Kalibration von SSD-Photomultipliern des Typs Hamamatsu R9420 für das AugerPrime Upgrade

Bachelor-Thesis

zur Erlangung des akademischen Grades

Bachelor of Science (B. Sc.)

in Angewandte Naturwissenschaften (Applied Science)

der Bergischen Universität Wuppertal
Teilstudiengang Physik

Fakultät 4 - Mathematik und Naturwissenschaft

Der Fachgruppe Physik vorgelegt von

Jan Moritz Wenning

1634650

Wuppertal, 3. Januar 2022

1.Gutachter
Prof. Dr. Karl-Heinz Kampert

2.Gutachter
Prof. Dr. Christian Zeitnitz

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wird die Verstärkung für neun Photomultiplier des Typs Hamamatsu R9420 kalibriert. Dazu wird ein Einzelphotonen-Signal erzeugt, womit die Verstärkung bei hohen Betriebsspannungen bestimmt wird. Außerdem wird eine Kalibration der Verstärkung für geringe Betriebsspannungen durchgeführt und für alle Photomultiplier eine Verstärkungskurve bestimmt. Hiermit werden die Betriebsspannungen für zwei feste Verstärkungen abgeschätzt. Abschließend werden die Ergebnisse der Kalibration mit den Angaben einer weiteren Arbeitsgruppe der Pierre Auger Collaboration, sowie den Werksangaben des Herstellers verglichen.

Inhaltsverzeichnis

1. Motivation **1**

2. Pierre-Auger-Observatorium **2**

2.1. Wasser-Cherenkov-Detektor 2

2.2. Fluoreszenz-Detektoren 3

2.3. Oberflächen-Szintillator-Detektor 4

3. Theoretische Grundlagen **6**

3.1. Photomultiplier 6

3.2. Verstärkung 7

3.3. Zeitliches Verhalten von Photomultipliern 8

3.4. Dunkelströme und Untergrund-Signale 9

3.5. Zeitlich versetzte Signalpulse und Nachpulse 10

4. Messaufbau **12**

4.1. Messaufbau 12

4.2. Einstellung der Betriebsspannung 13

4.3. Hintergrund-Signale und Rauschen 15

4.4. Überschwingverhalten 17

5. Absolute Kalibration **18**

5.1. Grundlegendes Verfahren 18

5.2. Erzeugung eines Einzelphotonen-Signals 19

5.3. Durchführung der absoluten Kalibration 22

6. Kalibration bei geringen PMT-Betriebsspannungen **31**

7. Beschreibung der Verstärkung als Funktion der PMT-Betriebsspannung **36**

8. Vergleich mit den Angaben der Arbeitsgruppe aus Neapel **39**

9. Vergleich mit den Werksangaben von Hamamatsu **42**

10. Zusammenfassung und Ausblick **44**

A. Abbildungen **46**

B. Tabellen **51**

Abbildungsverzeichnis

2.1. Darstellung des Detektor-Layouts und Foto einer WCD-Station des Pierre-Auger-Observatoriums . . . 2
2.2. Aufbau eines Fluoreszenz-Detektor-Teleskops (FD) . . . 4
2.3. Aufbau Oberflächen-Szintillator-Detektor (SSD) . . . 5
3.1. Schematischer Aufbau einer Photomultiplier-Röhre . . . 6
4.1. Schematische Darstellung des Messaufbaus . . . 12
4.2. Foto des Photomultipliers Hamamatsu R9420 mit ISEG-Basis . . . 13
4.3. Bestimmung der Betriebsspannungen . . . 14
4.4. Vergleich des Signal-Rauschens ohne und mit Betriebsspannung . . . 16
4.5. Überschwingender Signalpuls . . . 17
5.1. Ladungshistogramm eines Einzelphotonen-Signals . . . 18
5.2. Anteil der Trigger mit Pulshöhe unter dem jeweilligen Schwellenwert für ansteigende Schwellenwerte . . . 21
5.3. 2D-Histogramme der PMT-Signale für absolute Kalibrierung . . . 23
5.4. Bestimmung der Fit-Grenzen aus Hintergrund-Ladungshistogrammen . . . 25
5.5. Gauß-Fits des vollen Hintergrund- und 1 Pe-Peaks zur Bestimmung ihrer Positionen . . . 26
5.6. Gauß-Fits des reduzierten Hintergrund- und 1 Pe-Peaks zur Bestimmung ihrer Positionen . . . 27
5.7. Graph der Effektiven Ladung Q_{Eff} für alle neun Rechten Grenzen für die absolute Kalibrierung . . . 28
6.1. Ladungshistogramme von Hintergrund und Photonen-Signal zur Kalibration bei geringen Betriebsspannungen . . . 32
6.2. Graph der Effektiven Ladung Q_{Eff} für alle neun Rechten Grenzen für die Kalibration bei geringen Betriebsspannungen . . . 33
7.1. Verstärkung als Funktion der Betriebsspannung für den PMT mit Seriennummer DF6092 . . . 36
8.1. Vergleich der kalibrierten Betriebsspannungen für Low- und High-Gain mit den Angaben von Neapel . . . 40
9.1. Vergleich der Kalibrierten Betriebsspannungen für Low- und High-Gain mit den Weksangaben von Hamamatsu . . . 42

Tabellenverzeichnis

5.1. Anteil der Trigger ohne erzeugte Photoelektronen in Abhängigkeit des Abstandes r zwischen Laser-Diode und Fasereingang 21
5.2. Durch absolute Kalibration bestimmte Verstärkungs-Werte aller PMTs . . 29
6.1. Kalibrierte Verstärkungs-Werte aller PMT für die Betriebsspannung HV_5 . 34
6.2. Ladungs-Verhältnisse zur Bestimmung des Gains bei HV_5 für DF6092 und DG4800 35
7.1. Parameter der Verstärkungskurven 37
7.2. Aus Fit-Parametern bestimmte Betriebsspannungen für ein Gain von $5 \cdot 10^4$ und $7 \cdot 10^5$ 38
8.1. Relativen Abweichungen der kalibrierten Verstärkungen bei den von Neapel angegebenen Betriebsspannungen 39

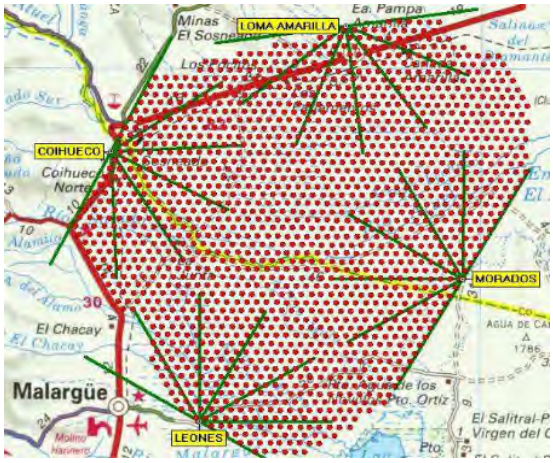
1. Motivation

Ziel dieser Arbeit soll es sein, neun Photomultiplier (PMT) des Typs Hamamatsu R9420 für das AugerPrime Upgrade zu kalibrieren. Dieses Upgrade des Pierre-Auger-Observatoriums soll die Datenmenge des Großexperiments zur Untersuchung von kosmischen Teilchenschauern stark erhöhen und dadurch die Rekonstruktion der Schauer, sowie ihrer Energien verbessern. Die vorliegenden Photomultiplier werden hierbei in den neuen Oberflächen-Szintillator-Detektoren verwendet, um die Menge, der durch Stoßprozesse von Schauerteilchen mit dem Szintillator, erzeugten Strahlung, zu erfassen (siehe 2.3). Dies geschieht, indem die Strahlung beim Eintreffen in den Photomultiplier Photoelektronen erzeugt, welche in ihm zu einem gut messbaren Ausgangsstrom vervielfacht werden. Um von diesem Ausgangsstrom Rückschlüsse auf die eingetroffende Lichtmenge ziehen zu können, ist es daher essenziell diesen Vervielfachungfaktor, im Folgenden nur noch Verstärkung oder auch Gain genannt, zu kennen. Dieser ist charakteristisch für jeden PMT und abhängig von der Betriebsspannung, wodurch die Verstärkung geregelt werden kann. Für den Einsatz im Experiment sollen alle SSD-Photomultiplier die gleiche Verstärkung aufweisen, weshalb eine Kalibration der Verstärkungskurve, die das Gain in Abhängigkeit der Betriebsspannung angibt, durchgeführt werden muss.

Es wird daher zunächst bei jedem der PMTs die Verstärkung für vier hohe Betriebsspannungen absolut kalibriert. Anschließend werden diese als Vergleichsspannungen für eine Kalibration der Verstärkung bei geringeren Betriebsspannungen verwendet, bei denen eine absolute Kalibration nicht mehr möglich ist. Mithilfe der Ergebnisse dieser fünf Kalibrationen wird für jeden Photomultiplier die Verstärkungskurve ermittelt. Daraus lassen sich die Betriebsspannungen ermitteln, welche jeweils für eine Verstärkung von $5 \cdot 10^4$ (Low-Gain) und eine von $7 \cdot 10^5$ (High-Gain) angelegt werden müssen. Diese Werte lassen sich mit den Angaben einer Arbeitsgruppe der Pierre Auger Collaboration aus Neapel, welche eine Kalibration der sechs PMTs mit Seriennummer Anfang „DF“ durchgeführt haben, vergleichen. Abschließend werden die Kalibrationsergebnisse auch mit den Werksangaben des Herstellers Hamamatsu verglichen. Dies soll eine bessere Einordnung der Angaben aus Neapel und des in dieser Bachelorarbeit verwendeten Verfahrens inklusive des Messaufbaus ermöglichen.

2. Pierre-Auger-Observatorium

Das Pierre-Auger-Observatorium ist ein internationales Großexperiment, welches der Untersuchung kosmischer Strahlung höchster Energie von über 10^{17} eV und ihrer Quelle(n) dient. Ermöglicht wurde das Projekt durch die Pierre Auger Collaboration, eine Zusammenarbeit von Arbeitsgruppen aus 18 Ländern. Es wurde im Jahr 2008 fertiggestellt und befindet sich auf einer Hochebene der Region Pampa Amarilla, in der Nähe der argentinischen Kleinstadt Malargüe [9]. Das Observatorium ist ein Hybriddetektor, welcher eine Kombination aus Wasser-Cherenkov-Oberflächendetektoren (WCD) und Fluoreszenzdetektoren (FD) nutzt. Hierdurch stehen den Wissenschaftlern zwei unabhängige Methoden zum Nachweis und zur Untersuchung der kosmischen Strahlung zur Verfügung, die in den folgenden zwei Abschnitten kurz erläutert werden. Anschließend wird detailierter auf die Oberflächen-Szintillator-Detektoren eingegangen, welche als Teil des Auger-Prime Upgrades die Möglichkeiten der vorhandenen Oberflächen-Detektor-Stationen erweitern und in denen die in dieser Thesis kalibrierten PMTs verwendet werden.



a) Dargestellt ist das Detektor-Layout des Pierre-Auger-Observatoriums. Die roten Punkte zeigen die Positionen der WCDs. Die grünen Punkte stehen für die vier Standorte der FDs. Die Striche symbolisieren ihre Ausrichtung [1].

b) Ein Foto einer WCD-Station. Ein FD-Gebäude mit der dazugehörigen Kommunikationsantenne steht im Hintergrund [11].

Abbildung 2.1: Dargestellt ist das Detektor-Layout, sowie eine WCD-Station des Pierre-Auger-Observatoriums.

2.1. Wasser-Cherenkov-Detektor

Die 1.660 Oberflächendetektortanks, welche im Abstand von 1.500 m aufgestellt sind, bedecken 3.000 km^2 der Pampa (siehe dazu Abbildung 2.1a). Sie werden zur Detektion der Sekundärteilchen verwendet und sind dafür mit 12.000 Liter hochreinem Wasser gefüllt. Treten nun die energiereichen Teilchen in den Detektor ein, bewegen sie sich schneller

als die Lichtgeschwindigkeit im Wasser und erzeugen dadurch Cherenkov-Strahlung. Diese wird, in den vollständig abgedunkelten Tanks, durch drei, sich am Tankdeckel befindenden, Photomultiplier gemessen. Daraus lässt sich die Anzahl der Sekundärteilchen berechnen, da die entstehende Cherenkov-Strahlung proportional zu dieser ist. Da die Luftschauer beim Auftreffen auf der Erde soweit ausgedehnt sind, dass sie in mehr als fünf Tanks fast gleichzeitige Lichtausbrüche verursachen können, gibt die Detektionszeitendifferenz zwischen den jeweiligen Tanks Auskunft über die Trajektorie der eingetroffenden kosmischen Strahlung [7]. Hierbei kann allerdings nur ein kleiner Teil des Luftschauers detektiert werden.

2.2. Fluoreszenz-Detektoren

Bei der Untersuchung der Teilchenschauer durch die Fluoreszenz-Detektoren wird die Interaktion der geladenen Luftschauerteilchen mit Stickstoffmolekülen der Erdatmosphäre untersucht. Hierbei werden die Stickstoffmoleküle durch die hochenergetischen Teilchen angeregt, wodurch sie floureszierendes Licht mit einer Wellenlänge von 300 bis 430 Nanometer abstrahlen. Mithilfe der Fluoreszensteleskope, welche sich an vier verschiedenen Standorten befinden, wird die Helligkeit dieser UV-Strahlung gemessen. An jedem dieser Standorte befinden sich sechs Teleskope, welche jeweils über ein Sichtfeld von $30° \times 30°$ in Azimut und Elevation verfügen. Durch ihre Halbkreisanordnung wird ein Winkel von 180° im Azimut erfasst. Das Stickstoff-Fluoreszenzlicht tritt in das Teleskop durch ein UV-Durchlassfilterfenster ein. Durch Verwendung eines Schmidt-Korrekturrings, wird die Sammelfläche des Teleskops und damit das Signal-Rausch-Verhältnis vergrößert [5]. Anschließend trifft das Licht auf einen 10 m^2 großen sphärischen Spiegel, der es auf eine Kamera mit 440 Pixeln fokussiert, welche durch Photomultiplier realisiert werden. Abbildung 2.2 veranschaulicht den beschriebenen Aufbau eines Teleskops. Die Signale der Kamera werden alle 100 ns digitalisiert, sodass ein kosmischer Strahlenschauer als spurähnliches geometrisches Muster mit einer klaren zeitlichen Entwicklung zu sehen ist. Da die Anzahl der emittierten Fluoreszenzphotonen proportional zu der von den geladenen Teilchen abgegebenen Energie ist, kann hieraus auch auf die Gesamtenergie des Teilchenschauers geschlossen werden. Diese entspricht ca. 90% der Primärstrahlung [8]. Da mithilfe der Fluoreszenzdetektoren der gesamte Teilchenschauer beobachtet wird, kann aus ihren Messdaten die Energie der Primärteilchen mit hoher Genauigkeit bestimmt werden. Jedoch lassen sich mit ihnen Messungen nur in klaren, mondlosen Nächten durchführen, sodass die Ereignis-Statistik auf ca. 10% im Vgl. zu den Wasser-Cherenkov-Detektoren beschränkt ist.

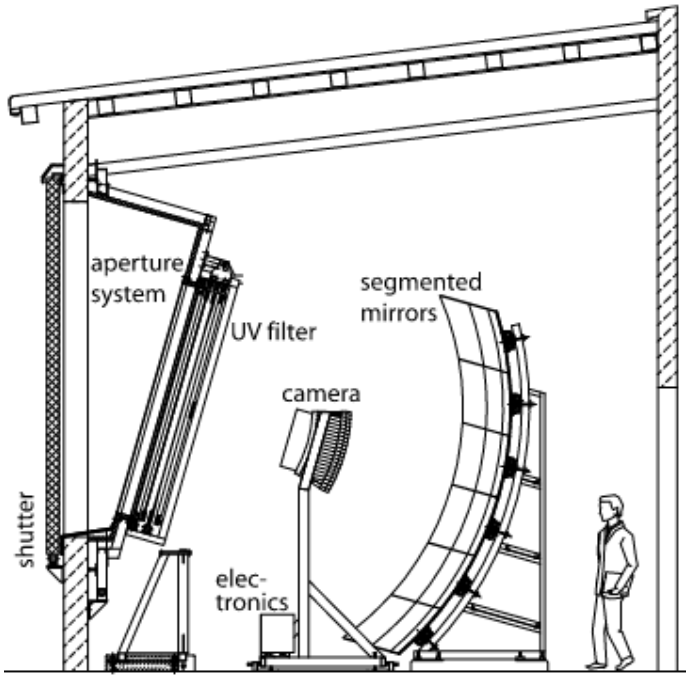


Abbildung 2.2: Schematischer Aufbau eines Fluoreszenz-Detektor-Teleskops [8, S. 231]

2.3. Oberflächen-Szintillator-Detektor

Die mithilfe der oben beschriebenen WCD und FD erhaltenen Daten haben gezeigt, dass die energiereichsten Teilchen nicht nur Protonen, sondern meist auch schwere Kerne sind. Aufgrund ihrer hohen Ladung werden sie von Magnetfeldern abgelenkt, was die Suche nach dem Ursprung der Kerne schwierig macht. Das 2015 angekündigte AugerPrime Upgrade soll diese Untersuchung vereinfachen. Hierbei handelt es sich um eine Verbesserung und Erweiterung der vorhandenen Instrumente, wodurch sich der Messdatensatz verdoppeln soll. Kernelement des Upgrades sind die Oberflächen-Szintillator-Detektoren (SSD), welche auf den vorhandenen WCD-Tanks angebracht werden. Sie bestehen aus jeweils zwei ca. 2 m^2 großen Modulen aus extrudiertem Polystyrol-Szintillator. Diese geben die durch Stoßprozesse mit den Schauerteilchen übertragene Anregungsenergie, in Form von Licht wieder ab, welches durch 24 wellenlängenverschiebende Fasern pro Modul ausgelesen werden kann. Diese 1 mm dicken optischen Fasern führen auf einer „Schlangen"-Route zum Photomultiplier, wo sie als Bündel zusammengeführt werden (siehe dazu auch Abbildung 2.3). Die Route wurde so gewählt, um die Lichtausbeute zu maximieren und sie über das komplette Modul möglichst gleichmäßig zu halten. Der PMT reagiert somit auf das Summensignal aller Fasern. Der dafür verwendeten SSD-PMT ist der in dieser Thesis kalibrierte Hamamatsu R9420. Um seinen linearen Anodenstrom-Bereich vollständig auszunutzen, wird er bei einer konstanten Verstärkung von $4 \cdot 10^4$ betrieben. Für eine Anpassung des Dynamikbereichs des PMT-Signals an den 2-V-Eingangsbereich der ADCs, wird sein Signal gespalten, wobei ein Zweig um den Faktor vier abgeschwächt und der andere um den Faktor 32 verstärkt wird. Die beiden Signale durchlaufen einen analogen,

durch passive Bauteile realisierten Lowpass-Filter mit einer Grenzfrequenz bei 60 MHz. Anschließend werden sie durch 12-bit FADCs mit einer Abtastfrequenz von 120 MHz digitalisiert. Die beiden FADCs werden so kalibriert, dass sich ihre Dynamikbereiche in 5-bit überlappen.

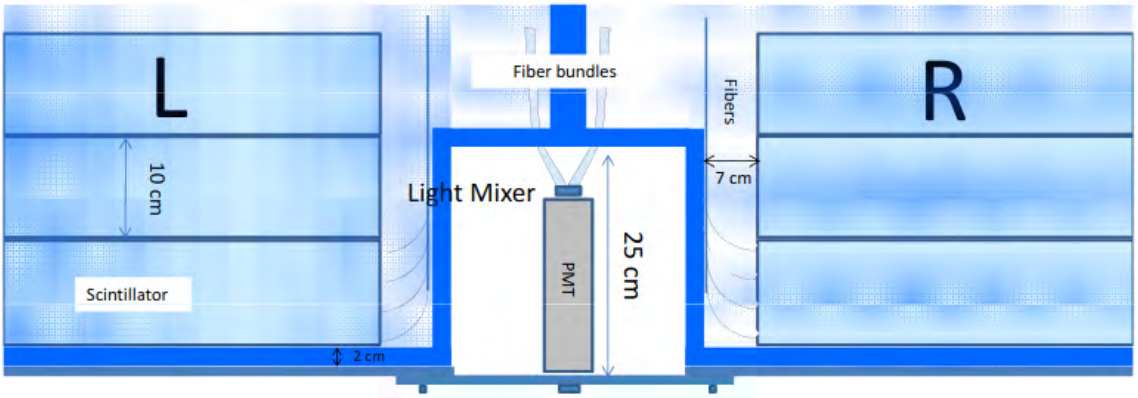


Abbildung 2.3: Schematischer Aufbau eines Oberflächen-Szintillator-Detektors. [10, S. 62]

Durch die unterschiedliche Empfindlichkeit des Wasser-Cherenkov-Detektors und des neuen Oberflächen-Szintillator-Detektors für die Grundkomponenten der Luftschauer (Photonen, Elektronen und Myonen), soll die Kombination der beiden Messergebnisse Informationen über das Elektron/Myon Verhältnis der Schauer liefern. Dabei können aufgrund der Dynamikbereichserweiterung nun Messungen bis zu einer Entfernung von 300 m zum Schauerkern mit den Oberflächen-Detektoren durchgeführt werden, wodurch sich die Rekonstruktion der Luftschauer verbessert. Durch die geringe Bin-Breite der FADCs von $8,3$ ns mit σ=$2,4$ ns, wird es außerdem besser möglich sein, die Richtung der Teilchenschauer aus den Detektionszeit-Unterschieden zwischen den einzelnen Stationen zu rekonstruieren. Diese Erkenntnisse sind für Studien über die Massenzusammensetzung der kosmischen Strahlung, ihrer Quellen und der besseren Energiebestimmung unerlässlich.

3. Theoretische Grundlagen

Im Folgenden sollen die für diese Arbeit wichtigen theoretischen Grundlagen erläutert werden. Dazu wird zunächst auf die Funktionsweise und Verstärkung eines Photomultipliers (PMT) eingegangen. Anschließend wird auf das zeitliche Verhalten von Photomultipliern, die Ursachen von Dunkelströmen und zeitlich versetzte Signalpulse, sowie Nachpulse eingegangen.

3.1. Photomultiplier

Photomultiplier (PMT) sind Elektronenröhren, welche zur Detektion geringer Lichtmengen, sogar einzelner Photonen, verwendet werden. Sie sind aufgrund ihrer hohen Empfindlichkeit, dem geringen Rauschen und ihrer Reaktionschnelligkeit vielseitig einsetzbar. PMTs bestehen im Wesentlichen aus einem Eingangsfenster, einer Photokathode, mehreren Fokussierungselektroden, welche bei PMTs Dynoden genannt werden und einer Anode. Alle Bauteile befinden sich in einer evakuierten Glasröhre. Abbildung 3.1 zeigt die schematische Anordnung der Bauteile innerhalb der Röhre.

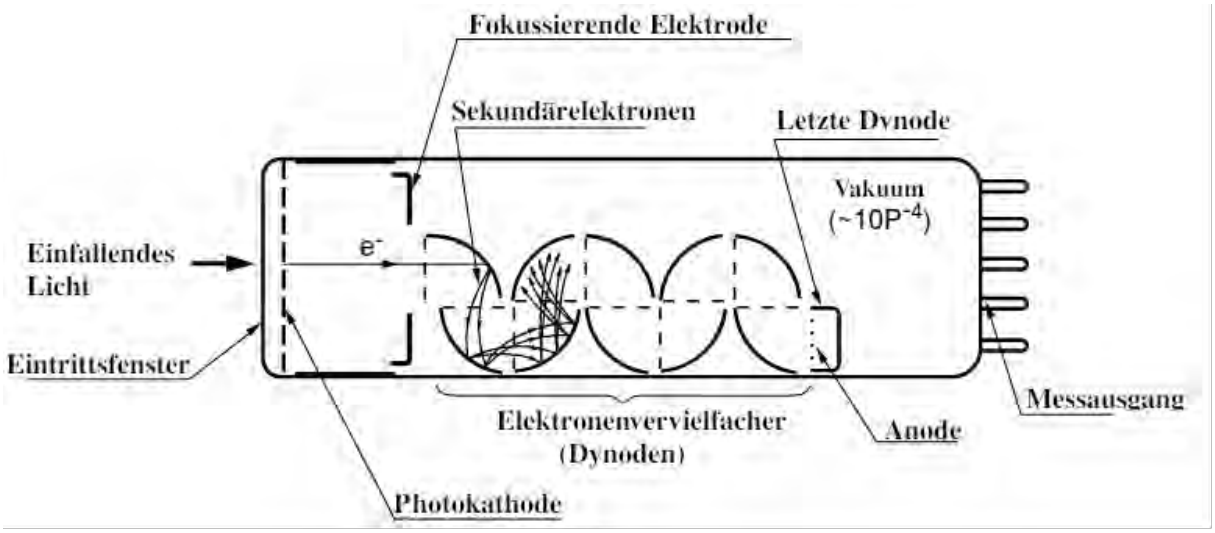


Abbildung 3.1: Dargestellt ist der schematische Aufbau einer Photomultiplier-Röhre [verändert 2, S. 13].

Treten Photonen durch das Eintrittsfenster in die Röhre ein, treffen sie auf die Metal- oder Halbleiter-Photokathode und regen ihre Elekronen im Valenzband an. Findet ein ausreichender Energieübertrag statt, werden die Elektronen in das Röhrenvakuum als Photoelektronen emittiert. Dieser äußere Photoeffekt kann statistisch mit der Quantenausbeute beschrieben werden, welche auch von der Wellenlänge des einfallenden Lichts abhängt. Die emittierten Photoelektronen werden anschließend durch die Fokussierungselektrode beschleunigt und auf die erste Dynode fokussiert, die diese durch Emission von Sekundärelektronen vervielfacht. Benachbarte Dynoden sind durch einen Spannungsteiler

verbunden und liegen somit auf einem aufsteigenden Potential. Dadurch werden die Elektronen zur jeweils nächsten Dynode hin beschleunigt, wodurch weitere Sekundärelektronen kaskadenartig erzeugt werden. Die von der letzten Dynode emittierten Sekundärelektronen werden von der Anode aufgefangen und als Ausgangsstrom über den Messausgang an einen externen Stromkreis geleitet. Um das gewünschte Verhalten der Photomultiplier-Röhre zu erhalten, müssen besonders die Materialien des Eintrittsfensters und der Photokathode aneinander angepasst sein.

3.2. Verstärkung

Die in 3.1 beschriebene Vervielfachung des kleinen photoelektrischen Eingangsstroms liefert einen großen und gut messbaren Ausgangsstrom an der Anode. Diese Verstärkung, im Folgenden auch „Gain“ genannt, ist das Verhältnis des Anodenausgangsstroms zum photoelektrischen Eingangsstrom.
Beim idealen PMT mit n Dynoden-Stufen und einer mittleren Sekundärelektronenrate δ pro Dynode beträgt die Verstärkung δ^n. Die Sekundärelektronenrate ist abhängig vom Dynodenmaterial, ihrer Ausrichtung und der zwischen den einzelnen Dynoden anliegenden Spannung. Es handelt sich außerdem um einen statistischen Prozess, wobei die Wahrscheinlichkeit für die Anzahl der erzeugten Sekundärelektronen pro Primärelektron in etwa einer Poisson-Verteilung mit statistischem Fehler $\sqrt{\delta}$ entspricht. Durch die statistische Fluktuation, aufgrund der Kaskadenvervielfachung, weist jeder Ausgangspuls eine Verteilung der Pulshöhe bzw. der Ladung auf. Hinzu kommen Ungleichmäßigkeiten der Multiplikation in Abhängigkeit von der Dynodenposition und Abweichungen der Elektronen von ihren günstigen Trajektorien, welche von den Spannung zwischen den Dynoden beeinflusst werden [2].
Die mittlere Sekundärelektronenrate kann als Funktion dieser Spannung E, wie folgt geschrieben werden:

$$\delta = a \cdot E^k \tag{3.1}$$

Hierbei beschreibt k den Einfluss des Dynodenmaterials und ihrer geometrischen Struktur und nimmt typischerweise Werte zwischen 0,7 und 0,8 an. Der Parameter a ist eine Konstante. Unabhängig von der anliegenden Spannung ist die Sekundärelektronenrate δ_n der n-ten Dynoden-Stufe definiert als das Verhältnis des von ihr ausgehenden Stroms I_n zum eintreffenden Strom I_{n-1}, welcher von der vorherigen Dynode stammt. Durch die kaskadenartige Verstärkung ergibt sich damit der Anodenstrom wie folgt:

$$I_{Anode} = \alpha \cdot I_{Kathode} \cdot \delta_1 \cdot \delta_2 \cdot ... \cdot \delta_n \tag{3.2}$$

Hierbei ist α die Sammeleffizienz. Diese beschreibt den Anteil an Photoelektronen, welche effizient vervielfacht werden, sodass sie anhand ihres Ausgangspulses detektiert werden können. Die Sammeleffizienz hängt von der Emissionsstelle des Photoelektrons, sowie dem elektrischen Feld der Fokuselektrode ab und sollte idealerweise 1 betragen. Die Verstärkung ergibt sich somit als das Produkt des Kathodenstroms, der Sammeleffizienz und der einzelnen Sekundärelektronenraten.
Ist die Betriebsspannung V eines Photomultipliers mit n Dynoden-Stufen gleichmäßig zwischen den Dynoden verteilt und liegt an jeder Dynode die gleiche mittlere Sekundärelektronenrate vor, kann das Gain mit Gleichung 3.1 als Funktion der anliegenden Betriebsspannung HV ausgedrückt werden [2]:

$$G = \alpha(aE^k)^n = \alpha a^n \left(\frac{HV}{n+1}\right)^{kn} = A \cdot HV^{kn} \quad \text{mit} \quad A = \alpha \frac{a^n}{(n+1)^{kn}} \tag{3.3}$$

Da das Gain proportional zu HV^{kn} ist, reagiert es stark auf Schwankungen der Betriebs. Es gilt:

$$\frac{dG}{G} = kn \frac{dHV}{HV} \tag{3.4}$$

Um bei einem PMT mit n=8 Dynoden und Parameter k=$0,7$ eine Stabilität des Gains von unter 1% zu erreichen, dürfte die Schwankung der Betriebsspannung maximal $0,17\%$ betragen.

3.3. Zeitliches Verhalten von Photomultipliern

Photomultiplier werden besonders aufgrund ihres geringen Rauschens und guten zeitlichen Auflösungsvermögens als Photodetektoren verwendet. Eine wichtige Kenngröße ist dabei die Transit-Time (TT) und ihre Fluktuation. Sie ist das Zeitinterval zwischen dem Eintreffen eines Lichtpulses auf der Photokathode und dem Auftreten des dazugehörigen PMT-Antwortpulses. Sie hängt sowohl vom Dynodentyp und ihrer Ausrichtungen, sowie dem elektrischen Feld bzw. der Betriebsspannung ab. Ihr Mittelwert ist proportional zu $1/\sqrt{HV}$ und liegt im Bereich von einigen Nanosekunden [2]. Je nachdem wo der Lichtpuls auf die Photokathode trifft, kann es im Allgemeinen zu unterschiedlichen Mittelwerten der Transit-Time kommen, da Photoelektronen vom Kathodenrand einen längeren Weg zur Anode zurücklegen, als solche aus dem Zentrum. Dies kann durch Anpassung des elektrischen Feldes verhindert werden, indem äußere Elektronen eine stärkere Beschleunigung erfahren [3].

Wird eine Photokathode an einer festen Stelle mit identischen Lichtpulsen beleuchtet, wird demnach ein fester Mittelwert erwartet. Abweichungen von diesem können dann durch unterschiedliche Energien der Photoelektronen und unterschiedliche Eintrittswinkel die-

ser entstehen. So werden Photoelektronen mit höherer Austrittsenergie bzw. Austrittsgeschwindigkeit, sowie Photoelektronen, die senkrecht aus der Kathode austreten, schneller an der Anode ankommen, als solche mit geringer Energie bzw. parallelerem Austrittswinkel [3]. Diese Fluktuationen der Transit-Time wird als Transit-Time-Spread (TTS) bezeichnet. Die Verteilung der Abweichungen vom Mittelwert ist annähernd gaußförmig, sodass der TTS oft in Einheiten der Standardabweichung, aber auch durch die volle Breite bei halbem Maximum (FWHM) angegeben wird. Er ist proportional zu $1/\sqrt{n_p}$, verbessert sich also für eine steigende Anzahl an Photoelektronen pro Trigger, aber auch für steigende Betriebsspannungen [2].

3.4. Dunkelströme und Untergrund-Signale

Selbst wenn kein Licht auf den Photomultiplier fällt, kann ein geringer Ausgangsstrom an der Anode gemessen werden. Dieser Dunkelstrom sollte möglichst gering gehalten werden, um auch kleinste Lichmengen bis hin zu einzelnen Photonen zuverlässig detektieren zu können. Gründe für den Stromfluss sind vor allem:

- **Thermische Emission**: Durch die sehr geringen Austrittsarbeiten der Kathoden- und Dynodenmaterialien, werden Elektronen durch thermische Anregung schon bei Raumtemperatur emittiert. Allgemein wird die entstehende Elektronenstromdichte durch die folgende Gleichung von W. Richardson beschrieben [4]:

$$J = AT^2 \exp\Big(-\frac{\phi}{k_B T}\Big) \tag{3.5}$$

  Hierbei ist A die Richardson-Konstante, ϕ die Austrittsarbeit, T die absolute Temperatur und k_B die Boltzmann-Konstante. Diese entstehenden thermischen Elektronen können genau wie Photoelektronen kaskadenartig vervielfacht werden. Wird ein solches Elektron von der Kathode oder einer der ersten Dynoden emittiert, ist die dazugehörige Pulshöhe vergleichbar mit der eines einzelnen Photoelektrons. Dies kann besonders bei Anwendungen mit Lichtmengen im Bereich einiger Photonen zu Fehlinterpretationen führen. Es ergbit sich, wie beim Gain eine HV^{kn} Abhängigkeit des thermischen Emissionsstroms, sodass dieser der dominierende Anteil des Dunkelstroms bei hohen Betriebsspannungen und hohen Temperaturen ist. Die Temperatur des Photomultipliers sollte daher möglichst gering gehalten werden, insbesondere wenn der PMT bei hohen Spannungen betrieben wird [2].

- **Leckströme**: Sie können zwischen der Anode und anderen Elektroden innerhalb der Röhre oder zwischen den Basis-Pins auftreten und hängen von der Isolierung zwischen diesen Bauteilen ab. Da Photomultiplier oft mit großen Spannungen über 1000 V, aber mit kleinen Ausgangsströmen betrieben werden, müssen die Isolationswiderstände laut dem Ohmschen Gesetz sehr groß sein. Andernfalls entstehen

Leckströme in der Größenordnung des Ausgangsstroms [2]. Insbesondere können Sie durch Verunreinigungen auf der Außenseite der Röhre, wie Fett, Staub und/oder Feuchtigkeit verstärkt werden. Durch das nahezu lineare Verhalten der Leckströme zur angelegten Betriebsspannung, dominieren sie den Dunkelstrom, wenn diese gering ist, sowie bei niedrigen Temperaturen [2].

- **Feldemission**: Wird ein Photomultiplier bei einer sehr hohen Spannung betrieben, können Elektronen durch das starke elektrische Feld aus den Dynoden austreten. Analog zu thermischen Elektronen können diese vervielfacht werden und zu einem großen Ausgangspuls führen. Es kommt zu einem sprunghaften Anstieg des Dunkelstroms. Sie können außerdem auf das Hüllglas und andere Oberflächen treffen und dort Emissionen von Photonen erzeugen, die die Photokathode erreichen können [4]. Da sich durch Feldemission die Lebensdauer der Photomultiplier-Röhre erheblich verkürzt, sollte die maximale Betriebsspannung unbedingt eingehalten werden [2].

- **Ionisationsströme durch Restgase**: Der Druck innerhalb der Glasröhre liegt im Bereich von 10^{-6} bis 10^{-5} Pa, sodass noch wenige Restgasatome enthalten sind. Durch Kollisionen mit Elektronen können diese ionisiert und zur Kathode oder den Dynoden hin beschleunigt werden, wo sie mehrere weiter vervielfachbare Sekundärelektronen erzeugen. Daher resultiert ein meist großer Ausgangspuls, welcher abhängig vom Ionentyp und dem Erzeugungsort ist. Oft treten Nachpulse durch Helium auf, da dieses besonders leicht in die Glasröhre eindringen kann [2].

- **Hochenergetische Teilchen und Hintergrundstrahlung**: Hochenergetische Teilchen, wie Myonen oder Teilchen der kosmischen Strahlung, können beim durchdringen des PMT-Fensters Cherenkov-Strahlung mit einer hohen Photonenzahl erzeugen. Die verursachten Dunkelpulse besitzen daher eine große Amplitude, treten aber mit einer geringen Rate auf [4]. Häufiger kann radioaktive Strahlung der entsprechenden Isotope im PMT-Glas oder -Eintrittsfenster, sowie Gammastrahlung aus der Umwelt, einen Einfluss zu den Dunkelströmen liefern [2]. Ähnlich wie bei der thermischen Emission, lassen sich die daraus entstehenden Störpulse durch ihre zeitliche Lage vom Signalpuls trennen.

Da diese Dunkelströme und Untergrund-Signale keiner zeitlichen Koinzidenz unterliegen, lassen sie sich gut vom zu messenden Signal trennen. Dieses kann durch die zeitliche Lage zu einem zweiten Ereignis, beispielsweise einem Trigger-Puls, extrahiert werden.

3.5. Zeitlich versetzte Signalpulse und Nachpulse

Wird ein Photomultiplier zur Pulsdetektion von bspw. Lasersignalen oder zur Szintillationszählung verwendet, können Pulse beobachtet werden, deren Position stark vom erwar-

teten Beobachtungszeitpunkt des Signalpulses abweichen. Dies können sowohl Signalpulse, als auch so genannte Nachpulse sein, welche zusätzlich zum Signalpuls auftreten. Die jeweilige zeitliche Abweichung hängt dabei von der Ursache dieser Pulse ab:

- **Vorpulse**: Vorpulse sind vor den eigentlichen Signalpulsen beobachtbar und endstehen durch den äußeren Photoeffekt. Photonen, welche die Photokathode ohne Interaktion durchdringen, können beim Auftreffen auf die Fokuselektrode oder die erste Dynode Photoelektronen freisetzen, welche dann zur Anode hin beschleunigt und verstärkt werden. Die zeitliche Abweichung zum eigentlichen Signalpuls hängt dabei von der Distanz zwischen Kathode und erster Dynode, sowie der Betriebsspannung ab und liegt im Bereich weniger Nanosekunden [13].

- **Verspätete Signalpulse**: Diese Signalpulse entstehen durch Photoelektronen, die von der ersten Dynode elastisch oder inelastisch zurückgestreut werden. Sie können dort auch keine Sekundärelektronen erzeugen, weswegen ihr Ausgangspuls eine kleinere Amplitude als die vom Einzel-Photoelektronen-Puls besitzt. Die Differenz zur erwarteten Laufzeit ist klein gegenüber der Transit-Time [2].

- **Frühe Nachpulse**: Bei hohen Strömen kann trotz geringer Quantenausbeute Licht beim Auftreffen der Elektronen auf den letzten Dynoden erzeugt werden. Die emittierten Photonen treffen auf die Kathode und erzeugen dort Photoelektronen, welche vollständig verstärkt werden. In diesem Fall treten Nachpulse 30 bis 60 Nanosekunden nach dem eigentlichen Puls auf [3].

- **Späte Nachpulse**: Nachpulse, welche relativ zum Signalpuls später auftreten werden hauptsächlich durch die in 3.4 beschriebenen Ionisationsströme von Restgasen erzeugt. Die Verspätung zum eigentlichen Signal setzt sich zusammen aus der Zeit, die die Ionen zur Photokathode benötigen und der Transit-Time der erzeugten Photoelektronen und ihrer Sekundärelektronen. Sie bewegt sich im Bereich von einigen hundert Nanosekunden bis hin zu einigen Mikrosekunden [2].

4. Messaufbau

In diesem Abschnitt wird der zur Kalibration der Verstärkung verwendete Messaufbau beschrieben. Dabei wird genauer auf die vorhandenen Möglichkeiten zur Regelung, der am Photomultiplier eintreffenden Lichtintensität, sowie die Einstellung der PMT-Betriebsspannung eingegangen. Anschließend wird das Rauschen und Überschwingverhalten der Elektronik untersucht.

4.1. Messaufbau

Zunächst wird durch einen Pulsgenerator (1) ein TTL-Puls mit einer Frequenz von 5 kHz erzeugt, der als externer Trigger für einen Laser-Dioden-Treiber (2) und das zur PMT-Signalmessung verwendete Digitaloszilloskop fungiert (11). Der Pikosekunden-Laser (3) sendet bei Eintreffen des Triggers Licht der Wellenlänge λ=405 nm aus. Die ausgesendete Lichtmenge kann dabei durch einen Zehngang-Regler des Lasertreibers fein eingestellt werden. Der Laser selbst befindet sich in einer Röhre (4), an dessen Ende eine Lichtfaser (5) angebracht ist. Die Laserdiode ist in Richtung des Lichtfasereingangs ausgerichtet, wobei ihr Abstand variiert werden kann. Direkt hinter dem Diodenausgang ist ein Milchglasplättchen angebracht, welches als Diffusor dient. Dies erlaubt eine Regulierung der Lichtmenge über mehrere Größenordnungen. Das Licht wird durch die Faser in eine Aluminium-Röhre (6) geleitet, wo es mittig auf das Eingangsfenster des zu kalibrierenden Photomultipliers trifft.

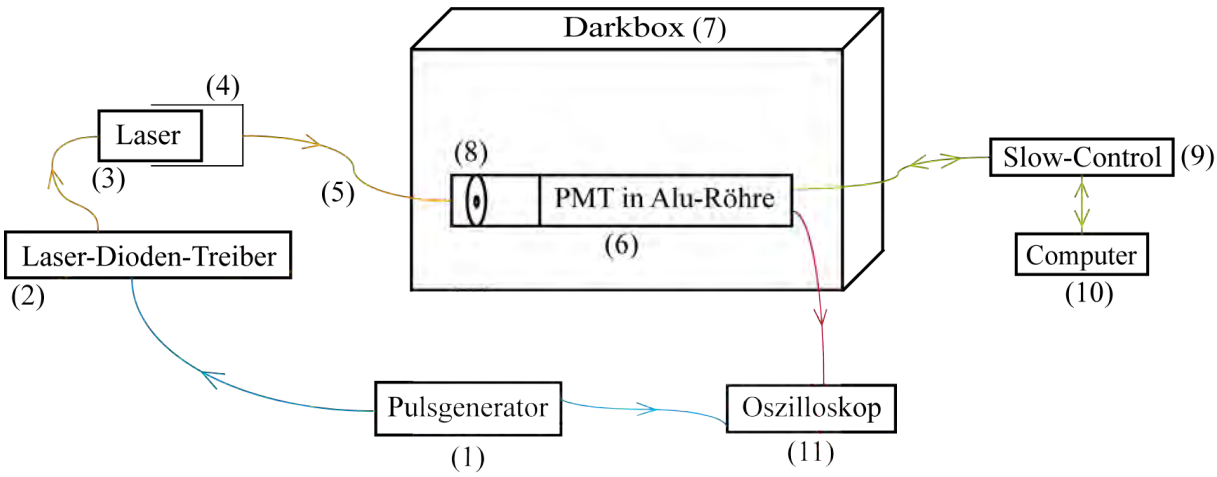


Abbildung 4.1: Zu sehen ist eine schematische Darstellung des verwendeten Messaufbaus. Die beiden Koaxialkabel, in denen der TTL-Puls gesendet wird, sind in blau dargestellt. Die orangenen Linien zeigen die Verbindung des Lasers zum Laser-Treiber, sowie die Lichtfaser, in der das Laserlicht zur Aluminium-Röhre gelangt. Die für die PMT-Betriebsspannung nötigen Kabel sind in grün dargestellt. Das PMT-Signal wird über ein Koaxialkabel (rot) an das Oszilloskop gesendet. Die Laufrichtung des Lichts und der elektrischen Signale sind durch Pfeile dargestellt.

Die Röhre und ihre Anschlussmöglichkeiten sind lichtdicht gefertigt, um die Beeinträchtigung der Messung durch Photonen aus der Umgebung zu verhindern. Desweiteren befindet sie sich in einer Darkbox (7), welche eine weitere, aber weniger effiziente Abschirmung bietet. Die Betriebsspannung des PMTs wird mithilfe einer aktiven Basis am PMT erzeugt, die durch eine Slow-Control (9) mit einer niedrigen Spannung versorgt und von einem Computer (10) aus gesteuert wird. Der Ausgangsstrom des Photomultipliers fließt durch eine 50-Ohm-Abschlusswiderstand zum Oszilloskop (11), welches das PMT-Signal invertiert ausgibt. Das Signal-Kabel wurde dabei zusätzlich geerdet (siehe A.2). Das PMT-Signal wird wahlweise durch einen digitalen 50 MHz- oder 100 MHz-Tiefpass des Oszilloskops gefiltert und zusammen mit dem Triggersignal in einem Zeitfenster von -10 ns bis 140 ns, relativ zum Triggerpuls in einer Binärdatei gespeichert. Die Auswertung der Messungen erfolgt anschließend unter Verwendung des Root Programmpakets [12].

4.2. Einstellung der Betriebsspannung

In diesem Unterkapitel soll kurz auf die Erzeugung der Betriebsspannung, sowie ihre zeitliche Änderungen eingegangen werden, da die Verstärkung wie in Abschnitt 3.2 erläutert, stark auf diese reagiert.
Der hier verwendete Photomultiplier R9420 verfügt über eine integrierte ISEG-Basis, welche speziell an die Anforderungen von AugerPrime angepasst wurde. Durch ihren hohen Gesamtwiderstand von etwa 142 MΩ wird die Verlustleistung im Vergleich zu herkömmlichen passiven Spannungsversorgungen stark reduziert. Allerdings wurde beim ersten Basisdesign ein hohes Rauschen erzeugt, was durch die Positionierung des HV-Generators auf einer eigenen Platine reduziert werden konnte [15]. Die Hochspannungsversorgung für die Dynoden erfolgt über einen Cockcroft-Walton-Schaltkreis.

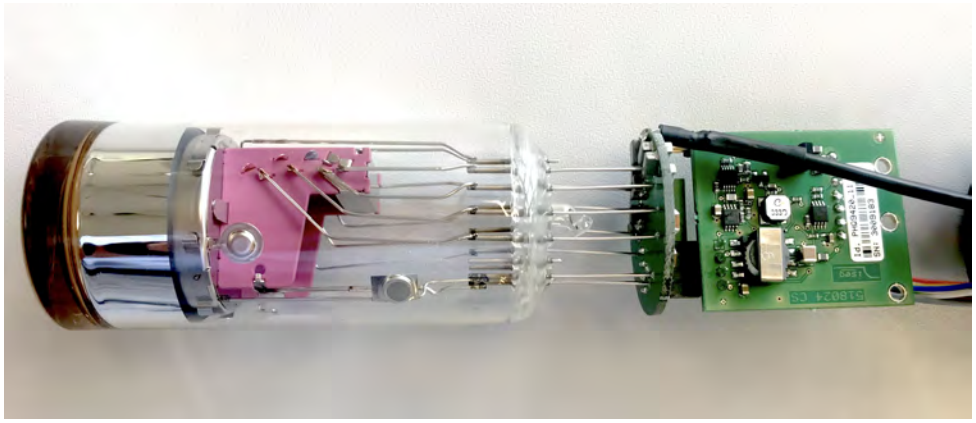
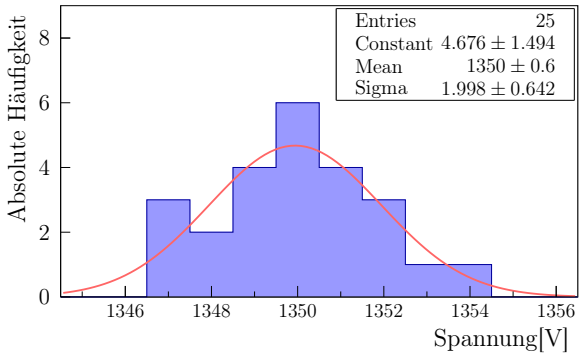
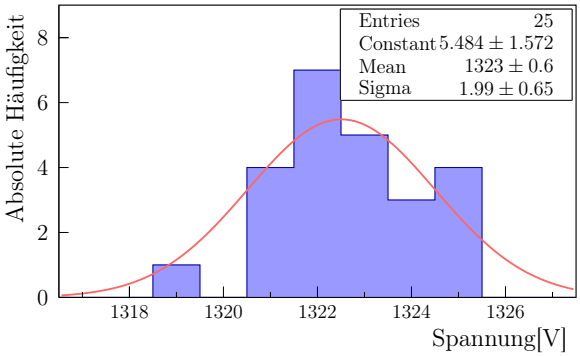


Abbildung 4.2: Dargestellt ist einer der SSD-Photomultiplier des Typs Hamamatsu R9420 mit der speziell an die Anforderungen angepassten ISEG-Basis. Die Basisplatine ist direkt an die Pins der Spannungsteiler gelötet. Das PMT-Signal wird über ein abgeschirmtes Kabel (schwarz) übertragen und das Kabel der Slow-Control ist mit dem HV-Generator verbunden [15, S.3].

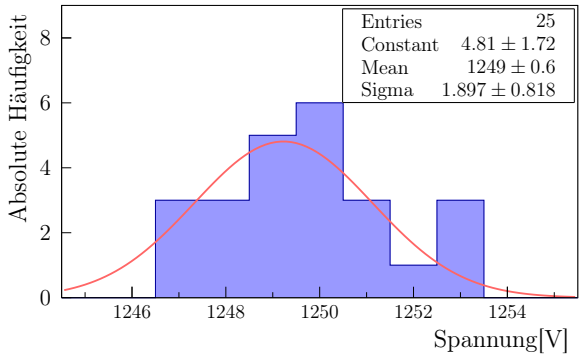
Die Betriebsspannung wird durch die Software der Slow-Control vorgegeben, wobei es durch den Slow-Control-DAC und Basis-Bauteile zu einer Abweichung zum eingegebenen Wert kommt. Daher wird die Betriebsspannung vor jeder Messung mittels ADC, welcher über die Slow-Control-Software ausgelesen werden kann, eingestellt. Dazu wird 25 Mal die Betriebsspannung in kurzen Abständen ausgelesen, um Änderungen innerhalb kurzer Zeit zu erfassen. Die ausgelesenen Werte werden jeweils in einem Histogramm zusammen gefasst und durch eine Gauß-Funktion gefittet. Dies zeigt die folgende Abbildung für den PMT mit Seriennummer DF6092:



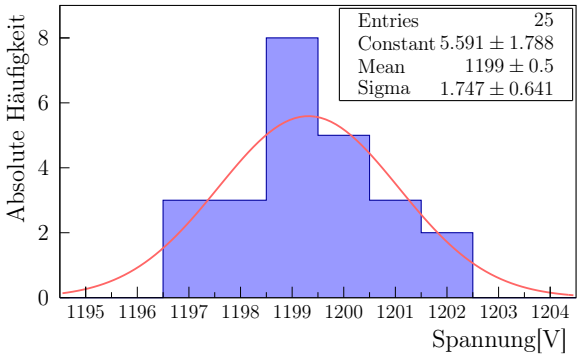
a) 1.Betriebsspannung Soll=1350 V



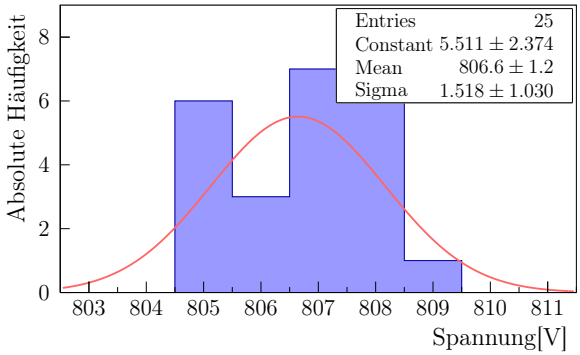
b) 2.Betriebsspannung Soll=1322 V



c) 3.Betriebsspannung Soll=1250 V



d) 4.Betriebsspannung Soll=1200 V



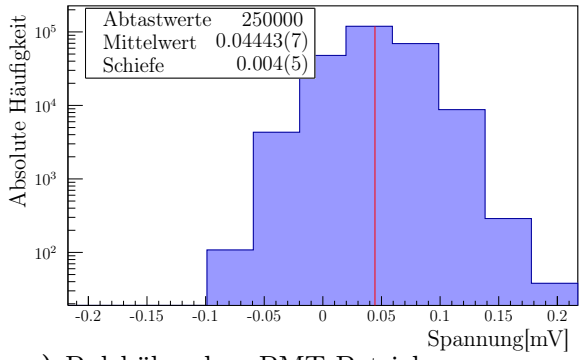
e) 5.Betriebsspannung Soll=806 V

Abbildung 4.3: Dargestellt sind die Histogramme, welche sich für die Einstellung der fünf Betriebsspannungen des PMT mit Seriennummer DF6092 ergeben. Alle Histogramme wurden durch eine Gauß-Funktion gefittet.

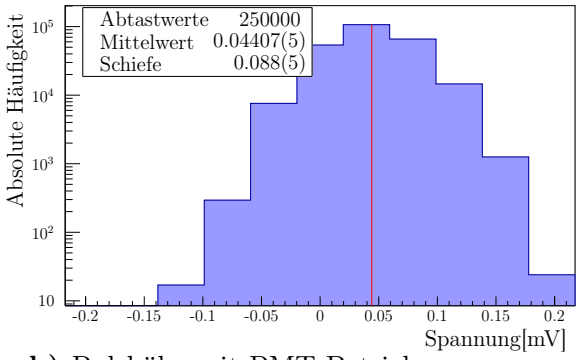
Der Erwartungswert der eingestellten Betriebsspannung HV_n ergibt sich aus dem Parameter μ des Fits. Um ihre zeitlichen Änderungen zu erfassen, wird im Folgenden immer die Standardabweichung des Fits σ für den Fehler angegeben. Es lässt sich sagen, dass die zeitlichen Änderungen nahezu unabhängig von der angelegten Betriebsspannung sind, da sich von HV_1 zu HV_5 die Standardabweichung im Mittel nur um circa 17% verringert, während sich die Betriebsspannung um circa 43% reduziert. Es wird also eine höhere relative Fluktuation des Gains bei geringeren Betriebsspannungen erwartet.

4.3. Hintergrund-Signale und Rauschen

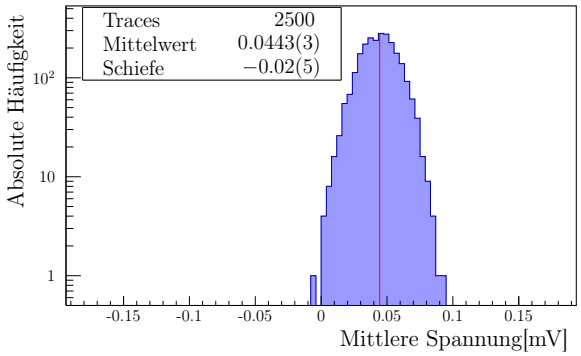
Wie in Kapitel 1 beschrieben, kann das oftmals verwendete Verfahren zur Gain-Bestimmung per Fit des Einzelphotonen-Ladungs-Spektrums mit einer Summe von Gauß-Funktionen bei diesem Messaufbau nicht angewendetet werden. Grund dafür ist der Hintergrund-Peak, dessen Position nicht zufriedenstellend durch den Gauß-Ansatz beschrieben wird. Daher soll zunächst das Hintergrund-Rauschen und seine Abhängigkeit von PMT-Betriebsspannung, sowie dem verwendeten Tiefpass untersucht werden.
Dazu wird die Lichtfaser von der Laser-Röhre getrennt und ihr Eingang in eine lichtdichte Box geführt. Der Laser-Treiber wird dabei trotzdem auf den in Kapitel 5 verwendeten Wert von $0,5(1)$ gestellt, um das Hintergrund-Signal der Messungen möglichst genau zu simulieren. Anschließend werden für beide Tiefpass-Filter 2.500 Spuren des PMT-Signals bei ausgeschalteter und hoher angelegter Betriebsspannung aufgenommen. Die Spuren werden jeweils im Intervall von 98 ns bis 118 ns, in dem die Photonen-Pulse erwartet werden, bezüglich des mittleren Spannungswertes und der Standardabweichung analysiert.



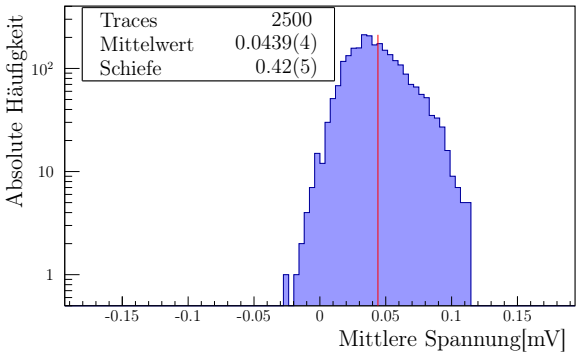
a) Pulshöhe ohne PMT-Betriebsspannung



b) Pulshöhe mit PMT-Betriebsspannung



c) Mittlere Pulshöhe ohne PMT-Betriebsspannung



d) Mittlere Pulshöhe mit PMT-Betriebsspannung

Abbildung 4.4: Dargestellt sind die Histogramme, welche sich für die Untersuchung des Signal-Rauschens im Intervall von 98 ns bis 118 ns bei ausgeschalteter und angelegter Betriebsspannung von 1351(2) V ergeben. Die oberen beiden Abbildungen zeigen die absoluten Häufigkeiten der abgetasteten Pulshöhen und die unteren beiden Abbildungen stellen die absoluten Häufigkeiten der mittleren Spuren-Pulshöhe im Intervall dar. Die beiden Messungen wurden jeweils mit dem 100 MHz-Tiefpass durchgeführt.

Anhand der Mittelwerte aus Abbildung 4.4a und 4.4b lässt sich ein Spannungs-Offset in der Größenordnung des Least-Significant-Bit (LSB) feststellen. Da der Unterschied zwischen ausgeschalteter und eingeschalteter Betriebsspannung von 1351(2) V weniger als 1% beträgt, wird dies im Folgenden als unabhängig von der PMT-Betriebsspannung behandelt. Gleiches gilt für die beiden verwendeten Tiefpass-Filter.
In Abbildung 4.4d lässt sich deutlich eine rechte „Schulter“ der Verteilung erkennen, welche ohne PMT-Betriebsspannung (Abbildung 4.4c) nicht entsteht. Aufgrund der Schiefen-Differenz von Abbildung 4.4c ($\sim$ symmetrisch) und 4.4d (vglsw. rechtsschief), folgt eine Abhängigkeit der Schulter-Ausprägung von der angelegten Hochspannung. Da die Aluminiumröhre soweit abgedunkelt wurde, dass kein Licht in den PMT dringen konnte, können die in Kapitel 3.5 beschriebenen Störpulse als Ursache für diese rechte Schulter ausgeschlossen werden. Es wurde daher eine weitere Messung mit einer PMT-Betriebsspannung von 750(2) V unter den gleichen Bedingungen wie in 4.4d durchgeführt, bei dem die dazugehörige Verteilung eine wesentlich weniger ausgeprägte Schulter aufweist (siehe A.3b). Daher können Feldemissionen der hinteren Dynoden, also gering verstärkte Elektronen-

Lawinen, die Ursache der Schulter sein, da diese den Dunkelstrom bei höheren Betriebsspannungen dominieren. Die Verteilungs-Schiefe der mittleren Spannung im untersuchten Zeit-Intervall kann als unabhängig angenommen werden, da die Messungen für den 50 MHz-Tiefpass die Werte aus 4.1 bestätigen (siehe A.3a).
Durch diese Schulter kann das Standard-Verfahren zur absoluten Verstärkungs-Kalibration per Summe aus zwei Gauß-Fits nicht verwendet werden. Siehe dazu Anhang A.1.

4.4. Überschwingverhalten

Bei dem hier verwendeten Messaufbau werden die Pulse der zu kalibrierenden Photomultiplier des Typs Hamamatsu R9420 ausgewertet, wobei es zu sehr kurzen Steig- und Fallzeit im Bereich weniger Nanosekunden kommen kann. Unter Verwendung des 100 MHz-Tiefpasses unterschreitet die Fallzeit einen kritischen Wert, sodass es bei einigen Pulsen zu einem Überschwingen über die Baseline kommt:

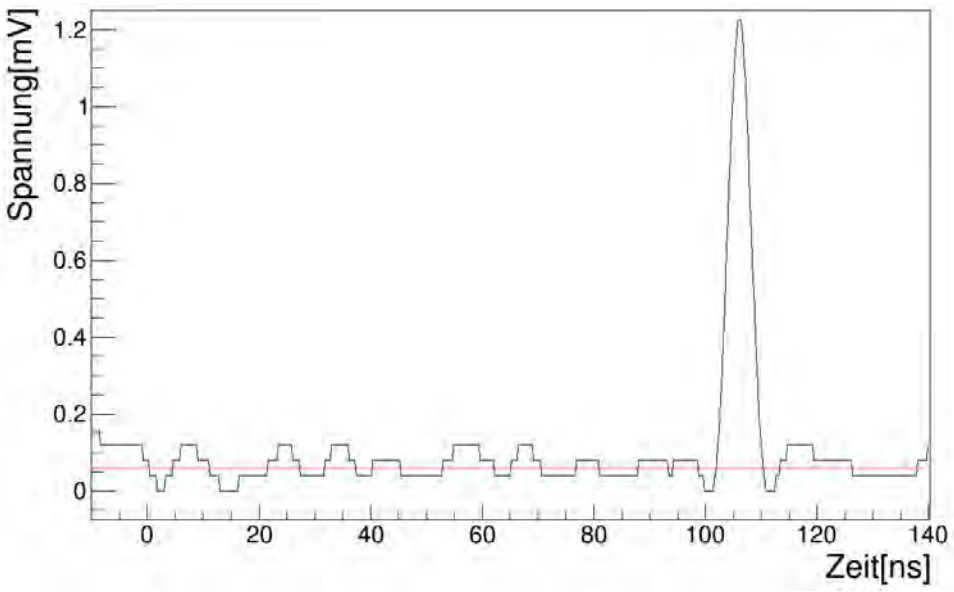


Abbildung 4.5: Dargestellt ist eine Spur, welcher mit dem PMT mit Seriennummer DF6092 bei einer Betriebsspannung von 1323(2) V mit einem 100 MHz-Tiefpass aufgenommen wurde. Die rote Linie entspricht dem Offset, welcher aus dem Mittelwert der Abtastwerte im Bereich von -10 ns bis 90 ns berechnet wurde. Deutlich zu erkennen ist, dass der Einzel-Photon-Puls vor der steigenden und nach der fallenden Flanke über die Baseline schwingt, bevor sich das Signal wieder stabilisiert.

Dieses Überschwingen könnte mithilfe eines Dämpfungswiderstandes mit 10 bis 200 Ohm vor der letzten oder vorletzten Dynode reduziert werden [2]. Diese Anpassung der Spannungsteiler-Schaltung wurde im Rahmen dieser Arbeit allerdings nicht vorgenommen.

5. Absolute Kalibration

Im folgenden Abschnitt wird das verwendete Vorgehen zur absoluten Kalibration der Verstärkung vorgestellt. Dazu wird zunächst das grundlegende Verfahren vorgestellt und auf die Erzeugung des dafür verwendeten Einzelphotonen-Signals eingegangen. Anschließend wird detailliert die Auswertung der Messungen vorgestellt und die damit kalibrierten Verstärkungs-Werte diskutiert.

5.1. Grundlegendes Verfahren

Um die Verstärkung eines Photomultipliers bei einer festen Betriebsspannung zu kalibrieren, wird das Einzelphotonen-Signal, welches nicht von mehr als einem Photon pro Trigger erzeugt wird, ausgewertet. Dazu wird die Pulsladung, also die Gesamtladung aller an der Anode eintreffenden Sekundärelektronen pro Trigger ermittelt. Diese lässt sich aus dem PMT-Signal allerdings nicht direkt berechnen, da es von Dunkelströmen und anderen Untergrund-Signalen überlagert ist (siehe 3.43.5). Zunächst wird daher eine absolute Pulsladung durch folgende Version des Ohmsche Gesetz berechnet

$$Q = \frac{1}{R}\int_{I_1}^{I_2} U(t)dt \approx \frac{1}{R}T_A \sum_{n=I_1/T_A}^{I_2/T_A} U(nT_A), \tag{5.1}$$

wobei R der Abschlusswiderstand und T_A der Abtastabstand, hier 200 ps, ist. Wird Gleichung 5.1 auf viele Trigger angewendet, ergibt sich daraus ein Einzelphotonen-Ladungshistogramm. Das Intervall I_1-I_2 kann dabei für alle Spuren aufgrund des zum Triggerpuls zeitlich korrelierten Auftreten des Signal-Pulses fest gewählt werden.

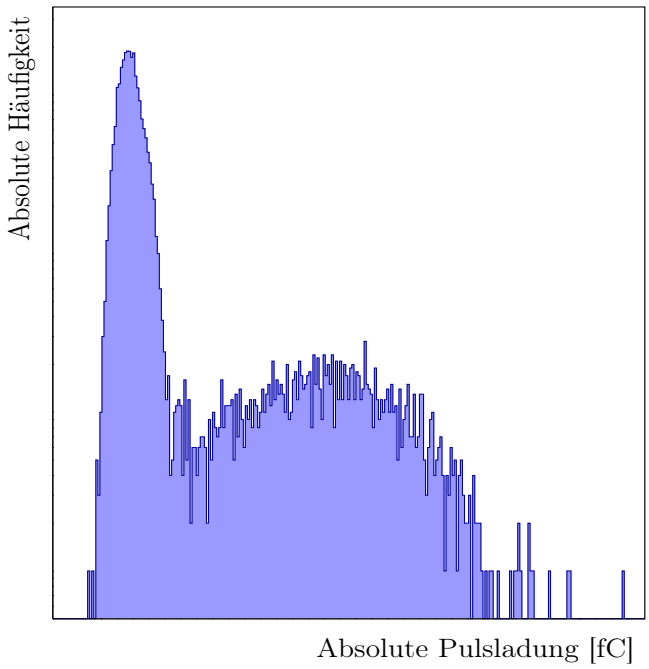


Abbildung 5.1: Dargestellt ist ein Ladungshistogramm für Einzelphotonen, welches als Annäherung des Ladungsspektrums dient. Dieses entsteht durch statistische Fluktuationen der Sekundärelektronenrate an jeder Dynode, als auch durch Abweichungen der Elektronen von ihren günstigsten Trajektorien [2]. Im deutlich höheren Peak sind nur Trigger enthalten, in denen kein Photoelektron erzeugt wurde.

Es ergibt sich ein ausgeprägter Hintergrund-Peak, der durch Trigger entsteht, in denen kein Photoelektron erzeugt wird und ein kleinerer Einzel-Photoelektronen-Peak (1 Pe-Peak). Darüber hinaus treten mit geringer Wahrscheinlichkeit in der Praxis auch Pulsladungen auf, welche durch zwei Photoelektronen erzeugt werden. Dies wird in Abschnitt 5.2 diskutiert.
Anhand des Ladungshistogramms kann nun eine effektive Einzel-Photoelektronen-Pulsladung Q_{Eff} ermittelt werden, welche dem Ladungsversatz der absoluten 1 Pe-Peakposition Q_{Abs} und der Hintergrund-Peakposition Q_{Hint} entspricht. Aus Q_{Eff} kann durch die Elementarladung auf die mittlere Anzahl der an der Anode eintreffenden Sekundärelektronen pro Trigger geschlossen werden, welche bei einem Einzelphotonen-Signal direkt der Verstärkung entspricht. Es ergibt sich die folgende Gleichung:

$$G = \left| \frac{Q_{eff}}{e} \right| \tag{5.2}$$

5.2. Erzeugung eines Einzelphotonen-Signals

Für die absolute Kalibration der Verstärkung wird das Einzelphoton-Signal, welches nicht von mehr als einem Photon pro Trigger erzeugt wird, ausgewertet.
Die Wahrscheinlichkeit für das Erzeugen von n Photoelektronen pro Triggerpuls, ist abhängig von der Wahrscheinlichkeitsverteilung der vom Laser emittierten Photonen pro Triggerpuls. Dabei kann die Anzahl der bei geringer Lichtmenge von einem idealen Laser emittierten Photonen pro Triggerpuls als poissonverteilte Zufallsvariable $f_{Poi}(P)$ angenommen werden [16]. Ihr Erwartungswert λ_P wird mithilfe des 10-Gang-Reglers am Lasertreiber eingestellt. Die Anzahl der Photonen K, welche pro Trigger an der Photokathode eintreffenden, ist mit der mittleren Erfolgswahrscheinlichkeit p_K, welche durch den Abstand zwischen Laser und Faseröffnung angepasst werden kann, binomialverteilt. Aufgrund des nahezu monochromatischen Laserlichts kann die Quantenausbeute als konstant angenommen werden, sodass jedes an der Photokathode eintreffende Photon mit einer mittleren Erfolgswahrscheinlichkeit p_Q ein Photoelektron erzeugt. Durch die Ausdünnung der Poissonverteilung folgt die Modellierung der Anzahl an erzeugten Photoelektronen pro Triggerpuls per poissonverteilter Zufallsvariable $f_{Poi}(E)$ mit dem zu P reduzierten Erwartungswert $\lambda_E = \lambda_P p_K p_Q$.
Dieser muss so angepasst werden, dass die Wahrscheinlichkeit für das Erzeugen von mehr als einem Photoelektron vernachlässigbar klein ist. Hier wurde $f_{Poi}(E{>}1) \leq 0,005$ vorausgesetzt. Diese ist äquivalent zur Bedingung

$$f_{Poi}(E{=}0) \geq 0,902, \tag{5.3}$$

an die der vorhandene Aufbau direkt angepasst werden muss.

Dazu wird der Abstand r zwischen Laserdiode und Faseröffnung im Bereich von $3,5(1)$ cm bis $6,0(1)$ cm variiert und für jedes r der Anteil von Triggern ermittelt, in denen kein Photoelektron erzeugt wurde. Dieser Anteil dient als Schätzwert für die Wahrscheinlichkeit $f_{Poi}(E{=}0)$ der jeweiligen Verteilung. Dafür wird das durch einen digitalen 50 MHz-Tiefpass gefilterte PMT-Signal für jeweils 25.000 Triggerpulse mit dem Oszilloskop aufgenommen. Der Lasertreiber wird auf einen geringen Wert von $0,5(1)$ gestellt, da er nicht linear auf Änderungen des Reglers reagiert, sondern sich im Bereich kleiner als $2,0$ und größer als $8,0$ feiner einstellen lässt [17, S. 15]. So kann dieser für spätere Feinjustierung verwendet werden und bietet genug Aussteuerungsreserve zur Erhöhung der Lichtintensität. Der verwendete PMT mit Seriennummer DG4800 wurde mit einer Spannung von 1200(1) V betrieben, da hier ein möglichst großes Signal-Rausch-Verhältnis erwartet wird [2, S.67].
In einem Programm werden die Pulshöhen analysiert und darüber der Anteil von Triggern ermittelt, in denen kein Photoelektron erzeugt wurde. Überschreitet die Höhe eines Signalpulses eine feste Schwelle, wird angenommen, dass dieser von einem Photoelektron erzeugt wurde. Alles darunter wird als Hintergrundrauschen interpretiert. Die Wahl der Schwelle bestimmt also die Effizienz der Detektierung von Photoelektronen. Wird der Schwellenwert zu niedrig gewählt, werden Rauschsignale als detektiertes Photoelektron bzw. Photon gewertet, was zu einer Unterschätzung von Triggerpulsen ohne erzeugtes Photoelektron bzw. Photon führt. Ein zu hoher Schwellenwert würde zu einer Überschätzung von $f_{Poi}(E_{\mathrm{m}} = 0)$ führen, da so fälschlicherweise durch Photoelektronen erzeugte PMT-Pulse als Rauschen interpretiert werden würden.
Es soll daher zunächst der ideale Schwellenwert für eine effiziente Trennung von PMT-Pulsen und Hintergrundrauschen diskutiert werden. Dazu wird der Anteil von Triggern, dessen Pulshöhen unterhalb des jeweilligen Schwellenwertes liegen, für ansteigende Schwellenwerte betrachtet. Für einen festen Abstand von $r{=}3,5(1)$ cm ist dies in Abbildung 5.2 dargestellt.

Der starke Anstieg im Bereich von null bis drei LSB entsteht, da sich die Schwelle innerhalb des Rauschens befindet. Ab vier LSB wird ein Plateau erreicht, bei dem die Anteile von Schwelle zu Schwelle nur noch leicht ansteigen und sich innerhalb der Fehlertoleranzen der Nachbarwerte befinden. Dieses entsteht, da nur noch bei wenigen Triggern der Schwellenwert überschritten wird. Pulse, deren Höhe in diesem Bereich den Schwellenwert überschreiten, wurden mit großer Wahrscheinlichkeit von Photoelektronen erzeugt. Der ideale Schwellenwert liegt also bei $4,0(5)$ LSB an der Plateau-Kante, da dieser oberhalb des Rauschens liegt und gleichzeitig möglichst viele der tatsächlichen Pulse detektiert werden.

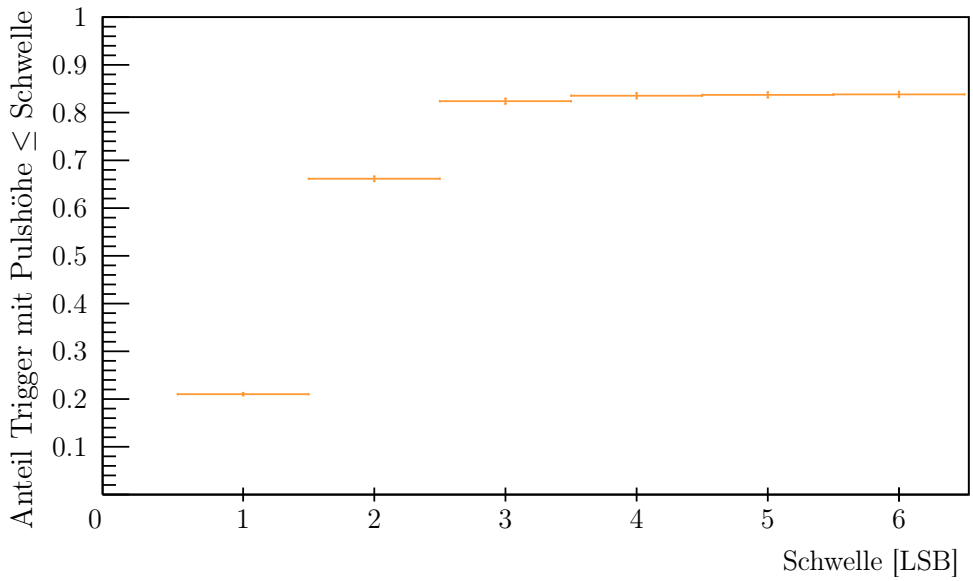


Abbildung 5.2: Dargestellt ist der Anteil von Triggern in denen die Pulshöhe unter dem jeweiligen Schwellenwert liegt, in Abhängigkeit des Schwellenwertes. Insgesamt wurde das PMT-Signal für 25.000 Triggerpulse aufgenommen. Die Einheit der Abzisse entspricht der ADC-Bittiefe mit Least-Significant-Bit(LSB)=$39,5$ μV.

Es werden nun die bei sieben Abständen aufgenommenen PMT-Signale ausgewertet, in dem der Anteil an Triggern ermittelt wurde, in denen die Pulshöhe den oben ermittelten idealen Schwellenwert von $4,0(5)$ LSB nicht überschreitet. Es ergeben sich die folgenden Ergebnisse:

Tabelle 5.1: Dargestellt sind die für sieben Abstände r zwischen Laser-Diode und Fasereingang ermittelten Anteile von Triggern, in denen kein Photoelektron erzeugt wurde. Sie sind der Schätzwert für die Wahrscheinlichkeit $f_{Poi}(E_{\mathrm{m}} = 0)$ der jeweiligen Verteilung.

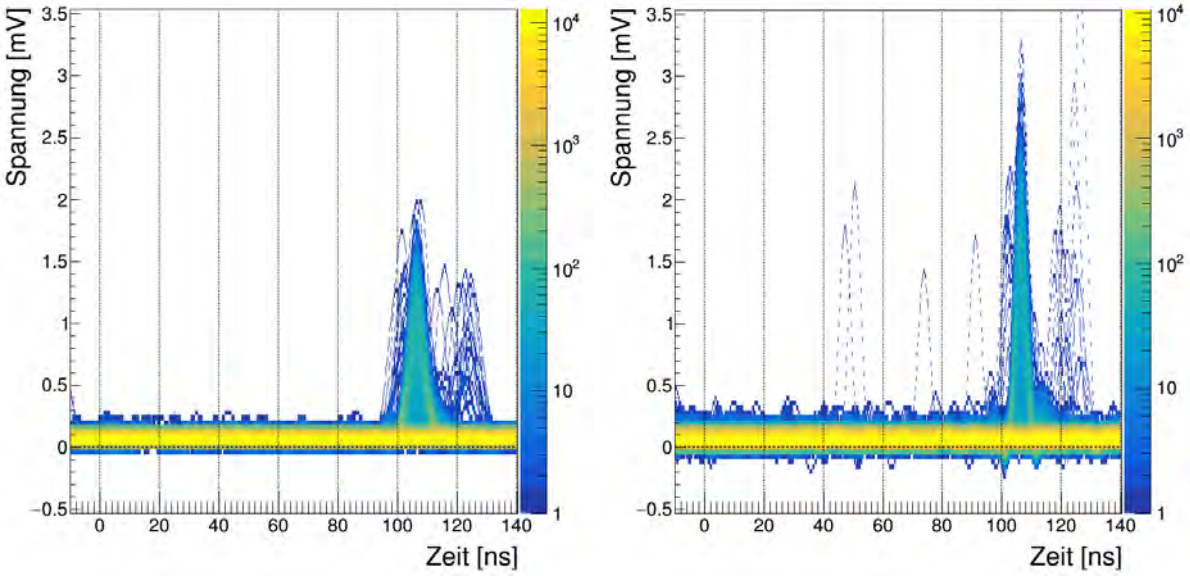
Abstand r [cm]	Anteil Trigger ohne Photoelektron
3,5(1)	0,835(6)
4,0(1)	0,853(6)
4,5(1)	0,875(6)
5,0(1)	0,888(6)
5,5(1)	0,903(6)
6,0(1)	0,911(6)
6,5(1)	0,919(6)

Bei einem Abstand von r=$5,5(1)$ cm wird die vorrausgesetzte Bedingung (Ungleichung 5.3) erfüllt, sodass bei diesem Abstand ein Einzelphotonen-Signal erzeugt wurde. Die Wahrscheinlichkeit für das Erzeugen von mehr als einem Photoelektron pro Trigger ist dabei vernachlässigbar klein, wie es vorausgesetzt wurde. Eine weitere Anpassung der emittierten Lichtmenge pro Trigger durch den 10-Gang-Regler des Lasertreibers ist nicht nötig.

5.3. Durchführung der absoluten Kalibration

Bei den meisten der hier verwendeten Photomultiplier lassen, sich ab einer Betriebsspannung von circa 1200 V die Einzel-Photonen-Pulse zuverlässig vom Untergrund trennen, was eine absolute Kalibration der Verstärkung nach 5.1 ermöglicht.
Dazu wird zunächst die eintreffende Lichtmenge nach 5.2 eingestellt. Anschließend wird für jeden der neun PMT das Signal für 25.000 Trigger, bei vier verschiedenen Betriebsspannungen und mit beiden Tiefpass-Filtern aufgenommen. Es ergeben sich somit acht Messungen pro PMT-Modul. Um die Verstärkung der PMTs untereinander vergleichen zu können, wird die Kalibration bei allen Modulen mit einer Betriebsspannungen HV_1=1350 V und HV_4=1200 V durchgeführt. Darüber hinaus wird das Gain jeweils bei der in B.2 (rechte Spalte) angegebenen Betriebsspannung bestimmt, um einen direkten Vergleich mit den Angaben von Neapel zu ermöglichen. Liegt diese Spannung unterhalb von 1275 V, wird das Gain für eine Betriebsspannung von HV_2=1300 V, anderenfalls für HV_3=1250 V bestimmt. Für die drei PMT, deren Seriennummer mit „DG“ beginnen, liegen keine Angaben von Neapel vor, sodass hier die Betriebsspannungen HV_2=1300 V und HV_3=1250 V verwendet werden.

Für die Auswertung der Spuren müssen zuerst die absoluten Pulsladungen mit der Summation über die Abtastwerte und die Abtastbreite (Gleichung 5.1) berechnet werden. Die einzigen freien Parameter sind hier die Integrationsgrenzen I_1 und I_2, dessen Wahl zunächst diskutiert werden soll. Um die Pulsbreite und ihre zeitliche Position relativ zum Triggersignal grob abschätzen zu können, wird für jeweils beide Tiefpässe bei HV_1 ein 2D-Histogram aller 25.000 Spuren erstellt (siehe Abbildung 5.3).
Wie an der hell-gelben Linie in beiden Histogrammen zu sehen ist, wird bei den meisten Triggersignalen kein Puls und damit auch kein Photoelektron erzeugt. Dieses Hintergrundrauschen liegt oberhalb der 0 V-Linie und entspricht dem geringen Offset, welches schon in Abschnitt 4.4 beschrieben wurde. Bei beiden Tiefpässen sind die wahrscheinlichsten Pulsverläufe durch die grüne und hellblaue Einfärbung im Bereich von circa 980 ns bis 118 ns gekennzeichnet. Dabei besitzt der Puls des 50 MHz-Signals eine länger auslaufende fallende Flanke als der des 100 MHz-Signals, wobei seine Pulshöhe allerdings geringer ist. Außerdem treten einige Pulse wenige Nanosekunden vorher, im Zeitraum um 100 ns auf, die den frühen Pulsen aus 3.5 zuzuordenen sind. Es kann bei diesen Pulsen nicht davon ausgegangen werden, dass sie über alle Dynoden verstärkt wurden sind. Die linke Integrationsgrenze I_1 sollte daher so gewählt werden, dass sie nicht die eigentlichen Signalpulse, jedoch möglichst viel der frühen Pulse abschneidet.



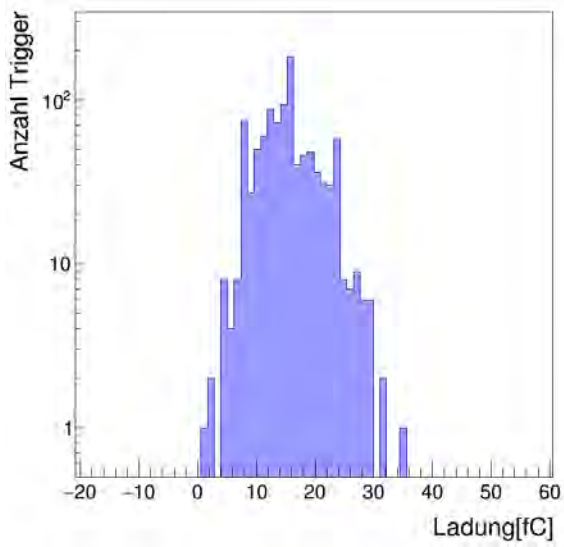
a) 50 MHz-Tiefpass **b)** 100 MHz-Tiefpass

Abbildung 5.3: Dargestellt sind jeweils die 25.000 aufgenommenen Spuren des PMT-Signals. Dabei beschreibt die Einfärbung (z-Achse) die Häufigkeit der Abtastpunkte. Für beide Abbildungen wurde der Photomultiplier mit Seriennummer DF6092 bei einer Betriebsspannung von HV_1=1350(1) V verwendet.

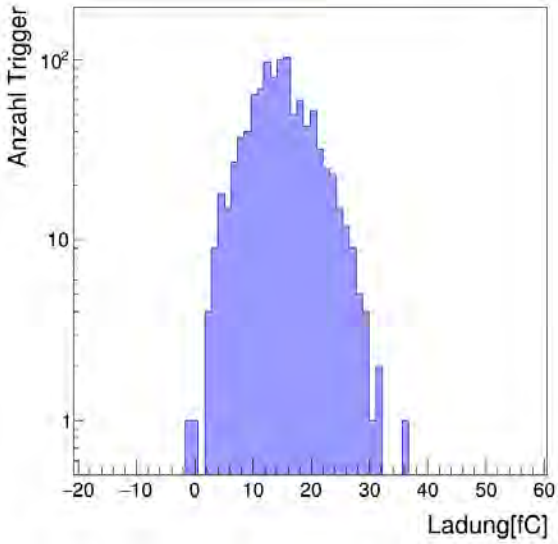
Neben den Vorpulsen können auch einige Pulse beobachtet werden, die wenige Nanosekunden bis hin zu 20 ns nach dem erwarteten Signalpuls auftreten. Diese Nachpulse können aufgrund ihrer zeitlichen Differenz als verspätete Signalpulse (siehe 3.5) identifiziert werden. Dies wird bestätigt, da jeder dieser Nachpulse alleine auftritt, was bei frühen Nachpulsen nicht der Fall ist. Die verspäteten Signalpulse sollten genauso wie die Vorpulse durch die rechte Grenze abgeschnitten werden, da es in diesem Fall auch vorkommt, dass Sekundärelektronen erst an der zweiten Dynode erzeugt werden. In Abbildung 5.3b sind vier weitere Pulse zu erkennen, die weit vor dem erwarteten Signalpuls liegen und weder den frühen Pulsen, noch den verspäteten Pulsen zuzuordnen sind. Diese können aber auch beim 50 MHz-Signal und geringeren Spannungen im Bereich um 750 V beobachtet werden. Außerdem wurde keinerlei Korrelation zwischen diesen Pulsen und den Photonenpulsen erkannt, weshalb Photoelektronen, die durch thermische Emission erzeugt werden, die Ursache der Pulse zu sein scheint. Die Anzahl dieser Pulse, welche sich zeitlich mit den Signal-Pulsen überlappen, ist im Allgemeinen vernachlässigbar klein.
Auf Grundlage dieser Überlegungen wird die linke Integrationsgrenze $I_{TP;1}$ auf die volle Nanosekunde vor Beginn der steigenden Flanke des wahrscheinlichsten Pulsverlaufes bei der höchsten Betriebsspannung HV_1 gesetzt. Diese wird jeweils bei allen vier Betriebsspannungen verwendet, da sich die Pulsposition aufgrund der $1/\sqrt{HV}$ Proportionalität der Transit-Time nur gering ändert und der vergrößerte TTS bei niedrigerer Betriebsspannung dem entgegen wirkt. Die rechte Integrationsgrenze kann durch die verspäteten Signal-Pulse und der mit sinkender Betriebsspannung zunehmenden Fallzeit nicht

fest für alle vier Betriebsspannungen gewählt werden. Daher werden neun linke Grenzen $I_{TP;2}$-$I_{TP;10}$ im Abstand von jeweils einer Nanosekunde fest gesetzt. Ihre Lage wird über die Wahl von $I_{TP;2}$ definiert, welche so gewählt wird, dass sie sich innerhalb der fallenden Flanke befindet. Die Auswahl des jeweils zu einer Betriebsspannung passenden Intervalls der Abtastwerte wird später diskutiert.

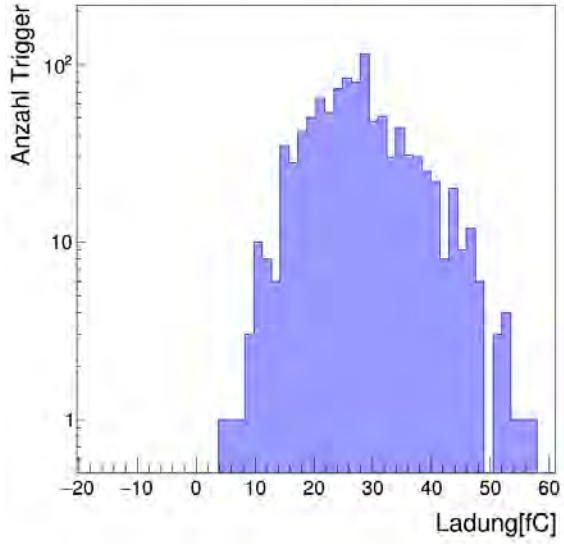
Für alle der neun Integrationsintervalle ergibt sich eine Einzelphoton-Ladungsverteilung, wie in Abbildung 5.5 zu sehen ist. Um daraus die entsprechende effektive Einzel-Photoelektronen-Pulsladung Q_{Eff} zu erhalten, werden zunächst die Positionen des absoluten Einzelphotonen-Peaks (1 Pe-Peak) Q_{Abs} und des Hintergrund-Peaks Q_{Hint} durch zwei Fits bestimmt. Die Genauigkeit der Positionsbestimmung hängt davon ab, wie gut sich die beiden Peaks und die Anteile von mehreren Photoelektronen pro Trigger extrahieren lassen. Daher wird zunächst die Wahl der zwei Fit-Bereiche diskutiert.
Wie auf Abbildung 5.5 zu sehen ist, liegt eine breite Ladungsverteilung des Hintergrundes vor, welche sich mit der Einzel-Photoelektronen-Ladungsverteilung überschneidet. Bei geringem Gain decken sich die beiden Peaks zunehmend, was zu einer reduzierten Anzahl der Freiheitsgrade und somit zu einem Informationsverlust für den Fit des 1 Pe-Peaks führt. Es wird daher zuerst eine Fit-Grenze $G_{TP;N}$ für jede der neun Ladungsverteilungen bestimmt, bei der die Anzahl von Hintergrund-Ladungen die größer als diese sind, vernachlässigbar klein ist. Dann werden alle Ereignisse unterhalb dieser Grenze als Hintergrund und alle oberhalb als Photonen-Signal interpretiert.
Dazu wird das Hintergrund-Signal für 1.000 Trigger bei der Betriebsspannung HV_1, analog zu Abschnitt 4.3, aufgenommen. Die Spuren werden wieder mit Gleichung 5.1 und den bestehenden neun Inervallen des Einzelphotonen-Signals ausgewertet. Somit wird ein Ladungshistogram des Hintergrundes für das jeweilige Intervall erhalten. In Abbildung 5.4 sind für beide Tiefpass-Filter jeweils das entstehende Hintergrund-Ladungshistogram des kleinsten Intervalls $\mathbf{I}_1$=I_1-I_2 und des größten Intervalls $\mathbf{I}_9 = I_1$-I_{10} dargestellt. Durch den Offset des PMT-Signals ergibt sich ein, mit der oberen Summationsgrenze ansteigender Ladungs-Mittelwert des Hintergrundes. Genauso steigt die Standardabweichung der Verteilungen an (vergleiche jeweils Abbildung 5.4a mit 5.4c und 5.4b mit 5.4d), was durch $G_{TP;N}$ berücksicht werden muss. Als Fit-Grenze wird daher jeweils die Lage der größten gemessenen Ladung inklusive ihres Fehlers bzw. der halben Bin-Breite verwendet. Da die Breite des Hintergrund-Peaks mit der angelegten Betriebsspannung abnimmt, wird sich für die restlichen drei Betriebsspannungen eine kleinere Grenze ergeben. Daher können hier die mit HV_1 ermittelten Obergrenzen zur absoluten Kalibration der Verstärkung aller Betriebsspannungen verwendet werden.



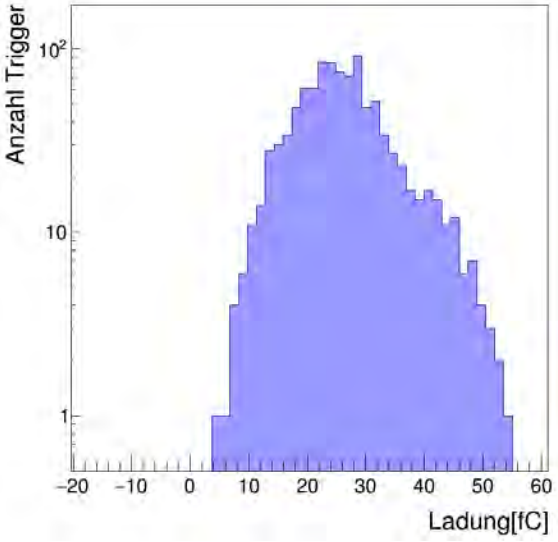
a) 50 MHz-Tiefpass für Intervall $\mathbf{I}_{50;1}$ und Fit-Grenze $G_{50;1}$=36(1) fC.



b) 100 MHz-Tiefpass für Intervall $\mathbf{I}_{100;1}$ und Fit-Grenze $G_{100;1}$=37(1) fC.



c) 50 MHz-Tiefpass für Intervall $\mathbf{I}_{50;9}$ und Fit-Grenze $G_{50;9}$=59(2) fC.



d) 100 MHz-Tiefpass für Intervall $\mathbf{I}_{100;9}$ und Fit-Grenze $G_{100;9}$=56(2) fC.

Abbildung 5.4: Dargestellt sind die Ladungshistogramme des Hintergrundes, für beide Tiefpass-Filter und die Integrationsintervalle $\mathbf{I}_1$=99 ns bis 109 ns und $\mathbf{I}_9$=99 ns- bis 117 ns. Die Messungen wurden mit dem PMT DF6092 bei der Betriebsspannung HV_1=1350(1) V für 1.000 Trigger durchgeführt.

Nach dieser Aufteilung des Einzelphotonen-Ladungshistogramms in Hintergrund und Photonen-Pulse kann die Lage der Ladungs-Peaks Q_{Hint} und Q_{Abs} bestimmt werden. Dazu werden die zwei entstandenen Bereiche durch Gauß-Funktionen gefittet, deren Erwartungswert μ die jeweilige Peak-Position bestimmt.

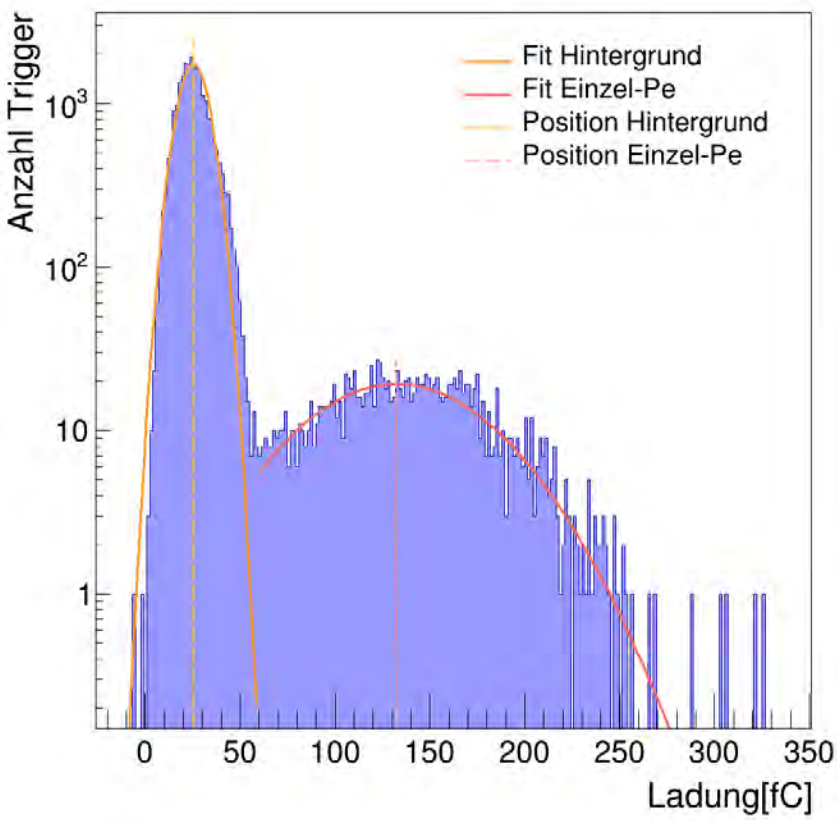


Abbildung 5.5: Dargestellt ist das Einzelphotonen-Ladungshistogram, welches sich im Intervall $\mathbf{I}_9$=99 ns bis 117 ns für den PMT mit Seriennummer DF6092, bei der Betriebsspannung HV_2=1322(2) V unter Verwendung eines 100 MHz-Tiefpasses ergibt. Zur Positionsbestimmung des Untergrund- und des 1 Pe-Peaks wurde in den zwei durch $G_{100;9}$=56(2) fC abgegrenzten Bereichen ein Gauß-Fit angesetzt.

Wie in der obigen Abbildung zu sehen ist, entspricht der Hintergrund-Peakverlauf nur mäßig einer Gauß-Funktion, was auch durch das hohe reduzierte Chi-Quadrat $\chi^2/ndf = 27,8$ bestätigt wird. Das liegt an der rechten Schulter, welche schon in 4.3 bezüglich der mittleren Spannung diskutiert wurde. Analog dazu ist die Schulter der Hintergrund-Ladungsverteilung abhängig von der Betriebsspannung, aber auch von der Breite des Integrationsfensters. Der die Daten nur schlecht beschreibende Gauß-Fit führt dadurch zu einer systematischen Überschätzung des Parameters μ bzw. der Hintergrund-Peak Position. Daher wird auf Grundlage der erhaltenen Parameter ein weiterer Gauß-Fit des Hintergrundes in einem reduzierten Bereich ohne Schulter durchgeführt. Dazu werden die vorhandenen Parameter als Stardwerte für den neuen Durchlauf verwendet und der Fitbereich auf die 1,5σ-Umgebung begrenzt.
Dieses Vorgehen wird auch zur Bestimmung der 1 Pe-Peak-Position durchgeführt, da beim ersten Durchlauf auch Pulse berücksichtig wurden die von mehr als einem Photoelektron stammen. Außerdem können sich auf der linken Seite des Einzelphoton-Peaks Einträge durch frühe Signalpulse oder Nachpulse befinden, welche nur teilweise durch die Wahl der Integrationsgrenzen abgeschnitten werden können. Durch die Anpassung des Fit-Bereichs kann dem daraus entstehenden systematischen Fehler für den Parameter μ bzw. Q_{Abs} entgegen gewirkt werden.

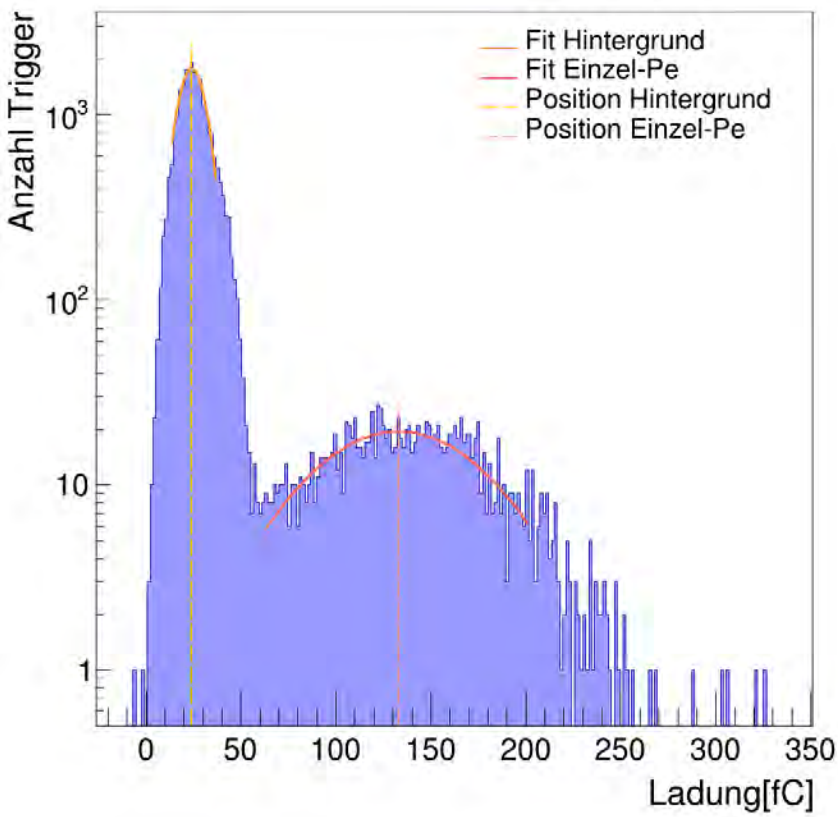
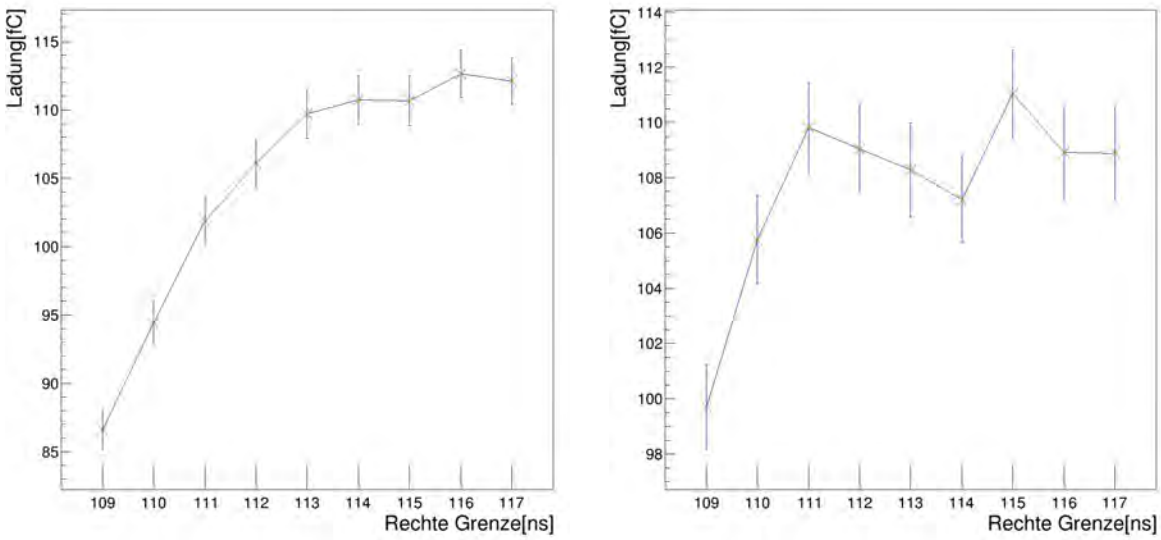


Abbildung 5.6: Dargestellt ist das Einzelphotonen-Ladungshistogram, welches sich im Intervall $\mathbf{I}_9$=99 ns-117 ns für den PMT mit Seriennummer DF6092 mit der Betriebsspannung HV_2=1322(2) V unter Verwendung eines 100 MHz-Tiefpasses ergibt. Zur Positionsbestimmung des Untergrund- und des 1 Pe-Peaks wurden jeweils die Parameter der ersten Fits verwendet, um die Peaks in der $1,5\sigma$-Umgebung erneut zu fitten. Der Hintergrund-Peak liegt bei 24,18(8) fC und der Einzelphotonen-Peak relativ dazu bei 109(2) fC (vergleiche mit Anhang A.1).

Der beschränkte Untergrund-Peak wird wesentlich besser durch die Gauß-Funktion beschrieben, was durch das reduzierte Chi-Quadrat von χ^2/ndf=$8,56$ bestätigt wird. Allgemein kommt es durch den verkleinerten Fit-Bereich aufgrund der geringeren Anzahl an Wertepaaren zu größeren statistischen Parameter-Fehlern. Diese sind jedoch klein im Vergleich zu den dadurch behobenen systematischen Fehlern für Q_{Hint} und Q_{Abs}.

Die effektive 1 Pe-Peak-Position wird für jedes der neun Intervalle als Differenz der aus den Fits erhaltenen Peak-Positionen Q_{Hint} und Q_{Abs} bestimmt.
Es ergeben sich die beiden folgenden Graphen für Q_{Eff} in Abhängigkeit der rechten Integrationsgrenze, für beide Tiefpässe bei einer festen Betriebsspannung:



a) 50 MHz-Tiefpass **b)** 100 MHz-Tiefpass

Abbildung 5.7: Dargestellt sind die effektiven Ladungen Q_{Eff}, welche sich für die neun rechten Grenzen bzw. die neun Intervalle der absoluten Kalibrierung ergeben. Die linke Integrationsgrenze wurde hier fest bei 99 ns gesetzt. Es wurde der PMT mit Seriennummer DF6092 mit der Betriebsspannung HV_2=1322(2) V mit einem 50 MHz- und einem 100 MHz-Tiefpass verwendet. Die Abbildung dient der Bestimmung des idealen Intervalls.

Es ergibt sich für beide Tiefpassfilter ein Plateau, bei dem der ermittelte effektive Ladungswert mit dem der jeweils größeren und kleineren Grenze, innerhalb ihrer Fehlertoleranzen übereinstimmt. Dies entspricht der Erwartung, dass beim Erreichen des Plateaus nur noch über Hintergrund-Signale bzw. Rauschen integriert wird. Abweichungen vom Plateau-Verlauf treten meist für spätere Grenzen auf, da dort späte Signal-Pulse oder Nachpulse auftreten. Dies führt zu einer Überschätzung der effektiven Einzel-Photoelektronen-Ladung. Für den 100 MHz-Tiefpass kommt es aufgrund des Überschwingverhaltens der Signal-Pulse zu einem kurzen Abfall der effektiven Ladung, bevor das Plateau erreicht wird. Die ideale rechte Grenze und damit der ideale Schätzwert für Q_{Eff} liegt daher an der Plateau-Kante.
Die Verstärkung ergibt sich nun unter Verwendung von Gleichung 5.2 mit der durch Abbildung 5.7 ausgewählten effektiven Einzel-Photoelektronen-Ladung. Die Verstärkungs-Werte, welche durch das vorgestellte Verfahren der absoluten Kalibration ermittelt wurden, sind in Tabelle 5.2 dargestellt.

Tabelle 5.2: Dargestellt sind die Verstärkungs-Werte aller PMTs, welche durch das Verfahren der absoluten Kalibration ermittelt wurden. Die Messungen wurden jeweils bei vier Betriebsspannungen unter Verwendung eines 50 MHz-, sowie 100 MHz-Tiefpasses durchgeführt. Die Fehler ergeben sich aus den Parameter-Unsicherheiten der beiden Gauß-Fits, welche sich für die daraus berechnete Verstärkung fortpflanzen.

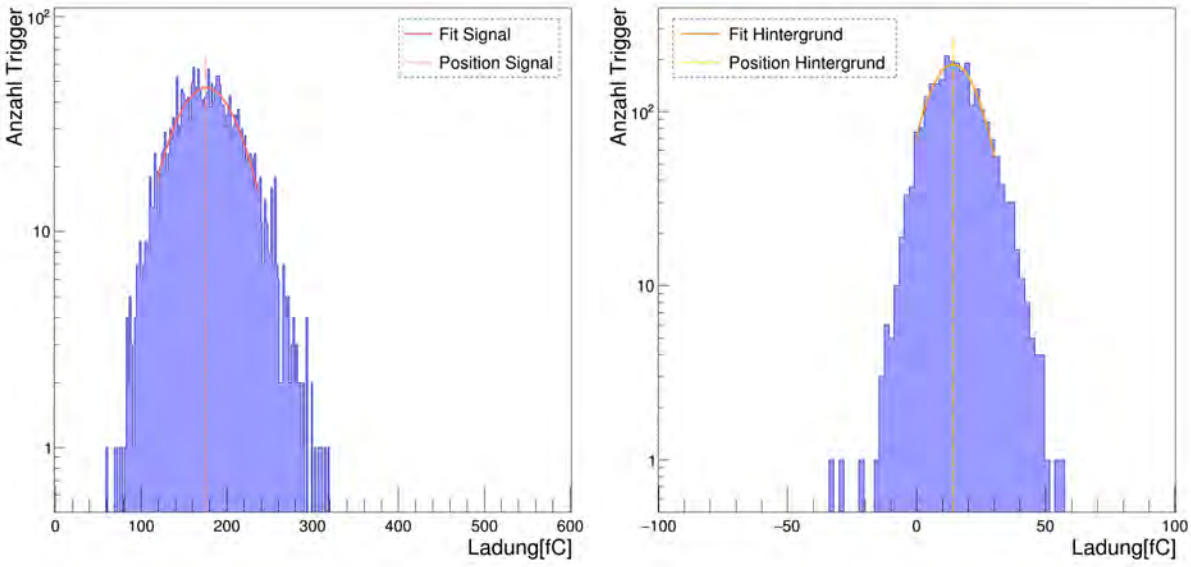
ID	HV [V]	Gain für 50 MHz-TP [$1 \cdot 10^5$]	Gain für 100 MHz-TP [$1 \cdot 10^5$]
DF6092	1350(2)	7,8(1)	7,6(1)
	1323(2)	6,9(1)	6,8(1)
	1249(2)	5,00(9)	4,82(9)
	1199(2)	3,9(1)	3,7(1)
DF6106	1350(1)	9,5(1)	9,5(1)
	1299(1)	8,5(1)	8,4(1)
	1244(2)	6,22(9)	6,31(9)
	1199(2)	5,1(1)	5,13(8)
DF6110	1350(2)	9,5(1)	9,1(1)
	1281(2)	7,2(1)	7,1(1)
	1250(1)	6,52(9)	6,5(1)
	1200(2)	5,17(8)	5,10(8)
DF6169	1351(2)	7,0(1)	6,9(1)
	1334(1)	6,5(1)	6,51(9)
	1251(2)	4,45(7)	4,45(8)
	1200(1)	3,70(8)	3,71(7)
DF8435	1350(1)	9,7(1)	9,6(1)
	1300(2)	8,0(1)	7,9(1)
	1243(2)	6,5(1)	6,4(1)
	1200(2)	5,2(1)	5,24(8)
DF9252	1367(2)	6,5(2)	6,4(2)
	1350(1)	6,0(2)	5,9(2)
	1249(1)	3,4(4)	3,4(3)
	1200(2)	2,7(4)	2,9(3)
DG4174	1350(2)	12,3(2)	12,2(2)
	1300(1)	10,0(2)	10,1(2)
	1250(2)	8,3(1)	8,2(1)
	1201(1)	6,6(1)	6,6(1)
DG4349	1351(2)	11,0(1)	10,9(2)
	1302(2)	9,0(1)	8,9(1)
	1250(2)	7,7(1)	7,5(1)
	1201(2)	5,9(1)	5,9(1)
DG4800	1350(2)	7,6(2)	7,4(2)
	1298(1)	5,8(2)	6,0(1)
	1251(2)	5,0(1)	5,0(2)
	1200(1)	3,8(1)	3,7(2)

Die obigen Werte zeigen, dass die Verstärkung bis auf einen mittleren Fehler von $\overline{\Delta_{Rel}}$=2, 39% durch die absolute Kalibration bestimmt werden konnte. Darüber hinaus ergibt sich kein signifikanter Unterschied der Fehler in Abhängigkeit der verwendeten Tiefpässe. Jedoch steigt $\overline{\Delta_{Rel}}$ für niedrigere Betriebsspannungen bzw. niedrigeres Gain an, da sich der Einzelphotonen-Peak und der Untergrund-Peak zunehmen überschneiden. Dadurch verkleinert sich die Anzahl der Freiheitsgrade für die Anpassung des Fits. Dem könnte durch eine Verbesserung der vertikalen Auflösung entgegen gewirkt werden, da daraus eine verkleinerte Bin-Breite des Einzelphotonen-Histograms resultieren würde, was die Anzahl der Freiheitsgrade wiederum vergrößert. Besonder bei der Untersuchung des Untergrundes kommt es zu einer relativ großen Ungenauigkeit durch den Quantisierungsfehler des ADCs. Dieser muss bei der Berechnung der Pulsladung mit Gleichung 5.1 bei jedem Abtastwert berücksichtigt werden, wodurch der daraus resultierende Fehler der Pulsladung abhängig von der Intervall-Größe ist. Eine weitere mögliche Fehlerquelle, welche hier nicht quantifiziert wurde entsteht aus der Tatsache, dass die Photomultiplier aus zeitlichen Gründen ohne Aufwärmzeit kalibriert wurden. Da die PMTs teilweise mehrere Monate vor der Kalibration eingelagert waren kann es hierdurch zu einem Gain-Drift, also einer großen relativen Abweichung des Gains in den ersten Betriebsstunden, kommen [4].
Die beiden ermittelten Verstärkungen pro Betriebsspannung sind bei 30 der 36 Spannungen innerhalb ihrer Fehlertoleranzen konsistent. Bei sechs der fünf restlichen Messwerte liegt das Gain für den 100 MHz-Tiefpass unterhalb des Gains, welches für den 50 MHz-Tiefpass ermittelt wurde. Diese systematische Abweichung nach unten ergibt sich durch das Überschwingverhalten, welches in 4.5 diskutiert wurde. In den Bereichen, in denen das Überschwingen der Pulse auftritt, befindet sich das PMT-Signal unterhalb der Baseline, weshalb dort über relativ zu ihr negativ liegende Abtastwerte aufsummiert wird. Dies führt zu einer Unterschätzung des Gains für den 100 MHz-Tiefpass.

6. Kalibration bei geringen PMT-Betriebsspannungen

Das im vorigen Abschnitt vorgestellte Verfahren zur Verstärkungs-Kalibration stößt bei geringen Verstärkungen an seine Grenzen, da sich das Einzelphotonen-Signal nicht mehr vom Hintergrund trennen lässt. Im folgenden Abschnitt wird daher die relative Kalibration vorgestellt, mit der sich das Gain auch bei geringen Betriebsspannungen bestimmen lässt. Das Verfahren wird bei der von Neapel angegebenen Betriebsspannung HV_5 (siehe B.2 mittlere Spalte) mit den PMTs, deren Seriennummer mit „DF“ starten, durchgeführt. Bei den restlichen drei Modulen wird die Betriebsspannung HV_5=750 V verwendet. Dazu wird das Ladungsspektrum der zu kalibrierenden Betriebsspannung mit dem Spektrum einer in Abschnitt 5 schon absolut kalibrierten Betriebsspannung verglichen.

Zunächst wird die an den PMTs eintreffende Lichtzufuhr so eingestellt, dass die Photonen-Pulse bei der zu kalibrierenden Betriebsspannung klar vom Hintergrund zu trennen sind. Dazu wird der Laser direkt vor dem Faser-Eingang positioniert und der 10-Gang-Regler des Lasertreibers auf den maximalen Wert gestellt, was durch die große Aussteuerungsreserve zu einer starken Erhöhung der Lichtintensität im Vergleich zu 5 führt. Daher werden bei jedem Trigger viele erzeugte Photoelektronen erwartet, hier ~ 20 Stück, weshalb das PMT-Signal nur für 2.500 Trigger bei beiden Tiefpässen aufgenommen und daraus ein Ladungshistogramm erstellt wird. Die Pulsladungen werden mit Gleichung 5.1 bestimmt, wobei die Wahl der Integrationsgrenzen analog zu 5.3 erfolgt. Hier kommt es allerdings aufgrund der großen Betriebsspannungs-Unterschiede für HV_5 zu einer Verlängerung der Transit-Time um mehrere Nanosekunden. Daher wird auch die rechte Grenze I_1 individuell für jede Betriebsspannung und jeden Tiefpass gewählt. Da auftretende Nachpulse und zeitlich versetzte Signalpulse nur durch einzelne oder eine geringe Anzahl an Photonen erzeugt werden, sind diese im Vergleich zu den hier entstehenden PMT-Signal-Pulsen vernachlässigbar klein. Die neun rechten Grenzen liegen hierbei aufgrund der stark erhöhten Photonen-Anzahl, welche zu verbreiterten Signal-Pulsen führt im Abstand von zwei Nanosekunden. Es ergibt sich ein Signal-Ladungs-Peak, dessen Position Q_{Abs} analog zur absoluten Kalibration durch zwei aufeinander folgende Gauß-Fits innerhalb der reduzierten $1,5\sigma$-Umgebung bestimmt wird.

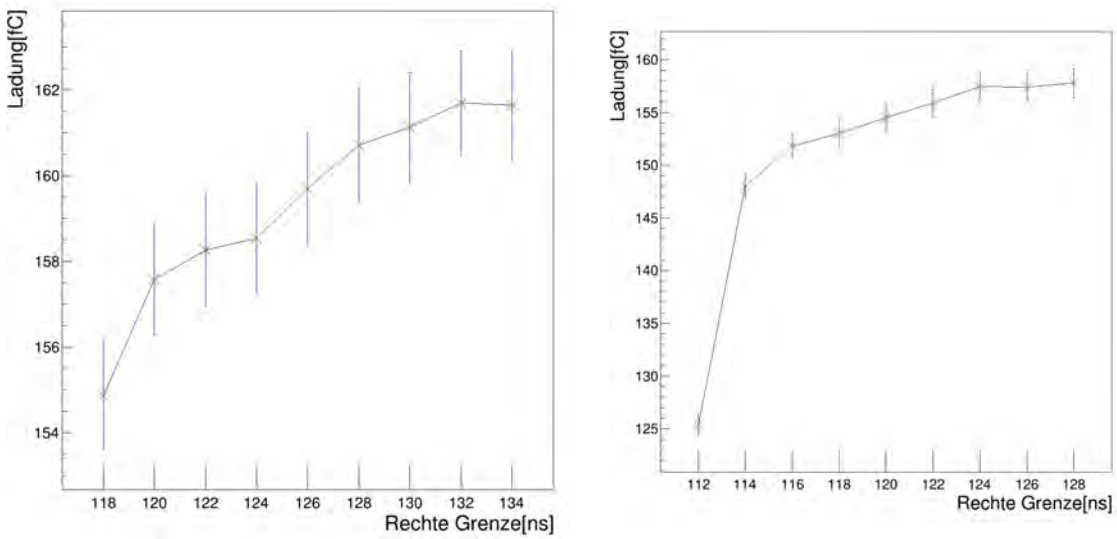


a) Photonen-Signal **b)** Hintergrund

Abbildung 6.1: Dargestellt sind die Ladungshistogramme, welche sich für das Photonen-Signal und den Hintergrund im Intervall $\mathbf{I}_7$=102 ns bis 132 ns bei 2.500 Triggern ergeben. Es wurde der Photomultiplier mit Seriennummer DF6092 bei der Betriebsspannung HV_5=807(1) V mit einem 50 MHz-Tiefpass verwendet.

Da in allen Spuren ein Photonen-Puls erzeugt wird, entsteht hier kein Hintergrund-Peak, sodass die Bestimmung einer Grenze enfällt. Um die effektive Ladung Q_{Eff} als Differenz aus Q_{Abs} und Q_{Hint} zu ermitteln, wird analog zu 4.3 der PMT vollständig abgedunkelt und das Hintergrundsignal für 2.500 Trigger aufgenommen. Die Positionsbestimmung von Q_{Hint} erfolgt auch hier durch zwei Gauß-Fits analog zum Signal-Ladungs-Peak.
Es ergeben sich die Graphen beider Tiefpässe für Q_{Eff} in Abhängigkeit der rechten Integrationsgrenze, welche in Abbildung 6.2 zu sehen sind.

Aufgrund der lang gezogenen fallenden Flanke der Pulse, steigt Q_{Eff} für späte rechte Grenzen in Abbildung 6.2 nur gering an. Dies hat zur Folge, dass einige der effektiven Ladungs-Positionen innerhalb der Fehlertoleranzen ihrer jeweiligen Nachbarn liegen, ohne dass ein Plateau erreicht wird. Das Plateau ist daher erst erreicht, wenn mehrere aufeinander folgende Messwerte innerhalb ihrer Fehlertoleranzen gleich sind. Die Wahl der passenden rechten Grenze und damit verbunden Q_{Eff} erfolgt auch hier über die Plateau-Kante. Aufgrund der hohen Anzahl an erzeugten Photoelektronen pro Trigger und der dazu proportionalen Pulsladung, kommt es anders als bei der Auswertung des Einzelphotonen-Signals, für die Vergleichsspannungen HV_1 und HV_4 zu keiner Abweichung des Plateaus durch Untergrund-Signal oder Störpulse.



a) 50 MHz-Tiefpass

b) 100 MHz-Tiefpass

Abbildung 6.2: Dargestellt sind die effektiven Ladungen Q_{Eff}, welche sich für die neun rechten Grenzen bzw. die neun Intervalle für die Kalibration bei geringen Betriebsspannungen ergeben. Die linke Integrationsgrenze wurde hier fest bei 102 ns gesetzt. Es wurde der PMT mit Seriennummer DF6092 mit der Betriebsspannung HV_5=807(1) V mit einem 50 MHz- und einem 100 MHz-Tiefpass verwendet. Die Abbildung dient analog zu 5.7 der Bestimmung des idealen Intervalls.

Die durch die Plateau-Kante bestimmte effektive Ladungs-Position bezieht sich dadurch allerdings nicht auf den Einzel-Photoelektronen-Peak, sodass das Gain nicht direkt mit Gleichung 5.2 bestimmt werden kann.
Es wird daher, bei der gleichen Lichtintensität, das bis hier hin vorgestellte Verfahren verwendet, um Q_{Eff} für eine Vergleichsspannung zu bestimmen. Aufgrund der Proportionalität der Pulsladung zum Gain und der Anzahl der erzeugten Photoelektronen lässt sich die folgende Gleichung aufstellen, mit der sich die Verstärkung hier berechnen lässt:

$$G = \frac{Q_{Eff}}{Q_{Verg}} G_{Verg} \tag{6.1}$$

Aufgrund der zur absoluten Kalibration erhöhten Ungenauigkeit des Verfahrens, werden die Vergleichsspannungen HV_1 und HV_4 verwendet. Das Gain ergibt sich dann als Mittelwert mit reduziertem Fehler aus den mit Gleichung 6.1 berechneten Werten. Wichtig ist es darauf zu achten, dass der Anodenstrom durch das nun erhöhte Gain nicht zu groß wird, um eine Linearitäts-Abweichung zu vermeiden. Hier wurden Spitzenströme von $\sim$ 2 mA gemessen, was weit unter den Linearitäts-Angaben aus dem Datenblatt des R9420 liegt [6].

Die durch dieses Verfahren bestimmten Verstärkungs-Werte aller PMTs sind in der folgenden Tabelle zusammengefasst:

Tabelle 6.1: Dargestellt sind die Verstärkungs-Werte aller PMT, welche für die Betriebsspannung HV_5 für den 50 MHz-Tiefpass, sowie den 100 MHz-Tiefpass ermittelt wurden. Als Vergleichsspannung wurden die Betriebsspannungen HV_1 und HV_4 aus Tabelle 5.2 verwendet. Für die PMT mit Seriennummer DF6110 und DF9252 sind zwei Verstärkungs-Werte für den 100 MHz-Tiefpass bzw. beide Tiefpässe angegeben. Der jeweils linke Wert ergibt sich aus der beschriebenen Kalibration durch beide Vergleichsspannungen, während der rechte Wert für DF6110 nur mit dem Verhältnis zu HV_4 und für DF9252 nur mit dem Verhältnis zu HV_1 berechnet wurde. Die Fehler ergeben sich aus den Parameter-Unsicherheiten der beiden Gauß-Fits, welche sich für das daraus berechnete Verhältnis fortpflanzen. Aufgrund der Multiplikation mit den zuvor absolut Kalibrierten Werten aus Tabelle 5.2 fließen die dazu gehörigen Fehler mit in die Berechnung von $G(HV_5)$ ein.

ID	HV [V]	Gain für 50 MHz-TP [10^4]	Gain für 100 MHz-TP [10^4]
DF6092	807(2)	4,81(8)	4,6(1)
DF6106	753(1)	3,82(5)	3,83(5)
DF6110	778(1)	4,81(6)	4,60(6)/4,78(8)
DF6169	809(1)	4,53(7)	4,50(7)
DF8435	757(2)	4,12(6)	4,15(5)
DF9252	817(2)	3,4(2)/4,5(1)	3,5(1)/4,4(2)
DG4174	750(1)	4,95(6)	4,90(6)
DG4349	750(2)	4,42(6)	4,47(6)
DG4800	749(1)	3,19(7)	3,11(8)

Aus Tabelle 6.1 folgt, dass die Verstärkung für die Betriebsspannungen HV_5 im Mittel bis auf einen relativen Fehler von $\overline{\Delta}_{Rel}$=$1,68\%$ bestimmt werden konnte. Einen signifikanten Unterschied des relativen Fehlers zwischen den beiden Tiefpässen kann hier, genau wie bei der absoluten Kalibration, nicht festgestellt werden. Da für den Photomultiplier mit Seriennummer DF9252 die absolute Kalibration durch die geringe Verstärkung bei HV_4 zu einer systematischen Unterschätzung des Gain geführt hat, würde dies auch für $G(HV_5)$ folgen (siehe Tabelle 6.1 links). Daher wurde die Verstärkung für diese Betriebsspannung nur mit der Vergleichsspannung HV_1 berechnet, was zu einem erhöhten relativen Fehler führt ($\Delta_{Rel;50}$=$2,77\%$/$\Delta_{Rel;100}$=$2,69\%$). Auch für den PMT mit Seriennummer DF6110 wurde nur die Vergleichsspannung HV_4 zur Kalibration verwendet, da auch hier sich der systematische Fehler durch das Überschwingen bei HV_1 fortpflanzen würde.
Neben dem PMT mit ID DF9252 sind auch die relativen Fehler des PMT DG4800 aufgrund seiner geringen Verstärkung verhältnismäßig groß ($\Delta_{Rel;50}$=$2,15\%$/$\Delta_{Rel;100}$=$2,46\%$). Die ermittelten Gain-Werte pro PMT sind jeweils bei sieben der neun Module innerhalb ihrer Fehler konsistent. Abweichungen der beiden Werte voneinander liegen nur bei den

Photomultipliern mit Seriennummer DF6092 und DG4800 vor, wobei hier jeweils das Gain des 100 MHz-Tiefpasses unterhalb des Gains für den 50 MHz-Tiefpass liegt. Anhand der Ladungs-Verhältnisse mit den beiden Vergleichsspannungen werden diese Abweichungen untersucht:

Tabelle 6.2: Dargestellt sind die Ladungs-Verhältnisse, welche sich für die Kalibration bei der Betriebsspannung HV_5 der PMT mit Seriennummer DF6092 und DG4800 ergeben. Dabei wurden jeweils HV_1 und HV_4 als Vergleichsspannung für die Messungen mit dem 50 MHz-, sowie dem 100 MHz-Tiefpass verwendet. Die Fehler ergeben sich aus den Parameter-Unsicherheiten der beiden Gauß-Fits, welche sich für die daraus berechnete Ladungs-Verhältnisse fortpflanzen.

	DF6092		DG4800	
	50 MHz-TP	100 MHz-TP	50 MHz-TP	100 MHz-TP
HV_5/HV_1	0,0640(7)	0,0633(7)	0,0451(4)	0,0453(4)
HV_5/HV_4	0,120(1)	0,121(1)	0,0782(7)	0,0780(7)

Wie aus Tabelle 6.2 zu erkennen ist, stimmen jeweils die Verhältnisse der Photomultiplier für beider Tiefpässe innerhalb ihrer Fehler überein. Die Inkonsistenz der beiden Gain-Werte folgt daher aus dem, durch das Überschwingen unterschätzte Gain der Spannungen HV_1 und HV_4 für den verwendeten 100 MHz-Tiefpass. Aufgrund der Konsistenz der Ladungsverhältnisse für beide Photomultiplier, kann ein Überschwingen für den 100 MHz-Tiefpass ausgeschlossen werden, was an dem, durch die erhöhte Photoelektron-Anzahl verbreiterten, Signalpuls liegt.

7. Beschreibung der Verstärkung als Funktion der PMT-Betriebsspannung

Die aus den oben beschriebenen Kalibrationen erhaltenen Verstärkungs-Werte für die fünf festen Betriebsspannungen sollen nun verwendet werden, um die Verstärkung eines Photomultipliers als Funktion der angelegten Betriebsspannung (Verstärkungskurve) zu beschreiben. Dies ermöglicht eine Abschätzung des Gains bei allen Betriebsspannungen für die beiden Tiefpässe.
Dazu werden die Messwerte durch einen Ansatz der Funktion 3.3 gefittet, wobei kn zum Parameter k' zusammengefasst wurde. Daraus ergibt sich die beste Wahl der freien Parameter A und k'.

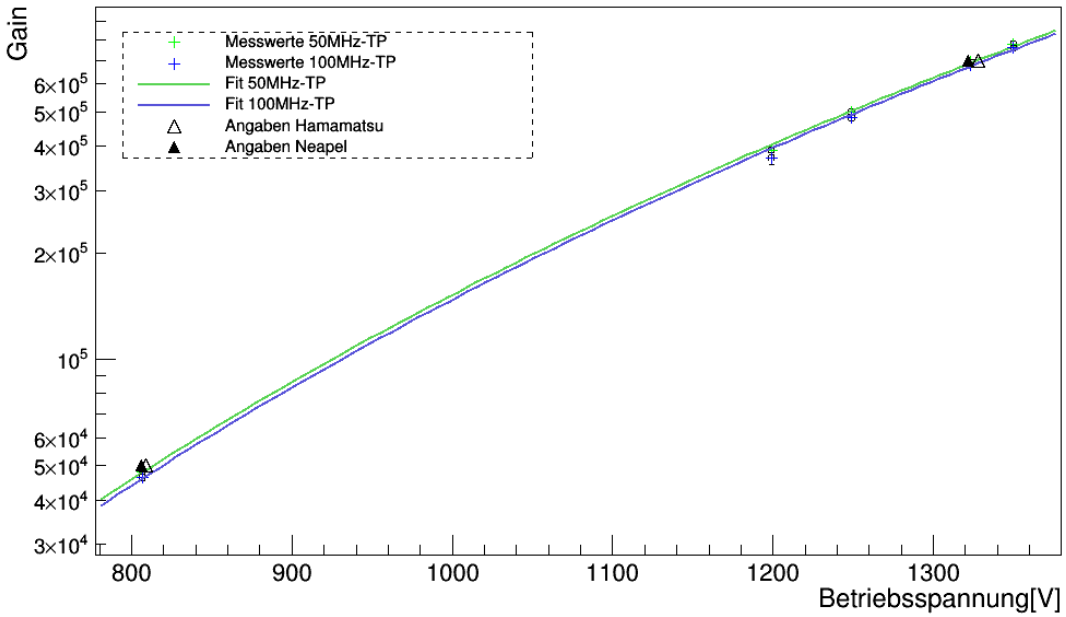


Abbildung 7.1: Aufgetragen wurden die fünf kalibrierten Verstärkungs(HV)-Werte des PMT mit Seriennummer DF6092 für die beiden verwendeten Tiefpässe. Die Messwerte wurden durch den Ansatz der Funktion 3.3 gefittet, wodurch die Parameter A_{50}=$11(4) \cdot 10^{-12}$, k'_{50}=5.38(5) und A_{100}=$8(3) \cdot 10^{-12}$, k'_{100}=$5,42(6)$ bestimmt wurden. Darüber hinaus sind die Angaben der Messungen in Neapel, sowie von Hamamatsu zum Vergleich abgebildet. Diese Abbildung der Gain(HV)-Werte ist für die restlichen acht PMT-Module in Anhang A.4 zu finden.

Die oben abgebildeten Fit-Funktionen beschreiben die Messdaten des PMT mit Seriennummer DF6092 sehr gut, da die dazugehörigen reduzierten Chi-Quadrate bei circa eins liegen (siehe Tabelle 7.1). Dies bestätigt den in 3.2 hergeleiteten funktionalen Zusammenhang.
Die sich aus dem Fit für alle neun Photomultiplier bei den beiden Tiefpässen ergebenden Parameter, sowie das dazugehörige reduzierte Chi-Quadrat, sind in Tabelle 7.1 dargestellt.

Tabelle 7.1: Dargestellt sind die Parameter A und k', mit denen die Verstärkung aller neun Photomultiplier als Funktion der angelegten Betriebsspannung beschrieben werden kann. Die aus der absoluten Kalibration und der bei geringen Betriebsspannungen ermittelten Messwerte für beide Tiefpässe, wurden dafür mit dem funktionalen Ansatz 3.2 gefittet. Zusätzlich ist das zum jeweiligen Fit gehörende reduzierte Chi-Quadrat χ^2/ndf angegeben. Für den PMT mit ID DF6110 wurde der unterschätzte Verstärkungs-Wert für HV_1 beim Fit für den 100 MHz-Tiefpass exkludiert. Beim Fit der Daten des PMTs mit ID DF9252 wurden nur die ermittelten Verstärkungs-Werte bei den Betriebsspannungen HV_1, HV_2 und HV_5 verwendet.

Serien Nr.	$A_{50}[10^{-11}]$	k'_{50}	$(\chi^2/ndf)_{50}$	$A_{100}[10^{-11}]$	k'_{100}	$(\chi^2/ndf)_{100}$
DF6092	1,1(4)	5,38(5)	1,16	0,8(3)	5,42(6)	1,57
DF6106	0,4(1)	5,56(4)	9,25	0,4(1)	5,55(4)	6,64
DF6110	0,9(2)	5,45(4)	1,98	0,8(3)	5,46(5)	1,28
DF6169	1,6(5)	5,32(4)	1,01	1,5(4)	5,32(4)	0,824
DF8435	0,7(2)	5,48(4)	1,65	0,8(2)	5,45(4)	1,36
DF9252	4(2)	5,16(7)	0,164	4(2)	5,17(7)	0,158
DG4174	0,9(2)	5,48(3)	0,933	0,8(2)	5,49(3)	0,817
DG4349	0,8(2)	5,48(4)	2,83	1,0(3)	5,44(4)	1,65
DG4800	1,4(5)	5,35(5)	1,01	1,1(4)	5,38(6)	1,05

Der Fit-Parameter A konnte im Mittel nur bis auf einen relativen Fehler von $31,8\%$ bestimmt werden, der Parameter k' hingegen bis auf $0,84\%$. Durch weitere $G(HV)$-Werte kann der statistische Fehler der Parameter reduziert werden. Wie erwartet liegen die Unsicherheiten der Schätz-Parameter des PMT mit Seriennumer DF9252, aufgrund der reduzierten Anzahl an für den Fit verwendeten Werte aus der absoluten Kalibration, sowie dem mit einem höheren Fehler behafteten Wert für $G(HV_5)$ deutlich über den mittleren relativen Fehlern. Ein signifikanter Unterschied der relativen Fehler zwischen den Werten der beiden Tiefpässe ergibt sich nur für den PMT mit Seriennummer DF6110, was durch die verringerte Anzahl an Freiheitsgraden folgt. Aufgrund der reduzierten Chi-Quadrate aus Tabelle 7.1 lässt sich sagen, dass die ermittelten Gain(HV)-Werte bei acht der hier kalibrierten Photomultiplier passend durch den theoretischen Fit-Ansatz aus Gleichung 3.2 beschrieben werden. Nur bei dem PMT mit Seriennummer DF6106 treten größere reduzierte Chi-Quadrate auf. Bei ihm sind die gemessenen Gains der fünf Betriebsspannungen bei beiden Tiefpässen jeweils innerhalb ihrer Fehler konsistent. Dabei scheinen die beiden Gain-Werte für HV_1 und HV_2 am stärksten vom theoretischen Verlauf abzuweichen (siehe Abbildung A.4c), wobei hier die relativen Fehler $\Delta_{Rel}(HV_1)$=$0,0759\%$ und $\Delta_{Rel}(HV_2)$=$0,0961\%$ der beiden Betriebsspannungen sehr gering ausfallen. Daher lässt sich vermuten, dass es in diesem Fall zu einem groben Fehler bei der Aufnahme der Messdaten für die Mittelwerte beider Betriebsspannungen, sowie ihre Fluktuationen ge-

kommen ist. So würde sich bei einer geringen Über- oder Unterschätzung der tatsächlichen Betriebsspannung der daraus resultierende Fehler für das Gain entsprechend Gleichung 3.4 verstärken. Die tatsächliche Fehlerquelle konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr rekonstruiert werden. Für eine grobe Einschätzung der Gain-Kurve der hier kalibrierten Photomultiplier wurden aus Tabelle 7.1 die mittleren Parameter $\overline{A}$=$1,3(3) \cdot 10^{-11}$ und $\overline{k'}$=$5,41(3)$ für eine „mittlere Verstärkungs-Kurve“ berechnet. Um die Kalibrations-Ergebnisse dieser Arbeit für alle PMT mit den Angaben der Arbeitsgruppe aus Neapel, sowie denen des Herstellers Hamamatsu vergleichen zu können, werden durch die in Tabelle 7.1 gegebenen Parameter die jeweilligen Betriebsspannungen für ein Gain von $5 \cdot 10^4$ und $7 \cdot 10^5$ berechnet. Diese sind in der folgenden Tabelle aufgelistet:

Tabelle 7.2: Dargestellt sind die Betriebsspannungen, welche jeweils für ein Gain von $5 \cdot 10^4$ und $7 \cdot 10^5$ aller PMT bestimmt wurde. Die Werte entsprechen dem Mittelwert der mit den Fit-Parametern aus Tabelle 7.1 berechnet Betriebsspannungen für den 50 MHz- und den 100 MHz-Filter. Die Mittelwert-Berechnung wurde vorgenommen, da die beiden Werte jeweils innerhalb ihrer Fehlertoleranzen konsistent waren und die durch das Überschwingen systematisch abweichenden Gain-Werte für den 100 MHz-Tiefpass nicht mit gefittet wurden. Die angegebenen Fehler ergeben sich aus der Fortpflanzung der Parameter-Fehler.

Serien Nr.	HV für G=$5 \cdot 10^4$ [$10^2 V$]	HV für G=$7 \cdot 10^5$ [$10^3 V$]
DF6092	8,2(4)	1,33(7)
DF6106	7,9(3)	1,27(5)
DF6110	7,8(3)	1,27(5)
DF6169	8,2(4)	1,35(6)
DF8435	7,8(3)	1,27(5)
DF9252	8,3(6)	1,4(1)
DG4174	7,5(2)	1,22(4)
DG4349	7,7(3)	1,24(5)
DG4800	8,2(4)	1,34(7)

Wie in der obigen Abbildung 7.2 zu sehen, können die Betriebsspannung, welche bei den Photomultipliern jeweils für eine Verstärkung von $5 \cdot 10^4$ eingestellt werden müssen nur bis auf die erste Stelle fehlerfrei angegeben werden. Der mittlere relative Fehler liegt hierfür bei $4,53\%$. Die Betriebsspannungen, bei denen das Gain der Photomultiplier den Wert $7 \cdot 10^5$ annimmt, sind im Mittel mit einem nahezu gleichen relativen Fehler von $4,58\%$ behaftet, wobei hier, bis auf den PMT mit Seriennummer DF9252, die ersten beiden Stellen fehlerfrei angegeben werden können. Diese hohen Unsicherheiten resultieren aus der Fehlerfortpflanzung der Fit-Parameter, wobei die zunächst sehr klein erscheinenden relativen Fehler des Parameters k' für die daraus resultierende Berechnung der Betriebsspannung, aufgrund der Proportionalität zur k'-ten Wurzel, vergleichsweise groß sind.

8. Vergleich mit den Angaben der Arbeitsgruppe aus Neapel

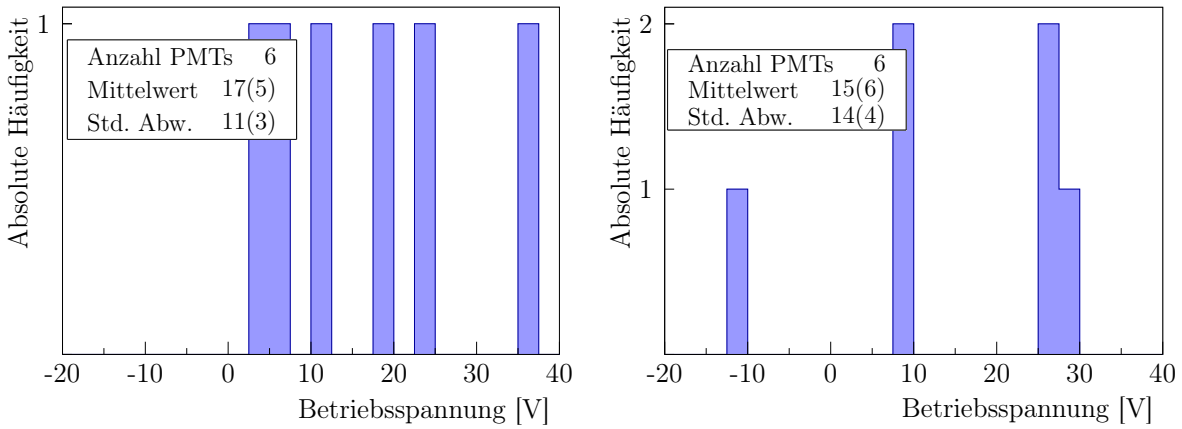
Die der Pierre Auger Collaboration angehörige Arbeitsgruppe aus Neapel verfügt über einen Prüfstand, mit dem die Verstärkungs-Kurve, sowie die Linearitäts-Abweichung des Anodenstroms von Photomultipliern kalibriert werden kann.
Dabei werden die Photomultiplier zunächst bei 1480 Volt unter Verwendung eines Einzelphotonen-Signals, ähnlich wie in Kapitel 5 kalibriert. Anschließend wird bei sechs weiteren Betriebsspannungen über 900 Volt, durch einen Vergleich mit dem zuvor absolut kalibrierten Wert das Gain bestimmt, wobei die Lichtintensität erhöht wird. Die daraus erhaltenen Verstärkungs(HV)-Werte werden analog zu Kapitel 7 gefittet, wodurch sich die Betriebsspannungen für ein Gain von $5 \cdot 10^4$, sowie $7 \cdot 10^5$ abschätzen lassen.
Nachdem 1308 Photomultiplier des Typs Hamamatsu R8619-22 mit diesem Setup erfolgreich kalibriert werden konnten, wurden Anpassungen vorgenommen, um die entsprechenden Kalibrationen an SSD-PMTs durchzuführen. Für den ersten Test des angepassten Prüfstands wurden 40 der SSD-Photomultiplier von der Wuppertaler Arbeitsgruppe zur Verfügung gestellt, worunter sich auch die in dieser Arbeit kalibrierten PMTs mit Seriennummer-Anfang „DF“ befanden. Die für diese Photomultiplier publizierten Kalibrations-Ergebnisse sind in Anhang B.2 und B.3 zu finden.
Zunächst werden die Abweichungen, der in den Kapiteln 5 und 6 ermittelten Gains, welche bei den von Neapel angegeben Betriebsspannungen aus Anhang B.2 kalibriert wurden, diskutiert:

Tabelle 8.1: Dargestellt sind die relativen Abweichungen zwischen den von Neapel angegebenen Werten $5 \cdot 10^4$ (Low-Gain), sowie $7 \cdot 10^7$ (High-Gain) und den für die dafür nötige Betriebsspannungen aus Anhang B.2 direkt kalibrierten Verstärkungs-Werte aus Kapitel 5 und 6. Die relativen Abweichungen sind dabei jeweils für den beim 50 MHz-Tiefpass (TP_{50}) und 100 MHz-Tiefpass (TP_{100}) ermittelten Wert angegeben.

	Low-Gain		High-Gain	
Serien Nr.	$\Delta_{Rel}\ TP_{50}$ [%]	$\Delta_{Rel}\ TP_{100}$ [%]	$\Delta_{Rel}\ TP_{50}$ [%]	$\Delta_{Rel}\ TP_{100}$ [%]
DF6092	-3,79	-7,32	-1,35	-2,89
DF6106	-23,7	-23,4	-11,2	-9,92
DF6110	-3,87	-4,46	2,44	1,68
DF6169	-9,50	-10,0	-6,89	-7,02
DF8435	-17,5	-17,1	-7,42	-8,72
DF9252	-9,55	-11,0	-7,30	-8,51

Aus Tabelle 8.1 wird deutlich, dass die in Kapitel 5 und 6 kalibrierten Verstärkungs-Werte unterhalb der Angaben der Arbeitsgruppe aus Neapel liegen, wobei lediglich der mit dem 50 MHz-Tiefpass ermittelte Wert für den PMT mit Seriennummer DF6092 innerhalb sei-

ner Fehler mit dem Wert von $7 \cdot 10^5$ übereinstimmt. Für das geringere Verstärkung liegt die mittlere Abweichung bei -12(2)% und für das höhere bei -6(1)%.
Ursache dafür kann ein, durch Bauteildifferenzen der Slow-Control und der Basis verursachtes konstantes Offset zu der in Neapel verwendeten Betriebsspannung sein. Die relative Abweichung des Gains für die angegebene Low-Gain-Betriebsspannung, wäre dann entsprechend Gleichung 3.4 um den Faktor HV_{Low}/HV_{High}, hier $\sim 1,6$, zur relativen Abweichung des Gains für die High-Gain-Betriebsspannung erhöht. Auch der zuvor thematisierte Gain-Drift durch die lange Einlagerungszeit der PMTs könnte die Ursache für die niedrigeren Kalibrations-Ergebnisse sein.
Für einen Vergleich der Fit-Parameter, welche für die Beschreibung der Verstärkungskurve verwendet werden, stehen nur für die PMTs mit Seriennummer DF6169, DF6110 und DF8435 Angaben zur Verfügung (siehe Anhang B.3). Für DF6169 liegen die Parameter-Angaben der Arbeitsgruppe aus Neapel innerhalb der Fehlertoleranzen der mit beiden Tiefpässen kalibrierten Werte aus Tabelle 7.1. Diese Fehlertoleranzen sind jedoch im Vergleich zu denen aus Neapel sehr groß, sodass es nur zu einer einseiteigen Überschneidung der Werte-Bereiche kommt. Für beide anderen PMTs liegen die, in dieser Arbeit ermittelten Parameter A jeweils unterhalb und für den Parameter k oberhalb der Angaben.
Um die aus den Fits erhaltenen Betriebsspannungen für das Low- und High-Gain mit den Angaben von Neapel (siehe Anhang B.2) zu vergleichen, wird die Verteilung der Betriebsspannungs-Differenzen betrachtet. Hierbei werden allerdings für die PMTs mit Seriennummer DF6169 und DF8435, die per Fit-Parameter aus Anhang B.3 berechneten Betriebsspannungen verwendet (siehe dazu auch den Kommentar in Anhang B.2):



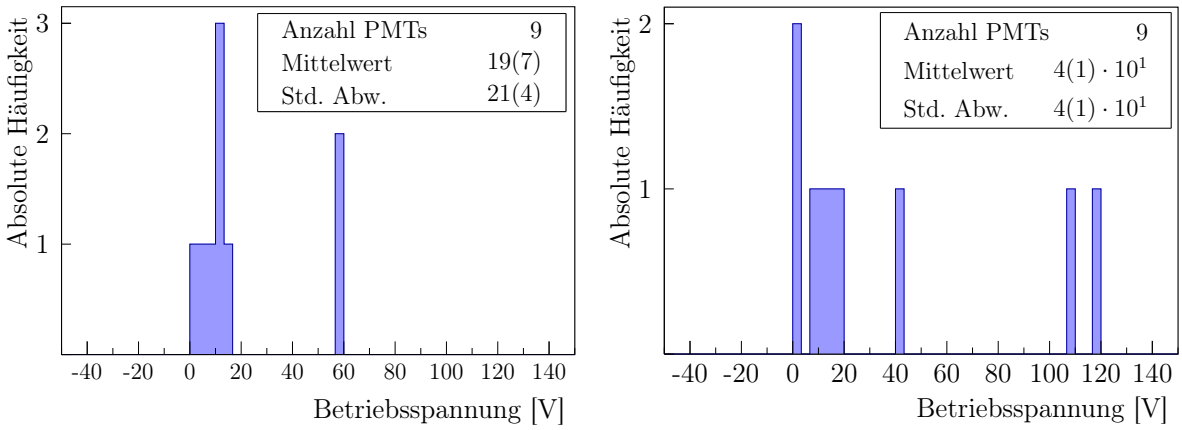
a) Vergleich für ein Gain von $5 \cdot 10^4$ **b)** Vergleich für ein Gain von $7 \cdot 10^5$

Abbildung 8.1: Dargestellt sind die Differenzen der kalibrierten Betriebsspannungen für ein Gain von $5 \cdot 10^4$ und $7 \cdot 10^5$ aus Tabelle 7.2 zu den Angaben von Neapel aus Anhang B.2. Bei den PMTs mit Seriennummern DF6169 und DF8435 wurden jeweils die rechten Werte verwendet.

Die Differenzen zu den Angaben der Arbeitsgruppe aus Neapel für das Gain von $5 \cdot 10^4$ liegen alle im positiven Bereich mit einem Mittelwert von +17(5) V (siehe Abbildung 8.1a). Dies deutet auf ein Offset der Betriebsspannungen entsprechend dieses Mittelwertes hin. Für das Gain von $7 \cdot 10^5$ ergibt sich ein Offset von +15(6) V, wobei hier die ermittelte Betriebsspannung für den PMT mit Seriennummer DF6110 unterhalb des, durch die Arbeitsgruppe in Neapel kalibrierten Werts liegt (siehe Abbildung 8.1b). Dies wird allerdings durch das absolut kalibrierte Gain aus 5.2, für die von Neapel angegebene Betriebsspannung bestätigt, da dieses für den 50 MHz-Tiefpass knapp oberhalb von $7 \cdot 10^5$ liegt. Da die beiden Offsets allerdings innerhalb ihrer Fehler konsistent sind lässt sich vermuten, dass es tatsächlich ein solches im Bereich von $\sim$ 16 Volt gibt. Um dies validieren zu können, müsste allerdings eine größere Stichprobe an Photomultipliern ausgewertet werden.

9. Vergleich mit den Werksangaben von Hamamatsu

Für alle der neun kalibrierten Photomultiplier liegen Angaben bzgl. der für eine Verstärkung von $5{\cdot}10^4$ und $7{\cdot}10^5$ einzustellenden Betriebsspannung vom Hersteller Hamamtsu vor (siehe Anhang B.4). Diese sollen mit den Kalibrations-Ergebnissen dieser Arbeit verglichen werden, um eine weitere Einschätzung des verwendeten Verfahrens, sowie der Werte von Hamamatsu zu erhalten. Allerdings ist bei diesen Werksangaben nicht bekannt, wie die Daten gemessen wurden.



a) Vergleich für ein Gain von $5 \cdot 10^4$ **b)** Vergleich für ein Gain von $7 \cdot 10^5$

Abbildung 9.1: Dargestellt sind die Differenzen der mit den Fitparametern berechneten Betriebsspannungen für ein Gain von $5{\cdot}10^4$ und $7{\cdot}10^5$ aus Tabelle 7.2 zu den Werksangaben von Hamamatsu aus Anhang B.4.

Wie in Abbildung 9.1a zu sehen, liegen die in dieser Arbeit kalibrierten Betriebsspannungen für das Low-Gain oberhalb der Angaben von Hamamatsu, sodass es zu einem Offset kommt. Die Werte für die PMTs mit Seriennummer DF9252 und DG4800 weichen allerdings davon stark ab und liegen weit oberhalb der Standardabweichung. Für das High-Gain liegen auch nur positive Differenzen vor, sodass es auch hier zu einem positiven Offset, der für ein Gain von $7 \cdot 10^5$ kalibrierten Betriebsspannungen kommt (siehe Abbildung 9.1b). Die Lage der Messwerte der PMTs mit Seriennummer DF9252 und DG4800 ist hier genau, wie beim Low-Gain weit oberhalb des Offsets. Diese große Abweichung des PMT mit Seriennummer DF9252 von dem werkskalibrierten Wert, tritt auch in den Angaben der Arbeitsgruppe aus Neapel auf. Der Grund für diese starke Abweichung konnte allerdings, aufgrund der fehlenden Informationen über den Kalibrationsprozess bei Hamamatsu nicht nicht herausgefunden werden (siehe auch [14]). So wurde beispielsweise bei der Betriebsspannung HV_4 mit dem 50 MHz-Tiefpass ein Gain von $6,64(8) \cdot 10^5$ gemessen, was im Bereich der Angabe von Hamamatsu liegt und fast doppelt so groß ist, wie der aus den aktuellen Messungen ermittelte Wert (siehe Tabelle 5.2). Die Werksangaben von Hamamatsu scheinen daher nicht die aktuellen Gain-Kurven der beiden Photomultiplier

zu beschreiben.
Betrachtet man die Verteilung der restlichen sieben Photomultiplier ergibt sich ein Offset von +8(2) Volt für das Low-Gain und einer von +14(5) Volt für das High-Gain.

10. Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wurden neun Photomultiplier des Typs Hamamatsu R9420 kalibriert, welche in den Oberflächen-Szintillator-Detektoren des AugerPrime Upgrades verwendet werden sollen. Da ihr Signal dort mit einem analogen 60 MHz-Tiefpass gefiltert wird, welcher hier nicht zur Verfügung stand, wurde die Kalibration mit einem digitalen 50 MHz-, sowie 100 MHz-Tiefpass durchgeführt.

Dazu wurde zuerst in Kapitel 5 ein Einzelphotonen-Signal erzeugt, indem die Lichtintensität eines Pikosekunden-Lasers stark reduziert wurde. Dazu wurde neben dem 10-Gang-Regler des Laser-Dioden-Treibers, auch ein Milchglasplättchen verwendet und der Abstand zwischen Laser und der, zum Photomultiplier führenden, Lichtfaser variiert. Hierdurch konnte die Wahrscheinlichkeit für das Erzeugen von mehr als einem Photoelektron pro Trigger auf unter $0,5\%$ reduziert werden.
Bei dieser eingestellten Lichtintensität wurden die Photomultiplier für hohe Betriebsspannungen absolut kalibriert, indem ihr Einzelphotonen-Ladungsspektrum ausgewertet wurde. Dieses wurde jeweils für neun unterschiedliche Intervalle aufgenommen, wobei die Wahl des optimalen Intervalls anhand eines entstehenden Plateaus vorgenommen wurde. Die Bestimmung der Peak-Positionen im Einzelphotonen-Ladungshistogramm wurde durch zwei, mithilfe eines zuvor aufgenommenen Hintergrundspektrums separierte, Gauß-Fits durchgeführt. Dabei wurden die beiden Fit-Bereiche reduziert, womit Einflüsse der Schulter des Hintergrund-Peaks, sowie Anteile von unerwünschten Pulsen zuverlässig reduziert wurden. Die Verstärkung konnte anschließend aus der Differenz der beiden Peak-Positionen mit einem mittleren relativen Fehler von 2,39% direkt berechnet werden, wobei die beiden Werte der Tiefpässe in $\sim 83\%$ der Messungen konsistent waren. Jedoch kommt es für den 100 MHz-Tiefpass zu Überschwingungen der Pulse, wodurch die Verstärkung unterschätzt wird. Es hat sich gezeigt, dass der relative Fehler dieses Verfahrens mit sinkender Betriebsspannung zunimmt, sodass zukünftig noch höhere Betriebsspannungen bei dieser absoluten Kalibration verwendet werden sollten.

In Kapitel 6 wurden die Verstärkungen bei geringen Betriebsspannungen, nahe der tatsächlichen Einsatzspannung der Photomultiplier, bestimmt. Da bei diesen die Einzelphotonen-Pulse nicht mehr vom Hintergrund zu trennen sind, wurde die Lichtintensität erhöht, sodass ~ 20 Photoelektronen pro Trigger erzeugt wurden. Analog zur absoluten Kalibration, wurde das Ladungsspektrum des Signals in neun Intervallen und zusätzlich dazu das extrahierte Hintergrund-Ladungsspektrum aufgenommen. Die Position der entstandenen Ladungs-Peaks wurde durch Gauß-Funktionen in einem reduzierten Bereich gefittet, wodurch eine effektive Pulsladung berechnet wurde. Per durchführen dieses Verfahrens für zwei weitere, bereits absolut kalibrierte, Vergleichsspannungen, konnte die

Verstärkung bei der noch zu kalibrierenden Betriebsspannung durch einen Vergleich mit diesen bis auf einen relativen Fehler von $1,68\%$ bestimmt werden. Die dafür berechneten Ladungsverhältnisse waren für beide Tiefpässe konsistent, sodass eine Unterschätzung der Verstärkung durch das Überschwingen hier ausgeschlossen werden konnte.

In Kapitel 7 wurde die Verstärkungskurve für alle neun Photomultiplier bestimmt, indem die kalibrierten Verstärkungs-Betriebsspannungs-Wertepaare gefittet wurden. Die dazugehörigen Parameter konnten bis auf einen relativen Fehler von $31,8\%$ und $0,84\%$ bestimmt werden, wobei die Genauigkeit durch eine höhere Anzahl an kalibrierten Betriebsspannungen hätte verbessert werden können. Aus den Verstärkungskurven wurden anschließend die Betriebsspannungen berechnet, welche zu einer Verstärkung von $5 \cdot 10^4$, sowie $7 \cdot 10^5$ führen. Diese konnten, resultierend aus der geringen Anzahl an Freiheitsgraden des Fits, nur bis auf einen relativen Fehler von $4,53\%$ und $4,58\%$ bestimmt werden.

Abschließend wurden die Kalibrations-Ergebnisse für sechs der neun Photomultiplier mit den Angaben einer Arbeitsgruppe der Pierre Auger Collaboration aus Neapel und für alle neun mit den Werksangaben des Herstellers Hamamatsu verglichen. Hieraus ergab sich ein Offset von $\sim +16$ Volt, der aus den Verstärkungskurven berechneten Betriebsspannungen zu den von Neapel publizierten Werten. Im Vergleich mit den Angaben von Hamamatsu, fielen besonders zwei Photomultiplier auf, deren kalibrierte Verstärkungen wesentlich geringer waren. Bei einem dieser Photomultiplier wird aufgrund von Alterungserscheinungen, beim anderen aufgrund der Konsistenz zu den Daten aus Neapel, eine Fehlerhafte Angabe seitens Hamamatsu vermutet. Für die restlichen sieben Photomultiplier ergibt sich ein Offset von $+8(2)$ Volt für eine Verstärkung von $5 \cdot 10^4$ und $+14(5)$ für eine Verstärkung von $7 \cdot 10^5$ zu den Werksangaben.

A. Abbildungen

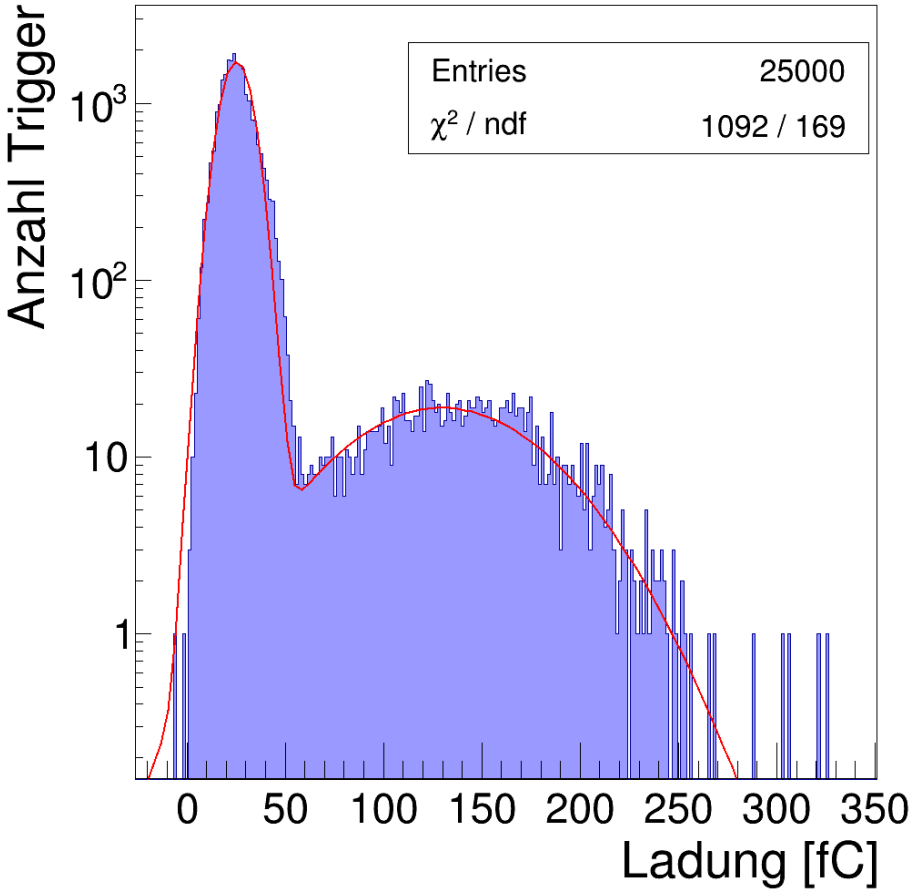


Abbildung A.1: Dargestellt ist ein Einzelphotonen-Ladungshistogramm, welches sich aus dem Vorgehen nach Kapitel 5 ergibt. Hier wurde der Standard-Ansatz einer Summe aus zwei Gauß-Funktionen für den Fit der Daten verwendet. Die Position des Hintergrund-Peaks wurde dabei auf 25,25(6) fC und die, relativ dazu liegende, Position des Einzelphotonen-Peaks auf 105(2) fC. Durch die rechte Schulter im Hintergrund-Peak (siehe Unterkapitel 4.3), wird die Position des Hintergrundes überschätzt und die des Einzelphotonen-Peaks unterschätzt (siehe dazu 5.6). Dies würde zu einer Unterschätzung der Verstärkung führen.

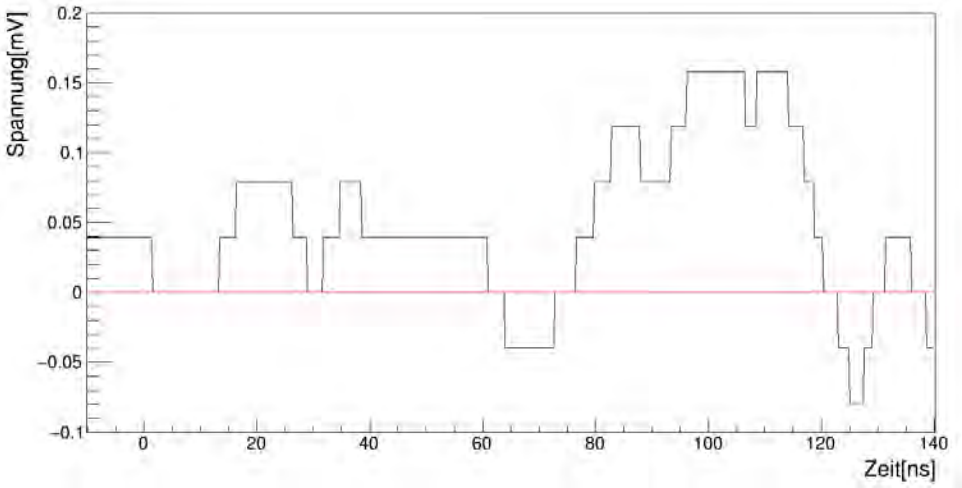
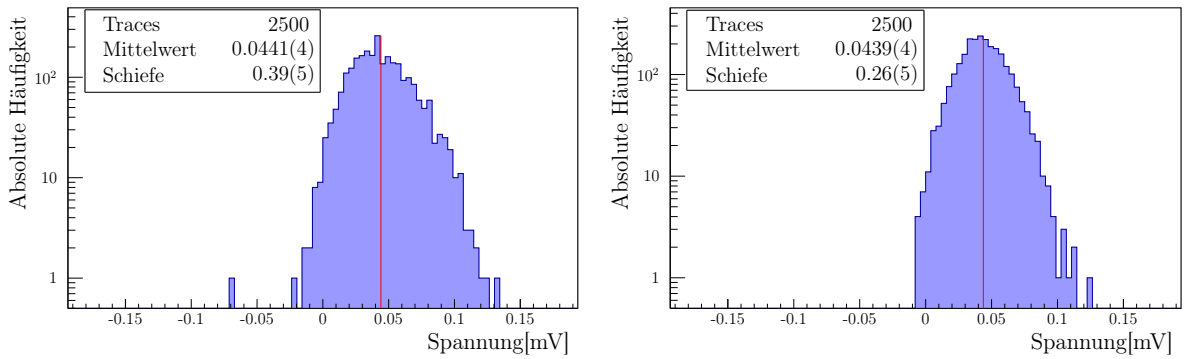


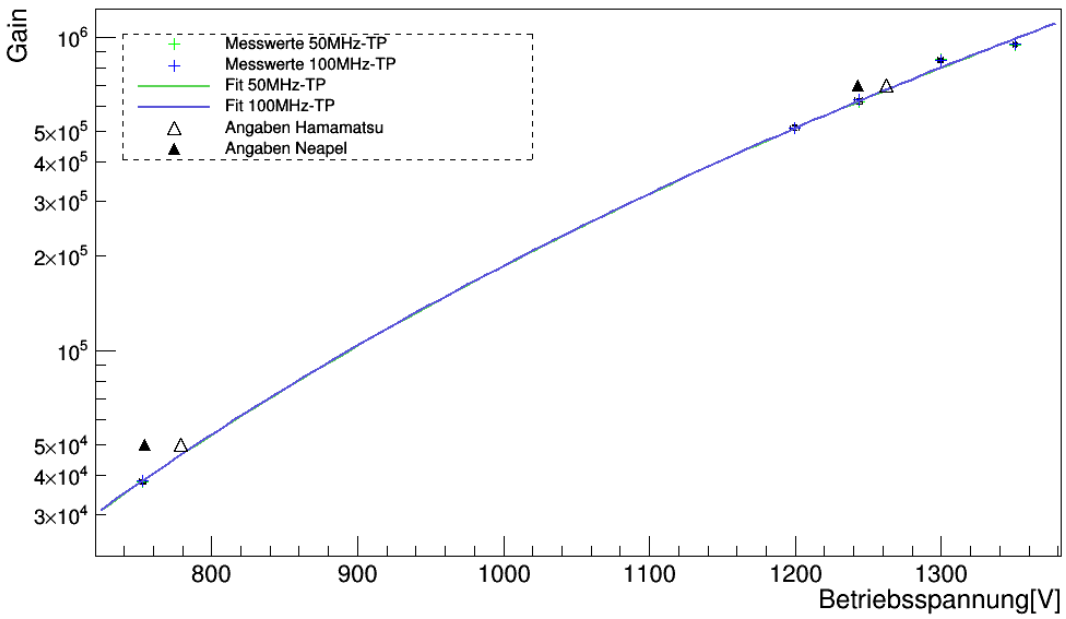
Abbildung A.2: Dargestellt ist eine Spur, welche ohne angelegte Betriebsspannung aufgenommen und deutlich durch ein Störsignal moduliert wurde. Da dies bei beiden Tiefpässen beobachtet werden konnte und sich die entstehenden Pulse in der Größenordnung von gering verstärkten Einzel-Photon-Pulsen befinden, wurde das Signal-Kabel zusätzlich geerdet.



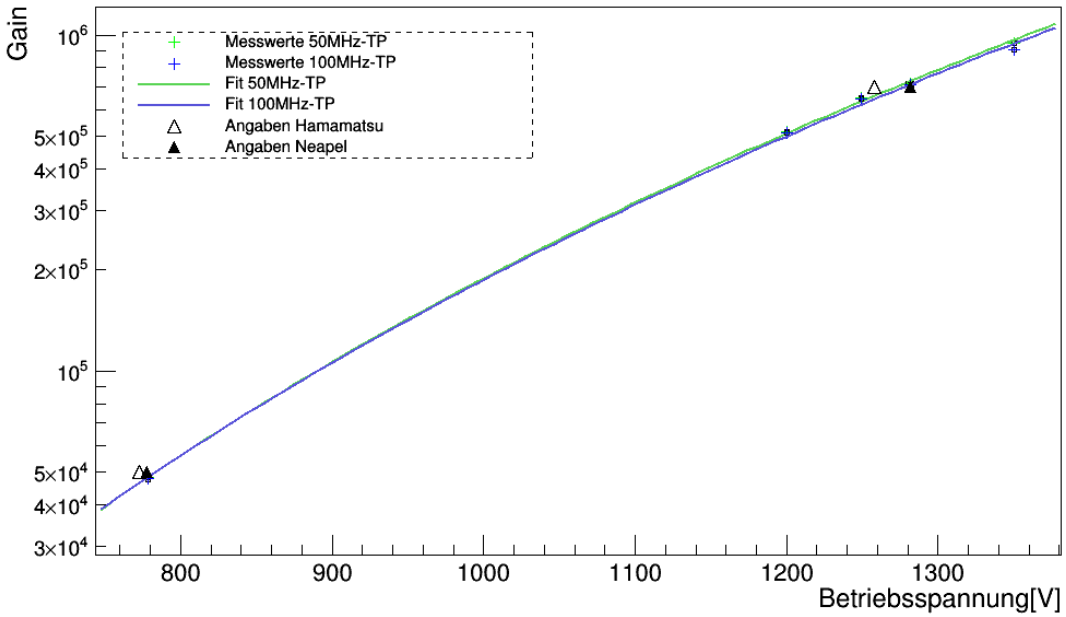
a) Mittlere Spannung bei PMT-Betriebsspannung von 1351(2) V für 50 MHz-Tiefpass

b) Mittlere Spannung bei PMT-Betriebsspannung von 750(2) V für 100 MHz-Tiefpass

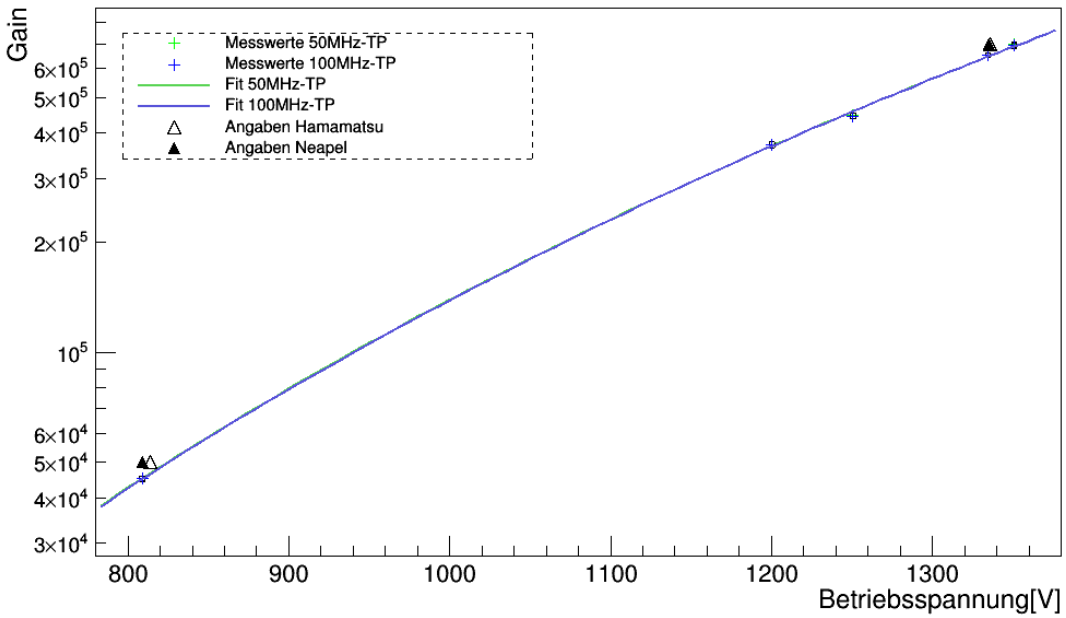
Abbildung A.3: Dargestellt sind die Histogramme, welche sich für die mittlere Spannung zur Untersuchung der Schulter-Ausprägung in Abbildung 4.4d ergeben. Die Auswertung der Messungen erfolgt analog dazu.



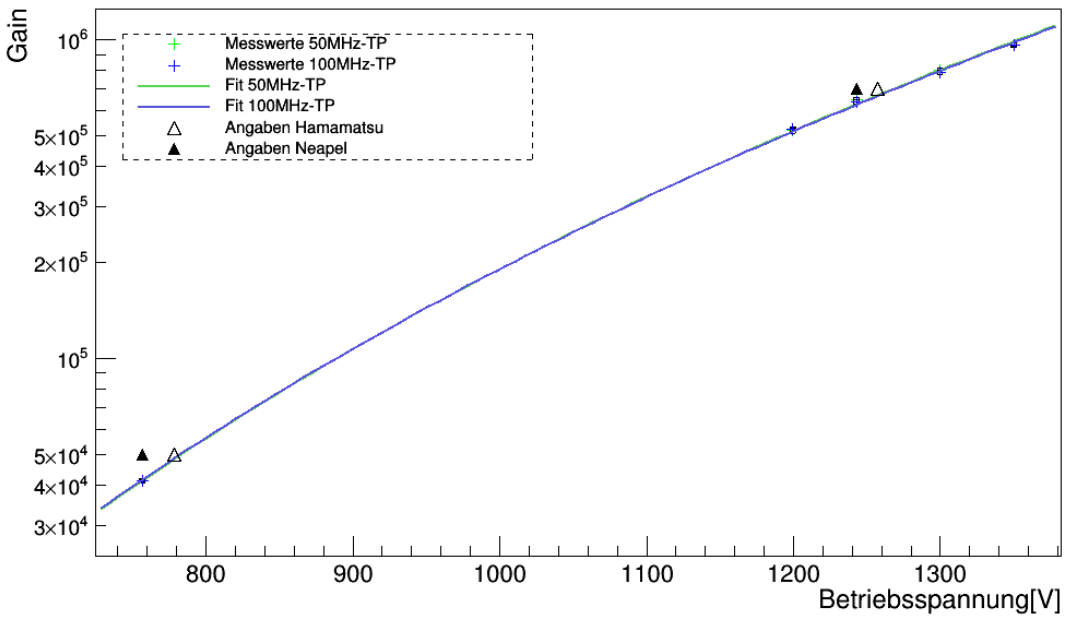
a) DF6106



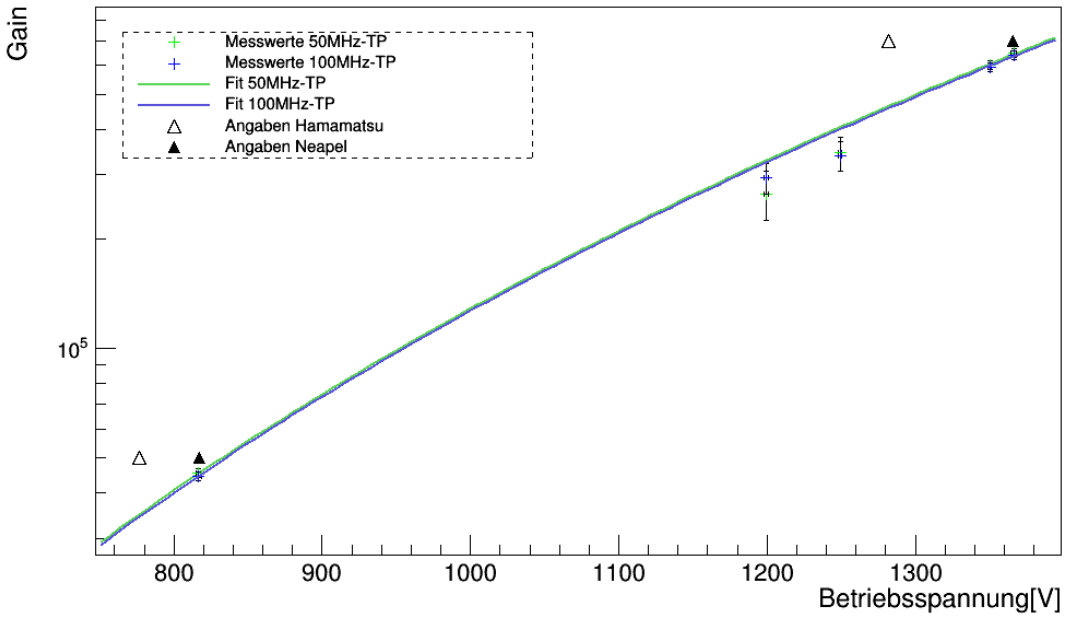
b) Verstärkungskurve für den PMT mit Seriennummer DF6110



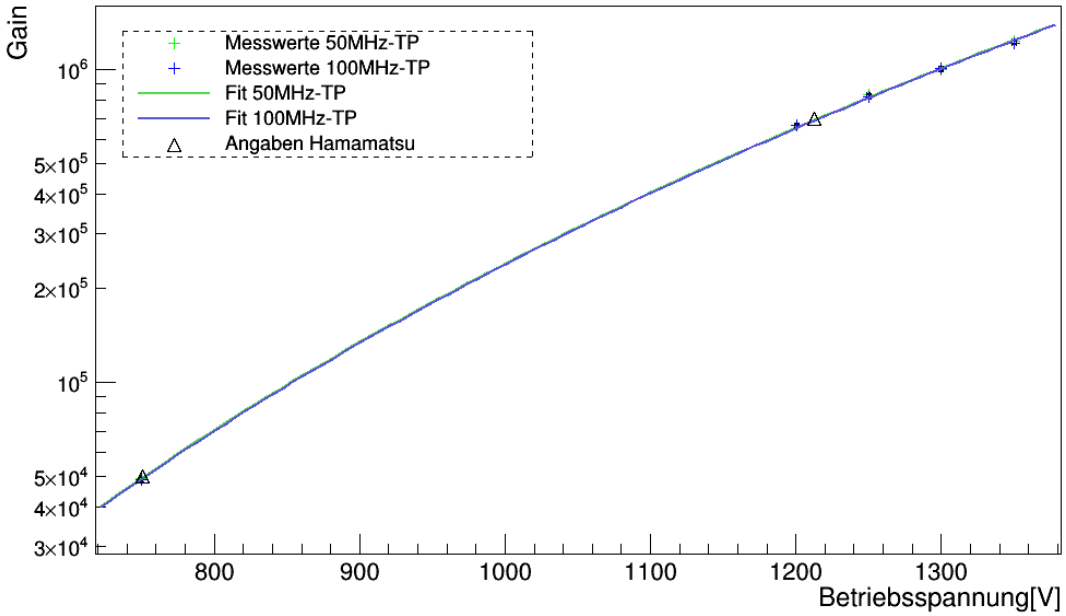
c) Verstärkungskurve für den PMT mit Seriennummer DF6169



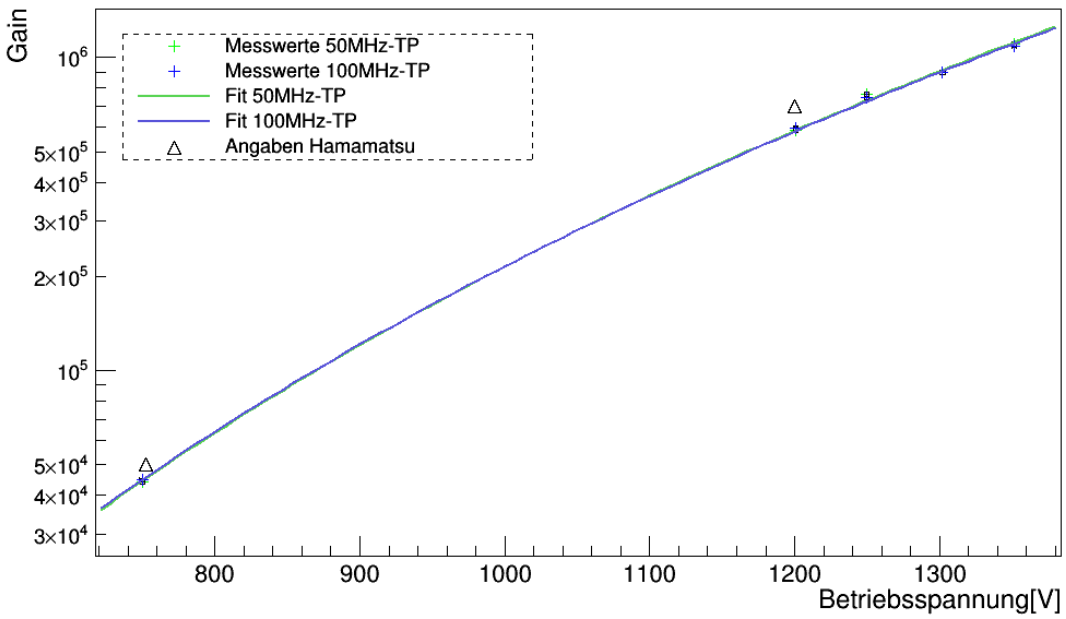
d) Verstärkungskurve für den PMT mit Seriennummer DF8435



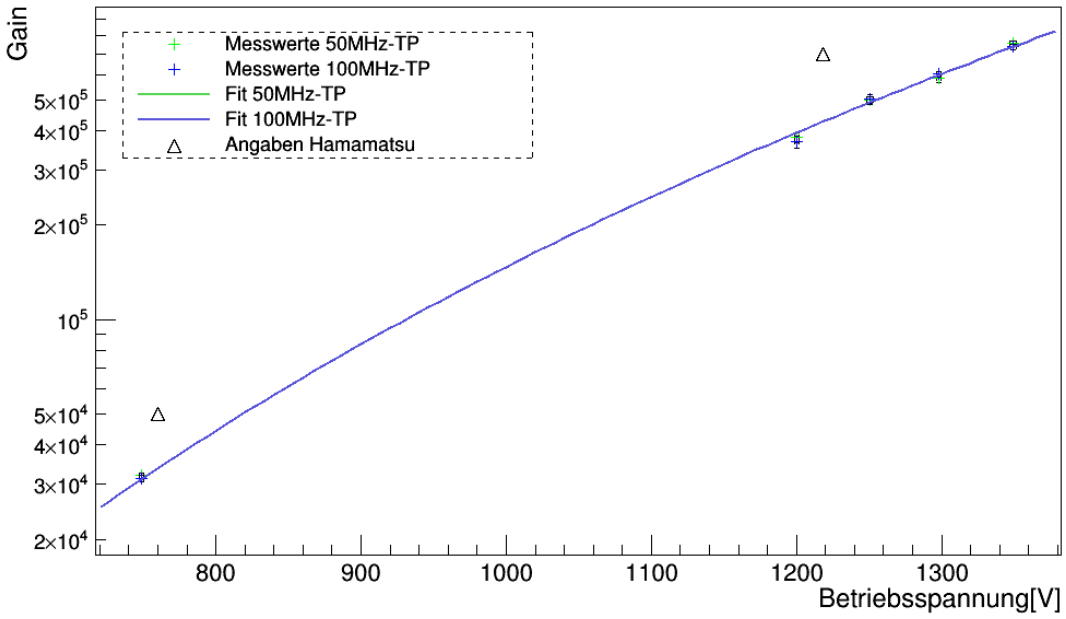
e) Verstärkungskurve für den PMT mit Seriennummer DF9252



f) Verstärkungskurve für den PMT mit Seriennummer DG4174



g) Verstärkungskurve für den PMT mit Seriennummer DG4349



h) Verstärkungskurve für den PMT mit Seriennummer DG4800

Abbildung A.4: Dargestellt sind die durch absolute Kalibration und die Kalibration bei geringen Betriebsspannungen ermittelten Verstärkungs-Werte und die daraus per Fit abgeleiteten Verstärkungskurve aller kalibrierten Photomultiplier (siehe Abbildung 7.1 für DF6169). Darüber hinaus sind jeweils die Angaben von Neapel und Hamamatsu für einen Vergleich abgebildet.

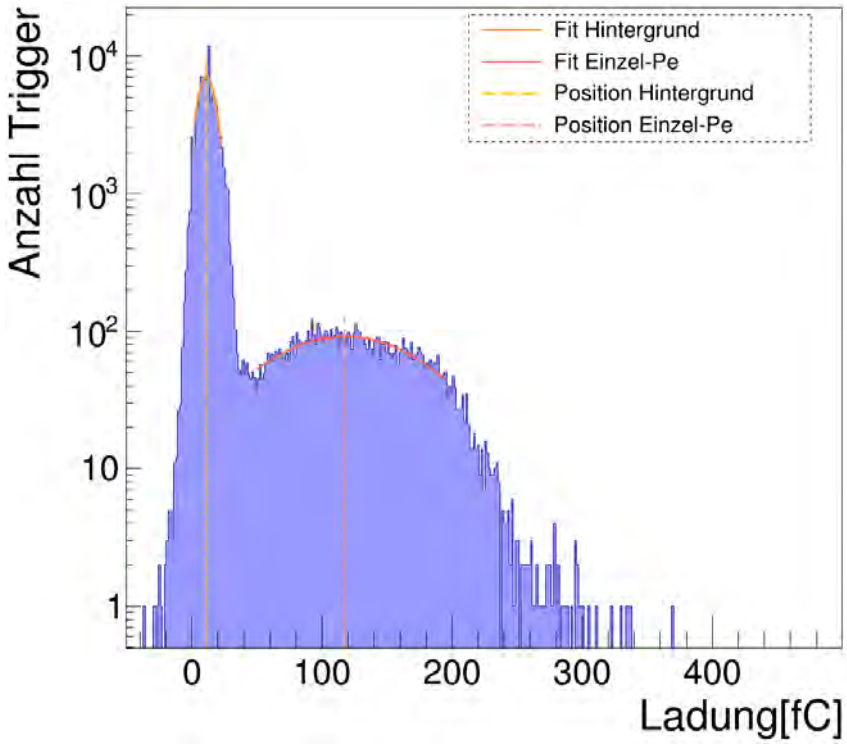


Abbildung A.5: Dargestellt ist ein, für die absolute Kalibration entstandenes Einzelphotonen-Ladungshistogram, welches für den PMT DG4800 bei der Betriebsspannung HV_4 mit dem 50 MHz-Tiefpass aufgenommen wurde. Durch die Auswertung aus Kapitel 5 ergibt sich ein effektive Lage des Einzelphotonen-Peaks bei 106(1)fC.

B. Tabellen

Tabelle B.1: Dargestellt sind die gemessenen Anteile von Triggerpulsen ohne erzeugte Photoelektronen, in Abhängigkeit des Schwellenwerts. Die Werte sind in Abbildung 5.2 grafisch dargestellt. Es wurden die PMT-Signale von 25.000 Triggerpulsen ausgewertet. Die Fehler werden als poissonverteilt angenommen.

Schwellenwert [LSB]	Anteil Triggerpulse ohne Photoelektronen
1	0.210(3)
2	0.662(5)
3	0.824(6)
4	0.835(6)
5	0.837(6)
6	0.838(6)

Tabelle B.2: Dargestellt sind die von Neapel in [14] kalibrierten $G(HV)$-Werte für die sechs hier kalibrierten Photomultiplier, dessen Seriennummern mit „DF“ beginnen. Dabei sind jeweils die gemessenen Betriebsspannungen für ein Gain von $5 \cdot 10^4$, sowie $7 \cdot 10^5$ angegeben. Für die PMTs mit Seriennummer DF6169 und DF8435 sind jeweils 2 Werte angegeben, da hier die mit den Fit-Parametern aus Anhang B.3 berechneten Werte nicht mit den in [14] veröffentlichten Betriebsspannungen übereinstimmen. Der jeweils linke Wert entspricht dabei den Angaben von Neapel und der rechte den Berechnungen per Fit. Da dieser Widerspruch in den Angaben erst nach den, für diese Arbeit durchgeführten Messungen aufgefallen ist, wurden bei der Kalibration des Gains die links stehenden Betriebsspannungen verwendet.

Serien Nr.	HV für G=$5 \cdot 10^4$ [V]	HV für G=$7 \cdot 10^5$ [V]
DF6092	806	1322
DF6106	754	1243
DF6110	778	1282
DF6169	809/821	1335/1346
DF8435	757/758	1243/1240
DF9252	817	1366

Tabelle B.3: Dargestellt sind die Parameter A und k, sowie das reduzierte Chi-Quadrat χ^2/ndf, welche sich innerhalb der Kalibration von Neapel für den Fit der Gain(HV)-Werte der drei PMT ergeben. Es wurde auch der Fit-Ansatz aus Gleichung 3.2 verwendet [14].

Serien Nr.	$A_{Nea}[10^{-11}]$	k_{Nea}	$(\chi^2/ndf)_{Nea}$
DF6110	2,7(2)	5,28(1)	30,3
DF6169	1,39(9)	5,34(1)	3,73
DF8435	1,9(1)	5,36(5)	54,0

Tabelle B.4: Dargestellt sind die von Hamamatsu kalibrierten Betriebsspannungen für zwei feste Gain-Werte. Dabei wurde jeweils für ein Gain von $5 \cdot 10^4$ und ein Gain von $7 \cdot 10^5$ die Betriebsspannung gemessen.

Serien Nr.	HV für G=$5 \cdot 10^4$ [V]	HV für $7 \cdot 10^5$ [V]
DF6092	809	1328
DF6106	779	1262
DF6110	773	1258
DF6169	814	1336
DF8435	778	1257
DF9252	777	1282
DG4174	751	1213
DG4349	752	1200
DG4800	760	1218

Literatur

[1] K.S. Caballero-Mora; Pierre Auger Collaboration. "The Fluorescence Detector of the Pierre Auger Observatory". In: *Journal of Physics: Conference Series 293012036* (2011).

[2] Hamamatsu Photonics K.K. Editorial Committee. *Photomultiplier Tubes: Basics and Applications*. 3.Auflage. Hamamatsu Photonics K.K. Electron Tube Division, (2007).

[3] W.R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-to Approach*. 2.Auflage. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1994.

[4] S.O. Flyckt; C. Marmonier. *Photomultiplier Tubes: principles and applications*. 2.Auflage. Photonis, Brive, France, (2002). URL: `https://www2.pv.infn.it/~debari/doc/Flyckt_Marmonier.pdf`.

[5] M.A.L. de Oliveira u.a. "Manufacturing the Schmidt corrector lens for the Pierre Auger Observatory". In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 522* (2004), S. 360–370.

[6] *Photomultiplier Tube R9420*. 2014. URL: `https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/R9420_TPMH1296E.pdf`.

[7] Pierre Auger Collaboration. *A Hybrid Detector*. Aufgerufen am 11.5.2021. URL: `https://www.auger.org/index.php/observatory/auger-hybrid-detector`.

[8] Pierre Auger Collaboration. "The Fluorescence Detector of the Pierre Auger Observatory". In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 620* (2010), S. 227–251.

[9] Pierre Auger Collaboration. "The Pierre Auger Cosmic Ray Observatory". In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 798* (2015), S. 172–213.

[10] Pierre Auger Collaboration. "The Pierre Auger Observatory Upgrade „Auger Prime": Preliminary Design Report". In: (2016). arXiv: `1604.03637`.

[11] J. Hoffmann; Foto der Pierre Auger Collaboration. (2007). URL: `https://www.kit.edu/kit/english/1840_281.php`.

[12] *ROOT: Data Analysis Framework*. URL: `https://root.cern.ch/`.

[13] B.K. Lubsandorzhiev u.a. "Studies of prepulses and late pulses in the 8" electron tubes series of photomultipliers". In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 442* (2000), S. 452–458.

[14] F. Barbato u.a. "Results of the test on the first 40 SSD-PMTS (Hamamatsu R9420) with the Napoli test facility". Forschungsnotiz der Pierre Auger Kollaboration GAP2020-060. (2020).

[15] K.-H. Becker u.a. "Development of bases and qualification tests of Photomultiplier Tubes for the AugerPrime scintillation detectors". In: *37th International Cosmic Ray Conference(ICRC)*. (2021).

[16] R.Saldanha u.a. "Model independent approach to the single photoelectron calibration of photomultiplier tubes". In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 863* (2017), S. 35–46.

[17] N. Weimer. *Winkelabhängigkeit der Einzelphoton-Nachweiseffizienz eines Multianodenphotomultipliers*. (2019). URL: `https://astro.uni-wuppertal.de/fileadmin/physik/astro/mainpage/publications/theses/Bachelor/Weimer-BSc.pdf`.

Name, Vorname: Wenning, Jan Moritz

Erklärung

gem. § 12 Abs. 7 Prüfungsordnung 2007/2012

Hiermit erkläre ich, dass ich die von mir eingereichte Abschlussarbeit (Bachelor-Thesis) selbständig 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 Angabe der Quelle als Entlehnung kenntlich gemacht habe.

Wuppertal, 9.11.21
Datum

J. Wenning
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.

Wuppertal, 9.11.21
Datum

J. Wenning
Unterschrift