

# Winkelabhängigkeit der Einzelphoton-Nachweiseffizienz eines Multianodenphotomultipliers

zur Erlangung des akademischen Grades  
Bachelor of Science (B.Sc) Physik



**BERGISCHE  
UNIVERSITÄT  
WUPPERTAL**

Fakultät 4 - Mathematik und Naturwissenschaft  
Der Fachgruppe Physik vorgelegt von

**Natalia Weimer**

1520927

Wuppertal, September 2019

1. Gutachter  
Prof. Dr. Karl-Heinz Kampert

2. Gutachter  
Prof. Dr. Christian Zeitnitz

Betreuer  
Dr. Christian Pauly



## Zusammenfassung

*Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wird die Winkelabhängigkeit der Einzelphotonen Nachweiseffizienz eines spezifischen Multianodenphotomultipliers H12700 des Hersteller Hamamatsu untersucht. Mit einem eigens entwickelten Messaufbau wird die Nachweiseffizienz im Einfallswinkelbereich  $\pm 80(3)$  zum Lot betrachtet. Hierbei wird festgestellt, dass die Nachweiseffizienz nicht von der Ausrichtung des PMTs abhängt. Darüber hinaus wird ein durch die Fresnel-Reflexion beschriebenen Kurvenverlauf der Effizienz bestätigt. Die Effizienz nimmt für Winkel  $\theta > 50(3)$  ab.*

## Inhaltsverzeichnis

<b>1. Motivation</b>	<b>1</b>
1.1. Gliederung . . . . .	2
<b>2. Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1. Photomultiplier . . . . .	3
2.1.1. Einzelphoton-Peak . . . . .	4
2.2. Multianodenphotomultiplier . . . . .	5
2.3. MAPMT mit einer Wellenlängenverschiebung . . . . .	7
2.4. Reflexion an der Kathodenschicht . . . . .	7
<b>3. Messaufbau und Durchführung</b>	<b>12</b>
3.1. Messaufbau . . . . .	12
3.1.1. Erzeugung eines Einzelphoton-Signals . . . . .	14
3.2. Nachweiseffizienz in Abhängigkeit des Schwellwertes . . . . .	15
<b>4. Messung der Einzelphoton-Nachweiseffizienz</b>	<b>18</b>
4.1. Nachweiseffizienz des Summensignals des MAPMTs . . . . .	18
4.2. Überprüfung systematischer Effekte . . . . .	19
4.3. Nachweiseffizienz des Einzel-Pixels des MAPMTs . . . . .	25
4.4. Nachweiseffizienz eines WLSPMTs . . . . .	27
<b>5. Vergleich mit einer Messung von Hamamatsu</b>	<b>29</b>
5.1. Grundlagen des Experiments . . . . .	29
5.2. Datenvergleich mit Hamamatsu . . . . .	29
<b>6. Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>31</b>
<b>A. Anhang</b>	<b>32</b>
Literatur	40
Danksagung	41
Erklärung	42

## Abbildungsverzeichnis

1.	Schematischer Aufbau eines PMTs . . . . .	3
2.	Erweiterter schematischer Aufbau eines PMTs . . . . .	4
3.	Spektrum eines Einzelphotons . . . . .	5
4.	Schematischer Aufbau eines MAPMTs . . . . .	6
5.	Skizze der Reflexion- und Transmissionsanteile im MAPMT . . . . .	8
6.	Transmissionskoeffizienten für verschiedene Übergänge . . . . .	10
7.	Schematische Darstellung des Aufbaus . . . . .	12
8.	Skizze der rotierbaren Halterung . . . . .	13
9.	Vergleich der zwei rotierbaren Halterungen des Aufbaus . . . . .	14
10.	Anzahl der Photonen pro Lichtpuls in Abhängigkeit der Regler Einstellung .	15
11.	Anzahl der Photonen pro Lichtpuls in Abhängigkeit der eingestellte Schwelle	16
12.	Anzahl der Photonen pro Lichtpuls in Abhängigkeit des Winkels $\theta$ für verschiedene Schwellen . . . . .	17
13.	Anzahl der Photonen pro Lichtpuls in Abhängigkeit für große Winkel $\theta$ . . .	19
14.	Prozentuale Abweichung für verschiedene Schwellen in Bezug auf eine Schwelle	20
15.	Gemittelter Verlauf der drei Verläufe aus Abbildung 26 . . . . .	21
16.	Anzahl der Photonen pro Lichtpuls für verschiedene Messungen . . . . .	22
17.	Anzahl der Photonen pro Lichtpuls in Abhängigkeit der Ausrichtung des MAPMT	23
18.	Anzahl der Photonen pro Lichtpuls in Abhängigkeit für große Winkels $\theta$ (verschoben) . . . . .	24
19.	Vergleich verschiedener Spaltbreiten . . . . .	25
20.	Anordnung des MAPMT zur Messung der Nachweiseffizienz der Einzel-Pixel	26
21.	Anzahl der Photonen pro Lichtpuls von einzelnen Pixel abhängig von der Ausrichtung des MAPMTs . . . . .	27
22.	Vergleich eines MAPMT und WLSPMT in Abhängigkeit des Winkels . . . . .	28
23.	Darstellung der Flächenänderung durch eine Rotation des PMTs . . . . .	29
24.	Vergleich der Hamamatsu-Daten mit den eigenen Messungen . . . . .	30
25.	$1/\lambda^2$ -Abfall der produzierten Cherenkov und die Quanteneffizienz in Abhängigkeit der Wellenlänge . . . . .	32
26.	Prozentualen Abweichung für verschiedene Schwellen im Bezug zur jeweiligen Schwelle . . . . .	32
27.	Serientest des verwendeten MAPMTs . . . . .	33
28.	MAPMT mit einer inhomogenen WLS Beschichtung . . . . .	34
29.	Schematischer HAMAMATSU Aufbau . . . . .	34

## Tabellenverzeichnis

1.	Totale Daten des Intensitätsregler . . . . .	34
2.	Totale Anzahl der Photonen in Abhängigkeit der eingestellten Schwelle . . . .	35
3.	Totale Anzahl der Photonen in Abhängigkeit des Winkels $\theta$ für verschiedene Schwellen . . . . .	35
4.	Totale Anzahl der Photonen für $\theta = \pm 80(3)$ . . . . .	36
5.	Totale Daten der prozentualen Abweichung einer Schwelle . . . . .	36
6.	Totale Daten der prozentualen Abweichung der jeweiligen Schwelle . . . . .	37
7.	Totale Anzahl der Photonen in Abhängigkeit verschiedener Messungen . . . . .	37
8.	Totale Anzahl der Photonen in Abhängigkeit der Ausrichtung des MAPMT .	38
9.	Totale Anzahl der Photonen in Abhängigkeit der Spaltbreite . . . . .	38
10.	Totale Anzahl der Photonen in Abhängigkeit der Pixel . . . . .	39
11.	Totale Anzahl der Photonen mit einem MAPMT und WLSPMT . . . . .	39



## 1. Motivation

Photomultiplier werden verwendet um kleine Lichtmengen, bis hinab zu einzelnen Photonen, mit hoher Effizienz und hoher zeitlicher Auflösung nachzuweisen. Ein solcher Detektor wird für die Messung am Compressed Baryonic Matter (CBM) Experiment verwendet. CBM ist ein zukünftiges Experiment des FAIR-Forschungszentrums in Darmstadt. Dabei soll Materie bei hohen Temperaturen und hohen Dichten untersucht werden. Es werden Hadronen, Mesonen und Leptonen der Interaktion vermessen. Hierbei hinterlassen nur Elektronen und Positronen Spuren im Ring Imaging Cherenkov (RICH) Detektor. Der RICH Detektor misst die entstanden Photonen der Cherenkov-Strahlung. Diese entstehen, sobald ein geladenes Teilchen in einem Medium eine höhere Geschwindigkeit besitzt als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium. Das geladene Teilchen polarisiert die Moleküle im Medium, sodass elektromagnetische Strahlung entsteht [Dem04b, S. 101]. Die Wellen der elektromagnetischen Strahlung interferieren und bilden einen Kegel mit Öffnungswinkel  $\alpha$ . Anhand dieses Öffnungswinkels kann nach  $\cos \alpha = \frac{c}{n \cdot v}$  die Geschwindigkeit des geladenen Teilchens berechnet werden [Dem04b, S. 101]. Der Cherenkov-Kegel wird hierbei ringförmig auf den Detektor abgebildet.

Die Kamera Position des RICH-Detektors soll für die Verbesserung des Aufbaus verschoben werden. Dadurch ändert sich der Einfallswinkel, mit welchem die Photonen auf den Detektor fallen. Allerdings ist der Zusammenhang zwischen der Effizienz der Photonen und dem Einfallswinkel bisher noch nicht untersucht worden.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Untersuchung der winkelabhängigen Nachweiseffizienz von Einzelphotonen an einem H12700 Multianodenphotomultiplier. Dazu werden mit einem blauen Laser Einzelphotonen durch Reduktion des Lichts erzeugt. Es wird ein Multianodenphotomultiplier (MAPMT) verwendet, der aus 64 Pixel besteht. Durch separierte Dynoden-Kanäle kann so eine orts aufgelöste Detektion ermöglicht werden.

In dieser Arbeit wird insbesondere eine Effizienzminderung in einem Winkelbereich von  $0$  bis  $\pm 30$  untersucht, dem typischen Detektionswinkel am CBM-Experiment. Um zusätzlich die Beiträge durch die Fresnel-Reflexion zu untersuchen, wird das Verhalten bis zu einem Winkel  $\theta = \pm 80$  diskutiert. Die Fresnel-Reflexion beschreibt Transmissions- und Reflexionsverhalten an Grenzflächen [Dem04a, S. 232 f]. Dabei wird das Verhalten sowohl aller, als auch einzelner Pixel betrachtet. Es werden weitere mögliche Faktoren, die in einem Experiment zu einer Effizienzminderung beitragen könnten, berücksichtigt und vermessen. Zum einen wird ein MAPMT mit einer Wellenlängenverschiebebeschichtung (WLS-Beschichtung) versehen und untersucht. Zum Anderen werden eine Abhängigkeit der Richtung der Rotationsachse des MAPMTs diskutiert und systematische Fehler im Aufbau untersucht.

## 1.1. Gliederung

Zunächst werden in dieser Thesis die theoretischen Grundlagen zur Erzeugung und Detektion von Einzelphotonen in Kapitel 2 aufgeführt. Dafür werden die Eigenschaften eines PMTs und MAPMTs erläutert, sowie ein MAPMT mit einem Wellenlängenverschiebe-Material betrachtet. Zudem wird der Reflexions- und Transmissionskoeffizient an verschiedenen Grenzschichten berechnet.

In Kapitel 3 wird der eigens erstellte Messaufbau betrachtet und die Durchführung der Experimente. Dazu wird vorerst der Messaufbau vorgestellt, sowie eine Beschreibung zur Erzeugung von Einzelphotonen gegeben. Es werden dabei zwei verschieden rotierbare Elemente des Aufbaus vorgestellt, sowie die Notwendigkeit dieser Elemente erläutert. Bevor mit der Untersuchung zur Nachweiseffizienz in Kapitel 4 begonnen werden kann, muss eine geeignete Abgrenzung von Rauschsignalen gefunden werden. Dies ist eine geeignete Nachweisschwelle zur Detektion von Einzelphotonen. Es wird auf die Bedingung der Abgrenzung eingegangen, sowie eine Betrachtung einer zu kleinen Grenze.

In Kapitel 4 wird die Winkelabhängigkeit der Nachweiseffizienz eines MAPMTs näher untersucht. Es werden separate Messungen für die zwei rotierbaren Elemente durchgeführt. Es wird insbesondere auf diverse systematische Effekte im Aufbau eingegangen. Zudem wird die Effizienzänderung von einzelnen Pixel des MAPMTs betrachtet. Zuletzt wird eine mögliche Effizienzänderung aufgrund einer WLS-Beschichtung untersucht.

In Kapitel 5 werden die Messungen aus Kapitel 4 mit den Messergebnissen des Herstellers Hamamatsu [ea07, S.62] verglichen. Dort wurde ebenfalls die Winkelabhängigkeit der Effizienz untersucht. Es wird auf die Unterschiede der Messmethoden und Ergebnisse eingegangen.

Im letzten Kapitel (6) wird die Arbeit zusammengefasst, sowie ein Ausblick zu möglichen vertiefenden Untersuchungen gegeben.



## 2. Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen von Photomultipliern (PMT) und im speziellen von Multianodenphotomultipliern (MAPMT) erläutert. Dabei wird auf die Entstehung und Detektion von Einzelphoton-Signalen eingegangen. Im Anschluss betrachtet man die Winkelabhängigkeit der Nachweeffizienz für einzelne Photonen. Dabei wird besonders auf die Berechnung des Reflexionskoeffizienten an diversen Grenzschichten eingegangen. Abschließend wird die Modifikation des MAPMT mit einem Wellenlängenverschiebungsmaterial (WLS) erläutert.

### 2.1. Photomultiplier

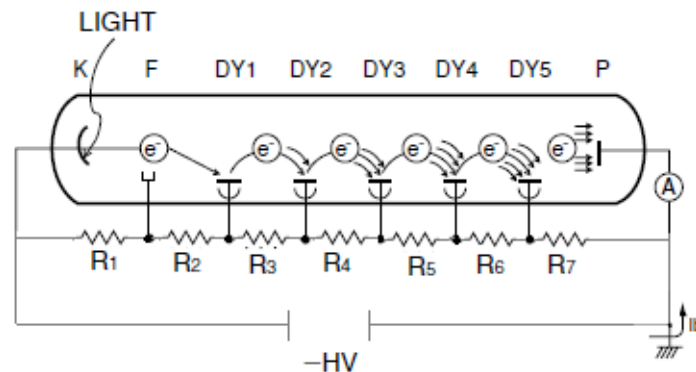


Abbildung 1: Schematischer Aufbau eines PMTs [ea07, S.84](modifiziert). Trifft ein Photon auf die Kathodenschicht (K), wird durch den Photoeffekt ein Photoelektron herausgelöst und durch die fokussierende Elektrode (F) auf die Dynoden (DY) geleitet. Dort löst das Photoelektron weitere Elektronen aus, die zur Anode (A) beschleunigt werden. An der Anode entsteht so ein Spannungsabfall, der ein elektrisch messbares Signal  $I_p$  erzeugt.

Photomultiplier werden verwendet, um kleine Lichtmengen, bis zu einzelnen Photonen, mit hoher Effizienz und hoher zeitlicher Auflösung nachzuweisen. In Abbildung 1 wird das Prinzip eines Photomultipliers gezeigt. In einer evakuierten Röhre treffen Photonen auf eine Kathodenschicht (K) und erzeugen Photoelektronen durch den externen Photoeffekt. Die herausgeschlagenen Elektronen aus der Oberfläche werden durch ein angelegtes elektrisches Feld beschleunigt und durch die Elektrode (F) auf die erste Dynode (DY) fokussiert. An dieser Dynode werden Sekundärelektronen ausgelöst, wodurch es zu einer Vervielfachung der Elektronen kommt. Dieser Vorgang wird an allen weiteren Dynoden wiederholt, bis die Elektronen schließlich auf die Anode treffen und ein messbares Signal produzieren. Das Signal wird aufgrund eines Ladungspulses erzeugt. Auf der einen Seite fungiert die Dynode als Anode, da sie im Vergleich zur vorherigen Dynode ein positives Potenzial besitzt. Auf der anderen Seite entspricht sie im Sinne des Photoeffekts auch einer Kathode, denn sie besitzt ein negatives Potenzial im Vergleich zu nachfolgenden Dynode. Durch die Vervielfachung der Elektronen wird die transportierte Ladungswolke von Dynode zu Dynode größer. Dabei muss sichergestellt werden, dass zwischen der letzten Dynode und der Anode die Potenzialdifferenz groß genug ist, dass die Ladungswolke abfließen kann. Ansonsten würden sich die Elektronen vor der Anode stauen und es entsteht eine Raumladung, wodurch weniger Elektronen an die Anode gelangen. Die Verstärkung würde hierbei sinken.

Die Anzahl der emittierten Sekundärelektronen aus einem auftreffenden Elektron ist  $\delta$  und wird sekundäre Emissionsrate genannt. Die sekundäre Emissionsrate ist abhängig vom Dynodenmaterial. Außerdem ist der Verstärkungsfaktor abhängig von der Anzahl der Dynoden  $n$  in einem PMT. Der ideale Verstärkungsfaktor beträgt hierbei  $\delta^n$ , wenn man davon ausgeht, dass jede Dynode gleich viele sekundäre Elektronen pro einfallendem Elektron erzeugt. [ea07, S. 18]

In einem realen PMT schwankt der Verstärkungsfaktor der einzelnen Dynoden, da Elektronen die Dynode nicht immer ideal treffen. Betrachtet man den PMT H12700, der 10 Dynoden besitzt, bei einer Eingangsspannung von  $-1000\text{ V}$ , so können Photoelektronen mit einem Verstärkungsfaktor von  $1,5 \cdot 10^6$  auf etwa  $0,24\text{ pC}$  verstärkt werden [Fö14, S. 8]. In Abbildung 1 werden schematisch fünf Dynoden gezeigt. Diese sind mit einem Spannungsteiler verbunden, dessen Eingangsspannung sich auf die einzelnen Dynoden aufteilt. Somit entsteht zwischen zwei Dynoden eine Potentialdifferenz von etwa  $100\text{ V}$ . Üblicherweise werden die Spannungen zwischen den letzten Dynoden zusätzlich mit Kondensatoren gestützt, um eine möglichst konstante Potentialdifferenz auch bei der Emission vieler Sekundärelektronen zu erreichen. Die Kondensatoren werden dafür verwendet, den Strom- und Spannungskreislauf im Spannungsteiler stabil zu halten. Die Elektronen, die von einer Dynode auf die nächste treffen, erzeugen einen Ladungspuls im PMT, der vom Spannungsteiler kompensiert werden muss. Ohne den Kondensator zwischen den Dynoden würden die Ladungsträger aus dem Spannungsteiler fließen, wodurch der kurzzeitig große Strom das Teilverhältnis verändern würde. Die benötigten Ladungsträger werden vom Kondensator geliefert. Der Spannungsteiler wird davon nicht beeinflusst. Anschließend wird der Kondensator durch den Querstrom des Spannungsteilers wieder auf seinen Sollwert aufgeladen.

Die Kondensatoren werden nur bei den hinteren Dynoden verwendet, da die letzten Dynoden den Großteil der Ladung des Ausgangspulses liefern und somit am stärksten belastet werden. Die Ladung ist etwa  $1,602 \cdot 10^{-19} \cdot \delta^n\text{ C}$ , die sekundäre Emissionsrate  $\delta = 3 - 5$ . Der in den ersten Dynoden fließende Strom ist viel kleiner als der Teilerquerstrom und ändert somit das Teilverhältnis nicht. Die Anzahl der sekundären Elektronen in den hinteren Dynoden befindet sich in einem Bereich von  $10^6$ , sodass der auf die Anode treffende Ladungspuls und der einhergehende Strom einen Einfluss auf den Spannungsteiler haben, den man korrigieren muss.

### 2.1.1. Einzelphoton-Peak

Ein eintreffendes Lichtsignal, das nicht mehr als ein Photoelektron in einem Impuls erzeugt, wird als Einzelphoton bezeichnet [ea07, S.127]. Der nächste Abschnitt behandelt das Verfahren, solche Signale zu erkennen.

Der Verstärkungsfaktor für ein einzelnes auf eine Dynode auftreffendes Elektron ist nicht konstant, wie man es idealer Weise erwarten würde, sondern ist einem statistischen Prozess mit einem Mittelwert  $\delta$  und dem statistischen Fehler  $\bar{\delta}$  unterworfen. Diese Fluktuation wird an jeder einzelnen Dynode verursacht, da die Emissionsrate an den Dynoden abhängig von der Flugbahn der Elektronen ist. Eine abweichende Flugbahn der Elektronen kann dazu führen, dass die nächste Dynode nicht getroffen oder die Dynode in einem anderen Winkel getroffen wird. Dadurch kann die Emissionsrate an jeder einzelnen Dynode als eine breite Poisson-Verteilung angenommen werden. Je breiter eine Poisson-Verteilung ist, desto größer ist die Variation der Variablen. Aufgrund der großen Anzahl an Elektronen, die auf die hinteren Dynoden treffen, mittelt sich die Fluktuation zu einem gut definierten mittleren Verstärkungsfaktor. Bei der ersten Dynode hingegen, auf die nur wenige Sekundärelektronen treffen,

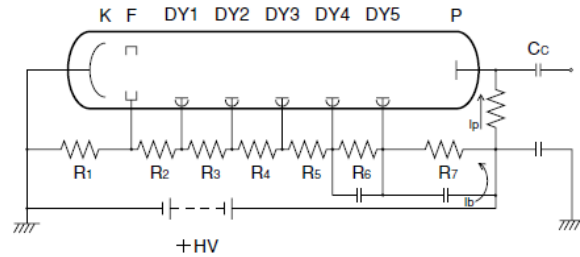


Abbildung 2: Erweiterung des schematischen Aufbaus eines PMTs [ea07, S. 85], durch zusätzliche Kondensatoren zwischen den letzten Dynoden (DY). Hierbei ist (K) die Kathodenschicht, (F) die Fokussierende Elektrode und (P) die Anode des PMT's. An (K) werden durch den Photoeffekt Photoelektronen erzeugt und an (DY) vervielfacht, bis diese auf (P) treffen.

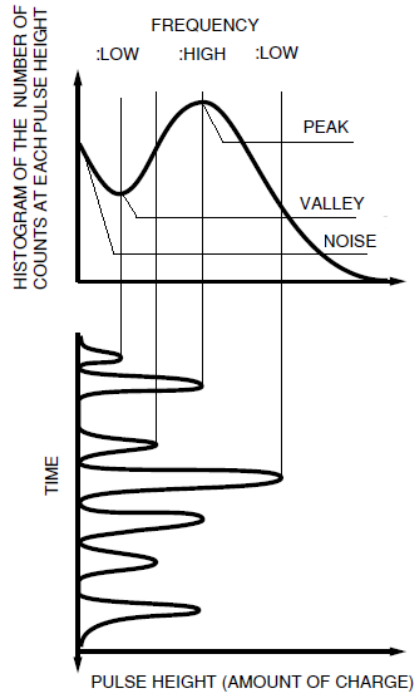


Abbildung 3: Darstellung des Einzelphoton-Spektrums, [ea07, S.127] (modifiziert). Das untere Bild zeigt die verschiedenen Pulshöhen in Abhängigkeit von der Zeit. Aus der Häufigkeit der einzelne Pulse wird ein Histogramm erstellt, das ein Einzelphoton-Spektrum darstellt (oberes Bild). Dabei wird mit „frequency“ die Häufigkeit eines Pulses bezeichnet, „peak“ ist das Maximum des Spektrum, „noise“ das Rauschsignal und „valley“ das Minimum zwischen „noise“ und „peak“.

schwankt die Anzahl der Elektronen und damit ihr verbundener hoher statistischer Fehler stark. Aus diesem Grund ist die erste Dynode ausschlaggebend für das Auflösungsvermögen und somit auch für die Breite des Einzelphoton-Peaks. Die Ausgangspulshöhe für jeweils ein einzelnes Photoelektron, welches von der Kathode emittiert und von den Dynoden verstärkt wird, schwankt daher von Puls zu Puls. Die Häufigkeitsverteilung der auftretenden Pulshöhen bildet das Einzelphoton-Spektrum [ea07, S. 127].

Das Einzelphoton-Spektrum ist in Abbildung 3 aufgetragen. Im unteren Teil sind beispielhaft verschiedene Pulshöhen in Abhängigkeit der Zeit gezeigt. Basierend auf der Häufigkeit der Pulse, hier als „frequency“ bezeichnet, kann ein Histogramm in Form eines Einzelphoton-Spektrums gebildet werden. Ein solches Histogramm zeigt charakteristische Punkte eines Spektrums: So bezeichnet „peak“ das Maximum des Spektrums und das „valley“ ist das Minimum zwischen dem „peak“ und dem „noise pedestal“ (hier als „noise“ bezeichnet). Dies ist die Höhe des Rauschsignals. Wenn man den „peak“ eines Spektrums mit dem zugehörigen „valley“ teilt, erhält man das „peak-to-valley“ Verhältnis. Dieses Verhältnis ist ein Maß für die Qualität des PMTs für den Nachweis von Einzelphotonen [ea16, S.4]. Je besser diese Abgrenzung ist, desto besser ist die Nachweiseffizienz der Einzelphotonen [ea16, S. 4].

## 2.2. Multianodenphotomultiplier

Die Messungen dieser Arbeit werden an einem Hamamatsu H13708 MAPMT durchgeführt, welcher in allen hier relevanten technischen Eigenschaften dem Standard Modell H12700 von Hamamatsu entspricht.

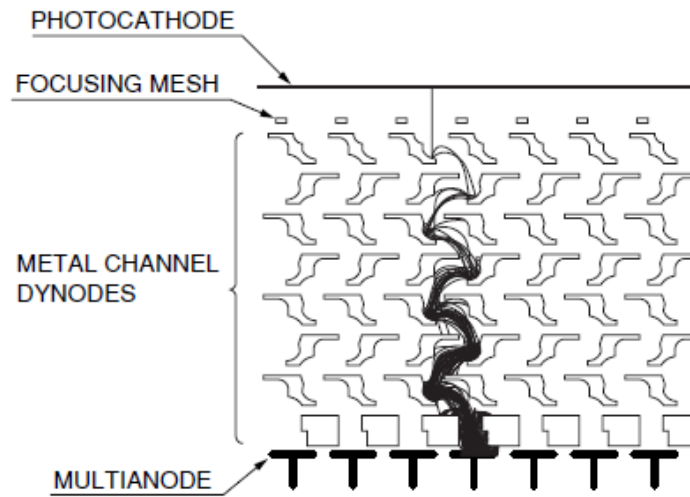


Abbildung 4: Schematischer Aufbau eines MAPMTs [ea07, S.169]. Von oben: Hinter der Photokathodenschicht befindet sich ein fokussierendes Netz, das die emittierten Photoelektronen auf die nächst liegende Dynode lenkt. Dort werden diese in dem jeweiligen Dynoden-Kanal verstärkt und treffen auf einen Anodenpad. Dabei erzeugen die Elektronen einen messbaren Spannungsabfall. Der Verlauf der Elektronen ist als schwarze Kaskade dargestellt.

Ein MAPMT hat, genauso wie der PMT, eine Photokathodenschicht, an welcher bei Lichteinfall der Photoeffekt auftritt und Elektronen ausgelöst werden. Der Verlauf einer Elektronenvervielfachung innerhalb eines Dynoden-Kanals ist in Abbildung 4 als schwarze Kaskade dargestellt. Hierbei werden durch eine fokussierende Elektrode, die in diesem Fall als ein Netz arrangiert ist, die Elektronen zur nächstliegenden Dynode geleitet. Die Elektroden befinden sich in der Abbildung unterhalb der Photokathode. Der Hamamatsu MAPMT besitzt  $8 \times 8$  Pixel, wodurch es 64 separierte Dynoden-Kanäle gibt, in denen die Photoelektronen vervielfacht werden. Aufgrund der Separation der einzelnen Dynoden-Kanäle ist durch die einzelnen Anodenpads eine recht genaue Bestimmung des Auftreffortes des Photons auf der Kathode möglich.

Alle 64 Dynoden sind auf sogenannten Dynoden-Blechen aufgetragen. Diese zehn Bleche sind über einen Spannungsteiler, wie er in Abbildung 2 dargestellt wird, verbunden. Bei einer typischen Betriebsspannung von  $-1000 \text{ V}$  beträgt die Potenzialdifferenz zwischen zwei Blechen  $100 \text{ V}$ . In der Arbeit werden die Messungen stets über das letzte Dynoden-Blech ausgelesen und somit vor dem Auftreffen auf die Anodenpads. Dabei betrachtet man die Signale aller Dynoden-Kanäle gleichzeitig. Dieses Signal wird als Summensignal bezeichnet, welches eine positive Amplitude besitzt [K.K19, S. 4]. Aufgrund zusätzlich erzeugter Sekundärelektronen treffen weniger Elektronen auf das Dynoden-Blech als davon abfließen. Dadurch ist das Potenzial an dem Blech kurzzeitig positiv. Dies wird zwar durch den Spannungsteiler kompensiert, jedoch reicht die kurze Zeitspanne aus, das positive Potential zu detektieren. An den Anodenpads erzeugen die auftreffenden Elektronenkaskaden ein negatives Potenzial. Dies kann an den Anoden durch Auslesen einzelner Pixel detektiert werden. Aus diesem Grund besitzt das Summensignal eine positive und die einzelnen Pixel eine negative Amplitude.

Bei einem MAPMT muss, im Gegensatz zu einem PMT, noch beachtet werden, dass sogenannte Crosstalk-Signale entstehen können. Für ein einzelnes registriertes Photon, welches durch ein Dynoden-Kanal verstärkt und detektiert wird, kann es in weiteren Kanälen zu einem Scheinsignal kommen. Photoelektronen, die von der letzten Dynode Richtung Anode abfließen, erzeugen auf der letzten Dynode einen positiven Ladungspuls, da neue Ladungsträger nur begrenzt schnell aus dem Spannungsteiler nachgeliefert werden können. Die letzte Dynode besteht aus einem Dynoden-Blech mit gleichem Potential über der Fläche. Das

Dynoden-Blech bildet mit den einzelnen Anodenpads einen Plattenkondensator. Durch diese kapazitive Kopplung entsteht ein positiver Scheinpuls auf allen anderen Anodenpads. In allen anderen nicht getroffenen Pixel ist der Scheinpuls jedoch die einzige Signalquelle. Dadurch wird ein kleiner, positiver Puls messbar. Das Crosstalk-Signal ist durch einen bipolaren Puls charakterisiert mit positiver Amplitude und anschließendem negativen Überschwingen. Die Gesamtladung beider Signalhälften gleicht sich in etwa aus und ist durch seine sehr kleine Netto Pulsladung gekennzeichnet. Im Gegensatz hierzu ist ein echtes Photonsignal durch einen negativen Puls ohne nennenswertes Nachschwingen gekennzeichnet. Dieser hat eine Pulsladung von typischen 250 fC pro Photoelektron.

Das Crosstalk-Signal beeinflusst nur Messungen von Einzel-Pixeln am MAPMT. Durch die Auslese des Summensignals spielt die Entstehung des Crosstalk-Signals für diese Arbeit keine Rolle.

### 2.3. MAPMT mit einer Wellenlängenverschiebung

Im weiteren Verlauf dieser Arbeit werden die Ergebnisse eines herkömmlichen MAPMTs mit einem MAPMT verglichen, der mit einem Material zur Wellenlängenverschiebung (WLS) modifiziert wurde. Im Folgenden wird ein solcher MAPMT als WLSPMT bezeichnet.

Eine möglichst hohe Nachweiseffizienz zu niedrigen Wellenlängen ist aufgrund des mit  $1/\lambda^2$  abfallenden Cherenkov-Spektrums wünschenswert [Kop14, S.67 f]. Dieser Verlauf ist im Anhang Abbildung 25 dargestellt. Dabei werden die Effizienz in Prozent und die Anzahl der Photonen in Abhängigkeit der Wellenlänge aufgetragen. Die Grafik zeigt, dass das Maximum der Nachweiseffizienz von Einzelphotonen des verwendeten PMTs im Bereich zwischen 300 nm und 450 nm liegt und die Anzahl der erzeugten Cherenkov-Photonen im ultravioletten (UV) Bereich am größten ist. MAPMTs mit einem UV-transparenten Glas können den Bereich oberhalb von 200 nm ausnutzen, jedoch ist die Nachweiseffizienz dort geringer [ea15, S.1]. Aus diesem Grund verwendet man eine WLS-Beschichtung. Diese absorbiert das UV-Licht, was zu einer Anregung der Moleküle des WLS-Materials führt und so ein Photon mit einer höheren Wellenlänge reemittiert [ea15, S.1]. Die Verschiebung der Wellenlänge hängt von dem meist organischen Material sowie der Dicke der Beschichtung ab.

In dieser Arbeit wird p-Terphenyl (PT) als WLS-Material verwendet [Kop14, S. 68 f]. PT absorbiert Wellenlängen von unter 300 nm und emittiert Photonen im Bereich von 300 nm bis 400 nm [Kop14, S.68 f]. Somit nutzt das PT den idealen Bereich für die Erzeugung und den Nachweis der Photonen zum Großteil aus. Der verwendete Laser für die Untersuchungen hat eine Wellenlänge von 405 nm, wodurch die Eigenschaften des WLS keine Rolle spielen. Jedoch wird der Reflexionsverlust am Glas durch die Beschichtung möglicherweise beeinflusst.

### 2.4. Reflexion an der Kathodenschicht

Wenn Photonen auf einen Detektor treffen, können diese auf der Grenzfläche reflektiert werden. Somit wird ein Teil des Lichts nicht vom Detektor wahrgenommen. Für die Untersuchung von Photonen ist es daher wichtig den Reflexionskoeffizienten zu kennen. Im weiteren Verlauf werden die optischen Eigenschaften eines MAPMTs in Abhängigkeit vom Einfallswinkel auf die Glasoberfläche des MAPMTs betrachtet. Wie in Abbildung 5 zu erkennen ist, gibt es beim Eintritt in den MAPMT zwei Grenzübergänge: Einen zwischen Luft ( $n_1$ ) und dem Glas des PMTs ( $n_2$ ) und einen zwischen Glas ( $n_2$ ) und dem Inneren des MAPMTs, hier als Vakuum bezeichnet ( $n_3$ ). Die Brechungsindizes von Luft und Vakuum werden dabei als gleich angenähert, also  $n_1 = n_3 = 1$ . Das Material vom Glas ist ähnlich zu Bor-Silikat, daher wird  $n_2 = 1,5$  angenommen. Dabei ist der Brechungsindex Wellenlängenabhängig:  $n_2 = 1,473$  für  $\lambda = 587$  nm und  $n_2 = 1,48$  für  $\lambda = 435$  nm. Der einfallende Lichtstrahl ( $e$ ) trifft unter einem Winkel  $\alpha$  auf den Luft-Glas-Übergang, dabei wird ein Teil des Lichts von der Grenzfläche reflektiert ( $r_1$ , rot) und ein Teil transmittiert ( $t_1$ ). Hier findet der Übergang von einem optisch dünneren zu einem optisch dichterem Medium statt, somit wird  $t_1$  zum Lot hin gebrochen. Der transmittierte Lichtstrahl trifft anschließend unter dem Winkel  $\beta$  auf den Glas-Vakuum-

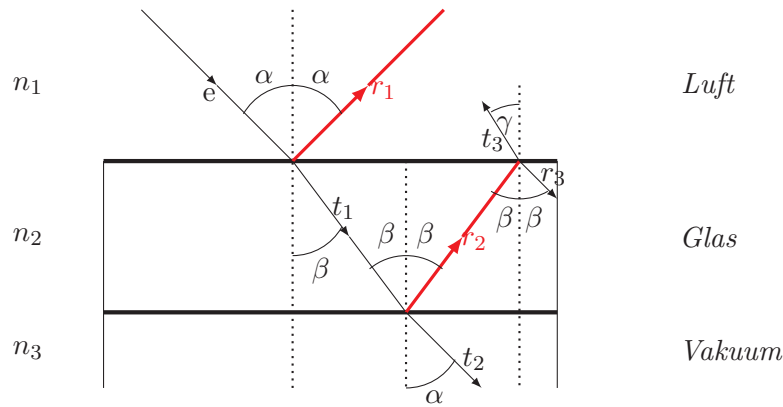


Abbildung 5: Skizze der Reflexions- und Transmissionsanteile im MAPMT. Hierbei wird der Übergang von Luft ( $n_1$ ) / Glasschicht ( $n_2$ ) und Glasschicht ( $n_2$ ) / Vakuum ( $n_3$ ) betrachtet. Die reflektierten Strahlen sind mit 'r' und die transmittierten Strahlen mit 't' gekennzeichnet. Der einfallende Strahl wird mit 'e' deklariert. Bei den jeweiligen Grenzübergängen wird das Lot mit einer gestrichelten Linie dargestellt, dabei bezeichnen  $\alpha$  und  $\beta$  jeweils die Reflektions- und Brechungswinkel relativ zum Lot. Die beiden roten Strahlen sind die relevanten reflektiven Anteile.

Übergang, wo ein Teil unter  $\alpha$  vom Lot transmittiert wird ( $t_2$ ). Ein anderer Teil des Strahls wird unter  $\beta$  reflektiert ( $r_2$ , rot) und trifft auf die Glas-Luft-Grenzfläche. Hier wird wiederum ein Teil reflektiert ( $r_3$ ) und Teil transmittiert ( $t_3$ ), wobei  $t_3$  unter dem Winkel  $\gamma$  vom Lot weggebrochen wird. Im Folgenden werden die Reflexionskoeffizienten betrachtet, die durch  $r_1$  und  $r_2$  (rot markiert) erzeugt werden.

Da die eintreffenden Photonen im MAPMT Photoelektronen erzeugen, die durch ein elektrisches Feld abgelenkt werden, kann der Winkel  $\beta$  nicht bestimmt werden. Dieser Winkel kann jedoch mit Hilfe des Snelliusschen Brechungsgesetzes ausgedrückt werden.

$$n_1 \cdot \sin \alpha = n_2 \cdot \sin \beta \quad (1)$$

Um den reflektierten Anteil des eintreffenden Lichts in Abhängigkeit des Winkels zu berechnen, werden die Fresnelsche Formeln (Gleichung 2 und Gleichung 3) [Dem04a, S.232 f] verwendet. Bei diesen Formeln wird zwischen demjenigen Anteil der Welle unterschieden, der parallel zur Einfallsebene polarisiert ist ( $r_p$ ) und demjenigen, der senkrecht zur Einfallsebene polarisiert ist ( $r_s$ ).

$$r_p = \frac{n_2 \cdot \cos \alpha - n_1 \cdot \cos \beta}{n_2 \cdot \cos \alpha + n_1 \cdot \cos \beta} \quad (2)$$

$$r_s = \frac{n_1 \cdot \cos \alpha - n_2 \cdot \cos \beta}{n_1 \cdot \cos \alpha + n_2 \cdot \cos \beta} \quad (3)$$

Für die Berechnung des Reflexionskoeffizienten R werden ausschließlich die rot markierten Strahlen in Abbildung 5 verwendet. Diese erfolgt jeweils separat für  $r_1$  und  $r_2$ . Hierbei muss beachtet werden, dass bei den Experimenten dieser Arbeit die Polarisationsrichtung unbekannt ist, daher überlagern sich die Anteile  $r_s$  und  $r_p$ . Aus diesem Grund müssen für die Auswertung beide Anteile gemittelt werden.

### Reflexion an der ersten Grenzschicht

Zunächst wird die Reflexion an der ersten Grenzschicht  $r_1$  betrachtet. Dazu wird der prozentuale Reflexionskoeffizient  $R_1$  berechnet, indem in die Fresnelsche Formeln der transmittierte Winkel  $\beta$  eingesetzt wird. Danach wird die Formel quadriert und anschließend summiert [Dem04a, S. 232 f].

$$\begin{aligned} R_1 &= \frac{r_p^2 + r_s^2}{2} \\ &= \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{\frac{3}{2} \cdot \cos \alpha - \cos(\arcsin(\frac{2}{3} \cdot \sin \alpha))}{\frac{3}{2} \cdot \cos \alpha + \cos(\arcsin(\frac{2}{3} \cdot \sin \alpha))} \right)^2 + \left( \frac{\cos \alpha - \frac{3}{2} \cdot \cos(\arcsin(\frac{2}{3} \cdot \sin \alpha))}{\cos \alpha + \frac{3}{2} \cdot \cos(\arcsin(\frac{2}{3} \cdot \sin \alpha))} \right)^2 \right] \quad (4) \end{aligned}$$

### Reflexion an der zweiten Grenzschicht

Für den prozentualen Reflexionskoeffizient  $R_2$  an der zweiten Grenzschicht müssen die Strahlen  $t_1$  und  $r_2$  betrachtet werden. Der Strahl  $r_2$  kommt dadurch zustande, dass an der ersten Grenzschicht ein Teil des Lichts transmittiert  $t_1$  wird und dieser Strahl an der zweiten Grenzschicht reflektiert wird. Dazu müssen die Fresnelschen Formeln modifiziert werden.

$$r_{s2/p2} = t_{s/p} \cdot r_{s/p}$$

Der reflektierende Teil wird wieder sowohl für parallel polarisiertes als auch senkrecht polarisiertes Licht betrachtet. Die Strahlen setzen sich jeweils durch einen zugehörigen transmittierten Teil  $t_{s/p}$  und einem reflektierten Teil  $r_{s/p}$  nach Gleichung 2 und Gleichung 3 zusammen. Dabei werden die Brechungsindizes für diese Grenzschicht folgendermaßen umdefiniert:  $n_1 = n_2$  und  $n_2 = n_3$ . Daraus ergibt sich für den reflektierten Strahl in Abhängigkeit der Polarisation

$$r_{p2} = \frac{2n_1 \cdot \cos \alpha}{n_1 \cdot \cos \alpha + n_2 \cdot \cos \beta} \cdot \frac{n_2 \cdot \cos \beta - n_3 \cdot \cos \alpha}{n_2 \cdot \cos \beta + n_3 \cdot \cos \alpha} \quad (5)$$

$$r_{s2} = \frac{2n_1 \cdot \cos \alpha}{n_2 \cdot \cos \alpha + n_1 \cdot \cos \beta} \cdot \frac{n_3 \cdot \cos \beta - n_2 \cdot \cos \alpha}{n_3 \cdot \cos \beta + n_2 \cdot \cos \alpha} \quad (6)$$

Setzt man dort den transmittierten Winkel  $\beta$  ein, quadriert und mittelt die Ausdrücke, so ergibt sich daraus der prozentuale Reflexionskoeffizient  $R_2$ .

$$\begin{aligned} R_2 &= \frac{r_{p2}^2 + r_{s2}^2}{2} \\ &= \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{2 \cdot \cos \alpha}{\cos \alpha + \frac{3}{2} \cdot \cos(\arcsin(\frac{2}{3} \cdot \sin \alpha))} \cdot \frac{\frac{3}{2} \cdot \cos(\arcsin(\frac{2}{3} \cdot \sin \alpha)) - \cos \alpha}{\frac{3}{2} \cdot \cos(\arcsin(\frac{2}{3} \cdot \sin \alpha)) + \cos \alpha} \right)^2 \right. \\ &\quad \left. + \left( \frac{2 \cdot \cos \alpha}{\frac{3}{2} \cdot \cos \alpha + \cos(\arcsin(\frac{2}{3} \cdot \sin \alpha))} \cdot \frac{\cos(\arcsin(\frac{2}{3} \cdot \sin \alpha)) - \frac{3}{2} \cdot \cos \alpha}{\cos(\arcsin(\frac{2}{3} \cdot \sin \alpha)) + \frac{3}{2} \cdot \cos \alpha} \right)^2 \right] \quad (7) \end{aligned}$$

### Gesamtreflexion

Um den Gesamtanteil des nicht detektierten Lichts zu bestimmen, wird die Summe aus den beiden Reflexionskoeffizienten  $R_1$  und  $R_2$  berechnet.

$$R_{ges} = R_1 + R_2 \quad (8)$$

Dabei erwartet man einen nahe zu konstanten Reflexionskoeffizient bis 50°, der etwa ab 70° einen schnellen Anstieg aufweist.

Da in dieser Arbeit lediglich der Anteil der detektierten Photonen gemessen werden kann, muss der Anteil der nicht reflektierten Strahlung betrachtet werden. Der Transmissionsko-

effizient wird somit im Nachfolgenden verwendet. Dieser setzt sich durch folgende Relation zusammen.

$$T_{ges} = 1 - R_{ges} \quad (9)$$

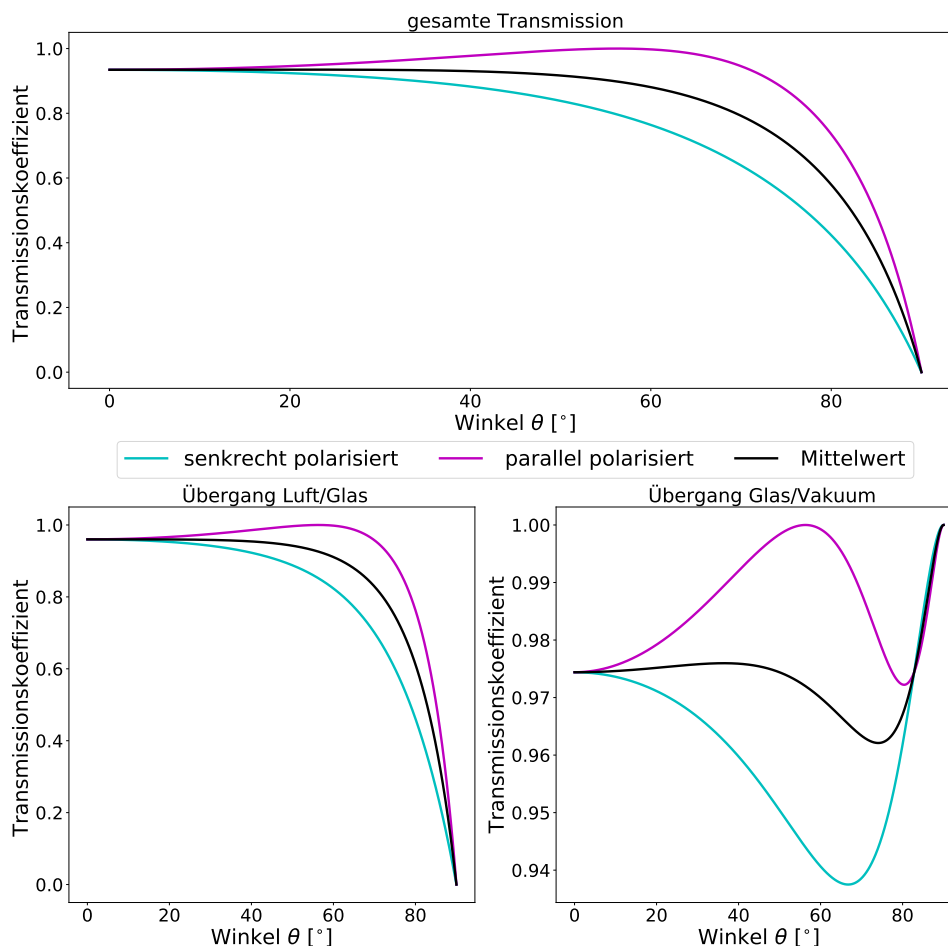


Abbildung 6: Die drei Plots stellen die Transmissionskoeffizienten für verschiedene Übergänge dar. Dabei wird stets der Transmissionskoeffizient in Abhängigkeit des Winkels betrachtet. Zudem stellt die hell blaue Kurve den Übergang für senkrecht polarisiertes Licht dar, pink die für parallel polarisiertes Licht und schwarz bildet den Mittelwert aus beiden Polarisationsrichtungen. Links unten wird der Übergang von Luft/Glas dargestellt; rechts unten wird der Übergang von Glas/Vakuum dargestellt; der obere Plot ist die gesamte Transmission der beiden Übergänge. Dieser wird als theoretischer Transmissionskoeffizient verwendet.

In Abbildung 6 sind die oben theoretisch berechneten Werte bis zu einem Winkel von  $\theta=80$  aufgetragen. Dabei stellt der pinke Verlauf den Anteil der parallel polarisierten Strahls da und der hellblaue den senkrecht polarisierten Strahl. Die Mittelung der beiden Polarisationsrichtungen ist der schwarze Verlauf. Die Plots werden für die verschiedenen Grenzübergänge unterschieden. Links unten ist der Transmissionskoeffizient an der ersten Grenzschicht Luft/Glas aufgetragen, der Koeffizient nimmt mit steigendem Winkel ab. Rechts unten ist der



Transmissionskoeffizient an der zweiten Grenzschicht Glas/Vakuum aufgetragen, der Koeffizient nimmt zunächst ab, bevor er mit größerem Winkel zunimmt. Der obere Plot zeigt die Gesamttransmission der beiden Grenzschichten. Erneut nimmt der Koeffizient mit dem Winkel ab. Der schwarze Verlauf der Gesamttransmission wird im weiteren Verlauf als theoretische Erwartung dargestellt.

### 3. Messaufbau und Durchführung

In diesem Kapitel wird der zugrundeliegende Aufbau der Untersuchung zur winkelabhängigen Einzelphoton Nachweiseffizienz aufgeführt. Dazu wird zunächst der Messaufbau detailliert beschrieben, wobei explizit auf die zwei rotierbaren Halterungen eingegangen wird. Daraufhin betrachtet man wie ein Einzelphoton erzeugt wird. Schließlich werden die grundlegenden Einstellungen, die in Abschnitt 4 verwendet werden beschrieben.

#### 3.1. Messaufbau

Bevor auf das wesentlichste Element des Aufbaus, eine rotierbare Halterung, eingegangen wird, wird der gesamte Aufbau im Detail beschrieben. Dabei werden in den Untersuchungen zwei verschiedene Halterungen verwendet. Es wird auf die Unterschiede, sowie auf die Notwendigkeit zweier Halterungen eingegangen.

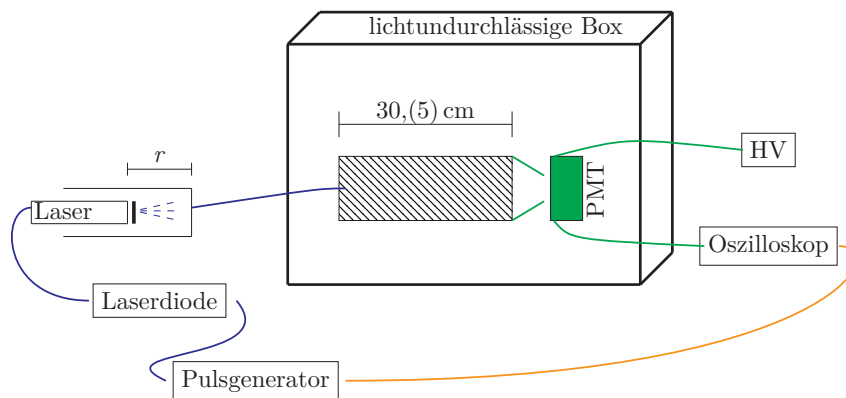


Abbildung 7: Schematische Darstellung des Messaufbaus zur Untersuchung der Nachweiseffizienz von Einzelphotonen. In der lichtundurchlässigen Box wird der MAPMT (grün) von Umgebungslicht geschützt. Dieser wird über eine Hochspannung (HV) versorgt und über ein Oszilloskop ausgelesen. Die zugehörigen elektronischen Geräte sowie der Laser befinden sich außerhalb der Box. Der Laser ist über einen Lichtleiter (blau) mit einem Tubus im inneren der Box verbunden.

Der gesamte Aufbau ist in Abbildung 7 dargestellt, dabei wird als Quelle eine gepulste Laserdiode der Wellenlänge  $\lambda = 405 \text{ nm}$  verwendet. Der Laser wird mittels eines Pulsgenerators getriggert, welcher gleichzeitig auch ein Trigger-Signal für die PMT Auslese mittels des Oszilloskops generiert (in orange dargestellt). Die Pulslänge ist hierbei  $\ll 100 \text{ ps}$ . Die Laserdiode befindet sich in einem Laserkopf, um den Einfluss durch das Umgebungslicht zu minimieren. Hinter der Laserdiode befindet sich ein Michglasplättchen, durch den diffuses Licht in eine 1mm dicke Lichtfaser (in blau dargestellt) eingekoppelt wird. Der Abstand zwischen der Diode und dem einen Ende der Faser erlaubt eine Regulierung der Lichtmenge über viele Größenordnungen, da dieser Abstand variabel ist. Das andere Ende der Faser befindet sich innerhalb einer lichtundurchlässigen Box, wodurch verhindert wird, dass Umgebungslicht die Messung beeinflussen kann. Durch die Faser wird das Licht in das Innere der Box transportiert. Dahinter befindet sich ein Tubus der Länge 30,0(5) cm, wodurch zum Einen weitere Einflüsse minimiert werden und zum Anderen eine erneute Regulierung der Lichtmenge gewährleistet wird. Die reduzierte Lichtmenge trifft auf eine rotierbare Halterung (in grün dargestellt). In der Halterung wird der PMT fixiert. Der PMT wird hierbei über eine Hochspannung (HV) mit  $-1000(5) \text{ V}$  versorgt und über das Oszilloskop ausgelesen. In den Messungen wird stets das Summensignal ausgelesen, welches eine positive Amplitude besitzt. In einigen Untersuchungen betrachtet man zusätzlich die Anodenausgänge einzelner Pixel, diese besitzen eine negative Amplitude.

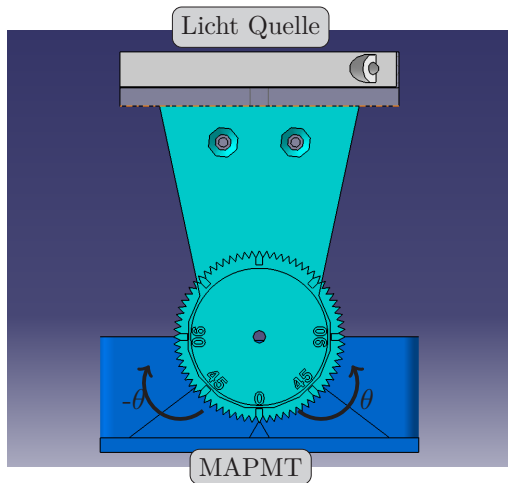


Abbildung 8: Rotierbare Halterung, um den Einfallswinkel des Lichtes zu verändern. Die Lichtquelle strahlt von oben in Halterung hinein und wird durch einen Spalt auf einen eng begrenzten Bereich der Oberfläche projiziert. Die Halterung kann in einem Punkt um  $\theta = \pm 80(3)$  rotieren. Die Rotation nach links wird mit einem negativen Vorzeichen definiert und nach rechts mit einem positiven. Der MAPMT wird im dunkelblau gefärbten Teil befestigt, wodurch dieser in der Rotationsachse liegt.

Um die Nachweiseffizienz eines Einzelphoton-Signals winkelabhängig zu untersuchen, muss lediglich der Einfallswinkel des Lichts variiert werden. Dies wird erreicht, indem der PMT relativ zum eintreffenden Lichtstrahl rotiert wird. Hierbei wird jeweils nur ein kleiner Bereich des PMTs beleuchtet, um sicherzustellen, dass in Abhängigkeit des Winkels immer die gleiche Gesamtlichtmenge auf den PMT trifft. Eine Befestigung, die diese Kriterien erfüllt, ist in Abbildung 8 dargestellt. Es wird zunächst beispielhaft eine Halterung beschrieben, die einen Bereich von  $\theta = \pm 80(3)$  abdeckt. Anhand von diesem werden die Eigenschaften der rotierbaren Halterungen erklärt. Danach werden die Unterschiede der zwei Halterungen beschrieben. In Abbildung 8 strahlt die Lichtquelle von oben in die Halterung hinein und wird durch einen Spalt auf einen eng begrenzten Bereich der Oberfläche projiziert. Dieser Spalt ist in der türkis eingefärbten Fläche verbaut. Der zugehörigen Winkel, in dem das Licht auf die Glasoberfläche trifft, kann an der Halterung abgelesen werden. Innerhalb dieses dargelegten Elements kann in dem Bereich von  $\theta = \pm 80(3)$  rotiert werden. Dabei werden die Vorzeichen der Winkel hier definiert, um die Messungen eindeutig zu kennzeichnen: Die Rotation in der Abbildung nach links erhält ein negatives Vorzeichen und die Rotation nach rechts erhält ein positives Vorzeichen. In dem dunkelblau gefärbten Teil des Elements wird der MAPMT starr an der rotierbaren Halterung befestigt.

Die zwei verschiedenen rotierbaren Halterungen sind zum Vergleich in Abbildung 9 dargestellt. Mit dem linken Element wird ein Bereich von  $\pm 50(3)$  und mit dem rechten der Bereich von  $\pm 80(3)$  abgedeckt. Die Halterung, die bis zu  $\pm 50(3)$  rotiert werden kann, hat eine Länge von 9,1(5) cm und der Spalt, durch den ein eng begrenzter Bereich auf die Oberfläche projiziert wird, ist 5 mm breit. Dabei kann die Spaltbreite durch weitere Bauteile verkleinert werden. Die Halterung, die bis  $\pm 80(3)$  rotiert werden kann, hat eine Länge von 11,1(5) cm und der Spalt ist 1 mm breit. Generell ist es sinnig den Abstand zwischen Spalt und PMT Fenster möglichst klein zu halten. Dies schränkt jedoch den maximalen Rotationsbereich stark ein, sodass größere Winkel (bis  $\pm 80(3)$ ) nur mit einem deutlich größeren Abstand ermöglicht werden können. Der markanteste Unterschied der beiden rotierbaren Elemente ist die Spaltbreite. Durch den 5 mm breiten Spalt werden mehrere Pixel angestrahlt, wodurch über mehrere Anodenausgänge gemittelt wird, sodass die Schwankung des Summensignals, aufgrund von örtlicher Effizienz-Variation, abnimmt. Wenn der Lichtstrahl mittig auf den PMT projiziert wird, werden die beiden Pixelspalten links und rechts vom Mittelpunkt bestrahlt. Dadurch besteht allerdings die Gefahr, dass das Licht bei größeren Winkeln am PMT vorbei strahlt. Bei einem kleiner Spalt der Breite 1 mm hingegen ist die Wahrscheinlichkeit eines streifenden Einfalls unter großem Winkel zum Lot geringer. Die angestrahelte

Fläche ist jedoch verkleinert, dadurch können bekannte Effizienzänderungen einzelner Pixel die Messung stärker beeinträchtigen. Die Effizienz nimmt bei Pixeln zum Rand hin ab, zudem existieren tote Bereiche zwischen zwei Pixeln. Durch die verschiedenen Spaltbreiten werden systematische Effekte am Aufbau untersucht. Dies wird in Abschnitt 4.2 dargelegt. Im weiteren Verlauf der Arbeit werden beide Halterungen verwendet, wodurch der Winkelbereich der verschiedenen dargestellten Messungen variiert.

Abbildung 9: Vergleich der zwei rotierbaren Halterungen des Aufbaus. Links kann das Element bis zu einem Winkel von  $\theta = \pm 50(3)$  rotiert werden. Dessen Länge beträgt 9,1(5) cm und die Spaltbreite ist 5 mm. Rechts kann das Element bis zu einem Winkel von  $\theta = \pm 80(3)$  verschoben werden. Dessen Länge beträgt 11,1(5) cm und die Spaltbreite ist 1 mm.



### 3.1.1. Erzeugung eines Einzelphoton-Signals

Da in dieser Arbeit Einzelphoton-Signale untersucht werden, muss das Licht des blauen Lasers stark reduziert werden. Diese Vorgehensweise und dessen Verifikation wird im Folgenden erläutert.

Der Laser wird mit einer Frequenz von 5,0 kHz angesteuert, wobei dieser Wert nicht verändert wird. Mit Hilfe des gewählten Aufbaus wird die Intensität jedes einzelnen Laserpulses um viele Größenordnungen reduziert, sodass letztlich am PMT lediglich in 10 % der Laserpulse ein einzelnes Photon nachgewiesen wird. In 90 % der Pulse wird kein Photon nachgewiesen, die Wahrscheinlichkeit, dass man in einem solchen Puls zwei oder mehr Photonen misst, ist somit sehr klein.

Die Reduzierung kann erfolgen bevor das Licht in die 1 mm dicke Lichtfaser eingespeist wird. Am Laserdioden-Treiber kann über einen Regler die Intensität des Lasers eingestellt werden. Zudem verändert sich die Lichtintensität nicht linear zum Regler. In Abbildung 10 ist die Anzahl der gemessenen Photonen pro Lichtpuls in Abhängigkeit der Reglereinstellung aufgetragen. Zu den Einstellungen des Reglers von den Werten 100 und 0 hin stellt sich ein Plateau ein. Des Weiteren wird ein Milchglasplättchen verwendet, das diffuses Licht erzeugt. Dadurch wird das Licht im Raum zerstreut und man erhält eine  $1/r^2$ -Abhängigkeit mit dem Abstand  $r$ . Dieser Abstand  $r$  ist in Abbildung 7 zwischen dem Milchglasplättchen und der Lichtfaser eingezeichnet. So kann auch die Entfernung  $r$  vom Laser zur Lichtfaser eine stärkere Abschwächung des Lichts erzeugen. Des Weiteren kann man den Abstand zwischen dem anderem Ende der Lichtfaser und dem MAPMT einstellen. Diesen Faktor kann nur bedingt verändert werden, da das Rohr fixiert ist. Eine Änderung ist nur durch den Austausch der rotierbaren Elemente möglich. Auch hier nimmt die Zerstreuung des Lichtes mit dem Abstand zu. Zuletzt lässt ein schmaler Spalt in der rotierbaren Halterung weniger Licht an den MAPMT, welcher das Licht weiter reduziert wird. Fortfahrend wird der Stand des Reglers und der Abstand  $r$  angegeben, da man diese am besten variieren kann.

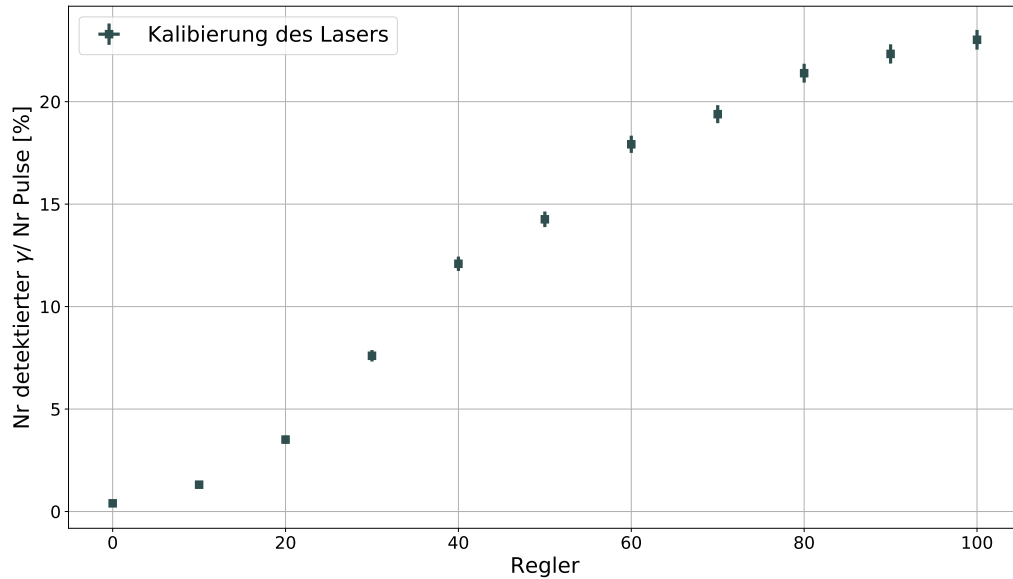


Abbildung 10: Dargestellt wird die Anzahl der gemessenen Photonen pro Lichtpuls in Abhängigkeit der Reglereinstellung. Die y-Achse zeigt die Anzahl der detektierten Photonen ( $\gamma$ ) im Verhältnis zu der Anzahl aller Pulse (10.000). Die Zunahme der Photonen ist nicht linear, sondern bildet in Richtung der Regler-Einstellung 0 und 100 ein Plateau. Für die Fehler wurde eine Poisson-Verteilung angenommen und die zugehörigen Werte sind in Anhang Tabelle 1 dargestellt.

Das entstandene Einzelphoton-Signal wird über das Oszilloskop aufgenommen und kann ausgewertet werden. Dafür wird ein Programm verwendet, welches die einzelnen Pulse analysiert. Sobald ein Puls oberhalb einer Schwelle liegt, wird das Signal als detektiertes Photon gewertet. Zusätzlich können die Einzelphoton-Signale aufsummiert werden. Die Wahl der Höhe dieser Schwelle wird in Abschnitt 3.2 beschrieben. Anhand, der über viele Pulse gemittelten Daten, kann schließlich ein mittlerer Einzelpuls-Signalverlauf ermittelt werden. Aufgrund des Transit Time Spreads (TTS) des PMTs schwankt der Zeitpunkt, an welchem das Ausgangssignal vom PMT generiert wird. Das TTS ist die Fluktuation der verschiedenen Laufzeiten der Pulse [ea07, S. 50]. Bei der Mittelung über viele einzelne Einzelphoton-Signale führt dies zu einer zeitlichen Verschmierung des gemittelten Pulses. Wenn die Differenz des Zeitpunktes, an dem das Signal generiert wird, und des TTS bildet, ist das gemittelte Signal glatter. Dabei besitzt ein typischer Einzelphoton-Peak eine Amplitudenhöhe von 8 mV und eine Breite von 3 ns.

### 3.2. Nachweiseffizienz in Abhängigkeit des Schwellwertes

Im Folgenden wird untersucht, in welchem Bereich der Schwellwert gewählt werden muss, um Einzelphotonen optimal zu detektieren.

Die verwendete Schwelle ist die minimale Pulshöhe, welche der PMT-Puls überschreiten muss, um als ein detektiertes Photon gewertet zu werden. Signale unterhalb der Schwelle werden als Rauschen interpretiert, beziehungsweise als ein Laserpuls, in welchem kein Photon mit dem PMT detektiert wurde. Betrachtet man Abbildung 3, erzeugt die Anzahl der Photonen in Abhängigkeit der Pulshöhe ein Einzelphoton-Spektrum. Der Schwellwert ist ausschlaggebend für den Grad der Effizienz der Messung. Wird die Schwelle zu klein gewählt, so werden auch Rauschsignale als Photonsignal fehlinterpretiert, was zu einem scheinbaren Anstieg der Nachweiseffizienz führt. Das Ergebnis wird somit verfälscht. Wenn die Schwelle jedoch zu hoch gewählt wird, verliert man einen Teil der Effizienz: Für den Fall, dass man zu nah in

den Peak-Bereich kommt, oder auch darüber hinaus, schneidet man einen Teil der Pulshöhen ab. Somit detektiert man weniger Photonen. Aus diesem Grund ist es essenziell die richtige Schwelle zu ermitteln. Dabei ist der optimale Bereich im „valley“ des Einzelphotonen Amplituden Spektrums.

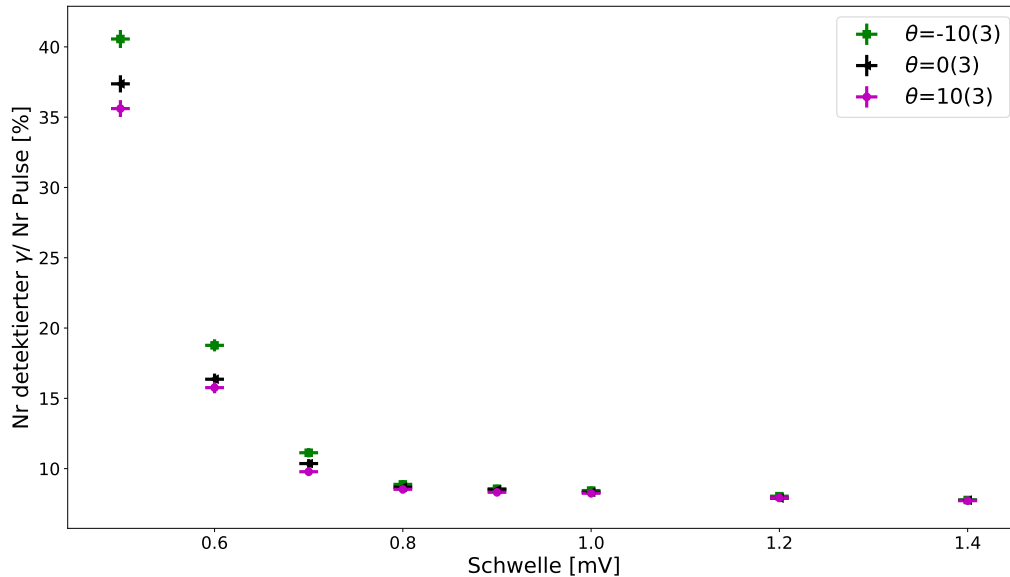


Abbildung 11: Dargestellt wird die Anzahl der gemessenen Photonen pro Lichtpuls in Abhängigkeit der eingestellten Schwelle für verschiedene Winkel. Dabei ist auf der y-Achse die Anzahl der detektierten Photonen ( $\gamma$ ) im Verhältnis zu der Anzahl aller Pulse (10.000) aufgetragen. Der Verlauf wird für Winkel  $\theta$ , im Bereich von  $\pm 50(3)$  betrachtet. Für die Fehler wurde eine Poissonverteilung angenommen. Die zugehörigen Werte sind in Anhang Tabelle 2 dargelegt.

Um die nachfolgenden Daten interpretieren zu können, muss sichergestellt werden, dass tatsächlich Einzelphotonen detektiert werden. In den folgenden Messungen wird daher die Lichtquelle so eingestellt, dass in etwa 10 % aller Pulse ein Photon vom PMT registriert wird. In Abbildung 11 wird diese Schwellenwahl untersucht, dabei ist die Anzahl der Photonen pro Lichtpuls in Abhängigkeit der Schwelle aufgetragen. Auf der y-Achse ist die Anzahl der detektierten Photonen im Verhältnis zu der Anzahl aller Pulse (10.000) in Prozent aufgetragen. Die x-Achse wird in einem Bereich von 0,50(1) mV bis 1,40(1) mV dargestellt. Wenn man die Schwelle noch weiter senken würde, würde die Anzahl der gemessenen Photonen pro Lichtpuls gegen 100 % streben. Ab einem sehr niedrigen Schwellwert würde man kein Rauschen mehr abgrenzen, sodass alle Pulse als Photon interpretiert werden. Die Daten wurden mit einer Reglereinstellung von 30 und einem Abstand  $r=2,8(5)$  cm aufgenommen.

In der Abbildung wird das Verhalten in Abhängigkeit der Schwelle für drei verschiedenen Winkel betrachtet. In grün ist der Winkel  $\theta = -10(3)$  aufgetragen, in schwarz der Winkel  $\theta = 0(3)$  und in pink der Winkel  $\theta = 10(3)$ . Markant an dem Verlauf der Daten ist die Abnahme der Photonenzahl mit höherem Schwellwert. Dies ist auch der erwartete Verlauf, da mit höherer Schwelle Rauschpulse zunehmend unterdrückt werden. Die gemessene Effizienz als Funktion der Schwelle bildet in diesem Bereich ein Plateau. Erst bei einer deutlich höheren Schwelle fällt die Anzahl der registrierten Photonen auf 0 %. Anhand der Datenpunkte erkennt man, dass bei einer Wahl der Schwelle unterhalb von 0,80(1) mV das Einzelphoton-Signal vom Rauschen überlagert wird, da die Datenpunkte eine starke Varianz aufweisen, obwohl für kleine Einfallswinkel keine Varianz zu erwarten wäre. Ab einer Schwelle von 0,80(1) mV sind

die Datenpunkte für die jeweilige Schwelle innerhalb der Fehler konstant. Zudem liegen die Punkte an diesem Wert bei etwa 8% der detektierten Photonen, somit kann mit Sicherheit gesagt werden, dass hier Einzelphotonen gemessen wurden.

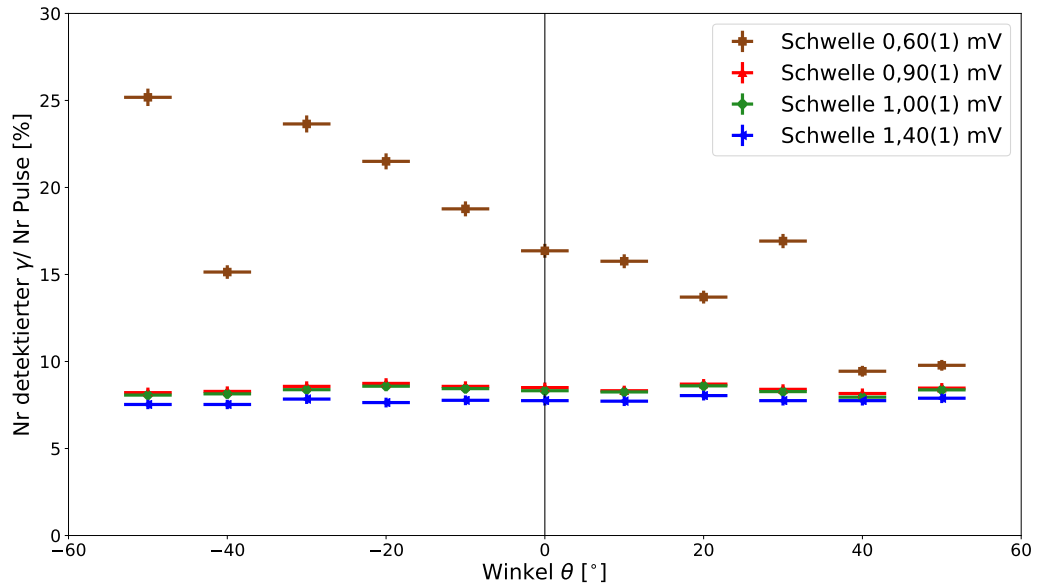


Abbildung 12: Dargestellt wird die Anzahl der gemessenen Photonen pro Lichtpuls in Abhängigkeit des Winkels für verschiedene Schwellenwerte. Dabei ist auf der y-Achse die Anzahl der detektierten Photonen ( $\gamma$ ) im Verhältnis zu der Anzahl aller Pulse (10.000) aufgetragen. Es werden folgende Schwellenwerte untersucht: 0,60(1) mV (braun), 0,90(1) mV (rot), 1,00(1) mV (grün) und 1,40(1) mV (blau). Für die Fehler wurde eine Poisson-Verteilung angenommen. Die zugehörigen Werte sind im Anhang Tabelle 3 dargestellt.

In Abbildung 12 wird die Anzahl der gemessene Photonen pro Lichtpuls winkelabhängig für verschiedene Schwellenwerte aufgetragen. Die y-Achse zeigt die Anzahl der detektierten Photonen im Verhältnis zu der Anzahl der Pulse (10.000). Auf der x-Achse sind die Winkel im Bereich von  $\theta = \pm 50(3)$  aufgetragen. Es werden die Daten für vier verschiedene Schwellen gezeigt. Dabei präsentieren die braunen Zeichen eine Schwelle von 0,60(1) mV. Der unsystematische Verlauf lässt keine Interpretation der Daten zu. Hierbei erkennt man die Auswirkung einer zu klein gewählten Schwelle: Die Werte variieren stark in Abhängigkeit des Winkels  $\theta$ . Im Vergleich dazu erfüllen die anderen drei Kurven die Erwartung einer konstanten Detektion im gemessenen Winkelbereich. Die roten Zeichen präsentieren eine Schwelle von 0,90(1) mV und die grünen eine von 1,00(1) mV. Diese verlaufen innerhalb ihrer Fehler sehr ähnlich. Die blauen Zeichen sind bei einer Schwelle von 1,40(1) mV aufgetragen. Dabei fällt auf, dass die Anzahl der gemessenen Photonen pro Lichtpuls im Vergleich etwas niedriger ist. Somit geht ein Teil der Nachweiseffizienz für das Einzelphoton-Signal verloren.

Für die nachfolgenden Untersuchungen wird eine Schwelle von 1,00(1) mV gewählt. In diesem Bereich wird das Rauschen der Daten unterdrückt, ohne dass dabei die Effizienz der Messungen deutlich beeinträchtigt wird.

## 4. Messung der Einzelphoton-Nachweise *zienz*

In diesem Kapitel werden winkelabhängige Messungen zur Nachweiseffizienz einzelner Photonen dargelegt. Es werden zunächst die Nachweiseffizienz in Abhängigkeit der beiden rotierbaren Elemente aus Abschnitt 3.1 gesondert voneinander betrachtet, danach werden systematische Effekte am Aufbau untersucht. Zuletzt wird die Nachweiseffizienz einzelner Pixel und einer WLS-Beschichtung winkelabhängig untersucht.

### 4.1. Nachweise *zienz* des Summensignals des MAPMTs

Idealerweise würde man davon ausgehen, dass der Verstärkungsfaktor aller einzelnen Dynoden-Kanäle gleich wäre. Somit sollte die Ausgangsspannung an jeder Anode des MAPMTs gleich groß sein. In der Realität ist der Verstärkungsfaktor abhängig von der Flugbahn der Sekundärelektronen und besonders im Bereich der ersten Dynode. Somit weichen die Einzelphotonen-Signalamplituden von Kanal zu Kanal ab. Durch die Beleuchtung eines möglichst großen Bereichs des PMTs mittelt sich dieser Effekt heraus. Um einen möglichst großen Bereich auszunutzen, erfolgt die Auslese anhand des PMT-Summsignal.

Es werden alle Signale gezählt, die über einer Schwelle von 1,00(1) mV liegen. Die Messung zur Nachweiseffizienz ist in zwei Abschnitte unterteilt, bedingt durch die unterschiedlich weit rotierbaren Aufbauten. Zum Einem betrachtet man die Untersuchung bis zu einem Einfallswinkel auf die Glasoberfläche von  $\theta = 50(3)$  mit einer Spaltbreite von 5 mm, zum Anderen bis zu einem Winkel von  $\theta = 80(3)$  mit einer Spaltbreite von 1 mm.

#### Nachweise *zienz* im Winkelbereich von $\theta = \pm 50(3)$

Das bis zu einem Winkel von  $\theta = \pm 50(3)$  rotierbare Element hat eine Länge von 9,1(5) cm und eine Spaltbreite von 5 mm. Um durch diese Größen ein Einzelphoton-Signal zu erzeugen, wird die Reglereinstellung auf 30 gesetzt und der Abstand auf  $r = 2,8(5)$  cm. Dadurch erhält man etwa in 8% der Pulse ein Signal, wodurch mit Sicherheit gesagt werden kann, dass es sich um Einzelphoton-Signale handelt. Wie in Abschnitt 3.2 Abbildung 12 dargestellt, ist die Anzahl der gemessenen Photonen pro Lichtpuls und damit die Nachweiseffizienz innerhalb des Winkelbereichs von  $\theta = \pm 50(3)$  im Rahmen der statistischen Fehler konstant.

#### Nachweise *zienz* im Winkelbereich von $\theta = \pm 80(3)$

Das rotierbare Element bis zu einem Winkel von  $\theta = \pm 80(3)$  hat eine Länge von 11,1(5) cm und eine Spaltbreite von 1 mm. Durch den kleineren Spalt ist die Lichtmenge, die auf den Detektor trifft, deutlich verringert. Entsprechend muss das Signal verstärkt werden. Daher wird der Intensitätsregler auf 100 gestellt und der Abstand  $r$  auf 2,8(5) cm.

In Abbildung 13 sind die zugehörigen Daten zu erkennen. Es wird die Anzahl der gemessenen Photonen pro Lichtpuls in Abhängigkeit des Winkels aufgetragen. Die y-Achse zeigt die Anzahl der detektierten Photonen im Verhältnis zu der Anzahl der Pulse (100.000). Es stellt sich ein Anteil von 5% der Pulse ein. Somit kann mit Gewissheit gesagt werden, dass Einzelphotonen gemessen werden. Diese sind in der Abbildung als violette Zeichen aufgetragen. Zudem ist das theoretisch berechnete winkelabhängige Transmissionsverhalten des PMT-Fensters nach Abschnitt 2.4 als schwarze Kurve dargestellt. Für eine verbesserte Darstellung der theoretischen Kurve neben den experimentellen Daten wird der Mittelwert der Datenpunkte zwischen  $0(3)$  -  $30(3)$  berechnet. Anschließend werden die theoretisch berechneten Werte auf diesen Mittelwert skaliert und ergeben den Verlauf in Abbildung 13.

Betrachtet man den Verlauf der theoretischen Werte, so sind die Werte bis zu einem Winkel von  $\theta = \pm 50(3)$  konstant, wie es auch mit dem oben untersuchten rotierbaren Element nachgewiesen werden konnte. Daraufhin nimmt der Koeffizient ab. Die Reflexion nimmt bei Winkeln, die betragsmäßig größer sind als  $\theta = 50(3)$ , zu, wodurch weniger Photonen gemessen werden können. Betrachtet man jedoch die experimentellen Werte, stellt sich zunächst



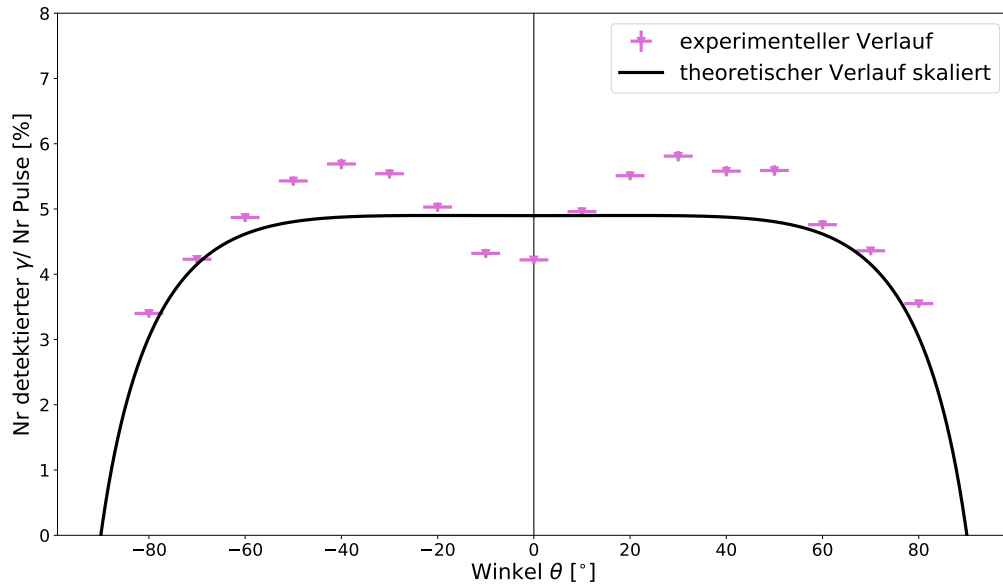


Abbildung 13: Dargestellt ist die Anzahl der gemessenen Photonen pro Lichtpuls in Abhängigkeit des Winkels  $\theta = \pm 80(3)$  (violett). Zudem wird der theoretische Verlauf des Reflexionskoeffizienten invertiert und skaliert (schwarz). Dabei ist auf der y-Achse die Anzahl der detektierten Photonen ( $\gamma$ ) im Verhältnis zu der Anzahl aller Pulse (100.000) aufgetragen. Für die Fehler wurde eine Poissonverteilung angenommen. Die zugehörigen Werte sind in Anhang Tabelle 4 dargelegt.

ein lokales Minimum bei einem Winkel von  $\theta = 0(3)$  ein. Die Werte steigen daraufhin symmetrisch bis  $\theta = \pm 40(3)$  an und fallen danach wieder ab. Dies ist an dieser Stelle ein überraschendes Ergebnis, denn diese Messungen widersprechen sowohl der Theorie als auch allen vorher gezeigten Experimenten dieser Arbeit. All diese Daten zeigen keinen symmetrischen Anstieg der gemessenen Photonen pro Lichtpuls innerhalb des Winkelbereichs von  $\theta = \pm 40(3)$ . Besonders diese Symmetrie könnte ein Hinweis auf einen systematischen Fehler im Aufbau sein und wird daher im folgenden Abschnitt näher betrachtet.

## 4.2. Überprüfung systematischer Effekte

Im Folgenden werden systematische Fehler im Aufbau untersucht. Dazu betrachtet man mehrere Effekte separat voneinander. Zunächst wird die Nachweiseffizienz bei höheren Schwellen untersucht. Des Weiteren wird die Reproduzierbarkeit der Messergebnisse überprüft. Auch die Auswirkung der Effizienz in Abhängigkeit der Ausrichtung des PMTs spielt eine Rolle. Zudem werden die systematischen Effekte der Spaltbreite sowie der relativen Position zum Lichtspalt des PMTs betrachtet.

### Nachweiseizienz bei höheren Schwellen

Im Folgenden wird eine Minderung der Effizienz aufgrund höherer Schwellen betrachtet. Vor allem wird ein potenzieller Einfluss der Wahl der Schwelle auf den gemessenen Winkelverlauf der Effizienz untersucht. Aus diesem Grund wird die Abweichung in Abhängigkeit der Schwellen auf zwei Weisen untersucht. Im Anschluss wird zum Einen die prozentuale Abweichung der Schwellen zueinander berechnet und zum Anderen wird der Verlauf der prozentualen Abweichung betrachtet. Für beide Untersuchungen werden dabei die selben Daten aus Abschnitt 3.2 verwendet.

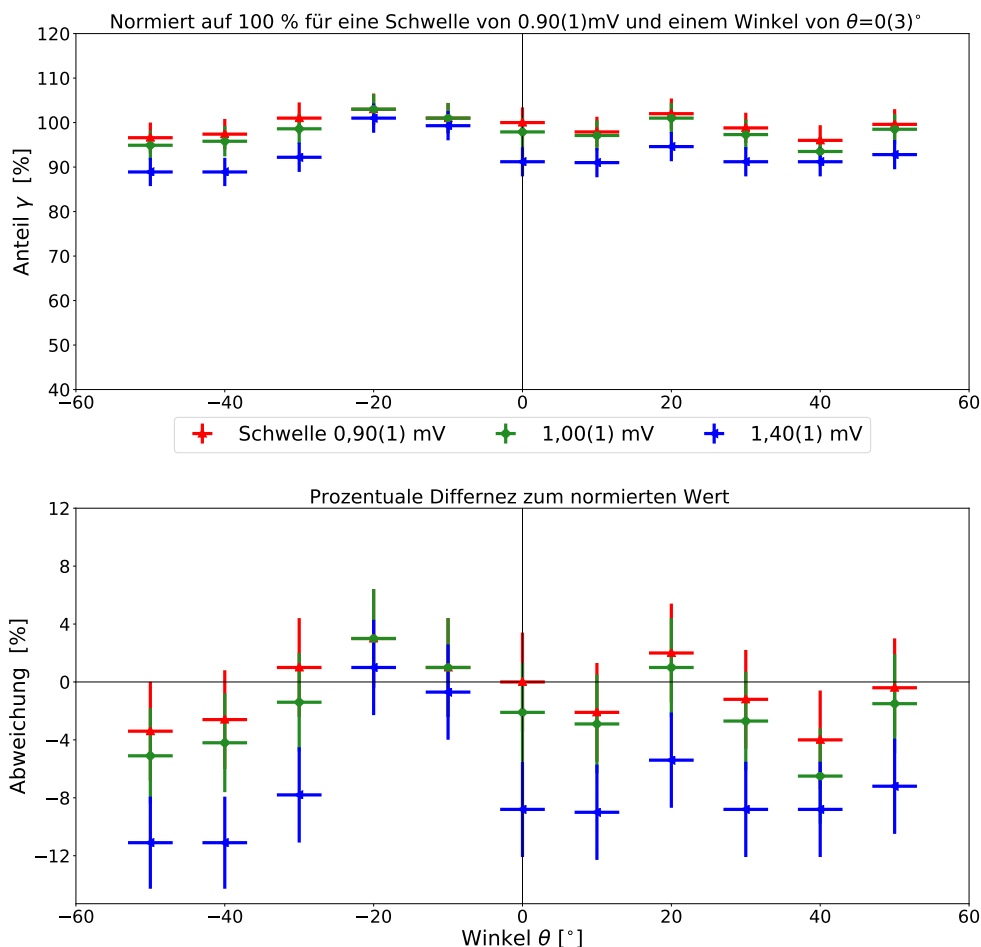


Abbildung 14: Darstellung der prozentualen Abweichung für verschiedene Schwellen in Bezug auf eine Schwelle. Dabei wird der Wert bei einer Schwelle 0,9(1) mV (grün) bei dem Winkel 0(3) auf 100 % normiert. Die obere Abbildung zeigt den totalen prozentualen Wert in Bezug zur Normierung in Abhängigkeit der Schwelle. Die untere Abbildung zeigt die Abweichung der prozentualen Werte zu 100 % in Abhängigkeit der Schwelle. Dabei sind die roten Zeichen für ein Schwelle von 1,00(1) mV und die blauen für 1,40(1) mV. Die Fehler sind poissonverteilt und ebenfalls prozentual normiert. Die Darstellung erfolgt im Winkelbereich  $\theta = \pm 50(3)$ .

Zunächst wird die prozentuale Abweichung der Schwellen zueinander untersucht. Dazu wird der Wert bei der Schwelle 0,90(1) mV bei dem Winkel 0(3) auf 100 % normiert und die prozentuale Abweichung der Schwellen in Abhängigkeit des Winkels berechnet. Der poissonverteilte Fehler wird dabei auch prozentual skaliert, woraus sich insgesamt Abbildung 14 ergibt. In der oberen Abbildung werden die totalen Werte der prozentualen Anteile der Photonen ( $\gamma$ ) in Abhängigkeit des Winkels aufgetragen. Die untere Abbildung zeigt die Abweichung der prozentualen Anteile der Photonen zum Wert bei 100 %. Die roten Zeichen sind für eine Schwelle von 0,90(1) mV dargestellt, die grünen für 1,00(1) mV und die blauen für 1,40(1) mV. In den prozentualen Werten ist eine systematische Minderung der Effizienz in Abhängigkeit

der Schwelle erkennbar, die durch die Abbildung der Abweichung noch verdeutlicht wird: Die Abweichung zeigt über den dargestellten Winkelbereich innerhalb der Fehler einen konstanten Verlauf.

Durch die Variation der Schwelle nimmt die Nachweiseffizienz der Einzelphotonen ab. Betrachtet man die Variation in dem hier dargelegten Fall so gilt: Bei einer Erhöhung der Schwelle um  $0,10(1)$  mV, verringert sich die Effizienz um  $2,1\%$ . Erhöht man hingegen die Schwelle um  $0,50(1)$  mV, reduziert sich die Effizienz um  $8,8\%$ . Diese prozentuale Minderung gilt jedoch nur für diesen konkreten Fall und ist nicht allgemeingültig.

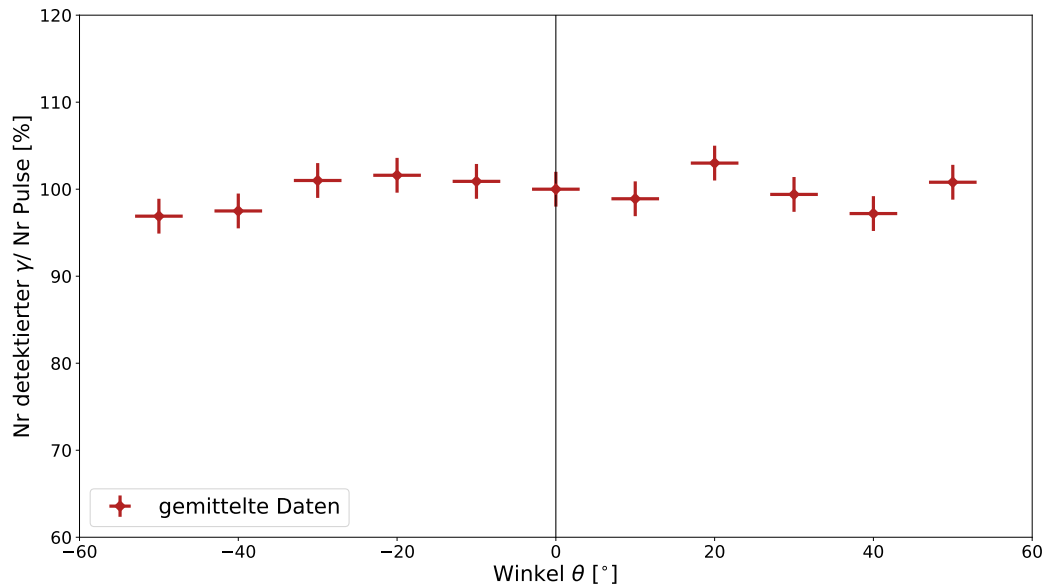


Abbildung 15: Dargestellt wird der gemittelte Verlauf von drei Messungen aus Abbildung 26. Dabei werden alle Messwerte für eine Schwelle bei  $0(3)$  normiert. Diese drei Verläufe werden gemittelt, um eine Abweichung der drei Verläufe darzustellen. Gewählte Schwellen:  $0,90(1)$  mV,  $1,00(1)$  mV und  $1,40(1)$  mV. Für die Fehler wurde eine Fehlerfortpflanzung verwendet. Die zugehörigen Daten sind im Anhang Tabelle 6 dargelegt.

Im Rahmen der statistischen Fehler der Einzelmessung sind alle drei Winkelverläufe der Schwellen ( $0,09(1)$  mV,  $1,00(1)$  mV und  $1,40(1)$  mV) mit der Annahme eines flachen Verlaufs der Winkelabhängigkeit der Nachweiseffizienz kompatibel. Da der verwendete Schwellenwert wie zu erwarten keine Einfluss auf die Winkelabhängigkeit der Ergebnisse zeigt, werden im Folgenden alle drei Messungen bei dem Wert von  $0(3)$  auf  $100\%$  normiert. Die prozentuale Abweichung in Abhängigkeit des Winkels der jeweiligen Schwelle wird gemittelt und in Abbildung 15 dargestellt. Die drei einzelnen Verläufe sind im Anhang Abbildung 26 dargelegt. Betrachtet man den Verlauf der gemittelten Daten, sind diese innerhalb der Fehler konstant für alle Winkel.

Mit einer höheren Schwelle nimmt die Effizienz der Einzelphoton-Messung systematisch ab, da mit höherer Schwelle mehr vom Einzelphoton-Spektrum abgeschnitten wird. Jedoch bleibt der Verlauf der Daten in Abhängigkeit des Winkels unabhängig von der Schwelle.

## Reproduzierbarkeit der Messungen

Um die Reproduzierbarkeit der durchgeführten Messung zu überprüfen, werden mehrere Messungen unter den gleichen Bedingungen durchgeführt. Dabei wurde das rotierbare Element in einem Winkelbereich von  $\theta = \pm 50(3)$  verwendet. Betrachtet man die Abbildung 16, werden vier verschiedene Messungen aufgetragen, welche willkürlich nummeriert werden. Die vier Datensätze verlaufen innerhalb ihrer Fehler ähnlich. Somit konnte eine Reproduzierbarkeit der Daten demonstriert werden.

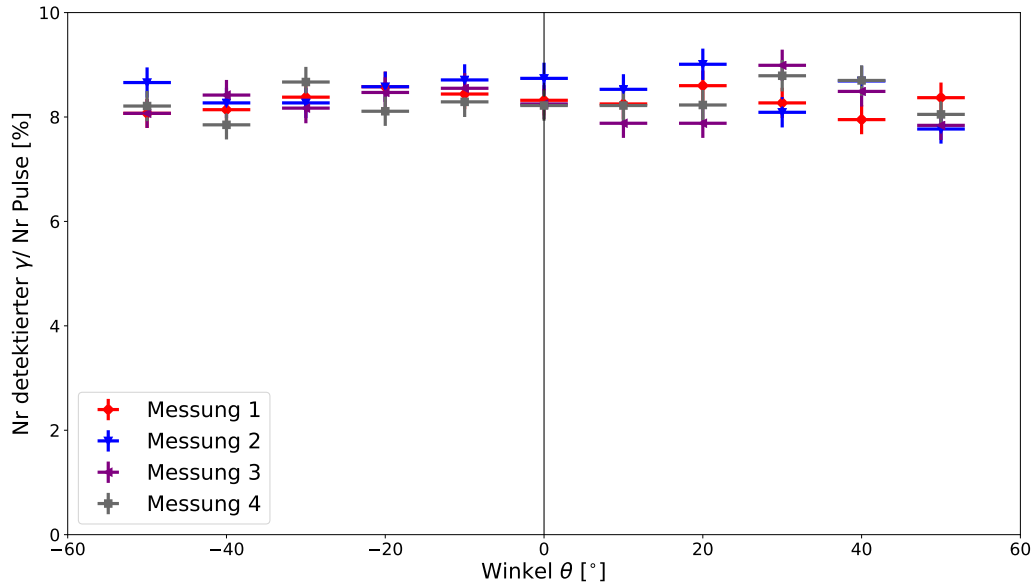


Abbildung 16: Dargestellt wird die Anzahl der gemessenen Photonen pro Lichtpuls in Abhängigkeit des Winkels für verschiedene Messungen. Die Messungen werden unter den selben Laborbedingungen durchgeführt, um die Reproduzierbarkeit der Messungen darzulegen. Diese werden willkürlich nummeriert. Die y-Achse zeigt die Anzahl der detektierten Photonen ( $\gamma$ ) im Verhältnis zu der Anzahl aller Pulse (10.000). Für die Fehler wurde eine Poissonverteilung abgenommen. Die zugehörigen Werte sind in Anhang Tabelle 7 dargelegt.

## Nachweise *zienz* in Abhängigkeit der Ausrichtung des MAPMTs

Es wird im Weiterem die Nachweiseffizienz in Abhängigkeit des Winkels für verschiedene Ausrichtungen des PMTs untersucht. Dabei gilt als Referenz die vertikale (Rotation 1) und horizontale (Rotation 2) Rotationsachse, die in Abschnitt 4.3 Abbildung 20 dargestellt ist. In Abbildung 17 wird die Abhängigkeit der Ausrichtung näher untersucht. Dort wird die Anzahl der detektierten Photonen im Verhältnis zu der Anzahl aller Pulse (10.000) in Abhängigkeit des Winkels aufgetragen. Dabei wird in türkis die vertikale Richtung und in rot die horizontale Richtung dargestellt. Man erkennt, dass die Anzahl der gemessenen Photonen pro Lichtpuls unabhängig von der Ausrichtung des MAPMTs ist, da sie innerhalb der Fehler gleich verlaufen. Daher ist die Nachweiseffizienz von Einzelphotonen unabhängig von der Ausrichtung des MAPMTs.

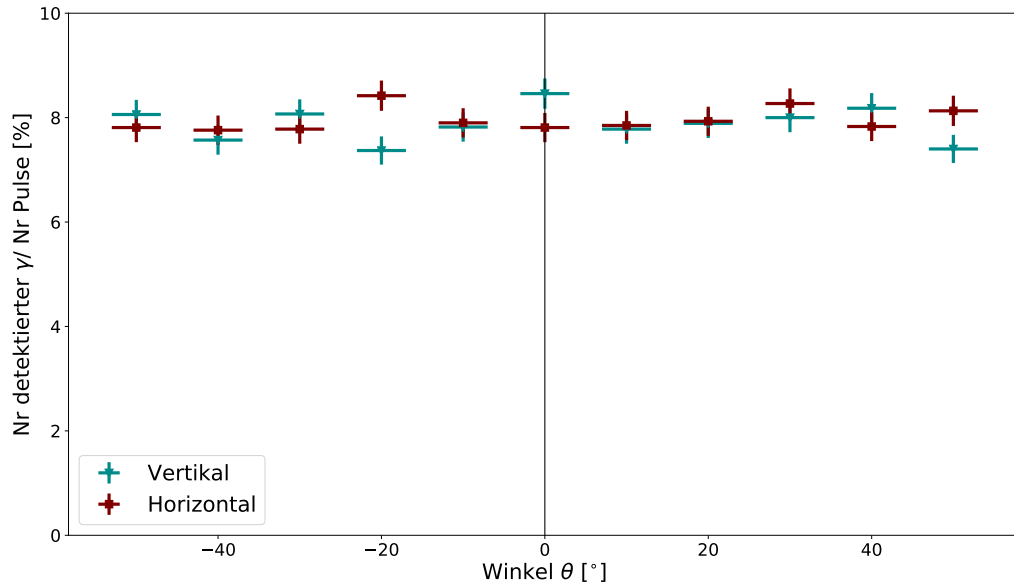


Abbildung 17: Dargestellt wird die Anzahl der gemessenen Photonen pro Lichtpuls in Abhängigkeit der Ausrichtung des MAPMT. Als Referenz gilt die Ausrichtung (vertikal oder horizontal) der Spannungsversorgung. Dabei ist auf der y-Achse die Anzahl der detektierten Photonen ( $\gamma$ ) im Verhältnis zu der Anzahl aller Pulse (10.000) aufgetragen. Für die Fehler wird eine Poissonverteilung angenommen. Die zugehörigen Werte sind in Anhang Tabelle 8 dargelegt.

### Nachweiseizienz in Abhängigkeit der Position des MAPMTs

Das rotierbare Element für einen Winkelbereich von  $\theta = \pm 80^\circ$  besitzt eine vergleichsweise kleine Spaltbreite von 1 mm, sodass der Lichtstrahl auf eine eng begrenzte Fläche projiziert wird. Die kleine Spaltbreite wurde ursprünglich gewählt, um auch bei großen Winkeln sicherzustellen, dass das gesamte Licht den PMT trifft. Die Fläche ist jedoch so klein, dass der Strahl genau die Fläche zwischen zwei Pixelspalten treffen kann. Es ist bekannt, dass die Effizienz zum Rand eines Pixel abnimmt und dass zwischen zwei Pixeln ein toter Bereich liegt. Somit würde dies die Nachweiseffizienz systematisch beeinflussen. In dem rotierbaren Element des Aufbaus werden links und rechts Abstandshalter verwendet, um den PMT in horizontaler Richtung innerhalb des Aufbaus zu verschieben. Die Abstandshalter werden im Folgenden als Spacer bezeichnet. In allen Untersuchungen wurde der Spacer der Größe 9 mm verwendet. Dieser hat zur Folge, dass bei  $\theta = 0^\circ$  das Licht die Fläche zwischen zwei Pixelspalten bestrahlt. Um zu untersuchen, ob die Position der angestrahlten Fläche für systematische Effekte verantwortlich ist, wird nun ein Spacer der Größe 6 mm verwendet. Der MAPMT wird somit um 3 mm, etwa eine halbe Pixelbreite, in die Mitte eines Pixels verschoben.

In Abbildung 18 wird die Anzahl der gemessenen Photonen pro Lichtpuls in Abhängigkeit des Winkels aufgetragen. Die y-Achse zeigt die Anzahl der detektierten Photonen im Verhältnis zu der Anzahl der Pulse (10.000). Dabei sind in violett die Daten aufgetragen und der schwarze Verlauf ist der theoretische Transmissionskoeffizient. Für eine verbesserte Darstellung der theoretischen Kurve neben den experimentellen Daten wird der Mittelwert der Datenpunkte zwischen  $0(3)^\circ$  -  $30(3)^\circ$  berechnet. Anschließend werden die theoretisch berechneten Werte auf diesen Mittelwert skaliert und ergeben den Verlauf in Abbildung 18. In dieser Darstellung stimmt das Experiment mit der Theorie überein. Somit lässt sich die in Abschnitt 4.1 beobachtete Effizienzreduzierung zu kleinen Winkeln auf die geringe Effizienz zwischen zwei Pixeln zurückführen. Ein weiteren Einfluss der PMT-Geometrie auf dieses

Ergebnis kann unter anderem dadurch ausgeschlossen werden, dass für Winkelmessung in horizontaler Richtung lediglich in der Mitte des PMTs eine deutlich geringere Effizienz vorliegt. Dies wäre somit nur bei Winkeln um  $\theta = 70(3)$  sichtbar. Würde die Effizienzmindering durch Randeffekte eines einzelnen Pixel verursacht werden, müsste die Auswirkungen des toten Bereichs in einem Winkelbereich messbar sein. Da jedoch die Minderung der Effizienz symmetrisch verläuft, kann dies ausgeschlossen werden. In Anhang Abbildung 27 ist der Serientest des verwendeten MAPMTs von [Fö16] aufgeführt, dieser zeigt die Effizienzverteilung des MAPMTs mit einer Minderung der Effizienz in der Mitte des MAPMTs.

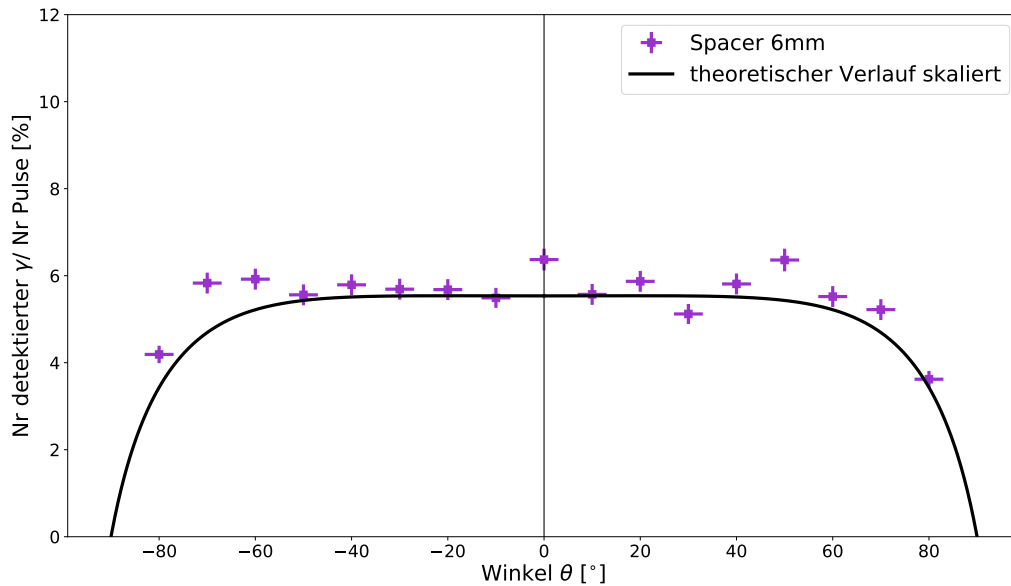


Abbildung 18: Dargestellt wird die Anzahl der gemessenen Photonen pro Lichtpuls in Abhängigkeit des Winkels  $\theta = \pm 80(3)$  (violett), um 3 mm vom Mittelpunkt verschoben. Zudem wird der theoretische Verlauf des Transmissionskoeffizienten skaliert (schwarz). Dabei ist auf der y-Achse die Anzahl der detektierten Photonen ( $\gamma$ ) im Verhältnis zu der Anzahl aller Pulse (10.000) aufgetragen. Für die Fehler wird eine Poissonverteilung angenommen. Die zugehörigen Werte sind in Anhang Tabelle 4 dargelegt.

### Nachweise zienz in Abhängigkeit der Spaltbreite

Die im vorherigen Abschnitt dargestellte Messung zu der Positionsabhängigkeit der Winkelverteilung legt bereits den Schluss nah, dass der unerwartete Verlauf aus Abbildung 13 durch die geringe Spaltbreite beeinflusst wurde. Insbesondere da der Effizienzabfall bei  $0(3)$  durch systematische Fehler verursacht worden ist. Um dies abschließend zu überprüfen, wird die im Folgenden dargestellte Messung mit dem rotierbaren Element in einem Winkelbereich von  $\theta = \pm 50(3)$  auf eine Spaltbreite von 1 mm modifiziert. Wenn die obige Annahme stimmt, stellt sich nun um den Winkel  $\theta=0(3)$  ein Abfall der Effizienz ein.

Die Winkelverläufe bei einer Spaltbreite von 5 mm (grün) und 1 mm (blau) werden in Abbildung 19 verglichen. Dabei wird die Anzahl der gemessenen Photonen pro Lichtpuls in Abhängigkeit des Winkels aufgetragen. Die y-Achse zeigt die Anzahl der detektierten Photonen im Verhältnis zu der Anzahl der Pulse (10.000). Die Daten für die Spaltbreite von 5 mm zeigen einen konstanten Verlauf innerhalb der Fehler in Abhängigkeit des Winkels. Für den 1 mm breiten Spalt ist kein konstanter Verlauf zu erkennen, stattdessen stellt sich ein lokales

Minimum bei einem Winkel von  $\theta = -20(3)$  ein. Danach nehmen die Werte symmetrisch zu, bevor sie wieder abnehmen. Dies ist ein ähnlicher Verlauf wie in Abbildung 13.

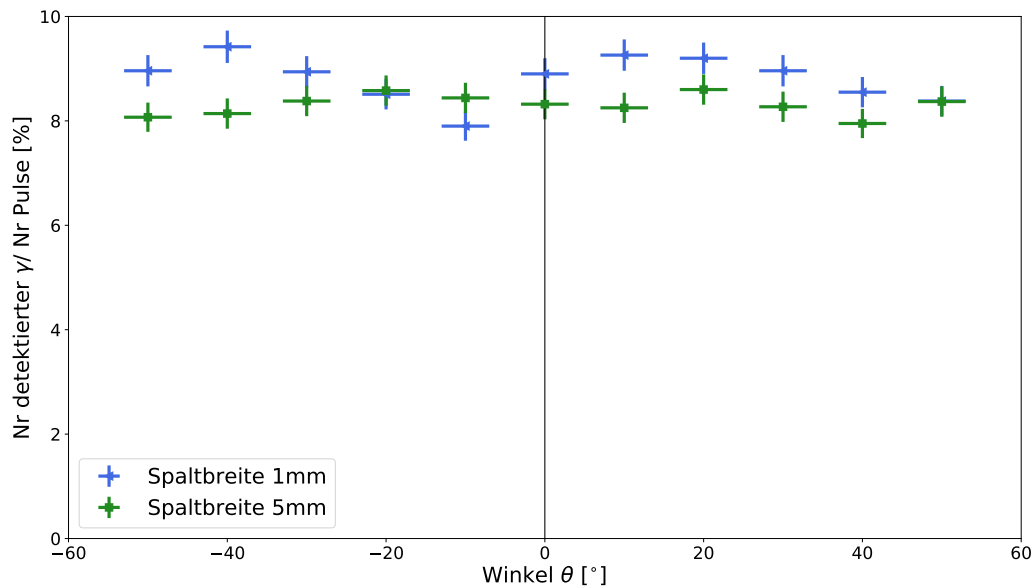


Abbildung 19: Dargestellt wird die Anzahl der gemessenen Photonen pro Lichtpuls in Abhängigkeit des Winkels für verschiedene Spaltbreiten. Auf der y-Achse ist die Anzahl der detektierten Photonen ( $\gamma$ ) im Verhältnis zu der Anzahl aller Pulse (10.000) aufgetragen. Der grüne Verlauf stellt eine Spaltbreite von 5 mm da und der blaue für eine Spaltbreite von 1 mm. Für die Fehler wird eine Poissonverteilung angenommen. Die zugehörigen Fehler sind in Anhang Tabelle 9 dargelegt.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die oben aufgeführten Untersuchungen zeigen, dass durch den in Abschnitt 3.1 beschriebenen Aufbau reproduzierbare Messungen gewährleistet sind. Des Weiteren ist die Nachweiseffizienz von Einzelphotonen unabhängig von der Ausrichtung des PMTs. Die gemessenen Photonen pro Lichtpuls zeigen für das rotierbare Element, welches in einem Winkelbereich von  $\theta = \pm 80(3)$  genutzt wird, einen systematischen Fehler auf, der auf die geringe Spaltbreite zurückzuführen ist. Dadurch trifft das einfallende Licht den Bereich genau den toten Bereich zwischen zwei Pixeln. Dies kann entweder durch eine höhere Spaltbreite behoben werden oder durch die Verschiebung der Position des PMTs.

### 4.3. Nachweise zienz des Einzel-Pixels des MAPMTs

Neben der Auswertung des MAPMT-Summensignals ist es möglich auch einzelne MAPMT-Pixel auszulesen. Die Datenaufnahme mit dem Oszilloskop erlaubt hierbei die gleichzeitige Auswertung von maximal drei Signalen, der vierte Kanal wird für die Auswertung des Trigger-Referenzsignals benötigt. Die zusätzliche Auswertung einzelner Pixel erlaubt es hierbei eventuelle systematische Effekte durch Inhomogenitäten der Nachweiseffizienz des MAPMTs zu bewerten. Bei einer Rotation des PMTs im Beleuchtungsfeld kommt es naturgemäß zu einer Variation der beleuchteten Fläche, sodass eine örtliche Homogenität der Effizienz eine wichtige Bedingung für MAPMTs ist.

Für die im Folgenden dargestellten Messungen wurden neben dem Summensignal zusätzlich

jeweils zwei senkrecht zur Rotationsachse nebeneinander liegende Einzel-Pixel ausgelesen. Die beleuchtete Fläche befindet sich hierbei etwa mittig zwischen den beiden Pixeln. Für die bisherigen Messungen wurde ein Spaltbreite von 5 mm genutzt, welcher sich über die gesamte Höhe des MAPMTs erstreckt. Somit verteilt sich das Licht auf etwa  $2 \times 8$  Pixel. Wird die Lichtintensität soweit reduziert, dass im Summensignal Einzelphotonen in etwa 10 % der Lichtpulse nachgewiesen werden, ist die Anzahl nachgewiesener Photonen pro Puls und Pixel sehr klein. Damit ist der statistische Fehler sehr groß. Umgekehrt würden bei entsprechend höher gewählter Lichtintensität im Summensignal gehäuft Mehrphotonensignale auftreten. Um sowohl die Intensität des Summen- sowie des Einzelphoton-Signals mit einer besseren Statistik auszulesen, wird das Beleuchtungsfeld mittels einer Blende reduziert. Dies ist in Abbildung 20 dargestellt. Das Licht verteilt sich nun auf  $2 \times 4$  Pixel. Bei der Rotationsrichtung 1, als vertikale Ausrichtung definiert, werden die Pixel 36 und 37 ausgelesen, die in blau markiert sind. Für Rotationsrichtung 2, als horizontale Ausrichtung definiert, werden die Pixel 28 und 36 ausgelesen, die in rot markiert sind. Aufgrund der abgedeckten Fläche werden die Intensitätseinstellungen am Laser verändert. Der Intensitätsregler wird auf 45 gesetzt und der Abstand  $r$  beträgt 2,8(5) cm.

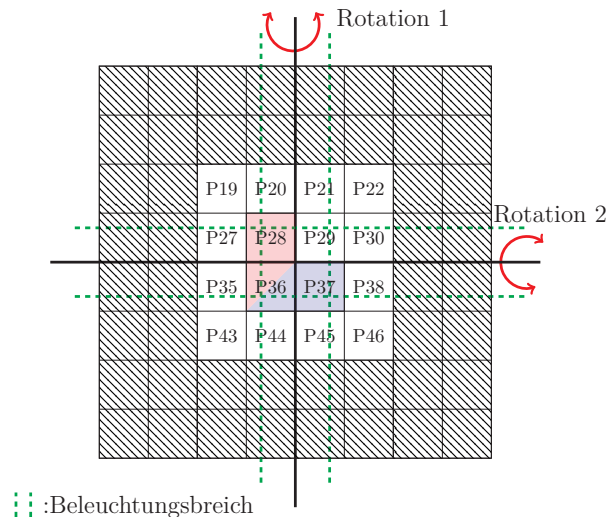


Abbildung 20: Dargestellt wird die Anordnung des MAPMT zur Messung der Nachweiseizienz der Einzel-Pixel. Dabei sind die schraffierten Pixel für die Messung abgedeckt worden. Somit werden 16 Pixel vom Licht angestrahlt. In dem grün gepunkteten Bereich wird der jeweilige Beleuchtungsbereich gekennzeichnet. Die rot markierten Pixel (28 und 36) werden für eine horizontale Ausrichtung ausgelesen (Rotation 2); die blau markierten Pixel (36 und 37) für eine vertikale Ausrichtung (Rotation 1).

Die gemessene Nachweiseizienz der einzelnen Pixel ist in Abbildung 21 aufgetragen. Es wird die prozentuale Anzahl der Photonen in Abhängigkeit der Winkel betrachtet. Die y-Achse zeigt die Anzahl der detektierten Photonen im Verhältnis zu der Anzahl der Pulse (50.000). Dabei werden links die Daten für Rotation 1 und rechts für Rotation 2 aufgetragen. In orange wird zusätzlich die Auslese des Summensignals als Referenz dargestellt. Das Summensignal liegt jeweils unter 10 %, wodurch mit Sicherheit gesagt werden kann, dass ein Einzelphoton-Signal gemessen wurde. Während das Summensignal bei der Rotation des Beleuchtungsfeldes nahezu konstant verläuft, sollte sich die Nachweiseizienz der einzelnen Pixel mit der winkelabhängigen Variation der Beleuchtungsfläche ändern. Dies erwartet man, da die projizierte Fläche auf der Glasoberfläche bei Rotation wandert und größer wird.

Betrachtet man zunächst rein quantitativ die Verläufe für beide Ausrichtungen, verlaufen die Daten, wie es zu erwarten ist. Bei der Rotation 1 ist der Pixel 37 in negativer Winkelrichtung ausgeprägter als der Pixel 36 und umgekehrt für eine positive Winkelrichtung. Bei der



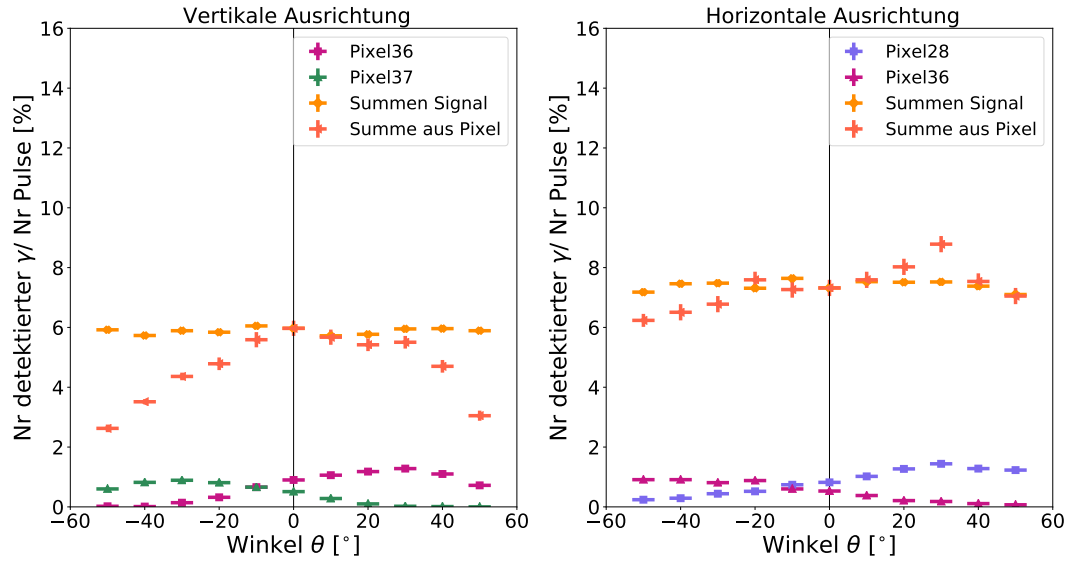


Abbildung 21: Anzahl der gemessenen Photonen pro Lichtpuls in Abhängigkeit des Winkels  $\theta$ . Dabei wird zwischen der Ausrichtung des MAPMT unterschieden und einzelne Pixel ausgelesen. Die y-Achse ist die Anzahl der detektierten Photonen ( $\gamma$ ) im Verhältnis zu der Anzahl aller Pulse (50.000). In beiden Abbildungen wird als Referenz das Summen-Signal (orange) ausgelesen. Links betrachtet man die vertikale Ausrichtung, dazu wurden die Pixel 36 (violett) und 37 (grün) ausgelesen; rechts betrachtet man die horizontale Ausrichtung, es wurden die Pixel 28 (blau) und 36 (violett) ausgelesen. Für die Fehler wird eine Poisson-Verteilung angenommen. Die zugehörigen Werte sind im Anhang Tabelle 10 dargelegt.

Rotation 2 ist der Pixel 36 in negativer Winkelrichtung ausgeprägter und Pixel 28 bei einer positiven. Jedoch stimmen die jeweiligen Pixel nicht bei  $0(3)$  überein, sondern erst bei  $-10(3)$ . Dies ist durch unterschiedliche Verstärkungsfaktoren der Dynoden-Kanäle bedingt oder einer nicht exakt mitten Ausrichtung des PMTs relativ zum Lichtstrahl. Des Weiteren wurde für die jeweilige Rotation die Summe der Pixel berechnet und auf das Summensignal skaliert, welches als violette Zeichen in der Abbildung dargestellt ist. Dabei erwartet man einen ähnlichen Verlauf des Summensignals und der Summe der Pixel. Dieser stellt sich jedoch nicht ein. Die Summe der Pixel verlaufen für die jeweilige Rotationsrichtung unterschiedlich. Offenbar ist die Fläche der einzeln ausgelesenen Pixel in Abhängigkeit des Verschiebung und Größe des Lichtflecks zu klein, um winkelabhängig eine konstante Photonenzahl zu vermessen. Es lassen sich daher keine weiteren Schlussfolgerungen auf eventuelle systematische Effekte schließen.

#### 4.4. Nachweiseizienz eines WLS-PMTs

Beim CBM-Experiment wird auf dem Glas des MAPMT eine zusätzliche Beschichtung mit einem Wellenlängenverschiebungsmaterial verwendet. Dieses kann UV-Photonen absorbieren und Photonen im sichtbaren Bereich emittieren. Für die Verwendung im CBM-Experiment ist vorgesehen, einen Teil der MAPMTs mit einer WLS-Schicht zu versehen. Aus diesem Grund wurden die Messungen zur Winkelabhängigkeit der Effizienz an einem WLS beschichteten PMT wiederholt, um eine Effizienzminderung bei großen Einfallswinkeln durch die WLS-Schicht auszuschließen. Die durchgeführten Messungen erlauben dabei nur einen relativen Vergleich der Effizienz als Funktion des Winkels. Für die WLS-Messungen wurde ein zweiter PMT verwendet. Aufgrund der großen Exemplarstreuung der Effizienz der PMTs ist ein

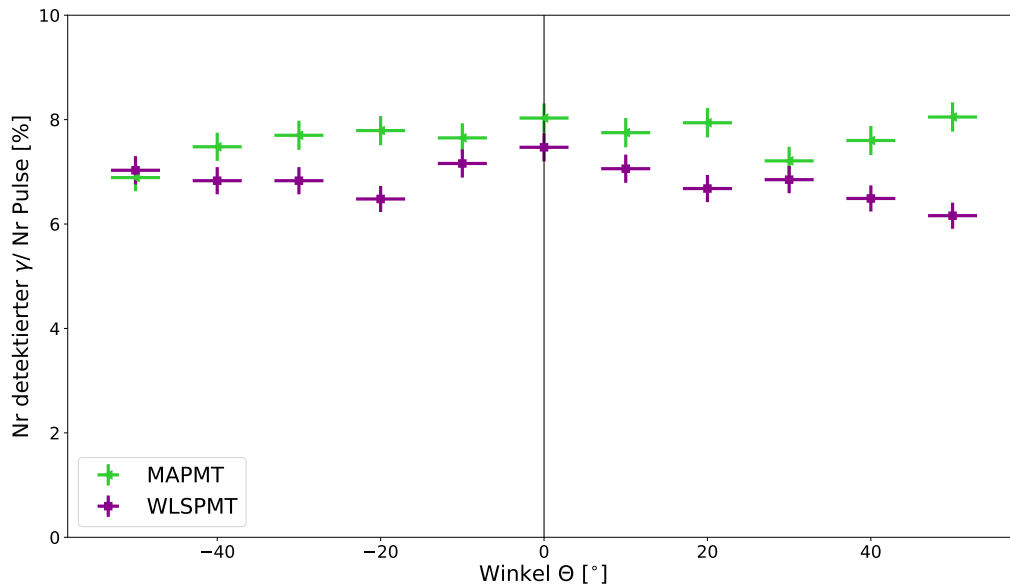


Abbildung 22: Vergleich eines MAPMT und WLSPMT in Abhängigkeit des Winkels. Beide PMT werden unter den selben Bedingung aufgenommen und aufgetragen. Die grünen Zeichen gehört zu dem MAPMT und die violette zu dem WLSPMT. Dieser schwankt stärker in Abhängigkeit des Winkels als der MAPMT. Dabei ist auf der y-Achse die Anzahl der detektierten Photonen ( $\gamma$ ) im Verhältnis zu der Anzahl aller Pulse (10.000) aufgetragen und der Winkel auf der x-Achse variierte bei  $\theta = \pm 50(3)$ . Für die Fehler wird eine Poissonverteilung angenommen. Die zugehörigen Werte sind im Anhang Tabelle 11 dargelegt

absoluter Vergleich der Nachweiseffizienz nicht möglich, und auch nicht Thema der hier dargestellten Messungen.

Der Verlauf von beiden PMTs ist in Abbildung 22 dargestellt. Dabei ist die Anzahl der gemessenen Photonen pro Lichtpuls in Abhängigkeit des Winkels aufgetragen. Die y-Achse zeigt die Anzahl der detektierten Photonen im Verhältnis zu der Anzahl der Pulse (10.000). Auf der x-Achse sind die Winkel im Bereich von  $\theta = \pm 50(3)$  aufgetragen.

Die Einstellung für das Einzelphoton-Signal wurde, wie in Abschnitt 3.1.1 beschrieben, mithilfe des MAPMTs durchgeführt. Der Intensitätsregler wird auf 30 gesetzt und der Abstand  $r$  beträgt 2,8(5) cm. Somit gilt, dass die grünen Zeichen als Referenzmessung mit dem WLSPMT-Signal verglichen wird. Dies sind in der Abbildung die violetten Zeichen. Dabei ist die Beschichtung des verwendeten MAPMTs inhomogen, wie man in Anhang Abbildung 28 erkennen kann. Die Inhomogenitäten sind mit einem roten Pfeil markiert. Zunächst ist im Vergleich der PMTs markant, dass die Effizienz des WLSPMT etwas geringer verläuft. Dies kann zum Einen auf unterschiedliche Verstärkungsfaktoren der Dynoden-Kanäle zurückgeführt werden, zum Anderen wirkt die WLS-Schicht hier als zusätzlicher Absorber. Des Weiteren schwankt die Anzahl der gemessenen Photonen des WLS-beschichteten PMTs in Abhängigkeit des Winkels deutlich stärker, was durch die inhomogene Beschichtung des WLSPMT verursacht wird. Im Vergleich der beiden PMTs kann kein systematisch ausgeprägter Unterschied des Winkelverteilung festgestellt werden.

## 5. Vergleich mit einer Messung von Hamamatsu

In dem Hamamatsu „handbook Photomultipliers, revision 3a“ [ea07] sind alle technisch relevanten Informationen für (MA)PMTs aufgeführt. Auch Hamamatsu hat die Winkelabhängigkeit für PMTs allgemein vermessen. Im folgenden Kapitel sollen, die im Rahmen der Arbeit durchgeführten Messungen mit dem Ergebnis von Hamamatsu verglichen werden. Insbesondere werden die systematischen Unterschiede beider Messungen herausgearbeitet. Dazu werden erst die Grundlagen der Hamamatsu-Messung dargestellt und diese dann mit den eigenen Daten verglichen.

### 5.1. Grundlagen des Experiments

Das Handbuch führt eine Messung zum Ausgangssignal eines PMTs in Abhängigkeit der Position der Photokathoden auf [ea07, S. 59 ff] durch. Unter anderem wird der Winkel des eingestrahlt Lichtes betrachtet.

Eine Abbildung des Aufbaus ist in Anhang Abbildung 29 aufgeführt. In der Messung wird kollimiertes Licht verwendet, welches durch einen konkaven Spiegel auf den PMT gestrahlt wird. Durch den Monochromator wird ein schmales Wellenlängenband der Wellenlänge  $\lambda=600$  nm selektiert [ea07, S.62]. Der PMT liegt mit der vollständigen Fläche im Lichtstrahl [ea07, S.62].

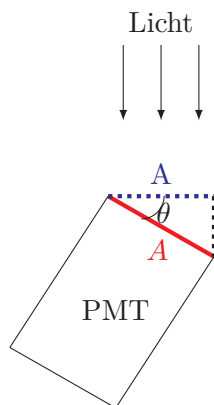


Abbildung 23: Darstellung der Flächenänderung durch eine Rotation des PMTs.

Dieser befindet sich auf einem rotierbaren Tisch, sodass die Fläche des eingestrahlt Lichts mit veränderlichen Winkel variiert. Durch die Rotation ändert sich die Intensität der Strahlung auf der angestrahlt Fläche gemäß der geometrischen Vorschrift

$$I_0 = I \cdot \cos \theta.$$

In Abbildung 23 ist  $A$  die effektiv beleuchtete Fläche, welche sich als Projektion des PMT Fensters in Richtung des eingestrahlt Lichts ergibt. Durch die Rotation ändert sich die Lichtintensität  $I$  pro Fläche.  $A$  ist die Fläche, die ohne Rotation auf dem PMT getroffen wird, mit einer Lichtintensität von  $I_0$ .

Die aufgenommenen Daten werden in Abbildung 24 dargestellt. Es wird das relative Ausgangssignal in Abhängigkeit des Winkels aufgetragen. Der schwarze Verlauf ist der theoretische Verlauf einer Kosinus-Kurve und die Rauten stellen die Daten dar. Wenn die Effizienz der Photonen unabhängig vom Winkel ist, würden die Daten der Hamamatsu-Messung gemäß der Kosinus-Kurve verlaufen. Die Daten verlaufen jedoch stets oberhalb der Kurve, ausgenommen bei einem Winkel von  $\pm 90^\circ$ , wo die Datenpunkte auf der Kurve liegen. Somit werden mit höherem Winkel mehr Photonen detektiert, als durch die Flächenänderung erwartet wird. Entsprechend wird der PMT nach der Hamamatsu-Messung durch die Rotation effizienter. Hamamatsu erläutert den Verlauf dadurch, dass sich durch die Rotation die effektive Strecke des Lichts in der Kathodenschicht erhöht, und somit mehr Photoelektronen aus der Kathode herausgelöst werden können [ea07, S.62].

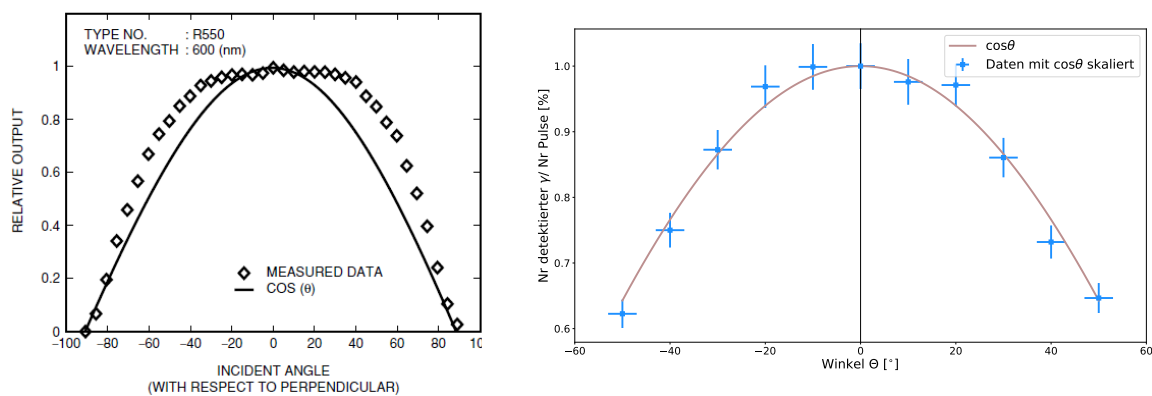
### 5.2. Datenvergleich mit Hamamatsu

Die Grundlage dieser Arbeit liegt der Tatsache zur Grunde, dass beim CBM RICH Detektor Einzelphotonen mit einem Einfallswinkel bis  $\theta = 30(3)^\circ$  gemessen werden. Daher ist es essenziell einen möglichen Effizienzverlust zu kennen. Die Hamamatsu-Messung kann diese Frage jedoch nur bedingt beantworten. Im Folgenden sollen Unterschiede und Vorzüge der in dieser Arbeit durchgeführten Messung erläutert werden.

In der von Hamamatsu durchgeführten Messung wurde ein beliebiger, nicht weiter spezifizierter PMT verwendet. Die Messung bezieht sich auf eine Wellenlänge von  $\lambda = 600$  nm, wobei Hamamatsu explizit in [ea07, S.62] darauf hinweist, dass der Anstieg der Effizienz mit steigendem Winkel von der hohen Wellenlänge abhängen soll. Bei kleineren Wellenlängen soll der Anstieg der Effizienz kleiner sein. Bei CBM sind Wellenlängen im Bereich von 200 nm-400 nm relevant, weswegen die Hamamatsu-Messung hierfür nur bedingt aussagekräftig ist.

Zunächst wird für die Messung in dieser Arbeit ein blauer Laser der Wellenlänge 405 nm verwendet, der nach Abschnitt 3.1.1 auf ein Einzelphoton-Signal reduziert wird. Um eine Abhängigkeit des Einfallswinkels zu untersuchen, wird zum Einen der PMT nur in einem Punkt rotiert, zum Anderen wird der Lichtstrahl komprimiert, sodass nur ein Teil des PMTs angestrahlt wird. Somit unterscheiden sich die beide Messungen in mehreren Aspekten stark voneinander. Dennoch wird im Folgenden versucht, diese zu vergleichen. Die Hamamatsu-Daten werden kosinusförmig in Abbildung 24 (links) dargestellt. Um eine Vergleichbarkeit zu ermöglichen, werden die Ergebnisse dieser Arbeit mit dem Faktor  $\cos\theta$  skaliert. Dabei werden die Ergebnisse aus Abschnitt 3.2 bei einer Schwelle von 1,00(1) mV verwendet. Es wird zusätzlich ein Kosinus-Kurve (violett) dargestellt. Diese skalierten Daten sind in Abbildung 24 (rechts) in hellblau aufgeführt. Dabei wird die Anzahl der detektierten Photonen im Verhältnis zu der Anzahl der Pulse (10.000) in Abhängigkeit des Winkels aufgetragen. Die Daten stimmen innerhalb ihrer Fehler gut mit der Kosinus-Kurve überein.

Wenn die beiden Messungen aus Abbildung 24 verglichen werden, weichen diese stark voneinander ab. Hamamatsu sagt eine Steigerung der Effizienz voraus, die man sowohl hier, als auch in Abschnitt 4.1 in dem Winkelbereich  $\theta = \pm 50$  nicht messen konnte. Diese zeigen eine konstante Effizienz in diesem Bereich. Die Unterschiede können aus den unterschiedlichen Wellenlängen herrühren, aber auch der unbekanntem PMT aus den Hamamatsu-Messungen ist eine mögliche Erklärung.



(a) Hamamtsu Daten

(b) Eigene Daten

Abbildung 24: Es werden die Hamamatsu-Daten (links) mit den eigenen Daten (rechts) verglichen. Links wird das relative Ausgangssignal in Abhängigkeit des Einfallswinkels dargestellt. Die schwarze Kurve stellt den Verlauf einer Kosinus-Funktion dar und die Datenpunkte sind raute-förmig dargelegt. Die Messung wurde mit Licht der Wellenlänge 600 nm durchgeführt. Rechts wird die Anzahl der gemessenen Photonen pro Lichtpuls skaliert und in Abhängigkeit des Winkels dargestellt (hellblau). Der violette Verlauf stellt eine Kosinus-Kurve da. Es wird ein Laser der Wellenlänge 405 nm verwendet.

## 6. Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wird gezielt das Winkelabhängige Verhalten eines spezifischen Multianoden-photomultipliers (MAPMT) H12700 des Herstellers Hamamatsu untersucht.

Für die Untersuchungen wurde ein eigens entwickelter Messaufbau verwendet, durch den man das Licht eines 405 nm-Lasers auf Einzelphotonen reduziert. Das Licht wird durch einen Spalt auf einen eng begrenzten Bereich der Oberfläche des PMTs projiziert. Des Weiteren befindet sich der MAPMT in einer rotierbaren Halterung, wodurch dieser relativ zum eintreffenden Lichtstrahl rotiert wird. Es werden zwei Halterungen mit unterschiedlichen Winkelbereichen und unterschiedlichen Spaltbreiten verwendet, um systematische Effekte zu untersuchen. Zudem wird als geeignete Nachweisstelle zur Detektion von Einzelphotonen eine Pulshöhe von 1,00(1) mV gewählt. Dort befindet sich der „valley“ des Einzelphoton Amplituden Spektrums. In der Arbeit wurden verschiedene Messungen durchgeführt, um systematische Effekte auszuschließen. Es wurde die Effizienz hinsichtlich der Position relativ zum Lichtstrahl des PMTs untersucht, dabei werden verschiedene Rotationsachsen und die Verschiebung des PMTs innerhalb der Halterung betrachtet. Des Weiteren betrachtet man die Varianz der Größe der Spaltbreite. Im Ergebnis kann festgestellt werden, dass keine nennenswerte Winkelabhängigkeit existiert. Somit ist das CBM-Experiment auch bei großen Einfallswinkeln effizient. Es stellen sich systematische Fehler durch einen zu kleinen Spalt der Breite 1 mm im Aufbau ein. Dadurch können tote Bereiche zwischen zwei Pixel detektiert werden, die den Verlauf verfälschen. Dies kann durch die Wahl einer größeren Spaltbreite (5 mm) oder die Verschiebung der Position der relativen Lichtstrahlen auf den PMT aus den toten Bereichen verhindert werden. Die Anzahl der gemessenen Photonen pro Lichtpuls entspricht dem Transmissionsverlauf durch die Fresnel-Reflexion.

Die im vorherigen Abschnitt dargelegte Messungen sind mit dem Summensignal des MAPMTs ausgelesen worden. Es ist jedoch auch eine Datenaufnahme von einzelnen Pixeln möglich, um eine mögliche Inhomogenität der Nachweiseffizienz des MAPMTs zu bewerten. Dies konnte jedoch bisher nicht hinreichend untersucht werden, da der Verlauf des Summensignals und die Summen der ausgelesenen Pixel variiert. Zum Schluss wurde eine mögliche Effizienzmindernug aufgrund eines Wellenlängenverschiebungsmaterial untersucht. Es konnte für die vorliegende Untersuchung keine Minderung der Effizienz gemessen werden.

Abschließend wurden die Messergebnisse mit einer ähnlichen Messung von Hamamatsu verglichen. Die Untersuchung von Hamamatsu betrachtet eine Winkelabhängigkeit aufgrund der Änderung der effektiven beleuchteten Fläche mit Licht der Wellenlänge 600 nm. Dadurch konnte eine Effizienzsteigerung in Abhängigkeit des Winkels gemessen werden. Die Daten werden aufgrund der Änderung der Fläche mit Hilfe einer Kosinus-Kurve dargestellt. Es konnte festgestellt werden, dass die beiden Datensätze stark voneinander abweichen. Diese Abweichung kann vor allem auf die Wellenlänge der Hamamatsu-Messung zurückgeführt werden. Denn der Anstieg der Effizienz mit steigendem Winkel soll von der hohen Wellenlänge abhängen. Bei kleiner Wellenlänge soll der Anstieg der Effizienz kleiner sein. Bei CBM sind Wellenlängen im Bereich von 200 nm-400 nm relevant, weswegen die Hamamatsu Messung hierbei nur bedingt aussagekräftig ist.

Um weiter systematische Effekte zu untersuchen, könnte der winkelabhängige Verlauf mit einer Spaltbreite zwischen 1 mm und 5 mm durchgeführt werden. Damit der Einfluss durch tote Bereiche in den Pixeln minimiert wird und zugleich eine kleine Fläche bestrahlt wird. Des Weiteren könnte die relative Position des Lichtstrahls statt mittig auf einen Pixel dezentral auf den Pixel platziert werden. So würde man den symmetrischen Abfall der Kurve durch die PMT-Geometrie näher untersuchen können. Außerdem können weitere Messungen zur Einzel-Pixel Auslese vorgenommen werden, um diese hinreichend genau bewerten zu können. Eine Bewertung ist nach dem jetzigen Stand nicht möglich.

## A. Anhang

### Abbildungen

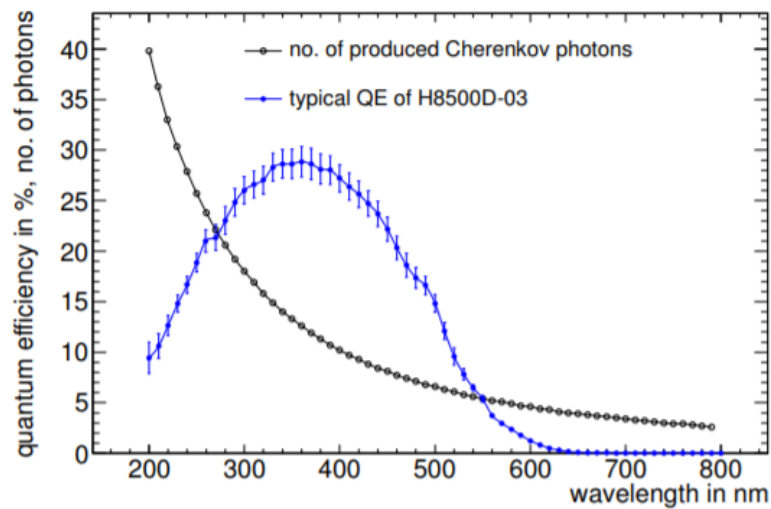


Abbildung 25: Darstellung des  $1/\lambda^2$ -Abfall der produzierten Cherenkov-Photonen in Abhängigkeit der Wellenlänge (Schwarzer Verlauf) [Kop14, S. 67 f]. Zudem wird die Quanteneffizienz eines HAMAMATSU MAPMT in Abhängigkeit der Wellenlänge aufgetragen (blaue Datenpunkte). Die Anzahl der erzeugten Photonen ist im ultravioletten Bereich am größten, wohingegen die Effizienz im sichtbaren Bereich zwischen 300 nm und 450 nm ihr Maximum aufweist.

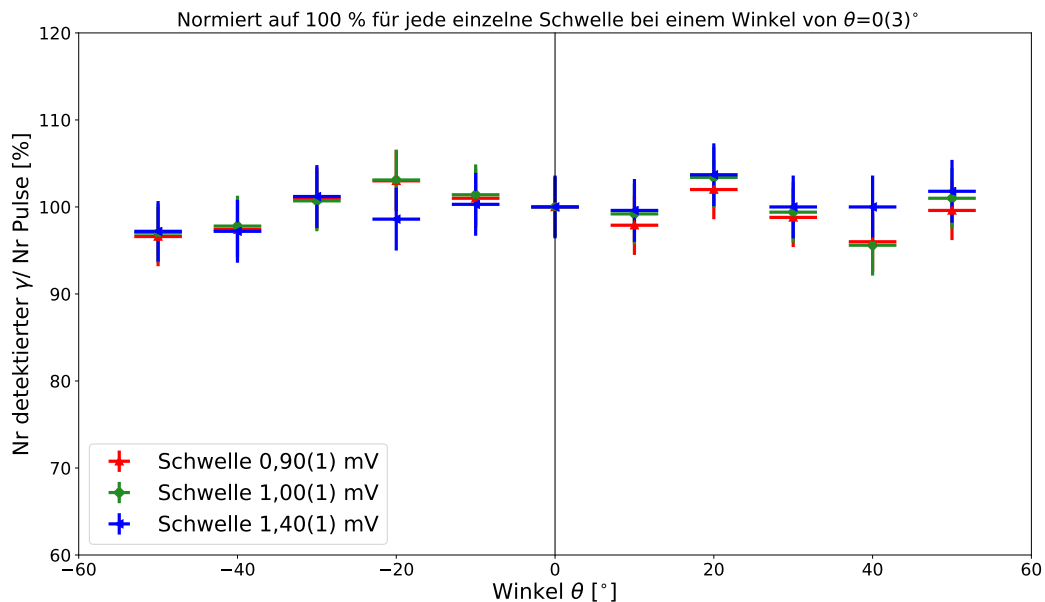


Abbildung 26: Darstellung der prozentualen Abweichung für verschiedene Schwellen normiert auf die selbigen. Dabei werden alle Messwerte für eine Schwelle bei  $0(3)$  normiert. Die grünen Daten zeigen die Daten bei einer Schwelle von  $0,90(1)$  mV, die roten bei  $1,00(1)$  mV und die blauen bei  $1,40(1)$  mV. Für die Fehler wird eine Poissonverteilung angenommen.

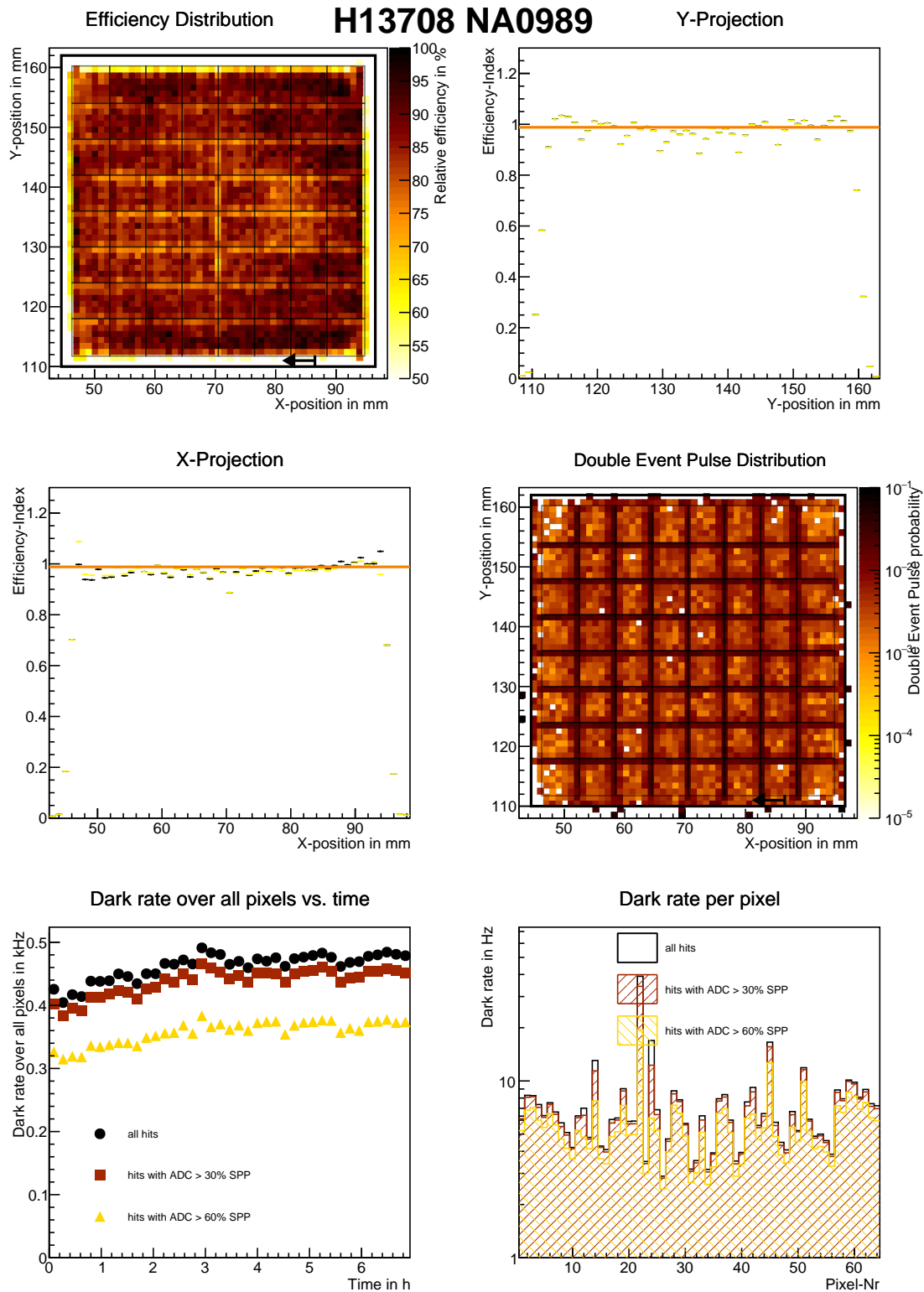


Abbildung 27: Dargestellt wird der Serientest des verwendeten MAPMTs durch [Fö16]. Der relevante Plot ist oben links abgebildet. Es wird der Effizienzverlauf des MAPMTs dargestellt. Es lässt sich erkennen, dass sich in horizontaler Richtung eine Minderung der Effizienz nur in der Mitte einstellt. Die weiteren dargestellten Verläufe sind für diese Arbeit irrelevant.

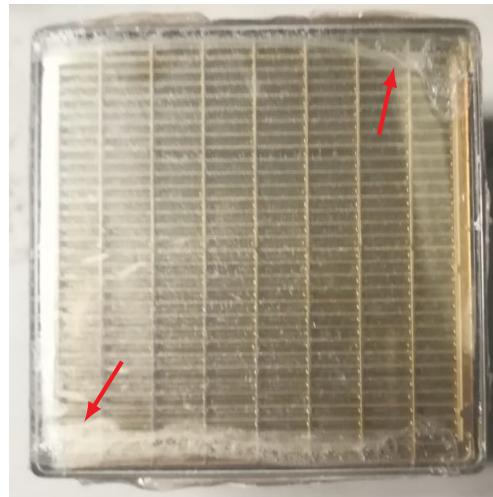


Abbildung 28: Glasoberfläche eines MAPMT, der mit einem WLS Material Beschichtet worden ist. Dabei ist die Beschichtung nicht homogen auf der Oberfläche verteilt. Die beiden roten Pfeile deuten auf die Inhomogenität der Beschichtung.

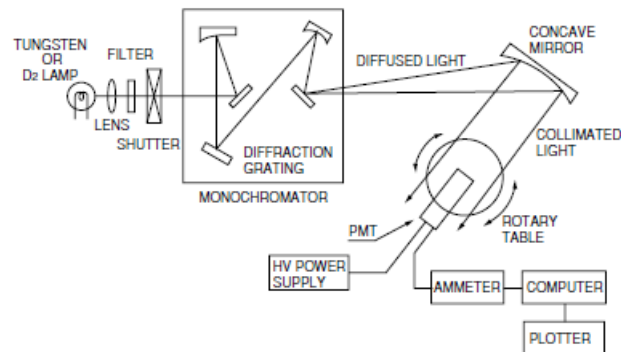


Abbildung 29: Schematischer Aufbau der HAMAMATSU Untersuchung [ea07]. Rechts wird der PMT durch den rotierbaren Tisch im Lichtstrahl gedreht und ausgelesen. Der Lichtstrahl wird mit dem Monochromator auf ein schmales Wellenlängenband der Wellenlänge 600 nm und über einen konkave Spiegel auf den PMT gelenkt.

## Tabellen

Tabelle 1: Zugehörige Daten für die Anzahl der gemessenen Photonen pro Lichtpuls in Abhängigkeit des Intensitätsregler der Abbildung 10. Für die Fehler wird eine Poissonverteilung angenommen.

Reglereinstellung	Anzahl
0,0(1)	40(6)
10,0(1)	131(11)
20,0(1)	351(19)
30,0(1)	760(28)
40,0(1)	1209(35)
50,0(1)	1426(38)
60,0(1)	1792(42)
70,0(1)	2139(44)
80,0(1)	2139(46)
90,0(1)	2233(47)
100,0(1)	2302(48)



Tabelle 2: Zugehörige Daten für die Anzahl der gemessenen Photonen pro Lichtpuls in Abhängigkeit der eingestellten Schwelle in mV der Abbildung 11. Für die Winkel im Bereich von  $\theta = \pm 50(3)$  werden die totalen gemessenen Signale angegeben. Für die Fehler wird eine Poissonverteilung angenommen.

Schwelle [mv]	Anzahl der Photon in Abhängigkeit des Winkel [°]		
	-10(3)	0(3)	10(3)
0,50(1)	4056(64)	3737(61)	3561(60)
0,60(1)	1877(43)	1636(40)	1576(40)
0,70(1)	1113(33)	1036(32)	978(31)
0,80(1)	888(30)	868(29)	853(29)
0,90(1)	857(29)	850(29)	832(29)
1,00(1)	844(29)	832(29)	825(29)
1,20(1)	804(28)	790(28)	792(28)
1,40(1)	777(28)	775(28)	772(28)

Tabelle 3: Zugehörige Daten für die Anzahl der gemessenen Photonen pro Lichtpuls in Abhängigkeit des Winkels  $\theta$  für verschiedene Schwellen (in mV) der Abbildung 12. Dabei werden Schwellenwerte von 0,60(1) mV, 0,90(1) mV, 1,00(1) mV und 1,40(1) mV verwendet. Für die Fehler wird eine Poissonverteilung angenommen.

Winkel [ ]	Anzahl der Photon mit der Schwelle [mV]			
	0,60(1)	0,09(1)	1,00(1)	1,40(1)
-50(3)	2518(50)	821(29)	807(28)	753(27)
-40(3)	1514(39)	828(29)	814(29)	753(27)
-30(3)	2365(49)	857(29)	838(29)	784(28)
-20(3)	2150(46)	874(30)	858(29)	764(28)
-10(3)	1877(43)	857(29)	844(29)	777(28)
0(3)	1636(40)	850(29)	832(29)	775(29)
10(3)	1576(40)	832(29)	825(29)	772(8)
20(3)	1370(37)	870(29)	860(29)	804(28)
30(3)	1692(41)	840(29)	827(29)	775(28)
40(3)	944(31)	816(29)	795(28)	775(28)
50(3)	978(31)	847(29)	837(29)	789(28)

Tabelle 4: Zugehörige Daten für die Anzahl der gemessenen Photonen pro Lichtpuls in Abhängigkeit des Winkels bei  $\theta = \pm 80(3)$  der Abbildung 13 (Spacer 9 mm), sowie der Abbildung 18 (Spacer 6 mm). Dabei ist  $\gamma_2$  mit einem Abstandshalter (Spacer 9 mm) um 3 mm zu  $\gamma_1$  verschoben. Für die Fehler wird eine Poissonverteilung angenommen.

Winkel [ ]	Spacer 9 mm	Spacer 6 mm
-80(3)	3399(58)	419(24)
-70(3)	4230(65)	583(24)
-60(3)	4870(70)	592(24)
-50(3)	5432(74)	556(24)
-40(3)	5687(75)	579(24)
-30(3)	5539(74)	569(24)
-20(3)	5029(71)	568(24)
-10(3)	4318(66)	549(23)
0(3)	4217(65)	637(25)
10(3)	4962(70)	557(24)
20(3)	5509(74)	587(24)
30(3)	5806(76)	512(23)
40(3)	5583(75)	581(24)
50(3)	5590(75)	636(26)
60(3)	4757(70)	552(24)
70(3)	4356(66)	552(24)
80(3)	3551(60)	362(19)

Tabelle 5: Zugehörige Daten für die prozentuale Abhängigkeit der Datensätze bei einer Normierung der Schwelle von 0,90(1) mv und einem Winkel von  $\theta = 0(3)$  aus 100 % der Abbildung 14. Die prozentuale Abweichung  $p$  und deren Differenz  $\Delta_p$  der Daten wird berechnet. Für die Fehler wird eine Poissonverteilung angenommen.

Winkel [ ]	$p$			$\Delta_p$		
	0,90(1)	1,00(1)	1,40(1)	0,90(1)	1,00(1)	1,40(1)
-50(3)	96,6(3,4)	94,9(3,3)	88,9(3,2)	-3,4(3,4)	-5,1(3,3)	-11,1(3,2)
-40(3)	97,4(3,4)	95,8(3,4)	88,9(3,2)	-2,6(3,4)	-4,2(3,4)	-11,1(3,2)
-30(3)	101,0(3,5)	98,6(3,4)	92,2(3,3)	1,0(3,5)	-1,4(3,4)	-7,8(3,3)
-20(3)	103,0(3,5)	101,0(3,4)	101,0(3,3)	3,0(3,5)	3,0(3,4)	1,0(3,3)
-10(3)	101,0(3,4)	101,0(3,4)	99,3(3,3)	1,0(3,4)	1,0(3,4)	-0,7(3,3)
0(3)	100,0(3,4)	97,9(3,4)	91,2(3,3)	0,0(3,4)	-2,1(3,4)	-8,8(3,3)
10(3)	97,9(3,4)	97,1(3,4)	91,0(3,3)	-2,1(3,4)	-2,9(3,4)	-9,0(3,3)
20(3)	102,0(3,4)	101,0(3,4)	94,6(3,3)	2,0(3,4)	1,0(3,4)	-5,4(3,3)
30(3)	98,8(3,4)	97,3(3,4)	91,2(3,3)	-1,2(3,4)	-2,7(3,4)	-8,8(3,3)
40(3)	96,0(3,4)	93,5(3,3)	91,2(3,3)	-4,0(3,4)	-6,5(3,3)	-8,8(3,3)
50(3)	99,6(3,4)	98,5(3,4)	92,8(3,3)	-0,4(3,4)	-1,5(3,4)	-7,2(3,3)

Tabelle 6: Zugehörige Daten für die prozentuale Abhängigkeit der Normierung der jeweiligen Datensätze bei einem Winkel von  $\theta = 0(3)$  aus 100 % der Abbildung 26. Die prozentuale Abweichung  $p$  der Daten wird berechnet. Für die Fehler wird eine Poissonverteilung angenommen. Zudem wird der Mittelwert der Daten  $\bar{p}$  angegeben, der in Abbildung 15 dargestellt wird. Für den Fehler wurde eine Fehlerfortpflanzung verwendet.

Winkel [ ]	$p$			$\bar{p}$
	0,90(1) mV	1,00(1) mV	1,40 mV	
-50(3)	96,6(3,4)	97,0(3,4)	97,2(3,5)	96,9(2)
-40(3)	97,4(3,4)	97,8(3,5)	97,2(3,6)	97,5(2)
-30(3)	101,0(3,5)	100,7(3,5)	101,2(3,6)	101,0(2)
-20(3)	103,0(3,5)	103,1(3,5)	98,6(3,6)	101,6(2)
-10(3)	101,0(3,4)	101,4(3,5)	100,3(3,6)	100,9(2)
0(3)	100,0(3,4)	100,0(3,5)	100,0(3,6)	100,0(2)
10(3)	97,9(3,5)	99,2(3,5)	99,6(3,6)	98,9(2)
20(3)	102,0(3,4)	103,4(3,5)	103,7(3,6)	103,0(2)
30(3)	98,8(3,4)	99,4(3,5)	100,0 3(3,6)	99,4(2)
40(3)	96,0(3,4)	95,6(3,5)	100,0 3(3,6)	97,2(2)
50(3)	99,6(3,4)	101,0(3,5)	101,8(3,6)	100,8(2)

Tabelle 7: Zugehörige Daten für die Anzahl der gemessenen Photonen pro Lichtpuls in Abhängigkeit verschiedener Messungen der Abbildung 16. Dabei wurden immer die selben Einstellungen verwendet. Für die Fehler wird eine Poissonverteilung angenommen.

Winkel [ ]	Anzahl der Photon mit der Messung			
	1	2	3	4
-50(3)	807(28)	866(29)	807(28)	821(29)
-40(3)	814(29)	827(29)	842(29)	785(28)
-30(3)	838(29)	827(29)	817(29)	867(29)
-20(3)	858(29)	858(29)	847(29)	811(28)
-10(3)	844(29)	871(30)	855(29)	829(29)
0(3)	832(29)	874(30)	825(29)	822(30)
10(3)	825(29)	853(28)	788(29)	822(28)
20(3)	860(29)	901(30)	788(28)	823(29)
30(3)	827(29)	809(29)	899(30)	879(30)
40(3)	795(28)	869(29)	849(29)	870(29)
50(3)	837(29)	777(28)	784(28)	805(29)

Tabelle 8: Zugehörige Daten für die Anzahl der gemessenen Photonen pro Lichtpuls in Abhängigkeit der Ausrichtung des MAPMT der Abbildung 12. Dabei gilt als Referenzpunkt die Ausrichtung der Spannungsversorgung. Die Winkel werden im Bereich  $\theta = \pm 50(3)$  variiert. Für die Fehler wird eine Poissonverteilung angenommen.

Winkel [ ]	Anzahl der Photonen mit der Ausrichtung	
	V	H
-60(3)	747(27)	756(27)
-50(3)	806(28)	781(28)
-40(3)	757(28)	776(28)
-30(3)	807(28)	778(28)
-20(3)	737(27)	842(29)
-10(3)	782(28)	790(28)
0(3)	846(29)	781(28)
10(3)	778(28)	785(28)
20(3)	789(28)	793(28)
30(3)	800(28)	827(29)
40(3)	818(29)	783(28)
50(3)	740(27)	813(29)
55(3)	734(27)	745(27)

Tabelle 9: Zugehörige Daten für die Anzahl der gemessenen Photonen pro Lichtpuls in Abhängigkeit der Spaltbreite im rotierbaren Element. In der Abbildung 19 ist die Spaltbreite 1 mm dargestellt und zum Vergleich noch die Daten für die Spaltbreite 5 mm aus Abbildung 12. Für die Fehler wird eine Poissonverteilung angenommen.

Winkel [ ]	Spaltbreit	
	5 mm	1 mm
-50(3)	821(29)	896(30)
-40(3)	828(29)	942(31)
-30(3)	857(29)	894(30)
-20(3)	874(30)	851(29)
-10(3)	857(29)	790(28)
0(3)	850(29)	890(30)
10(3)	832(29)	926(30)
20(3)	870(29)	920(30)
30(3)	840(29)	896(30)
40(3)	816(29)	855(29)
50(3)	847(29)	838(29)

Tabelle 10: Zugehörige Daten für die Anzahl der gemessenen Photonen pro Lichtpuls in Abhängigkeit der Ausrichtung des MAPMT's und der Pixel der Abbildung 21. In vertikaler Richtung werden die Pixel 36 und 37 ausgelesen und als Referenz zusätzlich das Summen-Signal. In horizontaler Richtung werden die Pixel 28 und 36 ausgelesen. Die Werte werden in Abhängigkeit des Winkels dargestellt. Für die Fehler wird eine Poissonverteilung angenommen.

Winkel [ ]	vertikal			horizontal		
	36	37	S	28	36	S
-50(3)	299(17)	10(3)	2959(54)	122(11)	454(21)	3592(60)
-40(3)	142(12)	5(2)	2864(54)	143(12)	453(21)	3728(61)
-30(3)	443(21)	86(9)	2943(54)	222(15)	405(20)	3741(61)
-20(3)	406(20)	159(13)	2922(54)	261(16)	441(21)	3654(60)
-10(3)	331(18)	329(18)	3024(55)	369(19)	302(17)	3818(62)
0(3)	256(16)	452(21)	2986(55)	409(20)	263(16)	3659(60)
10(3)	140(12)	528(23)	2585(54)	511(23)	160(13)	3764(61)
20(3)	52(7)	589(25)	2886(54)	685(26)	104(10)	3760(61)
30(3)	8(3)	638(25)	2975(55)	719(27)	90(9)	3760(61)
40(3)	3(2)	551(23)	2979(55)	640(25)	55(7)	3694(61)
50(3)	1(1)	361(19)	2944(54)	616(25)	36(6)	3549(60)

Tabelle 11: Zugehörige Daten für die Anzahl der gemessenen Photonen pro Lichtpuls im Vergleich von MAPMT und WLSPMT der Abbildung 22. Die Daten wurden in Abhängigkeit des Winkels aufgenommen. Zudem werden die beiden PMT'S unter selben Bedingungen ausgemessen. Für die Fehler wird eine Poissonverteilung angenommen.

Winkel [ ]	MAPMT	WLSPMT
-50(3)	689(26)	703(27)
-40(3)	748(27)	683(26)
-30(3)	770(28)	683(26)
-20(3)	779(28)	648(25)
-10(3)	765(28)	716(27)
0(3)	803(28)	747(27)
10(3)	775(28)	706(27)
20(3)	794(28)	668(26)
30(3)	721(27)	685(26)
40(3)	760(28)	649(25)
50(3)	805(28)	616(25)

## Literatur

- [Dem04a] Wolfgang Demtröder. *Experimentalphysik 2 Elektrizität und Optik*. 2004.
- [Dem04b] Wolfgang Demtröder. *Experimentalphysik 4 Kern-, Teilchen- und Astrophysik*. 2004.
- [ea07] Toshikazu Hakamata et al. *Photomultiplier tubes Basics and Applications. 3a*. 2007.
- [ea15] K. Allada et al. Pmt signal increase using a wavelength shifting paint. <https://arxiv.org/abs/1502.01772>, 2015. Eingehen am 20.07.2019.
- [ea16] Y. Zhang et al. Performance of new 8-inch photomultiplier tube used for the tibet muon-detector array. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/11/06/P06016/pdf>, 2016. Eingesehen am 28.05.2019.
- [Fö14] Jörg Förtsch. Charakterisierung von Multianodenphotomultipliern in Bezug auf Quanten- und Kollektionseffizienz. Bachelor's thesis, Bergische Universität Wuppertal, 2014.
- [Fö16] Jörg Förtsch. Aufbau und Charakterisierung eines Serienteststandes für HAMAMATSU H12700 MAPMTs und erste Messergebnisse. Master's thesis, Bergische Universität Wuppertal, 2016.
- [K.K19] Hamamatsu Photonics K.K. *Flat panel type multianode PMT assembly H12700 series*. 2019.
- [Kop14] Jan Martin Kopfer. *Development of a prototype camera and Monte Carlo studies for the optimisation of the CBM-RICH detector*. PhD thesis, Bergische Universität Wuppertal, 2014.

## Danksagung

Zuallererst bedanke ich mich bei Prof. Dr. Karl-Heinz Kampert, nicht nur für die Möglichkeit in seiner Arbeitsgruppe meine Bachelor-Arbeit anfertigen zu können, sondern auch für die moralische Unterstützung in meinem sonstigen Studium. Auch Prof. Dr. Christian Zeitnitz möchte ich dafür danken, dass er sich als Zweitgutachter zu Verfügung gestellt hat.

Ein großer Dank gilt meinem Betreuer Dr. Christian Pauly, der mir mit Hilfestellungen zur Seite stand. Seine Begeisterung für die Arbeit ist stets ansteckend gewesen. Auch bei Dennis Pfeifer möchte ich mich bedanken, dass er mir mit dem Aufbau geholfen hat und alle notwendigen Bauteile gedruckt hat. Zudem gilt mein Dank auch Jörg Förtsch und Ievgenii Kres, die oft ihre Arbeit für Fragen stehen gelassen haben.

Ich will mich auch bei meinen Kommilitonen Anita, Lena, Fabian, Marc und Thomas bedanken, ohne die ich mich in der Uni gelangweilt hätte. Sonst hätte man ja auch produktiv sein müssen.

Vor allem bedanke ich mich bei meinen Eltern, die mich stets unterstützt und an mich geglaubt haben. Ohne sie und die aufmunternden Worte von meinem Bruder wäre ich am Anfang des Bachelors verzweifelt gewesen.

Zum Schluss bedanke ich mich bei Marc-André Petri und meinem Bruder, Michael Weimer, die viele verschiedene Versionen der Arbeit lesen mussten und korrigiert haben.

**Erklärung**

gem § 14 Abs. 7 Prüfungsordnung vom 15.04.2013

Hiermit erkläre ich, dass ich die von mir eingereichte Abschlussarbeit (Bachelor-Thesis) selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie Stellen der Abschlussarbeit, die anderen Werken dem Wortlaut oder Sinn nach entnommen wurden, in jedem Fall unter Angaben der Quellen als Entlehnungen kenntlich gemacht habe.

Ort, Datum

Unterschrift

**Erklärung**

Hiermit erkläre ich mich damit einverstanden, dass meine Abschlussarbeit (Bachelor-Thesis) wissenschaftlich interessierten Personen oder Institutionen und im Rahmen von externen Qualitätssicherungsmaßnahmen des Studienganges zur Einsichtnahme zur Verfügung gestellt werden kann.

Korrektur- oder Bewertungshinweise in meiner Arbeit dürfen nicht zitiert werden.

Ort, Datum

Unterschrift