge von einem Meter. Verwendet wird eine zweistufige jeweils zehn-fache Verstärkung, realisiert durch zwei aufeinanderfolgende Operationsverstärker, welche jeweils als Transimpedanzschaltung angelegt sind. Abb. 3.4 zeigt ein Bild des Verstärkerboards samt Detektor.

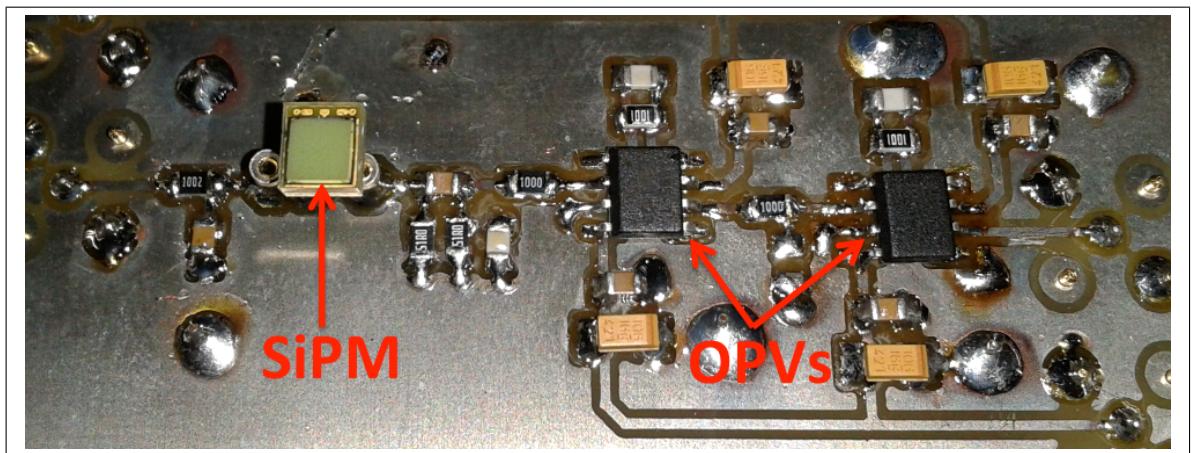


Abbildung 3.4: Foto Verstärker samt Detektor.

Mit diesem Messaufbau soll die Abhängigkeit der Anzahl der registrierten Photonen unter Änderung des Einfallswinkels untersucht werden. Eine Gradscheibe diente hierbei als Hilfsmittel um den passenden Winkel einstellen zu können. Da der Detektor nicht im Mittelpunkt des Verstärkerboards liegt ändert sich die Distanz mit steigendem Winkel, was zu einer Aufweitung des Strahles führt. Die verwendete Wellenlänge betrug 300 nm, da bei dieser Wellenlänge der Intensitätsabfall der Xe-Kurzbogenlampe im Vergleich zu 400 nm nur bei einem Faktor Zehn liegt und 300 nm noch als letzter Referenzpunkt im PDE-Spektrum des beigelegten Datenblattes des SiPMs (siehe Abb. 2.7) ist.

4 Auswertung

4.1 Auswertungsmethoden

Die Datennahme erfolgte über ein Oszilloskop WAVERUNNER 6100A von LeCroy. Es wurden über einen Zeitraum von Δt Pulse aufgenommen und in Textdateien abgespeichert. Eine Aufnahme wird im folgendem Waveform genannt. Jede Textdatei beinhaltet 500 Waveforms. Die Auswertung erfolgte durch ein bereitgestelltes Programm und die Darstellung mittels Gnuplots. Zur Auswertung der Messdaten können die beiden im folgenden vorgestellten Methoden verwendet werden.

4.1.1 Pulshöhenspektrum

Das Pulshöhenspektrum ist ein Histogramm der Pulshöhen der Photonensignale jeder Waveform. Es wird pro Waveform jeweils die größte Pulshöhe gesucht und in einer externen Datei abgespeichert, um anschließend histogrammiert zu werden. Es bildet sich ein charakteristisches Spektrum, das in Abb. 4.1 zu sehen ist. Das Pulshöhenspektrum kann verwendet werden, um den Gain und die registrierte Photonenzahl zu bestimmen. Die Anzahl der registrierten Photonen entspricht hierbei der Fläche unter den Peaks. Der Gain kann durch Messung der Abstände der einzelnen Peaks zueinander bestimmt werden. Hierzu wird der Mittelwert des Peaks bestimmt und gegen das Photoelektronen-Äquivalent (engl.: photoelectron equivalent (p.e.)) aufgetragen. Die daraus resultierende Steigung entspricht dem Gain. Dieser wird in der Einheit mV angegeben, da die zur Umrechnung benötigte Kapazität unbekannt ist und im Rahmen dieser Arbeit nicht bestimmt wurde. Die einzelnen Mittelwerte der Peaks werden durch Anpassung von Gaußkurven bestimmt und im Anschluss mit einer Summe der einzelnen Kurven erneut gefittet. Die verwendeten Formeln lauten:

$$g_i(x) = a_i \exp\left(\frac{-(x - \mu_i)^2}{2\sigma_i^2}\right), \quad (4.1.1)$$

$$G(x) = \sum_i^N g_i(x), \quad (4.1.2)$$

mit a_i der Amplitude, μ_i dem Mittelwert der Verteilung, σ_i der Standardabweichung, i dem i-ten Peak und N der Gesamtanzahl an Pulsen.

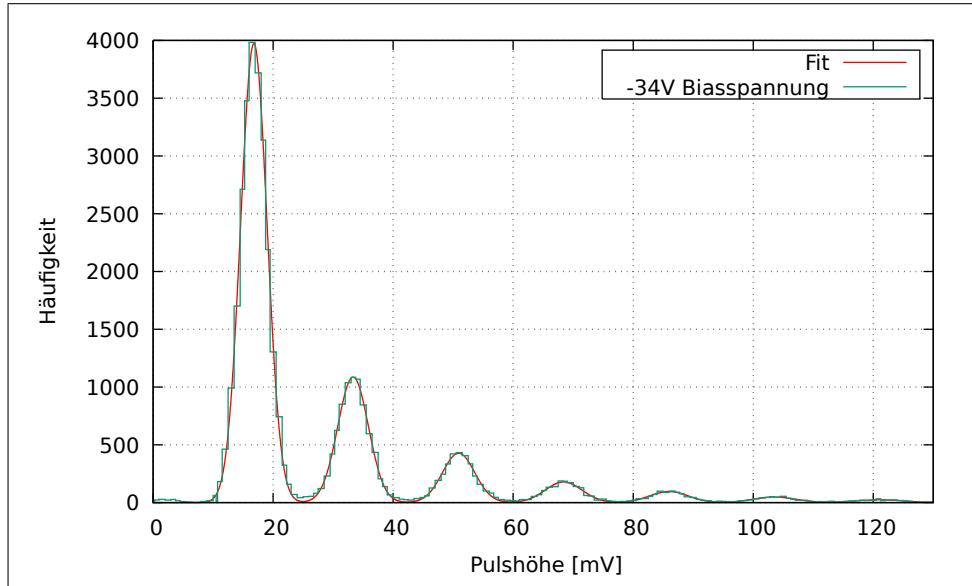


Abbildung 4.1: Pulshöhenpektrum einer Dunkelmessung bei -34 V Biasspannung. Es wurde ein 6 ns Zeitfenster verwendet, um die Pulshöhen propmter Ereignisse zu finden und somit korrelierte Pulse (siehe [23]) auszuschließen. Der Fit erfolgte nach Gleichung 4.1.2.

4.1.2 Ladungsspektrum

Das Ladungsspektrum ist ein Histogramm der zeitlichen Integrale der einzelnen Pulse der Photonensignale jeder Waveform. Das Integral eines einzelnen Pulses ist proportional zu der in einem Pixel ausgelöste Gesamtladung. Da die zeitliche Auflösung von Oszilloskopen begrenzt ist, kann das Integral durch eine Summe der aufgenommenen Spannungen genähert und mit der zeitlichen Auflösung multipliziert werden. Histogrammieren führt zu einem charakteristischen Spektrum, das in Abb. 4.2 zu sehen ist. Das Ladungsspektrum kann verwendet werden um den Gain und die registrierte Photonenzahl zu bestimmen. Die Anzahl der registrierten Photonen entspricht hierbei der Fläche unter den Peaks geteilt durch den Gain. Der Gain kann durch Messung der Abstände der einzelnen Peaks zueinander bestimmt werden. Hierzu wird der Mittelwert bestimmt und gegen das p.e. aufgetragen. Die daraus resultierende Steigung entspricht erneut dem Gain. Die Einheit des Spannungsintegrals ist hier lediglich in mV und nicht in $\text{mV} \cdot \text{ns}$ dargestellt. Dies resultiert daraus, dass die Werte der einzelnen Messpunkte aufsummiert wurden. Um die Einheit $\text{mV} \cdot \text{ns}$ zu erhalten muss mit der Zeitauflösung der Messpunkte skaliert werden. Da im Folgenden die Verhältnisse der Mittelwerte von Interesse sind und alle Messungen mit Licht bei gleicher Zeitauflösung durchgeführt wurden, ist es ausreichen lediglich die Summe zu betrachten.

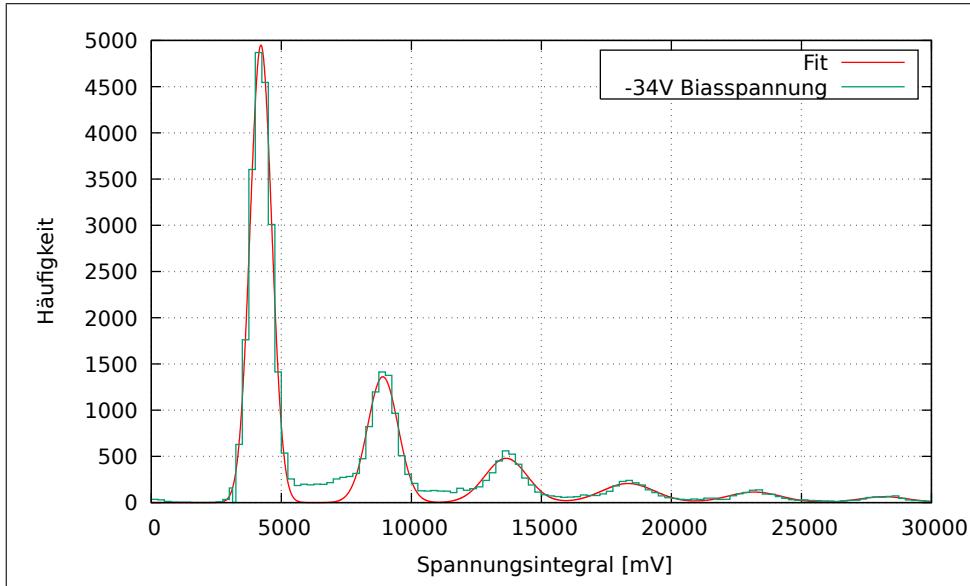


Abbildung 4.2: Ladungsspektrum einer Dunkelmessung bei -34V Biasspannung. Die Peaks wurden nach Gleichung 4.1.2 gefittet. Zwischen dem ersten und zweiten Peak und dem zweiten und dritten Peak sind Ebenen zu erkennen, welche durch korrelierte Pulse entstanden sind (siehe [23]). Diese können wie in Abb 4.1.1 durch Time-Cuts ausgeschlossen werden.

4.2 Dunkelmessung

Um den Einfluss des Dunkelverhaltens des SiPMs auf die spätere Messung abschätzen zu können und um den Gain und die Durchbruchsspannung bestimmen zu können, wurden zunächst Dunkelmessungen bei verschiedenen Biasspannungen durchgeführt. Da die Lichtquelle einen kontinuierlichen Photonenfluss aufweist, die Emissionsvorgänge im Lumogen berücksichtigt werden müssen und die Baseline, welche das Level des Grundrauschen angibt, unter Lichteinfall stark schwankt (siehe Kapitel 4.3), musste die Gainbestimmung durch eine Dunkelmessung erfolgen.

Die Dunkelmessungen erfolgten bei Raumtemperatur in einer doppelten Dunkelkammer. Es wurden Messungen für die Spannungen zwischen -31 V und -34 V in 1 Volt Schritten durchgeführt. Wie in Abschnitt 4.1 erwähnt, kann der Gain durch einen Geradenfit der Mittelwerte der Gaußfits, aufgetragen gegen das p.e., bestimmt werden. Der Gaußfit der i-ten Peaks lieferte einen Fehler $\Delta\mu_i$ auf den Mittelwert, welcher bei der Gainbestimmung berücksichtigt werden musste. Abb. 4.3 zeigt die Pulshöhenspektren der einzelnen Dunkelmessungen und Abb. 4.4 die zugehörige Gainbestimmung. Der Abstand der Mittelpunkte zwischen zwei Peaks wird mit steigender Biasspannung größer. Der Verlauf bestätigt die Erwartung (siehe Gleichung 2.1.1), dass der Gain mit steigender Biasspannung für konstante Temperatur steigt. Ein höherer Gain ist gleichbedeutend mit einer höheren Anzahl an Sekundärelektronen, die in einer Avalanche ausgelöst wurden.

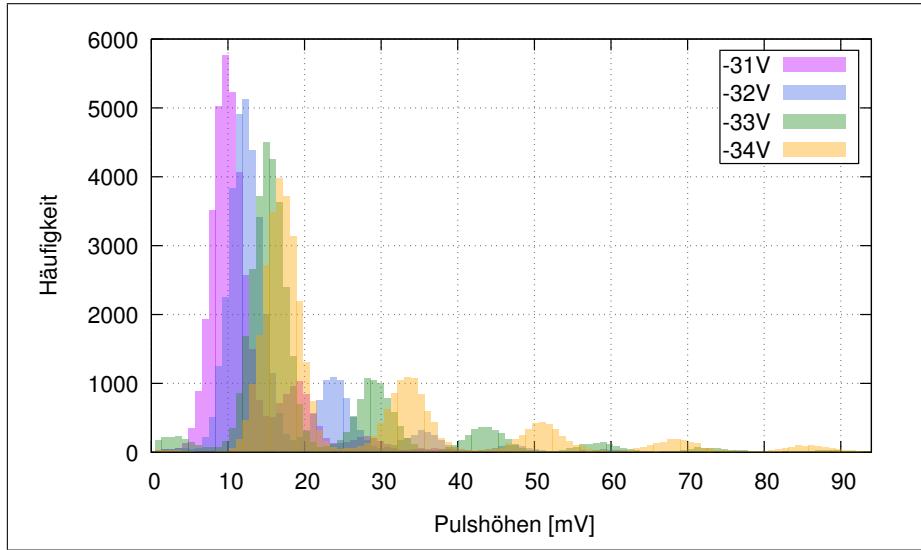


Abbildung 4.3: Pulshöhenspektrum für Dunkelmessungen zwischen den Biasspannungen von -31 V und -34 V bei Raumtemperatur. Der Abstand der Mittelwerte zweier Peaks steigt mit der Biasspannung. Dies korrespondiert zu einem Anstieg des Gains.

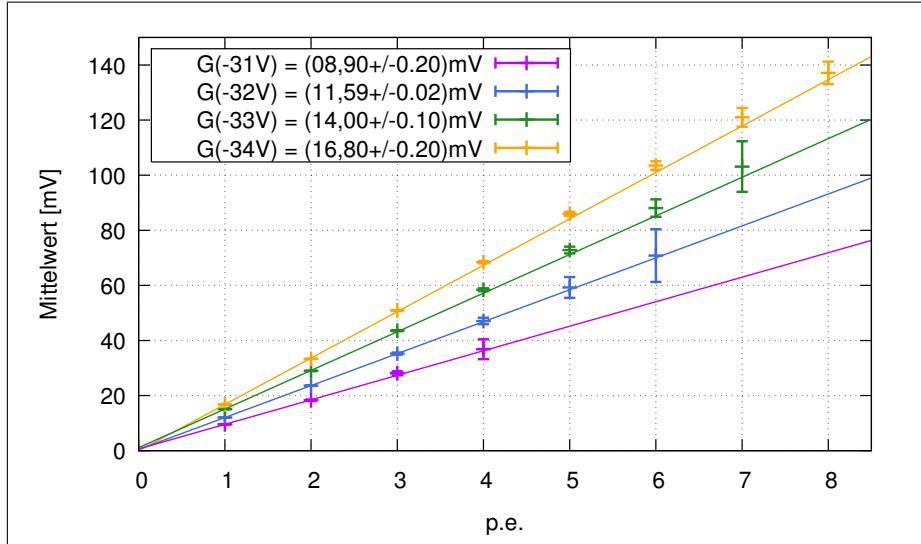


Abbildung 4.4: Gainbestimmung durch Auftragen der Mittelwerte der einzelnen Photonenpeaks gegen deren p.e. und einem anschließendem Geradenfit. Die Steigung entspricht dem Gain, welcher mit steigender Biasspannung zunimmt. Die Fehler entsprechen den Fehler der Gaußfits auf den Mittelwert.

Die Durchbruchsspannung wurde durch einen Geradenfit des Gains in Abhängigkeit der Biasspannung bestimmt. Die Durchbruchsspannung entspricht dem Schnittpunkt mit der x-Achse. Abb. 4.5 zeigt den Geradenfit zur Bestimmung der Durchbruchsspannung. Sie beträgt bei Raumtemperatur (-27.6 ± 0.2) V. Der angegebene Fehler setzt sich wie

folgt zusammen: Der Gaußfit des i-ten Mittelwertes liefert einen Fehler $\Delta\mu_i$, welcher im Geradenfit zur Bestimmung des Gains berücksichtigt wurde und selbst einen Fehler auf den Gain gibt. Der Fehler auf die Biasspannung lag bei $\Delta U_{bias} = 0,05 \text{ V}$, da die Anzeige der Spannungsversorgung die Biasspannung nur auf ein Zehntel genau anzeigte. Die Fitfunktion zur Bestimmung der Durchbruchsspannung war $G(U_{bias}) = m(U_{bias} - U_{BD})$. Nach Gleichung 2.1.1 ist der Gain genau dann Null, wenn $\Delta U = U_{bias} - U_{BD} = 0$ ist. Der Fit berücksichtigte den Fehler des Gains und Gnuplot lieferte direkt die Durchbruchsspannung und deren Fehler.

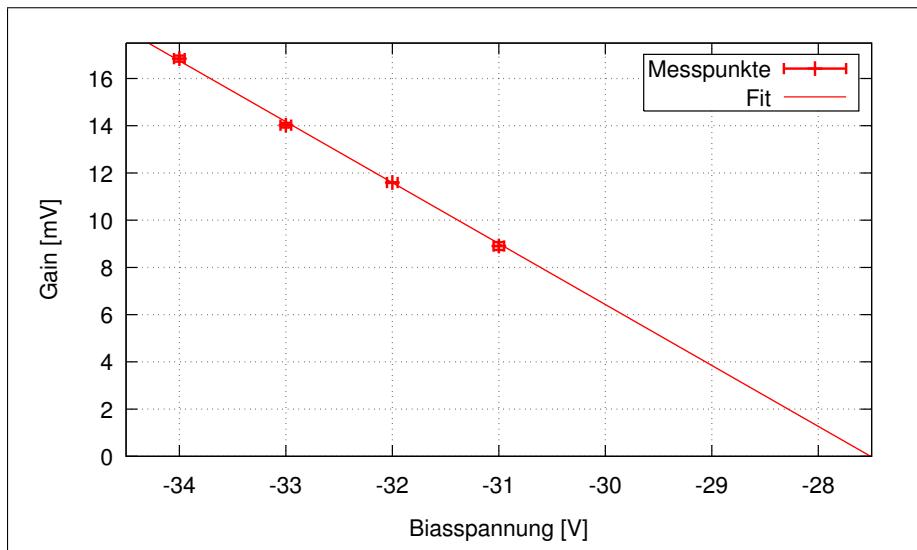


Abbildung 4.5: Gain aufgetragen gegen die Biasspannung und mit einer Geraden gefittet. Die Durchbruchsspannung entspricht der Abszisse der Geraden und beträgt $(-27.6 \pm 0.2) \text{ V}$. Der Fehler auf die Biasspannung beträgt 0.05 V .

Die Messungen im folgenden Abschnitt fanden unter Lichteinfall statt. Es wurde eine Biasspannung von -32 V gewählt, da die aufgenommenen Dunkelspektren für -33 V und -34 V zu hohen Crosstalk (siehe [23]) aufwiesen und des Weiteren bei kleinen Intensitäten gemessen wurde. Zur Auswertung wurden Ladungsspektren verwendet, weshalb in Abb. 4.6 die Bestimmung des Gains für das Ladungsspektrum der -32 V Messung zu sehen ist. Der Gain betrug $(2780 \pm 80) \text{ mV}$.

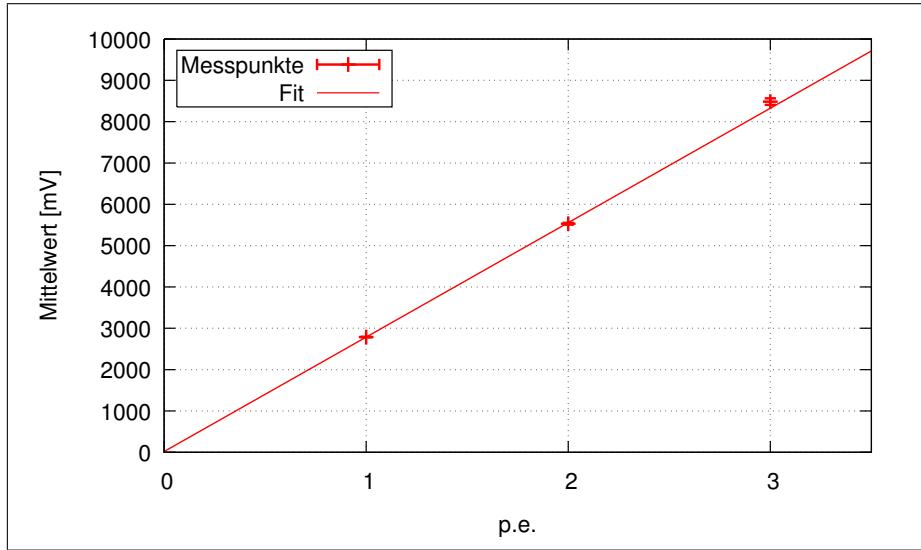


Abbildung 4.6: Bestimmung des Gains einer Dunkelmessung für -32 V Biasspannung bei Raumtemperatur. Die Werte wurden den Mittelwerten der PE-Peaks des zugehörigen Ladungsspektrums entnommen und mit einer Gerade gefittet. Für den Gain ergab sich (2780 ± 80) mV. Die Zeitauflösung betrug $100 \frac{ps}{pt}$.

4.3 Lichtmessung

Im folgenden wird die Winkelabhängigkeit der Detektionsrate eines mit Lumogen beschichteten SiPMs untersucht. Es wurden zwei Messungen bei einer Wellenlänge von 300 nm und einer Biasspannung von -32 V durchgeführt, indem die Winkeleinstellungen von 0° bis 90° in 10° Schritten variiert wurden. Der Detektor stand in einer Distanz von 270 mm zur Lichtquelle und der Durchmesser der Kollimatoriris betrug 6 mm. Die Entfernung des SiPMs betrug 3 cm zur Iris und 9 cm zum Diffusor. Für das Aufnahmefenster des Oszilloskops wurde $\Delta t = 1 \mu s$ gewählt, wobei alle 400 ps ein Messpunkt durch das Oszilloskop aufgenommen wurde.

Die Auswertung erfolgte durch Erstellung von Ladungsspektren. Zur Auswertung durch ein Pulshöhenspektrum konnte nur die höchste Pulshöhe einer Aufnahme entnommen werden, was ein Auswertungsproblem war. Pulshöhenspektren würden zu einem Informationsverlust führen, da alle Pulse bis auf den höchsten negiert wurden. Es wurde auf ein externes Signal getriggert, um Momentaufnahmen zu realisieren. Die Periode des Signals wurde derart gewählt, dass zwei aufeinanderfolgende Aufnahmen nicht mehr korreliert zueinander waren. Hierfür wurde eine Frequenz von $(10\Delta t)^{-1}$ gewählt. Das externe periodische Signal war ein Rechtecksignal der Frequenz 100 kHz und einer Amplitude von 500 mV. Es wurden alle Messpunkte einer Waveform aufsummiert um alle Pulse der Aufnahme verwerten zu können. Mit steigender Intensität war die Baseline größeren Schwankungen unterlegen, sodass eine Abschätzung aus den Waveforms nicht möglich war. Es besteht die Vermutung, dass die Verstärkerschaltung großen Strömen gegensteuert und somit die Baseline verschiebt. Abb. 4.7

zeigt zur Verdeutlichung fünf Waveforms bei einem Einfallswinkel von 0° . Die Pulse sind invertiert um die Suche nach der maximalen Pulshöhe zu vereinfachen. Für die Betrachtung von Ladungsspektren ist diese Information unerheblich. Man erkennt, dass der Versuch einer Abschätzung der Baseline nicht zielführend ist, da die Abstände zu einem potentiellen Mittel erheblichen Schwankungen unterliegen.

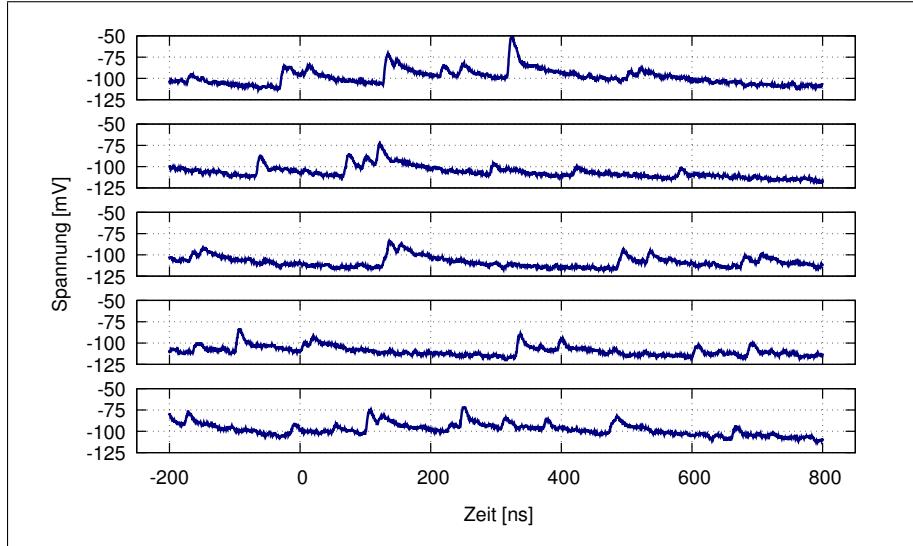


Abbildung 4.7: Fünf Waveforms, die zeigen, wie die Baseline variiert. Die Schwankungsbreite der Baseline beträgt etwa 24 mV. Der durch das Pulshöhen bestimmte Gain liegt bei Raumtemperatur für -32 V Biasspannung bei $(11,59 \pm 0,2)$ mV. Die Schwankungsbreite entspricht somit etwa dem doppelten des Gains und führt zur Ununterscheidbarkeit der Pulse innerhalb dieses Bereichs.

Um eine Baseline von der auf ein externes Signal getriggerten Messung abziehen zu können zunächst eine Messung mit dem Trigger auf SiPM Ereignisse durchgeführt. Die Baseline änderte sich mit der Triggerhöhe, weshalb eine Methode gefunden werden musste, um die Baselineposition konstant zu halten. Die Triggerschwelle wurde zunächst ins Rauschen gesetzt, bis keine Ereignisse mehr registriert wurden, und anschließend um 3 mV versetzt. Es wurde über die Baseline aller aufgenommenen Waveforms gemittelt. Die durch diese Mittelung für jede Winkeleinstellung bestimmte Baseline wurde in der Auswertung von der Messung, bei der auf ein externes Signal getriggert wurde, abgezogen. Für jede Winkeleinstellung wurde im Anschluss ein Ladungsspektrum erstellt. Abb. 4.8 zeigt die Entwicklung des Ladungsspektrums für vier verschiedene Winkel. Mit steigendem Winkel sinkt die Gesamtphotonenzahl unter dem Peak. Die Peaks werden höher und schmäler, wobei die Fläche unter dem Peak stets gleich ist. Numerisches Aufsummieren der einzelnen Werte der Gesamtsumme einer Waveform liefert aufgrund des Baselineabzuges verschiedene große Werte, welche sich in den verschiedenen Photonenzahlen geltend machen. Es ist lediglich ein großer Peak je Winkelseinstellung zu sehen, was durch die starken Baselineschwankungen für hohe Photonenflüsse zu erklären ist. Waveforms, deren Baseline ungleich der

mittleren Baseline ist, liefern einen Beitrag, der zum „Verschmieren“ des Peaks führt. Die rechte Flanke klingt im Vergleich zur linken langsamer ab, was zur einer Asymmetrie des Peaks führt. Diese ist darin begründet, dass die rechte Flanke die Mehrphotonen-Ereignisse beinhaltet.

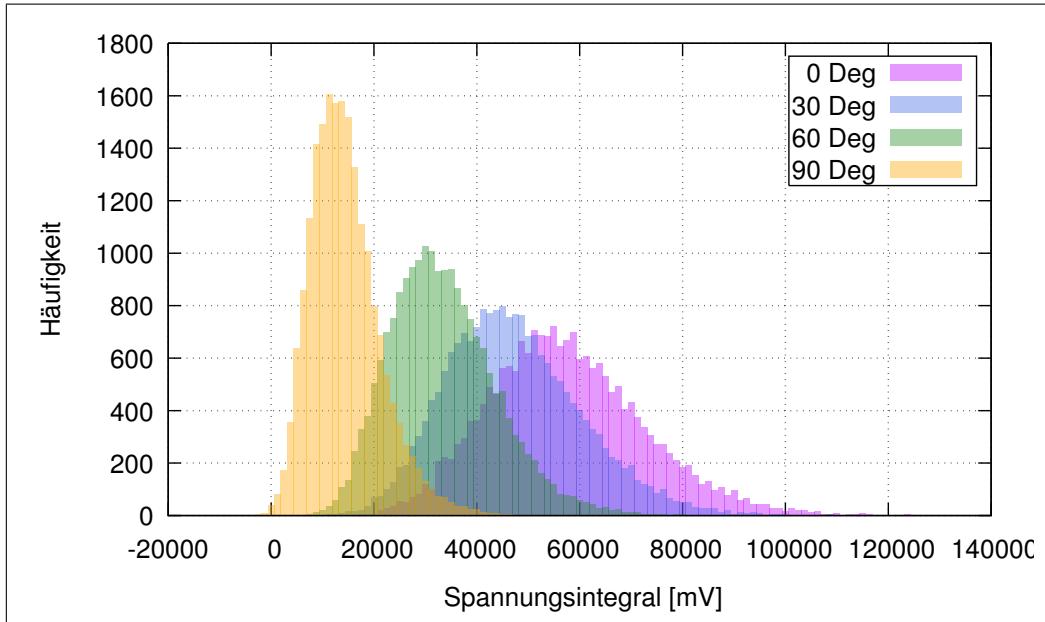


Abbildung 4.8: Ladungsspektren für die Winkel $0^\circ, 30^\circ, 60^\circ$ und 90° . Der Mittelwert des Peaks wandert mit steigendem Winkel zu kleineren Werten. Es sind keine getrennten Peaks erkennbar, was aus den starken Baselineschwankungen resultiert. Die Zeitauflösung betrug $400 \frac{ps}{pt}$.

Höhere Winkel bedeuten, dass die effektiv bestrahlte Fläche $A(\theta)$ kleiner wird. Es gilt hierfür eine durch einen Cosinus beschriebene Abhängigkeit $A(\theta) = A_0 \cos(\theta)$. Hierzu beschreibe man den einfallenden Strahl als Einheitsvektor und den Flächenvektor als Flächennormale mal der Grundfläche. Mit $\vec{a} \cdot \vec{b} = |\vec{a}| |\vec{b}| \cos(\theta)$ folgt obige Abhängigkeit, wobei θ für den Winkel zwischen den Vektoren und somit für den Einfallswinkel steht. Dieser rein geometrische Verlauf wird durch weitere Verluste im Lumogen und durch Reflexionsverluste beeinflusst. Die Verluste im Lumogen können nicht explizit bestimmt werden und werden deswegen im folgenden nicht berücksichtigt. Zur Bestimmung dieser Verluste wird eine genaue Kenntnis der Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex und des Absorptionskoeffizienten benötigt. Reflexionsverluste der Grenzfläche Luft-Lumogen können durch die Fresnel Gleichungen (Gleichungen 2.3.1 bis 2.3.4) abgeschätzt werden. Da die Transmission durch die Grenzfläche von Interesse ist wird die geometrische Erwartung mit dem Transmissionskoeffizienten $T = (1 - R)$ multipliziert. Es folgt:

$$N_{Erw} = \frac{N_{Mess} - N_{dunkel}}{1 - R(0^\circ)} \cos(\theta)(1 - R(\theta)). \quad (4.3.1)$$

Gleichung 4.3.1 kann in drei Teile gegliedert werden: Die geometrische Erwartung, unter oben beschriebener Verkleinerung der effektiv bestrahlten Fläche des Detektors bei ansteigendem Winkel. Der Transmissionskoeffizient $(1 - R)$, welcher eine Funktion des Winkels und der Brechungsindizes der angrenzenden Bereiche ist. Dieser gibt den Anteil des durch die Grenzfläche Luft-Lumogen transmittierten Lichts an. Der Term $\frac{N_{\text{Mess}} - N_{\text{dunkel}}}{1 - R(0^\circ)}$ ergibt sich aus dem gemessenen Wert für 0° abzüglich der Dunkelereignisse geteilt durch den Transmissionskoeffizienten bei 0° . Division durch den Transmissionskoeffizienten führt dazu, dass der in den Messwerten beinhaltete Reflexionsverlust für den Wert bei 0° nicht in den übrigen Messwerten doppelt mit eingerechnet wird. Die Dunkelereignisse wurden in Dunkelmessungen, die vor und nach jedem Messdurchgang aller Winkeleinstellungen durchgeführt wurden, bestimmt. Da die unterschiedlichen Messungen verschiedene Flüsse aufwiesen, musste die Erwartung auf das durch Photonen verursachte Signal normiert werden um Vergleichbarkeit garantieren zu können. Der relative Fluss liegt damit zwischen Null und Eins und ist dunkelbereinigt. Dunkelereignisse werden in den kommenden Plots im negativen Achsenabschnitt eingezeichnet und geben über den Anteil der Dunkelereignisse am relativen Fluss Aufschluss. N_x , mit $x = \text{Erw}, \text{Mess}, \text{dunkel}$, repräsentiert die verschiedenen zur Auswertung verwendeten Größen. Diese sind:

Strom I: Dieser wurde an der Spannungsversorgung gemessen und kann als Ladungsnachschub gewertet werden. Auftretende Fehler bei dieser Methode sind Schwankungen des Stromes.

Photonenzahl N_γ : Sie entspricht der Fläche unter dem Peak im Ladungsspektrum geteilt durch den Gain unter Berücksichtigung der verwendeten Zeitaufösungen. Die Fläche wird über Summation der einzelnen Integrale der Waveforms berechnet. Jedes einzelne Integral einer Waveform hat einen Fehler² $\sqrt{(N \cdot \Delta B)^2}$, mit ΔB dem Fehler auf die Baseline und N der Anzahl der aufgenommenen Punkte in einer Waveform. Der durch die Summe aller Waveforms auftretende Fehler³ lautet $\sqrt{(M \cdot N \cdot \Delta B)^2}$, mit M der Anzahl aller aufgenommenen Waveforms. ΔB lag im Bereich 10^{-3} mV bis 10^{-5} mV, wohingegen die Gesamtphotonenzahl im Bereich 10^9 mV gelegen ist. Die aufgenommenen Datenpunkte pro Waveform waren in etwa 10^3 und die Anzahl der Waveforms $2,5 \cdot 10^4$. Der durch die Baselinebestimmung entstandene Fehler ist somit vernachlässigbar. Ein Fehler auf die Photonenzahl ergibt sich somit nur durch Fortpflanzung des Fehlers des Gains.

²Der Fehler wird durch Gaußsche Fehlerfortpflanzung der Gleichung $I_j = \sum_{i=1}^N (U_{j,i} - B)$, mit N der Anzahl der aufgenommenen Punkte einer Waveform, $U_{j,i}$ dem i-ten Punkt der j-ten Waveform und B der Baseline, welche die fehlerbehaftete Größe ist.

³Der Fehler wird ebenfalls durch eine Gaußsche Fehlerfortpflanzung berechnet. Die betrachtete Gleichung lautet in diesem Fall $J = \sum_{j=1}^M I_j$ mit M der Anzahl der aufgenommenen Waveforms.

Mittelwert der Photonenanzahl μ_γ : Diese wurden durch Gaußfits an den Peak der jeweiligen Ladungsspektren bestimmt und anschließend durch den Gain geteilt. Der auftretende Fehler entspricht einer Gaußschen Fehlerfortpflanzung auf die Unsicherheiten auf den Mittelwert und den Gain.

Der Gain, der in der Dunkelmessung (Kap. 4.2) für eine Biasspannung von -32 V bestimmt wurde, betrug (2780 ± 80) mV bei einer Zeitauflösung von $100 \frac{\text{ps}}{\text{pt}}$. Die Lichtmessungen wurden bei $400 \frac{\text{ps}}{\text{pt}}$ durchgeführt, weshalb ein Faktor Vier bei der Berechnung der Photonenanzahl berücksichtigt werden musste. Der Fluss der ersten Messung war kleiner als der Fluss der zweiten Messung. Der Dunkelstrom war in der zweiten Messung kleiner. Es muss hierbei erwähnt werden, dass die Operationsverstärker des Verstärkerboards vor der zweiten Messung ausgetauscht wurden. Es ist unbekannt inwieweit dies zu einer Änderung im Dunkelverhalten geführt hat. Tab. 4.1 zeigt die relative Photonenanzahl pro Waveform beider Messungen und die zugehörige Dunkelmessung. Die Flüsse bei senkrechtem Einfall sind unter Berücksichtigung der Fehler nahezu gleich. Nach Abzug der Dunkelereignisse unterscheiden sich die Flüsse jedoch erheblich, weshalb im folgenden nur normierte Flüsse betrachtet werden.

Einfallswinkel	$\frac{\text{Photonen}}{\text{Waveform}}$ Messung 1	$\frac{\text{Photonen}}{\text{Waveform}}$ Messung 2
0	84.4 ± 1.6	85.2 ± 1.2
10	79.6 ± 1.4	80.8 ± 1.2
20	72.0 ± 1.4	74.4 ± 1.0
30	65.6 ± 1.2	70.0 ± 1.2
40	63.6 ± 1.2	64.4 ± 1.0
50	58.4 ± 1.0	55.2 ± 0.8
60	50.4 ± 1.0	50.0 ± 0.8
70	43.2 ± 0.8	39.6 ± 0.6
80	31.2 ± 0.6	28.4 ± 0.4
90	27.6 ± 0.6	22.0 ± 0.4
Dunkel	26.0 ± 0.6	22.0 ± 0.4

Tabelle 4.1: Photonenanzahl pro Waveform beider Messungen.

Die Beschreibung der Reflexionsverluste ist abhängig vom Brechungsindex des Lumogens und der Polarisation der Xe-Kurzbogenlampe. Beide Größen sind unbekannt, weshalb diese abgeschätzt werden müssen um eine theoretische Erwartung erhalten zu können. Hierfür wurden die Messpunkte mit der Erwartung nach 4.3.1 unter Variation des Brechungsindex und der Polarisation verglichen.

Zunächst soll ein Wert für den Brechungsindex von Lumogen bei 300 nm abgeschätzt werden, der mit den Messpunkten übereinstimmt. Hierfür wurde die Photonenanzahl gegen den Winkel aufgetragen. Es wurde die Erwartungsfunktion nach Gleichung 4.3.1 für verschiedene Brechungsindizes unter der Annahme, dass s- und p-Polarisation zu 0,5 vorliegen, neben den Messpunkten geplottet. Liegen s- und p-Polarisation

zu 0,5 vor, so ist das Licht unpolarisiert. Ein passender Brechungsindex ergibt sich dann, wenn die Kurve nach 4.3.1 auf allen Messwerten liegt. Diese Methode ist eine sehr grobe Abschätzung und eignet sich nicht zur konkreten Bestimmung eines Brechungsindex. Es soll jedoch ein Wert abgeschätzt werden, mit welchem im weiteren Verlauf gearbeitet werden kann. Abb. 4.9 zeigt die Variation des Brechungsindex unter Verwendung von Gleichung 4.3.1 für die Photonenanzahl gegen den Winkel. Die Messpunkte für Winkel bis 50° wichen stark von der Erwartung ab. Da sich die Erwartungskurven für Winkel bis 50° nicht maßgeblich unterschieden, wurden deshalb die Winkel ab 60° betrachtet. Für einen Brechungsindex von $n = 2,0$ lagen die Messpunkte auf der zugehörigen Kurve. Schwankungen nach oben bzw. unten waren abhängig davon, inwieweit sich die weiteren Verluste für hohe Winkel geltend machen. Der Bereich eines plausiblen Brechungsindex wurde durch Minimal- und Maximalwerte eingegrenzt. Als Minimum wurde $n = 1,1$ gewählt, da nicht angenommen wird, dass die Lumogenschicht einen kleineren Brechungsindex als Luft hat. Als Maximum wurde der Brechungsindex von Silizium bei 300 nm gesetzt, da nicht erwartet wird, dass Lumogen als organisches Material einen höheren Brechungsindex als Silizium hat. Der Brechungsindex von Silizium beträgt bei 300 nm 5,0 [24]. Die Fehlerbalken in Abb. 4.9 stehen in x-Richtung für die Ungenauigkeit der Winkeleinstellung von einem Grad, welcher als dieser angenommen wird, und dem Fehler für die Photonenanzahl in y-Richtung.

Zur Untersuchung des Einflusses der Polarisationsanteile wurden die Polarisationswerte für $n = 2,0$ variiert. Abb. 4.10 zeigt eine solche Variation. Eine Erhöhung der s-Polarisation führte dazu, dass die Kurve unter den Messwerten, eine Erhöhung der p-Polarisation, dass die Kurve über den Messwerten lag. Die Aufteilung $p = 0,5$ und $s = 0,5$ lieferte die besten Ergebnisse. Es muss darauf hingewiesen werden, dass diese Übereinstimmung in erster Linie der vorhergehenden Variation der Brechungsindizes geschuldet ist. Die Variation der Polarisierung wurde durchgeführt um eine mögliche Verbesserung zu testen, sodass damit neue Variationen des Brechungsindex erfolgen können. Es zeigte sich, dass sich die Annahme des unpolarisierten Lichts als beste herausgestellt hat. Ursache hierfür kann in dem Emissionsvorgang gefunden werden. Wird ein Ensemble von x Photonen emittiert, so sind die Polarisationsanteile für hohe Photonenanzahlen ausgeglichen. Die Erwartung wird im Folgenden durch den Brechungsindex $n = 2,0$ und $p = s = 0,5$ beschrieben.

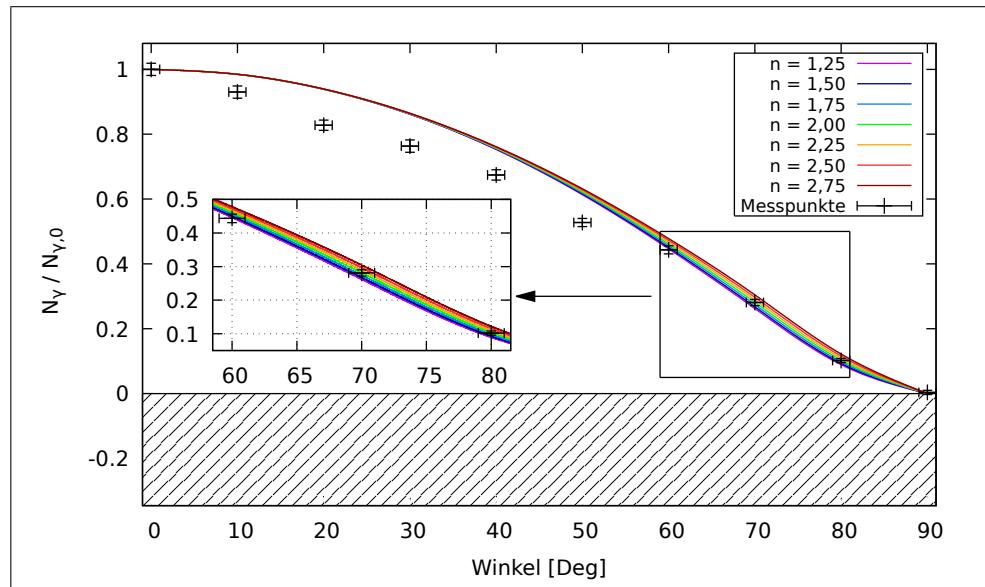


Abbildung 4.9: Normierte Photonenzahl aufgetragen gegen den Einfallsinkel. Die Messpunkte wurde von den Dunkelereignissen bereinigt und im Anschluss auf den dunkelbereinigten Wert für 0° normiert. Dies ermöglicht eine Vergleichbarkeit verschiedener Messungen. Der schraffierte Bereich zeigt den Anteil der normierten Dunkelereignisse, welche abgezogen wurden und somit unter der Null liegen. Sie tragen nicht zum Photonenfluss bei und sind deshalb von den Messpunkten und der Erwartungskurven ausgeschlossen. Die Vergößerung zeigt den größten Einfluss von n .

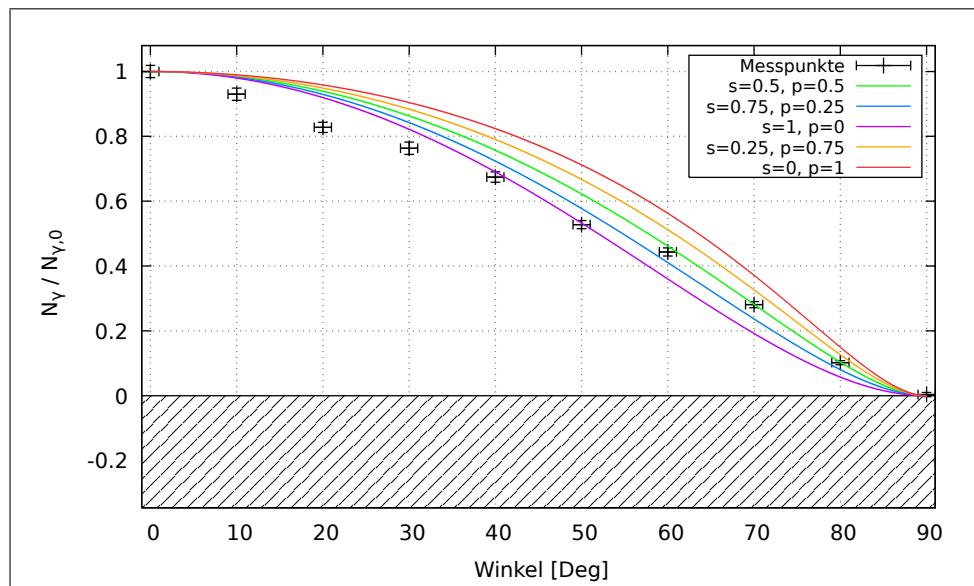


Abbildung 4.10: Variation der Polarisationsanteile bei einem Brechungsindex von $n = 2,0$.

Abb. 4.11 bis 4.13 zeigen die beiden Messreihen im Vergleich für den Strom I , die Photonenanzahl N_γ und den Mittelwert der Photonenanzahl μ_γ . Mit steigendem Winkel sinkt die detektierte Photonenanzahl. Es fällt auf, dass die Dunkelraten der beiden Messungen verschieden sind, weshalb wie zuvor erwähnt auf die dunkelbe-reinigten Flüsse normiert wurde. Die Stromänderung lässt sich durch eine Gerade beschreiben, was für die Photonenanzahl und deren Mittelwert nicht der Fall ist. Für die Photonenanzahl und der mittleren Photonenanzahl lassen sich die Messwerte gut durch Gleichung 4.3.1 beschreiben. Zwischen 20° und 40° sind für beide Messungen starke Abweichungen von der Erwartung zu erkennen, wobei diese für die zweite Messung geringer ausfallen. Abb 4.14 zeigt die Abweichungen der Messung von der Erwartung nach 4.3.1. Für einen Brechungsindex von 2,0 steigen die Abweichungen mit dem Winkel bis etwa 35° und fallen anschließend gegen Null ab.

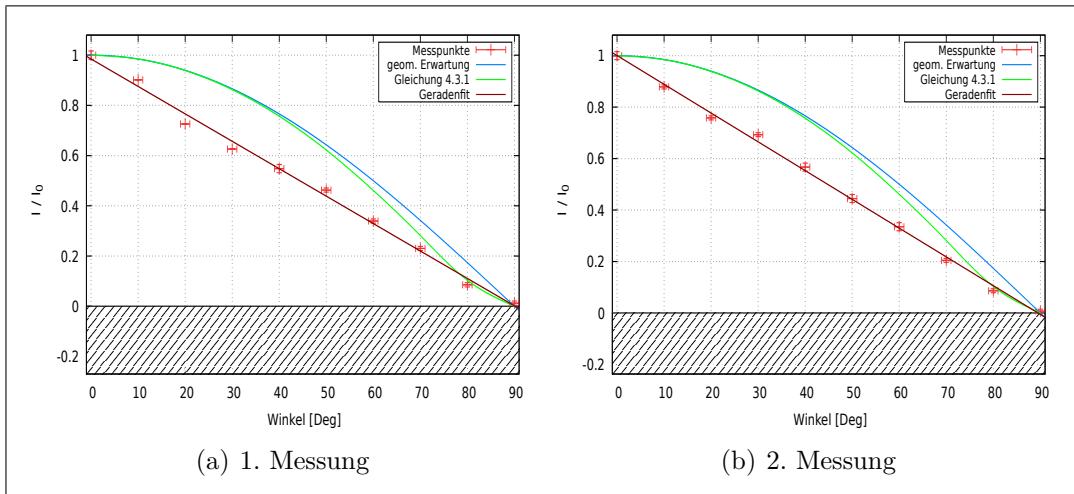


Abbildung 4.11: Strom in Abhängigkeit des Winkels.

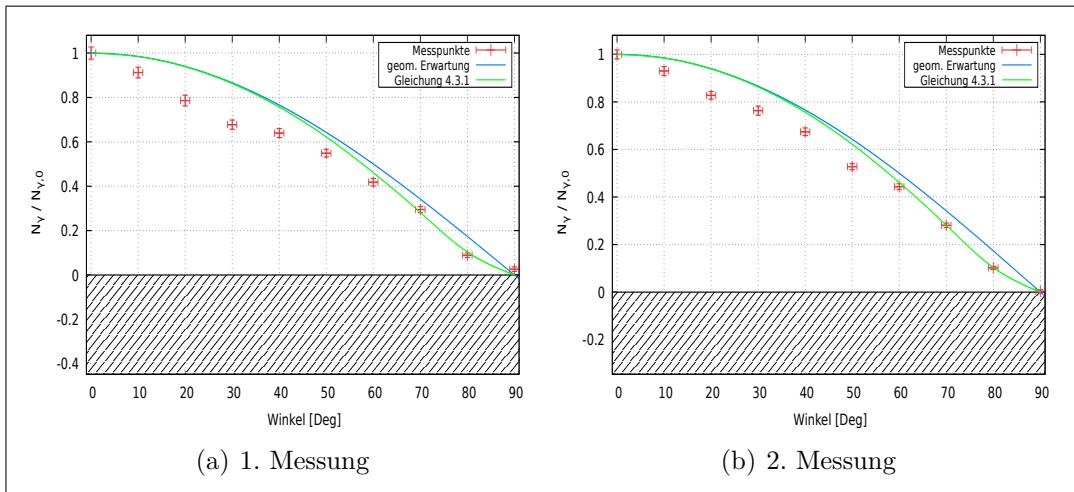


Abbildung 4.12: Photonenanzahl in Abhängigkeit des Winkels.

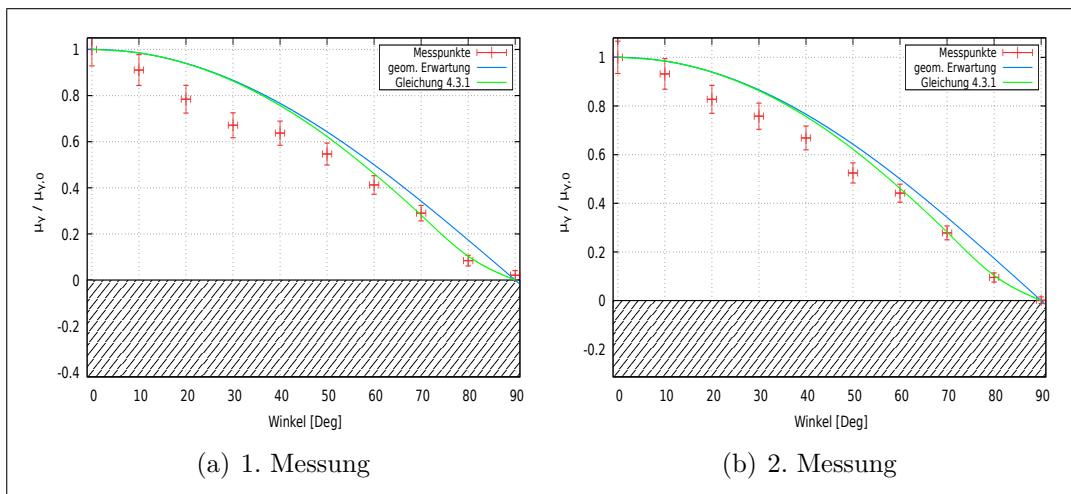


Abbildung 4.13: Mittlere Photonenanzahl in Abhangigkeit des Winkels.

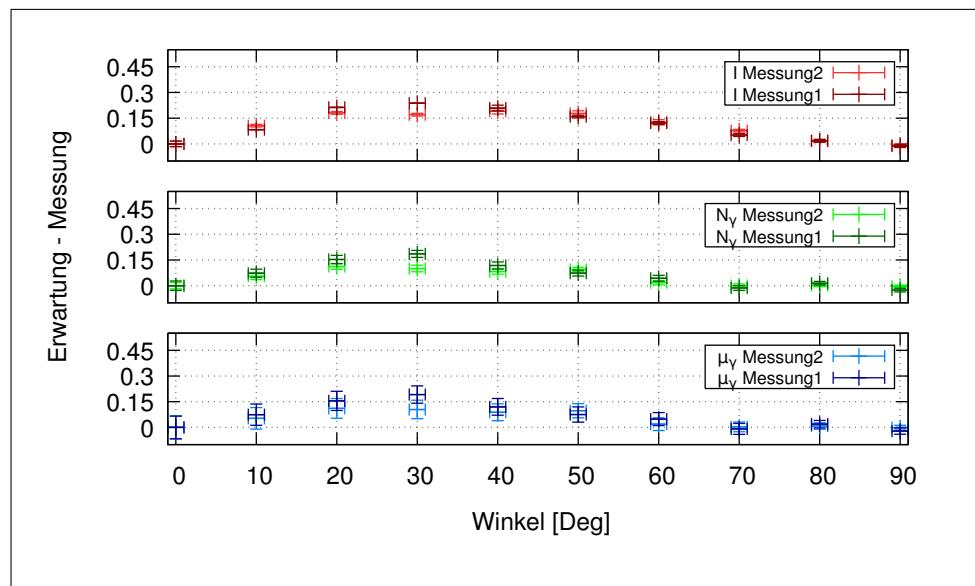


Abbildung 4.14: Abweichungen zwischen den Messpunkten der Abbildungen 4.11 bis 4.13 und der Erwartung nach Gleichung 4.3.1 bei einem Brechungsindex von 2,0.

4.4 Diskussion der Messergebnisse

In diese Kapitel werden die Ergebnisse unter Berücksichtigung der Unsicherheiten der Auswertung und des Messaufbaus diskutiert werden.

Die Messungen zeigen, dass die Detektionsrate der Erwartung entsprechend mit steigendem Winkel sinkt. Die beobachteten Werte lassen sich für hohe Winkel gut durch die Kombination des geometrischen Verlaufs und der Erwartung nach den Fresnel Gleichungen anpassen. Der Einfluss des Lumogens lässt eine Verschlechterung der Gesamtdetektionsrate vermuten. Die Verluste im Bereich 20° bis 40° überwiegen potentielle Gewinne zwischen den Winkeln 60° bis 80° . Die Verluste innerhalb des Lumogens wurden in der obigen Betrachtung außer Acht gelassen. Die Schiebeeffizienz einer $(0,95 \pm 0,05) \mu\text{m}$ dicken Lumogen Gelb 083 Beschichtung auf kristallinen Si-Solarzelle wird mit $\eta(0^\circ) = 0,7$ angegeben [7]. Da dieser Wert für frontalen Einfall gemessen wurde und somit keine Aussage über die Veränderung der Schiebeeffizienz für steigende Winkel liefert kann dieser maximal für eine Abschätzung des Startwertes verwendet werden. Gleichung 4.3.1 wird um die Schiebeeffizienz $\eta(\theta)$ erweitert und führt zu

$$N_{Erw,Lumo} = (1 - \eta(\theta))N_{Erw} + N_{Erw}. \quad (4.4.1)$$

Gleichung 4.3.1 vernachlässigt die Lumogenverluste, sodass der Term $(1 - \eta(\theta))N_{Erw}$ hinzugefügt werden muss. Die Schiebeeffizienz $\eta(\theta)$ ist kleiner Eins, weshalb der Verlauf unter Berücksichtigung von Lumogenverlusten über dem Verlauf nach Gleichung 4.3.1 liegt. Die Verluste im Lumogen werden durch Absorption dominiert. Höhere Winkel kommen einer Verlängerung des Absorptionsweges gleich und erhöhen somit die Absorptionsrate. Das führt zu einer der Absorptionsrate proportionalen Emissionsrate in einem für den SiPM sensitiveren Bereich. Die Emission erfolgt isotrop, weshalb näherungsweise angenommen werden kann, dass ein Anteil von 0,5 in Richtung SiPM emittiert wird. Es kann ohne eine Referenzmessung mit einem baugleichen unbeschichteten Detektor keine Aussagen getroffen werden, inwieweit sich die Detektionsrate mit Lumogen verbessert. Die Schiebeeffizienz ändert sich mit dem Winkel, da der zurückgelegte Weg im Lumogen größer wird. Das Lambert-Beersche Gesetz [19] lautet $I = I_0 \exp(-\alpha x(\theta))$, mit α dem Absorptionskoeffizienten von Lumogen. Die Schiebeeffizienz η kann durch $\frac{I}{I_0} + \eta_{Rest}$ genähert werden. η_{Rest} beschreibt die übrigen in Kapitel 2.2 beschriebenen Verluste innerhalb von Wellenlängenschiebern. Sind Dicke der Beschichtung und der Absorptionskoeffizient bekannt, so kann Gleichung 4.4.1 zur verbesserten Beschreibung des erwarteten Verlaufs verwendet werden. Für kleine Exponenten im Lambert-Beerschen Gesetz und vernachlässigbaren restlichen Verlusten im Lumogen geht 4.4.1 in 4.3.1 über. Da der Einfluss der übrigen Komponenten des Verlustes nicht abgeschätzt werden kann ist ungewiss, ob die Verluste insgesamt höher oder geringer werden. Deswegen werden die Abweichungen für die minimal und maximal angenommenen Brechungsindizes betrachtet. Der Plot nach Abb. 4.14 wird für $n = 1,1$ und $n = 5,0$ wiederholt und ist in Abb 4.15 zu sehen.

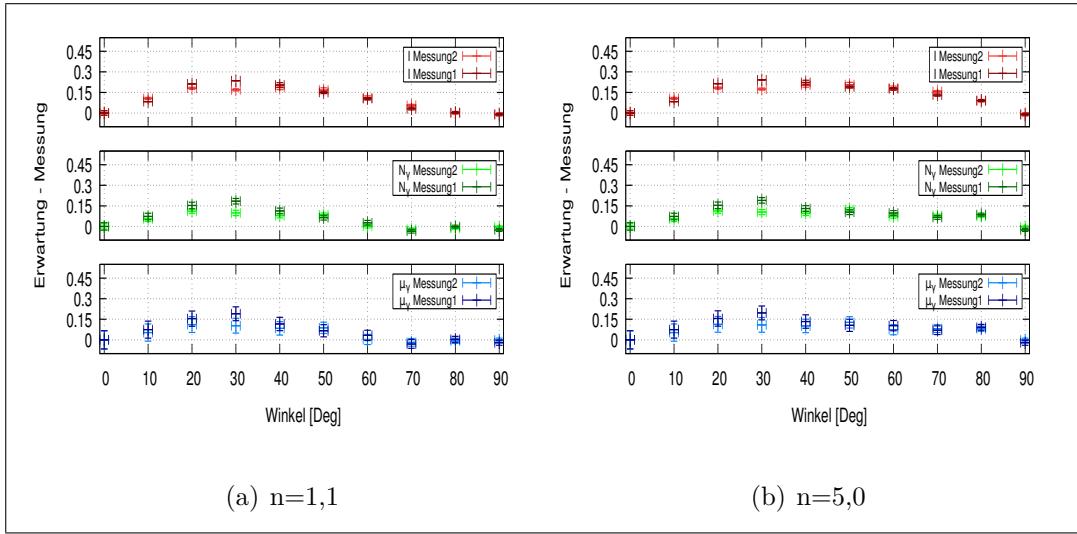


Abbildung 4.15: Abweichungen zwischen den Messpunkten der Abbildungen 4.11 bis 4.13 und der Erwartung nach Gleichung 4.3.1

Die Abweichungen werden mit größerem Brechungsindex größer und mit kleinem Brechungsindex kleiner. Einer genauen Verlustbestimmung muss somit eine Messung des Brechungsindex vorangehen.

Eine weitere potentielle Fehlerquelle stellt der seitliche Einfall ins Lumogenfenster dar, welcher zu einer Vergrößerung der Gesamtfläche führt. Zwar entspricht die Dicke nur $1\text{ }\mu\text{m}$, was bei einem Fluss von etwa $60 \cdot 10^6 \frac{\text{Photonen}}{\text{s}}$ geteilt durch die Nachweiswahrscheinlichkeit zu einer möglichen erhöhten Detektion führen kann. Die Einfallswinkel für die Seiten- und Haupteintrittsfläche ergeben zusammen stets 90° . Der Flächenzuwachs ist in Tabelle 4.2 zu sehen. Für die Rechnung wird angenommen, dass die Dicke der Lumogenbeschichtung $1\text{ }\mu\text{m}$ entspricht. Die Haupteintrittsfläche erstreckt sich über 9 mm^2 . Das Flächenverhältnis ohne Berücksichtigung der Einfallswinkel beträgt etwa 3000.

Einfallswinkel	10	20	30	40	50	60	70	80
Seiteneinfallswinkel	80	70	60	50	40	30	20	10
Flächenverhältnis	17013	8242	5196	3575	2517	1732	1092	529

Tabelle 4.2: Flächenverhältnis der Haupteinfalls- und Seiteneinfallsfläche für verschiedene Einfallswinkel. Der Einfallswinkel und der Seiteneinfallswinkel ergeben stets 90° .

Es kann hiermit ausgeschlossen werden, dass die Seiteneinfallsfläche erheblichen Einfluss auf die Messungen hatte, da der Einfluss der Flächenerhöhung zu gering ist. Dies kann Anhand der Messungen für 90° verdeutlicht werden. Da die Haupteintrittsfläche keine Angriffsfläche mehr für den einfallenden Strahl liefert, sind mögliche Detektionen in der Kammer gestreutem und dem durch die Seite einfallendem Licht

geschuldet. Der Unterschied zur Dunkelmessung geht gegen Null, weshalb sowohl gestreutes Licht als auch der Einfluss des Seiteneinfalls keine ernstzunehmende Fehlerquelle darstellen.

Die erste Messung wies einen leichten Offset der Position der Halterung aus, da Mittelpunkt der Halterung nicht im Schnittpunkt der Achsen $0^\circ - 90^\circ$ lag. Dies führte dazu, dass ein Winkel im Bereich 50° bis 90° effektiv bei kleineren Winkel gelegen ist. Hinweis hierfür sind die zu hohen Werte bei 90° .

In Abb. 4.16 ist die Baseline in Abhängigkeit des Winkels für beide Messungen im Vergleich zu sehen. Diese zeigt ein lineares Verhalten und lässt sich somit durch eine Gerade anpassen. Für die zweite Messung ist die Steigung der Geraden größer, was zu einem kleinerem Baselineabzug für große Winkel führt. Das heißt, dass erwartet werden würde, dass die Mittelwerte und Photonenanzahlen bei der zweiten Messung im Vergleich zur ersten größer wären. Dies ist nicht der Fall, da wie schon erwähnt ein Offset der Halterung für die erste Messung vorlag, sodass die Winkel effektiv kleiner waren. Die unterschiedlichen Werte für die y-Achsenverschiebung der Geraden ist ein Indiz für höhere Photonenflüsse der zweiten Messung unter Berücksichtigung der Dunkelraten.

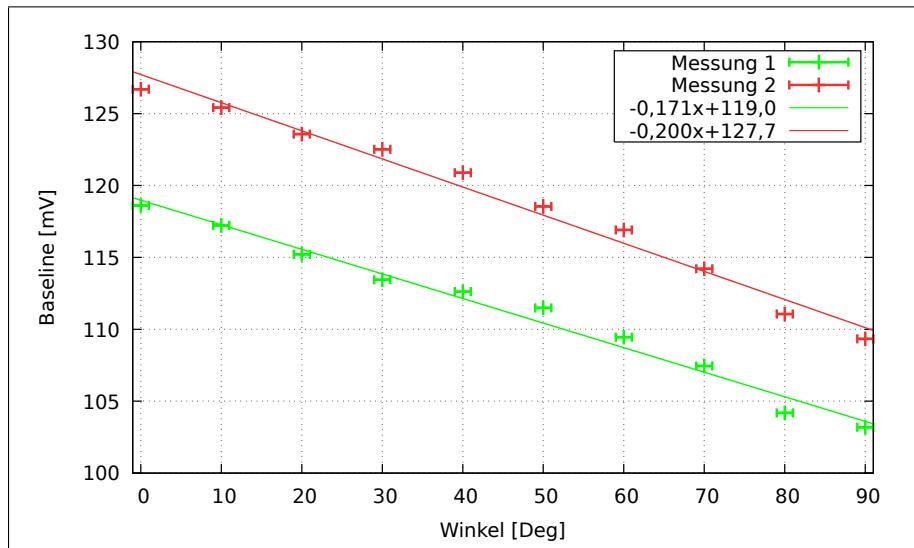


Abbildung 4.16: Baseline aufgetragen gegen den Winkel für beide Messungen. Die Geradenfits ergeben, dass die Steigung für die zweite Messung etwas höher ist. Die Verschiebung auf der y-Achse der beiden Geraden resultiert aus den verschiedenen Gesamtflüssen.

Das sinken des Wertes der Baseline ist durch die Tatsache geschuldet, dass für kleine Winkel in erhöhter Photonenfluss zu verzeichnen ist. Dies führt zu einem höheren Grundniveau der Baseline, sodass Mitteln über alle Baselines einen höheren Wert ergibt. Ein Vergleich von Abb. 4.11 und 4.12 mit Abb. 4.16 zeigt die direkte Korrelation zwischen Baselineabzug und dem Wert der Photonenanzahl, sowie des Mittelwertes der Photonenanzahl. Der Baselineabzug kann als mögliche Ursache für die große

Diskrepanz für kleine Winkel angesehen werden. Andererseits ist für die Messung des Stromes ein linearer Verlauf zu erkennen. Die Strommessung ist unabhängig vom Baselineabzug. Da die Baseline in Abhängigkeit des Winkels ebenfalls einen linearen Verlauf aufweist, kann die Möglichkeit eines linearen Verlaufs der Detektionsrate in Abhängigkeit des Einfallswinkels nicht ausgeschlossen werden.

Es wird weiterhin vermutet, dass die Verstärkerschaltung hohen Flüssen entgegensteuert. Diese versucht die Baseline auf einem konstanten Grundniveau zu halten, weshalb es bei hohen Flüssen zur Übersteuerung kommt. Eine solche Übersteuerung ist in Abb. 4.17 zu sehen.

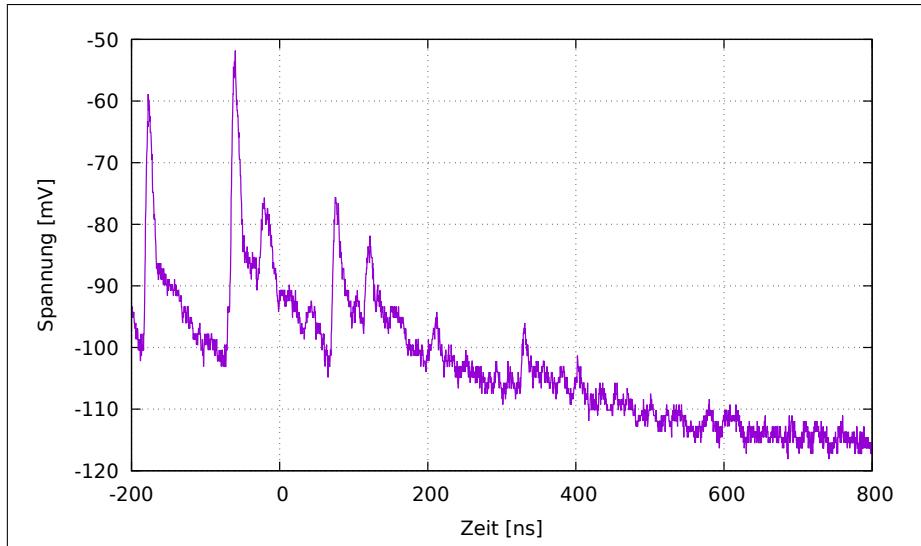


Abbildung 4.17: Waveform mit hoher Anzahl an Ereignissen und Übersteuern des Verstärkers.

Abschließend sollen die Ungenauigkeiten des Aufbaus aufgezählt werden. Der Monochromator liefert eine Selektionsungenauigkeit von $0,35\text{ nm}$, was zu einer leichter Schwankung im Reflexions- und Absorptionsverhalten führen kann. Der Fehler ist jedoch klein, weshalb hierin kein signifikanter Einfluss vermutet wird. Das Streulicht des Monochromators verursacht ebenfalls eine Aufweitung des Wellenlängenbereichs, welcher unbekannt ist. Der kollimierte Lichtstrahl besteht also aus Licht bei $(300.00 \pm 0.35)\text{ nm}$ und dem polychromatischen Kontinuum (Streulicht). Der Intensitätsabfall der Xe-Kurzbogenlampe ist bei 300 nm in einem tolerierbaren Bereich. Es muss somit für gleiche Intensitäten für verschiedene Wellenlängen keine große Erweiterung des Eintrittsspaltes vorgenommen werden. Eine Erweiterung des Eintrittsspaltes führt wie in Kap. 3.1 erwähnt zu einer Erhöhung des Streulichtanteils. Die Winkeleinstellung hat einen Fehler, der als 1 Grad angegeben wird. Der Detektor hatte eine kleine Eigenneigung von ungefähr 1 bis 2 Grad, die daraus resultierte, dass dieser sich nicht parallel zum Verstärkerboard einsetzen hat lassen. Im Idealfall vernichten sich die Fehler der Winkeleinstellung, im schlimmsten Fall liegt dieser bei 6° für zwei Messpunkte. Es wurden alle 10° Messpunkte aufgenommen. Das bedeu-

tet, dass die maximale Unsicherheit in etwa einem halben Messabstand entspricht. Geschieht dies im Bereich großer Winkel, so sind die Abweichungen vom erwarteten Verlauf groß. Das könnte die Abweichung der Messpunkte für 50° und 60° in der zweiten Messung erklären.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Messungen für einen mit Lumogen beschichteten SiPM im Dunklen und unter Beleuchtung durchgeführt. Eine Xe-Kurzbogenlampe erzeugte das Licht, welches durch einen Monochromator selektiert wurde. Das Zusammenspiel der Emission der Xe-Kurzbogenlampe und der Emission innerhalb des Lumogens, sowie der starken Schwankungen der Baseline führten zu Problemen in der Auswertung. Die Lösung dieser Probleme fand sich in der Verwendung von Ladungsspektren und einer Kombination von verschiedenen Triggermethoden. Die Messungen unter Beleuchtung bei 300 nm bestätigten die Erwartung, dass die Anzahl der im Detektor registrierten Photonen abhängig vom Einfallsinkel ist. Genauere Untersuchungen der Verluste im Lumogen konnten durch die durchgeführten Messungen nicht angestellt werden.

Vor einer weiteren Messung sollte zunächst der Brechungsindex von Lumogen bestimmt werden, da dieser zur Anpassung einer theoretischen Erwartung benötigt wird. Hierzu kann Lumogen auf eine Glascheibe aufgetragen und mit einem Laser bestrahlt werden. Der Einfallsinkel wird variiert und der Brechungswinkel hinter der Glascheibe gemessen werden. Die Verluste im Lumogen können durch Messungen eines mit Lumogen beschichteten und eines nicht beschichteten baugleichen SiPM bestimmt werden. Es wird erwartet, dass von den an der Lumogenoberfläche ankommenden Photonen ein Bruchteil an der SiPM Oberfläche eintrifft. Von den an der SiPM Oberfläche eintreffenden Photonen wurde erneut nur ein Bruchteil in der Wellenlänge geschoben. Der Detektor weist für die geschobenen Photonen eine höhere Empfindlichkeit auf, wobei zu klären ist, inwieweit sich der Verlauf in Abhängigkeit der Wellenlänge ändert. Um eine spektrale Winkelabhängigkeit des lumogenbeschichteten SiPM zu beschreiben bedarf es Messungen verschiedener Wellenlängen. Eine effektive Methode um das gesamte Spektrum zu vermessen wird in [3] vorgestellt. Hierin wurde die PDE für vier Wellenlängen von LEDs vermessen und anschließend an ein Spektrum einer Xe-Kurzbogenlampe angepasst. Für ein komplettes Spektrum sollte in Betracht gezogen werden diese Methode zu übernehmen. Schlussendlich muss noch geklärt werden inwieweit sich die PDE für verschiedene Winkel bei 175 nm ändert, da dies die für nEXO interessante Wellenlänge ist. Dies konnte in dieser Arbeit nicht durchgeführt werden, da keine passende Lichtquelle vorhanden war. Hierfür wäre eine gepulste Quelle der Wellenlänge 175 nm notwendig. Sollten kommende Untersuchungen zeigen, dass sich durch die Beschichtung von SiPMs mittels Lumogen eine Verbesserung der PDE in Abhängigkeit des Einfallswinkels ermitteln lässt, so darf gefolgert werden, dass die Kombination von lumineszenten Beschichtungen und SiPMs einen soliden Kandidaten zur Verwendung im nEXO Experiment darstellt.

Literatur

- [1] N. Otte. *The Silicon Photomultiplier - A new device for High Energy Physics, Astroparticle Physics, Industrial and Medical Applications.* 2006.
- [2] P. Eckert et al. *Characterisation Studies of Silicon Photomultipliers.* 2010.
- [3] N.Otte et al. *Characterization of Three High Efficiency and Blue Sensitive Silicon Photomultipliers.* 2016.
- [4] M. de Naurois und D.Mazin. *Ground-based detectors in very-high-energy gamma-ray astronomy.* 2015.
- [5] J.J. Gomez-Cadenas et al. *Sense and sensitivity of double beta decay experiments.* 2011.
- [6] I. Ostrovskiy et al. *Characterization of Silicon Photomultipliers for nEXO.* 2015.
- [7] H.Ahmed et al. *External Quantum Efficiency Improvement with Luminescent Downshifting Layers: Experimental and Modelling.* 2015.
- [8] D.Renker und E.Lorenz. *Advances in solid state photon detectors.* 2009.
- [9] H. Ibach und H. Lüth. *Festkörperphysik.* Heidelberg: Springer, 2001.
- [10] http://neutron.physics.ucsb.edu/docs/Avalanche_photodiodes_info.pdf. Letzter Aufruf: 15.08.2016.
- [11] V. Saveliev. *Silicon Photomultiplier - New Era of Photon Detection.* 2012.
- [12] https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/9/92/APD2_German.png. Letzter Aufruf: 30.08.2016.
- [13] https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/3/3a/APD3_German.png. Letzter Aufruf: 30.08.2016.
- [14] <http://www.ketek.net/products/sipm-technology/microcell-construction/>. Letzter Aufruf: 23.07.2016.
- [15] P.K.Lightfoot et al. *Characterisation of a silicon photomultiplier device for applications in liquid argon based neutrino physics and dark matter searches.* 2008.
- [16] N. Yahlali et al. *Imaging with SiPMs in Noble-Gas Detectors.* 2012.
- [17] <http://www.ketek.net/products/sipm-technology/device-parameters/>. Letzter Aufruf: 23.07.2016.
- [18] Judith Schneider. „Charakterisierung von Siliziumphotomultipliern“. Bachelorarbeit. Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 2015.

- [19] L.R.Wilson. *Luminiscent Solar Concentrators: A Study of Optical Properties, Re-Absorption and Device Optimisation.* 2010.
- [20] A.I.Lvovsky. *Fresnel Equations.* 2013.
- [21] R.Kitamura et al. *Optical constants of silica glass from extreme ultraviolet to far infrared at near room temperature.* 2007.
- [22] <https://www.emsdiasum.com/microscopy/technical/datasheet/GE124.aspx>. Letzter Aufruf: 18.08.2016.
- [23] E.Gallego et al. *Modeling crosstalk in silicon photomultipliers.* 2013.
- [24] H.H. Li. *Refractive Index of Silicon and Germanium and its Wavelength and Temperature Derivatives.* 1980.

Danksagung

Hiermit möchte ich mich bei all denen bedanken, die diese Bachelorarbeit ermöglichten.
Ein allgemeiner Dank geht an die nEXO Arbeitsgruppe.
Spezieller Dank geht an ...

... PD Dr. Thilo Michel, für die Themenvergabe der Arbeit.

... Oleg Kalekin, für die Bereitstellung des QE-Messstands.

... Stefan Eschbach, für die Einweisung in die Handhabung des QE-Messstands.

... Patrick Hufschmidt, für die Beantwortung von Fragen bzgl. der Ausführung und Auswertung der Messungen.

... Tobias Ziegler, für die Bereitstellung eines Auswertungsprogramms und für die Beantwortung von Fragen bzgl. der Ausführung und Auswertung der Messungen.

Erklärung

Hiermit bestätige ich, dass ich diese Arbeit selbstständig und nur unter Verwendung der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe.

Erlangen, den 06.09.2016

Dennis Haag