

**Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg**

Bachelorarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Tobias Hartwig
geboren in Mannheim

Februar 2013

Messung der Zeitauflösung eines Szintillator-SiPM-Systems für den Kacheldetektor des Mu3e-Experiments

Diese Bachelorarbeit wurde verfasst von

Tobias Hartwig

am

Kirchhoff-Institut für Physik in Heidelberg

unter der Betreuung von

Prof. Dr. Hans-Christian Schultz-Coulon

Zusammenfassung

Das Mu3e-Experiment beabsichtigt, den nach dem Standardmodell verbotenen Zerfall $\mu \rightarrow eee$ mit einer Sensitivität von einem aus 10^{16} Zerfällen bei einem Konfidenzniveau von 90 % zu suchen. Diverse Modelle jenseits des Standardmodells sagen eine Wahrscheinlichkeit des Zerfalls voraus, die in experimentell zugänglichen Bereichen liegt. Ein Nachweis des Zerfalls $\mu \rightarrow eee$ wäre somit ein deutlicher Hinweis auf Physik jenseits des Standardmodells. Dafür ist ein Detektor in der Entwicklung, der über äußerst präzise Vertex-, Zeit- und Impulsauflösung verfügen muss, um Untergrund zu reduzieren und den gesuchten Zerfall eindeutig identifizieren zu können. Der sogenannte Kachel-detektor, ein Teilmodul des gesamten Detektors, ist dafür vorgesehen, Koinzidenzen der Zerfallsteilchen mit einer Zeitauflösung von unter 100 ps nachzuweisen. Dies soll durch organische Szintillatoren erfolgen, die kurze Lichtpulse mit schneller Anstiegs- und Abklingzeit sowie eine gute Lichtausbeute aufweisen. Deren Signale sollen mit Silizium-Photomultipliern (SiPMs) abgelesen werden. Diese Pixel-Photodetektoren verfügen über eine sehr gute Zeitauflösung. Diese Arbeit untersucht den Szintillator auf dessen Transmission und Anregungsverhalten. Des Weiteren werden Zeitauf Lösungsmessungen mit einer Kombination aus Szintillator und SiPM durchgeführt, indem Teilchentreffer mit einem UV-Laser simuliert werden. Dabei wird der Einfluss unterschiedlicher Betriebsparameter wie beispielsweise die Lichtintensität untersucht. Bei einem Vergleich der Zeitauflösung unterschiedlicher SiPMs erreicht ein SiPM des Herstellers KETEK mit einer aktiven Fläche von $3 \times 3 \text{ mm}^2$ den besten Wert. Er erzielt eine Zeitauflösung von 45 ps (rms) für eine mittlere zu erwartende Lichtemission des Szintillators. Auch der Einsatz von Spiegelfolie um die Szintillatorkacheln wird auf seinen Einfluss auf die Zeitauflösung untersucht.

Abstract

The Mu3e-Experiment aims to search for the decay $\mu \rightarrow eee$ with a sensitivity in one of 10^{16} decays at 90 % confidence level. This decay is forbidden in the SM, however, several existing models beyond the Standard Model predict a branching ratio in an experimentally accessible range. The detection of such a decay would therefore be a clear sign of new physics beyond the Standard Model. In order to achieve the desired sensitivity a detector with extremely precise vertex, time and momentum resolution is currently developed which is necessary to sufficiently suppress background and distinctly identify the searched decay. The so called tile detector, which is part of the whole detector, is designed to measure the coincidence of the decay particles with a time resolution better than 100 ps. The detector consists of organic scintillating tiles which provide short light pulses with a fast rise and decay time as well as a good light yield. The scintillator is read out by Silicon Photomultipliers (SiPMs). These pixelated photo detectors feature a very good time resolution. This thesis analyzes the transmission and the excitation behavior of the scintillator. Furthermore time resolution measurements are done with a combination of a scintillator and SiPMs by simulating particle hits in the scintillator with light pulses of an UV laser. The influence on timing of different operating parameters like light intensity are evaluated. In a comparison of the time resolution of various SiPMs a $3 \times 3 \text{ mm}^2$ sized SiPM of the manufacturer KETEK achieves the best resolution. A time resolution of 45 ps (rms) is yielded for the expected mean light emission of the scintillator. As well tests with reflecting foil surrounding the tile are performed to study its effect on time resolution.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1 Einleitung	1
2 Grundlagen	3
2.1 Das Mu3e-Experiment	3
2.1.1 Theorie	3
2.1.2 Der Detektor	4
2.2 Szintillatoren	6
2.2.1 Anorganische Szintillatoren	6
2.2.2 Organische Szintillatoren	7
2.3 Silizium-Photomultiplier	8
3 Charakterisierung des Szintillators	15
3.1 Der Szintillator	15
3.2 Bestimmung der Transmission des Szintillators	16
3.3 Vergleich der Anregung mit UV-Licht und ^{22}Na	19
4 Messungen zur Zeitauflösung	27
4.1 Zu vergleichende SiPMs	27
4.2 Bestimmung der Durchbruchspannung	28
4.3 Messung der Zeitauflösung	31
5 Zusammenfassung	41
A LabView-Programm zur Transmissionsmessung	43
Literatur	45

1 Einleitung

Das Standardmodell (SM) ist die Grundlage der Elementarteilchenphysik. Es beschreibt die verschiedenen Teilchen und ihre Wechselwirkungen miteinander. Nahezu alle bis jetzt stattgefundenen teilchenphysikalischen Beobachtungen können durch diese Theorie erklärt werden. Es kann jedoch noch nicht als vollständig angesehen werden. Beispielsweise wird die gravitative Wechselwirkung nicht mit einbezogen, und auch die nachgewiesene von Null verschiedene Ruhemasse der Neutrinos wird durch das SM nicht erklärt. Auch die Existenz dunkler Materie stellt das Modell vor Probleme. Zurzeit werden mehrere Experimente durchgeführt, die eine konsistente Erweiterung des Standardmodells erforschen und hervorbringen sollen. Im Standardmodell ist die Leptonzahl erhalten. Erweitert man es um die beispielsweise beobachtete Neutrino-Oszillation, so sind leptonzahl-verletzende Zerfälle eingeschränkt möglich, allerdings mit einer Wahrscheinlichkeit weit jenseits möglicher experimentell realisierbarer Sensitivitätsgrenzen. Der Nachweis eines solchen leptonzahl-verletzenden Zerfalls mit erheblich höherer Wahrscheinlichkeit wäre ein deutlicher Hinweis auf neue Physik jenseits des Standardmodells.

Das Mu3e-Experiment beabsichtigt nach dem leptonzahl-verletzenden Zerfall $\mu \rightarrow eee$ zu suchen. Dabei wird eine Sensitivität von einem aus 10^{16} Myon-Zerfällen angestrebt [1]. Dies macht eine sehr hohe Rate an Myon-Zerfällen sowie sehr präzise Vertex-, Zeit- und Impulsauflösung der einzelnen Detektorkomponenten notwendig. Ein Teil des Detektors, der sogenannte Kacheldetektor, ist dafür konzipiert, die Koinzidenz dreier aus einem Zerfall stammender Teilchen nachzuweisen und Zufallskoinzidenzen durch kombinatorischen Untergrund aus anderen Zerfällen zu reduzieren. Daher ist eine sehr gute zeitliche Auflösung von unter 100 ps notwendig. Zum Nachweis der Zerfallsteilchen sollen organische Szintillatoren verwendet werden, die über ein schnelles Ansprechverhalten und damit eine sehr gute Zeitauflösung verfügen. Für die Detektion des dabei entstehenden Szintillationslichts bietet sich eine neuartige Klasse von Detektoren, die Silizium-Photomultiplier (SiPM) an, die ebenfalls eine sehr gute Zeitauflösung aufweisen. Diese auf Halbleitertechnologie basierenden Photodetektoren haben eine ähnlich gute Effizienz und Verstärkung wie Photomultiplier-Röhren, sind ihnen jedoch in vielen weiteren Eigenschaften, wie der kompakten Bauweise und der Insensitivität gegenüber Magnetfeldern, überlegen. Eben diese Eigenschaften sind für das Mu3e-Experiment von großem Nutzen.

Diese Arbeit gibt einen Überblick über mögliche Zeitaufösungen der Kombination aus Szintillator und SiPMs sowie über verschiedene Faktoren, die Einfluss auf die resultierende Zeitauflösung haben. Messungen haben ergeben, dass es möglich ist, Treffer von Elektronen im Szintillator durch Pulse eines UV-Lasers zu simulieren. Damit wurden erste Messungen zur Zeitauflösung durchgeführt. Es wurden Signale mit aus einer Simulation folgenden typischen Intensität simuliert. Dabei wurde auf verschiedene Einstellungen der Auslese und Konfigurationen eingegangen. SiPMs diverser Größen und von verschiedenen Herstellern wurden

bezüglich ihrer Zeitauflösung und Eignung für das Experiment untersucht. Auch der Einsatz von Spiegelfolie um die Szintillatorkacheln, wie er für Mu3e geplant ist, wurde in die Messungen einbezogen.

In Kapitel 2 wird ein kurzer Überblick über die Theorie des Mu3e-Experiments und den dafür entworfenen Detektor sowie über die für die Koinzidenzmessung wichtigen Szintillatoren und Silizium-Photomultiplier gegeben. Der Szintillator wird in Kapitel 3 auf seine Transmission und sein Ansprechverhalten auf verschiedene Anregungen hin untersucht. Kapitel 4 untersucht die Zeitauflösung des Szintillator-SiPM-Systems im Hinblick auf verschiedene Konfigurationen und Signalstärken. Außerdem werden für das Mu3e-Experiment mögliche SiPMs miteinander verglichen. Schließlich folgt in Kapitel 5 eine Zusammenfassung der Messergebnisse und ein Ausblick auf weitere Messungen und Experimente.

2 Grundlagen

2.1 Das Mu3e-Experiment

Das Mu3e-Experiment beabsichtigt, den leptonzahl-verletzenden Zerfall $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$ mit einer Sensitivität von einem in 10^{16} Myon-Zerfällen bei einem Konfidenzniveau (engl. confidence level (CL)) von 90 % zu suchen [1]. Diese Sensitivität ist um vier Größenordnungen höher als vorangegangene Experimente.

2.1.1 Theorie

Gemäß dem Standardmodell der Teilchenphysik ist die Leptonzahl jeder Familie, auch Lepton-Flavor genannt, eine Erhaltungsgröße. Der Zerfall $\mu \rightarrow eee$ ist daher nach dem Standardmodell verboten. Erst eine Erweiterung des Standardmodells macht es möglich diesen Zerfall zu erklären. Abbildung 2.1a zeigt ein Feynman-Diagramm für den Zerfall $\mu \rightarrow eee$, der hier durch die bereits beobachtete Neutrino-Oszillation ermöglicht wird. Neutrinos aus der Myon-Neutrino-Generation gehen in die der Elektron-Neutrino-Generation über. Dabei bleibt zwar nicht die Familie, dafür aber noch immer die Anzahl der Neutrinos erhalten. Ein solcher Zerfallskanal wird jedoch auf ein Verzweigungsverhältnis von $B \ll 10^{-50}$ stark unterdrückt. Würden durch das Mu3e-Experiment innerhalb der angestrebten Sensitivitätsgrenzen derartige Zerfälle beobachtet werden, so wäre dies ein deutlicher Hinweis auf neue Physik jenseits des Standardmodells. Hierfür existieren mehrere Modelle, wie zum Beispiel die Einführung von supersymmetrischen (SUSY) Teilchen, die ein wesentlich höheres Verzweigungsverhältnis für den Lepton-Flavor verletzende Zerfälle prognostizieren, als es durch die Neutrino-Oszillation der Fall ist. Dadurch könnte das Verzweigungsverhältnis in experimentell zugängliche Größenordnungen angehoben werden. In Abbildung 2.1b ist der Zerfall $\mu \rightarrow eee$ durch SUSY-Teilchen zu sehen.

Bisher konnte zwar die Leptonzahl-Verletzung von ungeladenen Leptonen, den Neutrinos, nachgewiesen werden, allerdings konnte noch kein Zerfall von geladenen Leptonen beobachtet werden, bei dem es zu einer Verletzung des Lepton-Flavors kommt. Bisherige Experimente wie *SINDRUM*¹ konnten für den Zerfall $\mu \rightarrow eee$ ein Verzweigungsverhältnis $B(\mu \rightarrow eee) < 1,0 \cdot 10^{-12}$ bei einem Konfidenzniveau von 90 % angeben. *MEG*² konnte für den ebenfalls leptonzahl-verletzenden Zerfall $\mu \rightarrow e\gamma$ ein Limit von $B(\mu \rightarrow e\gamma) < 2,4 \cdot 10^{-12}$ bei 90 % CL setzen.

¹1983-1986 am Paul-Scherrer-Institut (PSI) in Villigen (Schweiz) durchgeführt

²seit 2008 am Paul-Scherrer-Institut in Betrieb

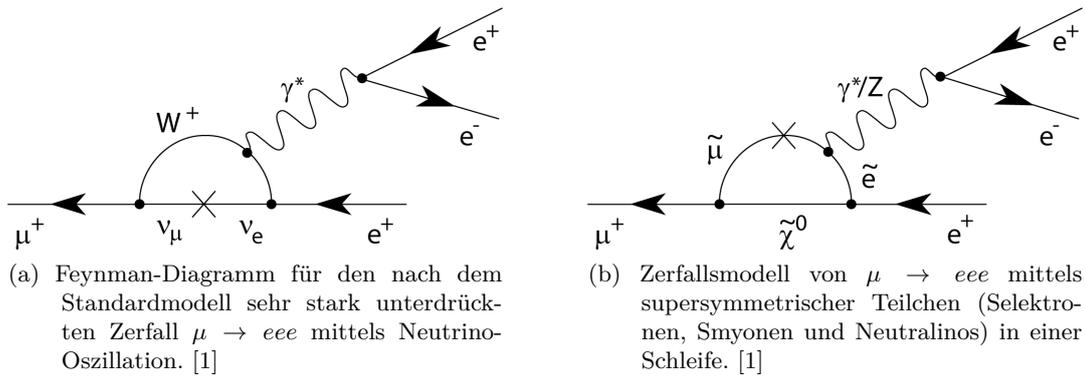


Abbildung 2.1: Zwei verschiedene Modelle, die den Zerfall $\mu \rightarrow eee$ beschreiben.

2.1.2 Der Detektor

Die angestrebte Sensitivität von 10^{-16} erfordert mindestens 10^9 Myonen pro Sekunde, um eine genügend große Anzahl an Zerfällen während der Laufzeit von einem Jahr zu erreichen [1]. Diese hohe Rate ($2 \cdot 10^9$ in Phase II) soll durch einen verbesserten Myon-Strahl am PSI erreicht werden. Abbildung 2.2 zeigt eine schematische Zeichnung des geplanten Detektors. Die Myonen gelangen auf ein Target aus Aluminium, das die Form eines hohlen Doppelkegels hat. Simulationen haben ergeben, dass bei einer Wandstärke zwischen 30 und $80 \mu\text{m}$ etwa 83 % der auftreffenden Myonen gestoppt werden und dort zerfallen. Für den gesuchten Zerfall gilt die Impulserhaltung

$$\sum_{i=1}^3 \vec{p}_i = 0, \quad (2.1)$$

die besagt, dass sich die Einzelimpulse der drei Zerfallsteilchen vektoriell zu Null addieren müssen, und die Energieerhaltung

$$\sum_{i=1}^3 E_i = m_\mu c^2, \quad (2.2)$$

nach der die Summe der Energien der Zerfallsteilchen gleich der Ruhemasse des Myons³ sein muss. Die Energie der Elektronen beträgt zwischen 0 und 53 MeV, also maximal die Hälfte der Myonmasse. Ohne äußere Einflüsse liegen die Bahnen aller Zerfallsteilchen in einer Ebene. Da sich der Detektor jedoch in einem Magnetfeld von 1 bis 1,5 T befindet, bewegen sich die Zerfallsprodukte aufgrund ihrer Ladung auf Helices, die, je nachdem ob es sich um ein Elektron oder ein Positron handelt, im oder gegen den Uhrzeigersinn verlaufen.

Die hohe Zerfallsrate im Experiment erfordert Detektoren, die ein sehr schnelles Ansprechverhalten und eine kurze Totzeit aufweisen, damit möglichst viele Zerfälle registriert werden können. Eine weitere große Herausforderung ist die Unterdrückung des Untergrunds. Dominanter Bestandteil des Untergrunds ist der nach dem Standardmodell erlaubte Zerfall

³105,7 MeV/c² [2]

$\mu^+ \rightarrow e^+ e^- e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$ mit einem Verzweungsverhältnis von $3,4 \cdot 10^{-5}$ [2]. Die Neutrinos dieses Zerfalls können vom Detektor nicht nachgewiesen werden. Da diese einen gewissen Teil des Impulses und der Gesamtenergie ausmachen, verschwindet die Vektorsumme der Impulse der Zerfallsteilchen nicht mehr, und die Energiesumme der detektierten Elektronen entspricht nicht mehr der Myonmasse. Daher ist es durch sehr präzise Impulsmessungen möglich diesen Zerfall von $\mu \rightarrow eee$ zu unterscheiden. Ein weiterer Beitrag zum Untergrund wird durch zufällige Koinzidenzen verursacht. Der Zerfall $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$, der ein Verzweungsverhältnis von nahezu 100 % [2] hat (Michel-Zerfall) erzeugt Positronen. Diese können beispielsweise durch Bhabha-Streuung zu Elektron-Positron-Paaren aus einem gemeinsamen Vertex führen. Auch können aus Photonen, die bei anderen Myon-Zerfällen entstehen, Positronen entstehen. Zusammen können diese Zerfälle zu Signalen im Detektor führen, die denen des Zerfalls $\mu \rightarrow eee$ gleichen. Folglich ist zur Unterdrückung des Untergrunds eine sehr genaue Zeit- und Ortsauflösung der einzelnen Komponenten des Detektors notwendig, was Zufallskoinzidenzen einschränkt und verlässliche Vertexrekonstruktion ermöglicht.

Der Detektor ist aus fünf gleich großen Modulen aufgebaut. Im mittleren Teil, nahe um das Target, befinden sich zwei konzentrische Lagen von HV-MAPS⁴, die inneren Pixellagen. Diese Detektoren sind äußerst dünn ($< 50 \mu\text{m}$), um Vielfachstreuung der Elektronen zu verringern, haben eine Zeitauflösung von circa 50 ns und sind für die Rekonstruktion der Teilchenspuren verantwortlich. Die äußeren Pixellagen aller fünf Module bestehen ebenfalls aus HV-MAPS-Pixellagen zur Impulsbestimmung der Zerfallsteilchen. Die Lagen der äußeren vier Module werden Recurl-Pixellagen genannt. Unterhalb der äußeren Schicht im mittleren Modul sind szintillierende Fasern vorgesehen. Diese sind für die Ankunftszeitbestimmung der Zerfallsteilchen vorgesehen, die nicht in die Recurl-Pixellagen gelangen.

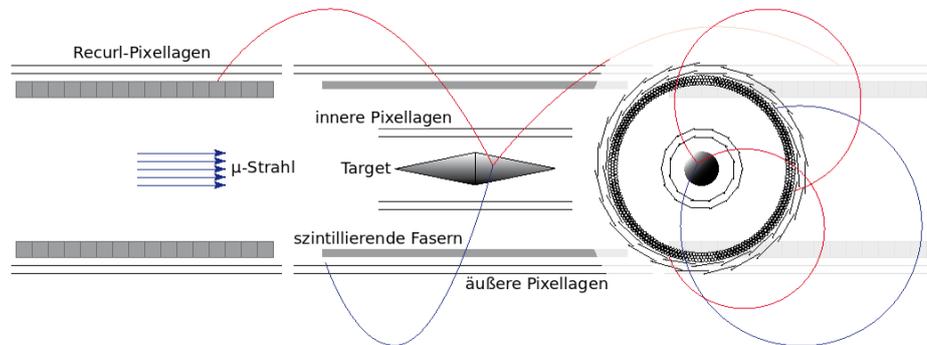


Abbildung 2.2: Schematische Zeichnung des Mu3e-Detektors. Links ist die Seitenansicht zu sehen, rechts die Ansicht in Richtung des Myon-Strahls. [1]

Unter den Pixellagen der äußeren vier Detektormodule befindet sich ein System aus szintillierenden Kacheln, die für die Flugzeitbestimmung der Elektronen konzipiert sind. Jede dieser Kacheln wird über einen Silizium-Photomultiplier (siehe Abschnitt 2.3) abgelesen, da dieser viele Vorteile und eine exzellente Zeitauflösung bietet. Um Zufallskoinzidenzen zu minimieren ist hier eine Zeitauflösung unter 100 ps als Ziel gesetzt. Jedes der vier Module besteht aus etwa 2300 szintillierenden Kacheln der Größe $8,5 \times 7,5 \times 5 \text{ mm}^3$, die einzeln von Spiegelfolie

⁴High Voltage Monolithic Active Pixel Sensors

umgeben sind, um die Lichtausbeute zu erhöhen. Eine schematische Zeichnung des Kachel-detektors ist in Abbildung 2.3 zu sehen. Für die äußersten zwei Module kann die Anzahl an Kacheln aufgrund der geringeren Trefferrate auch reduziert werden. Idealerweise hat das Ansprechverhalten der Kacheln eine kurze Anstiegs- und Abklingzeit sowie eine hohe Lichtausbeute. Wichtig für die SiPMs sind eine ebenfalls kurze Pulsbreite, um schnell nachfolgende Treffer registrieren und die Effizienz erhöhen zu können, sowie eine hohe Verstärkung und Photondetektionseffizienz, was das resultierende Signal vergrößert und damit auch die Zeitauflösung verbessert. Das Signal des Photomultipliers soll voraussichtlich mit STiC⁵, einem 16-Kanal-ASIC⁶, weiterverarbeitet werden, der über einen schnellen Diskriminator und einen TDC (**T**ime to **D**igital **C**onverter) verfügt, der die Zeitinformation der Signale digitalisiert [3]. Eine Alternative stellt der DRS Sampling Chip dar, der die Signalformen der SiPMs digitalisiert.

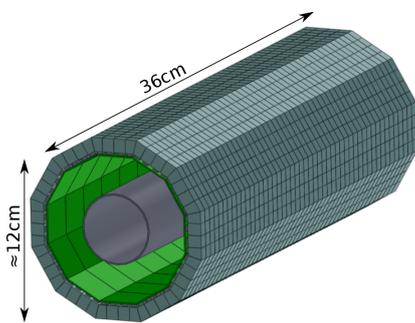


Abbildung 2.3: Schematische Zeichnung eines Kachel-detektor-Moduls, bestehend aus 48×48 Kacheln mit vorläufigen Abmessungen. Unter jeder Kachel befindet sich ein SiPM. Jede der grünen Leiterplatten, genannt PCBs, auf denen sich der Auslesechip befindet, ist mit jeweils 4×4 SiPMs verbunden. In der Mitte befindet sich ein Rohr, durch das der Strahl verläuft.

Die Messungen in dieser Arbeit konzentrieren sich auf Zeitauf Lösungsmessungen von Szintillatoren und SiPMs, wie sie für diese Kachel-detektor-Module eingesetzt werden sollen.

2.2 Szintillatoren

Szintillatoren gehören zu den frühesten Nachweismethoden für Kernstrahlung. Sie haben die Aufgabe, ihre durch Ionisation von geladenen Teilchen hervorgerufene Anregung in sichtbares Licht umzuwandeln und dieses selbst oder über Lichtleiter zu einem optischen Detektor, wie Photomultipliern oder Photodioden, zu leiten. Man unterscheidet drei verschiedene Szintillatorkategorien: anorganische, organische und gasförmige Szintillatoren. Die Funktionsweisen unterscheiden sich grundlegend.

2.2.1 Anorganische Szintillatoren

Bei anorganischen Szintillatoren handelt es sich um mit Fremdatomen, sogenannten Farb- oder Aktivatorzentren, dotierte Einkristalle. Diese sind für gewöhnlich Isolatoren und haben daher ein voll besetztes Valenzband, aber ein leeres Leitungsband. Die beiden Bänder

⁵Silicon Photomultiplier **T**iming **C**hip

⁶Application Specific Integrated Circuit: anwendungsspezifischer integrierter Schaltkreis

sind etwa 5 bis 10 eV voneinander getrennt. Durch die Farbzentren werden Energieniveaus zwischen diesen beiden Bändern eingefügt. Wechselwirkt nun ein Teilchen mit dem Kristall, so kann die Energie ausreichen, um ein Elektron aus dem Valenzband in das Leitungsband anzuheben. Das Elektron ist im Leitungsband frei beweglich und hinterlässt im Valenzband ein Loch. Es kann allerdings auch ein Elektron-Loch-Paar entstehen, das einen gebundenen Zustand, genannt Exziton, eingeht, wenn die Energiedeposition des Teilchens nicht ausreichend hoch für eine Anregung ins Leitungsband ist. Das freie Elektron kann darauf mit einem Loch rekombinieren und nicht sichtbare Photonen mit der Energie der Bandlücke emittieren, deren Energie für weitere Anregung ausreicht. Gleiches gilt für den Zerfall des Exzitons. Da die Elektronen und Exzitonen im Kristallgitter frei beweglich sind, können diese die Energieniveaus der Aktivatorzentren durch strahlungslose Energieübergänge besetzen und schließlich unter Emission von sichtbaren Photonen oder Phononen an das Kristallgitter zerfallen. Die Abklingzeit des Szintillators hängt von der Lebensdauer der angeregten Zustände ab und beträgt in der Regel mehrere 10 oder 100 ns. Der häufig in der Positronen-Emissions-Tomographie für Energiemessungen verwendete Szintillator $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ hat eine Abklingzeit von 350 ns [4].

2.2.2 Organische Szintillatoren

Der Szintillationsvorgang von organischen Szintillatoren erfolgt durch Anregung von Elektronen in höherenergetische Molekülorbitale und deren resultierende Fluoreszenz. Diese Szintillatoren bestehen im Wesentlichen aus drei Komponenten. Ein Basismaterial, bestehend aus einem Polymer mit aromatischen Kohlenwasserstoffverbindungen, wird durch einfallende Teilchen in höhere Energiezustände angeregt. Diese Zustände zerfallen unter Abgabe von Fluoreszenzlicht. Aufgrund der nur sehr geringen Lichtausbeute, und weil das Material für sein eigenes Licht, das im UV-Bereich liegt, nur vernachlässigbar transparent ist, wird ein weiterer Fluoreszenzstoff, der sogenannte primäre Fluorophor hinzugefügt. Dieser absorbiert nun das Fluoreszenzlicht des Basismaterials und emittiert es effizient wieder mit einer größeren Wellenlänge im nahen UV- und sichtbaren blauen Spektralbereich. Um die Absorptionslänge weiter zu erhöhen und das Licht in einen für Photodetektoren messbaren Bereich zu verschieben, wird ein zweiter Fluoreszenzstoff, der sogenannte Wellenlängenschieber, hinzugegeben. Dieser konvertiert das Licht weiter in den sichtbaren Bereich, was oft in einer Emission von blauem oder grünem Licht resultiert. Durch Hinzufügen unterschiedlicher oder zusätzlicher Wellenlängenschieber kann das Emissionsspektrum an die spektrale Empfindlichkeit des verwendeten Photodetektors angepasst werden. Ein großer Vorteil ist, dass diese Szintillatoren mit Hilfe von polymerisierenden Stoffen in beliebige Formen gebracht oder in organischen Flüssigkeiten gelöst werden können, was eine individuelle Anpassung an das Experiment ermöglicht. Ein weiterer bedeutender Vorteil von organischen Szintillatoren sind die wesentlich kürzeren Abklingzeiten von einigen Nanosekunden im Vergleich zu anorganischen Szintillatoren, allerdings ist die Lichtausbeute etwas geringer. Wegen des schnellen Ansprechverhaltens werden diese Szintillatoren oft in Experimenten eingesetzt, in denen Zeitmessungen wichtig sind. Häufig verwendet werden die Basis Polyvinyltoluen oder Polystyrol, sowie der Fluoreszenzstoff PBD (maximale Emissionswellenlänge $\lambda_{max} = 360$ nm, Abklingzeit 1,2 ns) und der Wellenlängenschieber POPOP ($\lambda_{max} = 420$ nm, Abklingzeit 1,6 ns) [4].

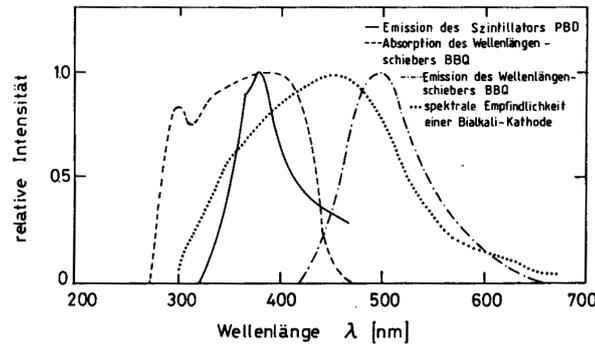


Abbildung 2.4: Gegenseitige Abstimmung der Absorptions- bzw. Emissionsspektren von primärem Fluorophor, Wellenlängenschieber und Detektor. [4]

2.3 Silizium-Photomultiplier

Ein Silizium-Photomultiplier ist ein Photodetektor auf Siliziumbasis, der typischerweise aus mehreren hundert bis tausend Pixeln pro mm^2 aufgebaut ist. Jedes dieser Pixel besteht aus einer sogenannten *Avalanche-Photodiode* (APD). Diese APDs können als das Halbleiteräquivalent zu Photomultiplirröhren betrachtet werden. Sie bestehen wie auch herkömmliche Photodioden aus einem unterschiedlich dotierten Halbleiter, wie beispielsweise Silizium. Ein typisches Dotierungsprofil und der Aufbau einer solchen APD ist in Abbildung 2.5 zu sehen. Hier handelt es sich um eine $n^+p\pi p^+$ -Dotierung [5]. Von negativer (n-) Dotierung spricht man, wenn 5-wertige Atome in das 4-wertige Silizium eingebracht werden und dadurch im Kristall ein freies Elektron vorhanden ist, was zur Leitung beiträgt. Bei der p-Dotierung werden 3-wertige Atome in das Gitter eingefügt und durch das fehlende Elektron entsteht ein sogenanntes positiv geladenes Loch, was ebenfalls zur Leitung beiträgt. Das Plus hinter n und p steht für besonders starke Dotierung. Eine π -Dotierung ist eine sehr schwache p-Dotierung, sodass die Ladungsträgerdichte der Löcher und Elektronen nahezu identisch ist und damit intrinsischem Silizium gleicht. Bei SiPMs werden die APDs mit einer hohen Spannung ($\sim 100\text{ V}$) in Sperrrichtung betrieben. Dadurch wird eine große Verarmungszone am Übergang von der n^+ -Schicht zur p-Schicht erreicht, was zu einem hohen elektrischen Feld an dieser Stelle führt. Wenn in der π -Schicht von außen durch die sehr dünne n^+ - und p-Schicht einfallende Photonen über den inneren Photoeffekt absorbiert werden, führt dies zur Bildung von Elektron-Loch-Paaren. Durch die angelegte Spannung driften die Löcher über die p^+ -Schicht zur Elektrode. Die Elektronen driften dagegen zur $p\text{-}n^+$ -Schicht. Durch das sehr hohe elektrische Feld zwischen der n^+ - und p-Schicht werden die Elektronen stark beschleunigt und können durch Stoßionisation zusätzliche Elektron-Loch-Paare erzeugen, wenn sie genug kinetische Energie durch die Beschleunigung erhalten haben. Auch die so erzeugten Teilchen können bei ausreichender Beschleunigung weitere Stoßionisationen herbeiführen. Es kommt zur Entstehung einer Lawine. Aufgrund der hohen Verstärkung von Ladungsträgern wird dieses Gebiet auch Multiplikationszone genannt. Die Stoßionisation ist für Löcher und Elektronen unterschiedlich stark ausgeprägt. Ein Maß hierfür liefert der Stoßionisationskoeffizient α . Je größer α , desto mehr Stoßionisationen finden pro zurückgelegter Wegstrecke statt. In Silizium haben die Elektronen (α_n) einen höheren Koeffizienten als die Löcher (α_p),

in Germanium ist es umgekehrt.

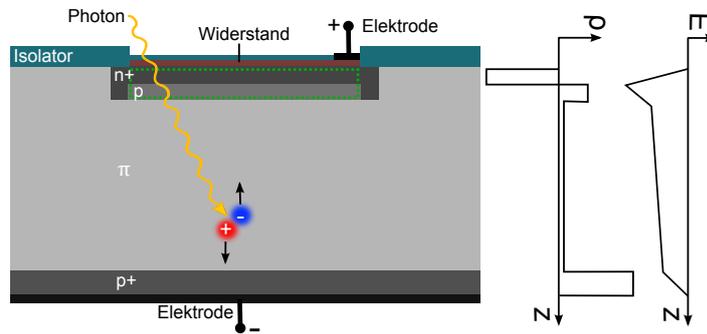


Abbildung 2.5: Aufbau sowie Dotierungsprofil und elektrisches Feld einer Avalanche-Photodiode. Grün eingezeichnet ist die Multiplikationszone. (Nach [6] und [5])

Die APD kann in zwei verschiedenen Modi betrieben werden. Ist die angelegte Spannung kleiner als die Durchbruchspannung U_{break} des pn-Übergangs, so ist das Ausgangssignal proportional zur Anzahl der einfallenden Photonen, und man spricht vom proportionalen Modus. In diesem Fall findet nur durch Elektronen Stoßionisation statt. Sind diese alle am oberen Metallkontakt angelangt, so ist die Lawine beendet. Im *Geiger-Modus* hingegen, in dem die Diode über der Durchbruchspannung betrieben wird, können auch die durch die Lawine erzeugten Löcher Stoßionisation verursachen, da mit steigendem E-Feld auch α_p zunimmt. Die Lawine kann sich so über die gesamte Multiplikationszone ausbreiten und erhält sich selbst aufrecht (Abbildung 2.7). Es kommt zum Lawinendurchbruch. Der so erzeugte Strom würde bis zu einer Sättigung ansteigen und weiterfließen, so lange die Spannung erhalten bleibt. Hätte die Diode folglich ein einziges Photon detektiert, so wäre sie für kein weiteres mehr sensitiv. Um diesem Problem entgegenzuwirken, wird ein Widerstand, der sogenannte Quenching-Widerstand, eingebaut. Fließt ein Strom durch diesen, so fällt an ihm Spannung ab, was die angelegte Spannung an der APD schließlich unter die Durchbruchspannung reduziert und somit die Lawine zum Erliegen bringt. Da der Strom, der durch ein Photon in einer im Geiger-Modus betriebenen APD erzeugt wird, unabhängig von der Energie und der Anzahl der gleichzeitig einfallenden Photonen ist, hat auch das erzeugte Signal immer eine bestimmte Höhe beziehungsweise die gleiche Ladung. Es kann also nur zwischen „Treffer“ und „kein Treffer“ unterschieden werden.

In einem SiPM sind sämtliche APDs parallel zusammengeschaltet und werden mit einer gemeinsamen Versorgungsspannung U_{bias} betrieben, wie in Abbildung 2.6 zu sehen ist. Folglich ist das resultierende Ausgangssignal des SiPMs die Summe der Signale jedes einzelnen Pixels. Dieser Zusammenhang ist gut in Abbildung 2.8 zu sehen. Die Höhe des Ausgangssignals ist in erster Näherung proportional zu der Anzahl an ausgelösten Pixeln. SiPMs eignen sich damit vortrefflich um einzelne Photonen zu zählen. Die integrierte Ladung eines Pulses steht in direktem Zusammenhang mit der Verstärkung G des Pixels. Diese ist proportional zur angelegten Überspannung $U_{over} = U_{bias} - U_{break}$ und der Pixelkapazität C_{pixel}

$$G = \frac{C_{Pixel}}{q_e} \cdot (U_{bias} - U_{break}) \quad (2.3)$$

mit der Elementarladung q_e .

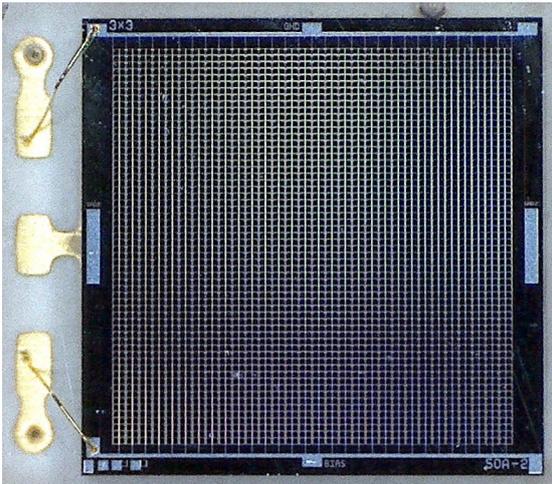


Abbildung 2.6: SiPM *PM3350 trench* der Firma KETEK mit einer Größe von $3 \times 3 \text{ mm}^2$ und 3600 Pixeln. Die Größe der einzelnen Pixel beträgt $50 \mu\text{m}$. Gut sichtbar sind die gemeinsame Leitung der Masse und Versorgungsspannung, sowie die Bondingdrähte.

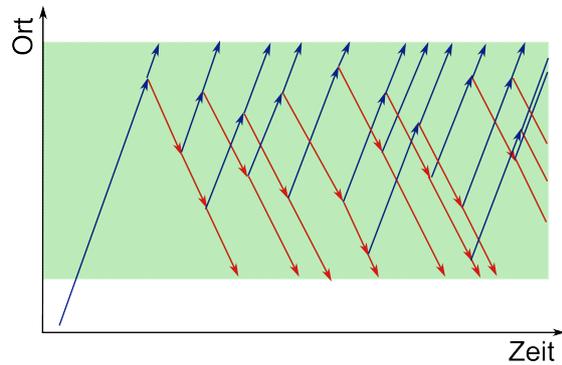


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung der Entstehung einer Lawine aus Ladungsträgern bei Betrieb der APD im Geigermodus. Elektronen (blau) und Löcher (rot) können in der Multiplikationszone (grün) durch Stoßionisation weitere Elektron-Loch-Paare erzeugen. (Nach [6])

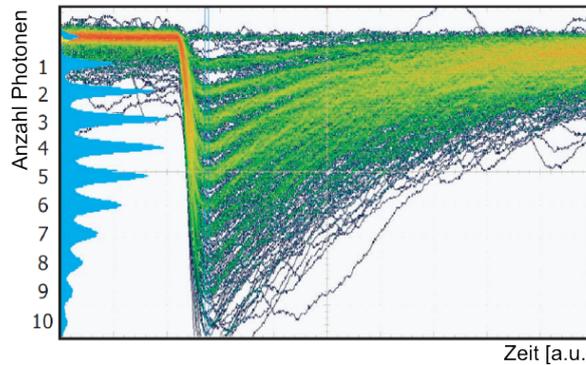


Abbildung 2.8: Viele übereinandergelegte typische SiPM-Signalförmern. Gut zu sehen sind die resultierenden Amplituden, je nachdem, wie viele Pixel des SiPMs ein Signal auslösen. [7]

Die Verstärkung und die Photondetektionseffizienz von SiPMs liegen in derselben Größenordnung wie die der herkömmlichen Photomultiplerröhren (PMTs⁷), bei etwa 10^6 . SiPMs vereinen allerdings auch einige Vorteile gegenüber PMTs: Die Betriebsspannung von SiPMs liegt deutlich unter 100 V, PMTs dagegen benötigen über 1000 V. Ein großer Vorteil, gerade für die Verwendung von SiPMs im Mu3e-Experiment, ist die Insensitivität auf magnetische Felder, die bei PMTs nicht gegeben ist. Außerdem ist ein SiPM sehr klein und robust, was zu einem breiten Einsatzgebiet führen kann. Auch sind sie kaum sensitiv auf geladene Teilchen. Aufgrund dieser Vorteile werden SiPMs in immer mehr Forschungsgebieten, wie beispielsweise in der medizinischen Bildgebung bei der *Positronen-Emissions-Tomographie* (PET) oder

⁷von engl. **Photomultiplier tube**

auch für den noch in der Planung befindlichen *International Linear Collider* (ILC), eingesetzt. Eine Massenproduktion von SiPMs führt zu erheblicher Kostenreduzierung, was sie auch in finanzieller Hinsicht interessant macht.

Photondetektionseffizienz (PDE)

Die Photondetektionseffizienz ist ein Maß für die Sensitivität eines SiPMs und gibt die Wahrscheinlichkeit an, dass ein Photon, das die Sensoroberfläche trifft, eine Lawine auslöst. Die PDE wird durch unterschiedliche Faktoren beeinflusst. Die Quanteneffizienz (QE) gibt den prozentualen Anteil an Photonen an, die ein Elektron-Loch-Paar erzeugen. Hier besteht ein enger Zusammenhang mit dem optischen Absorptionskoeffizienten von Silizium. Dieser ändert sich stark mit der Wellenlänge des Lichts. Photonen können nicht die Leitungen und Quenching-Widerstände auf dem SiPM durchdringen. Dadurch wird die aktive Fläche, auf der Photonen detektiert werden können, verringert. Dies wird durch die geometrische Effizienz ε_{geo} , auch Füllfaktor genannt, beschrieben, die das Verhältnis von aktiver Fläche zur Gesamtoberfläche angibt. Die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Elektron-Loch-Paar eine Lawine auslöst, wird durch ε_{Lawine} ausgedrückt. Dieser Faktor ist stark von der Versorgungsspannung des SiPMs abhängig. Durch den Faktor $(1-R)$ wird berücksichtigt, dass nicht alle Photonen durch die Schutzschicht auf dem SiPM transmittiert werden. Der Reflexionsfaktor R gibt die Wahrscheinlichkeit für die Reflexion von Photonen an. Insgesamt ergibt sich die PDE somit zu

$$PDE = \varepsilon_{geo} \varepsilon_{Lawine} QE (1 - R). \quad (2.4)$$

Dynamischer Bereich

Da ein SiPM im Geiger-Modus betrieben wird, erzeugt ein Pixel immer die gleiche Ladung, unabhängig davon, wie viele Photonen auf das Pixel treffen. Für die Ladung des gesamten Signals Q_{Signal} gilt daher mit der Ladung Q_{Pixel} eines einzelnen Pixels und der Anzahl ausgelöster Pixel $N_{gefeuert}$

$$Q_{Signal} = N_{gefeuert} \cdot Q_{Pixel}. \quad (2.5)$$

Bei geringen Photonenflüssen ist die Wahrscheinlichkeit, dass ein Pixel zur selben Zeit von mehr als einem Photon getroffen wird, gering. In diesem Fall liegt in guter Näherung ein linearer Verlauf des SiPM-Signals mit der Anzahl auftreffender Photonen vor. Liegt die Anzahl an Photonen jedoch in der Größenordnung der Summe der Pixel des SiPMs, so ergibt sich eine Sättigung des resultierenden Signals. Der dynamische Bereich eines SiPMs wird deswegen durch die Anzahl seiner Pixel limitiert. Das Signal des Sensors und damit die Anzahl ausgelöster Pixel lässt sich beschreiben durch [8]

$$N_{gefeuert} = N_{gesamt} \cdot \left(1 - e^{-\frac{PDE \cdot N_{\gamma}}{N_{gesamt}}} \right) \quad (2.6)$$

mit der Summe der Pixel des Sensors N_{gesamt} und der Anzahl auftreffender Photonen N_{γ} .

Optisches Übersprechen

Während eines Lawinendurchbruchs in einem Pixel können Photonen durch Bremsstrahlung oder Rekombination von Ladungsträgern entstehen und bei genügend großer Energie in Nachbarpixeln ebenfalls eine Lawine erzeugen. Da beide Lawinen gleichzeitig stattfinden, ist das resultierende Signal nicht von einem Zwei-Pixel-Signal zu unterscheiden, was sich negativ auf die Einzel-Photon-Auflösung auswirkt. Dieser Vorgang wird optisches Übersprechen („optical crosstalk“) genannt. Durch das Einfügen von Gräben um die einzelnen Pixel, die somit als optische Barriere dienen, kann das Übersprechen deutlich reduziert werden [9].

Nachpulse

In Kristalldefekten und Unreinheiten der Verarmungszone können Ladungsträger, die bei einer Lawine entstehen, gefangen werden und metastabile Zustände eingehen, die sich eine gewisse Zeit später abregen und abermals eine Lawine auslösen. Folglich wird kurz nach dem ersten Puls ein weiteres Signal erzeugt, was nicht von einem durch ein weiteres Photon erzeugten Signal unterschieden werden kann. Dieser Vorgang wird Nachpuls genannt. Regt der metastabile Zustand sich ab, während sich das Pixel wieder auflädt, so ist das resultierende Signal des Nachpulses kleiner. Eine höhere Aufladezeit des Pixels (erreicht durch einen größeren Quenching-Widerstand) würde die Amplitude der Nachpulse verringern, jedoch wäre der Pixel in dieser Zeit auch nicht sensitiv für von außen einfallende Photonen.

Dunkelrate

Ein großer Nachteil von SiPMs ist für viele Anwendungen die hohe Dunkelrate. Auch wenn der SiPM nicht belichtet wird, können durch verschiedene Vorgänge Elektron-Loch-Paare erzeugt werden, die eine Lawine auslösen und somit ein Signal erzeugen, das nicht von dem eines einfallenden Photons zu unterscheiden ist.

Einerseits kann die thermische Anregung zu den Dunkelpulsen beitragen. Ladungsträger haben bei Raumtemperatur eine Energie $E_{th} = k_B T \approx 25 \text{ meV}$. Diese ist weniger als ein $1/40$ der Energie der Bandlücke in Silizium⁸. Daher wäre eine Anregung vom Valenz- ins Leitungsband in ideal reinem Silizium unwahrscheinlich. Durch Verunreinigungen jedoch werden Zwischenenergieniveaus geschaffen, über die die Elektronen ins Leitungsband angehoben werden können. Durch niedrige Temperaturen und hohe Reinheit des Siliziums ist es möglich thermische Pulse zu unterdrücken.

Andererseits können durch den Tunneleffekt Elektronen aus dem p-dotierten Bereich in den n-dotierten übertreten, indem sie die dazwischen liegende Potentialbarriere überwinden. So können freie Elektron-Loch-Paare entstehen, die eine Lawine auslösen können. Diese Tunnelanregung wird durch die Stärke des elektrischen Feldes bestimmt.

Gute Detektoren erreichen eine Dunkelrate von unter 300 kHz/mm^2 , was abhängig ist von der Pixelgröße und daher auch dem Füllfaktor.

Excess-Noise-Faktor

Durch unterschiedliche Quenching-Widerstände und Dotierungen der Pixel kommt es zu Va-

⁸1,12 eV bei 300K [10]

riationen in der Pixelkapazität und Durchbruchspannung. Dadurch entstehen Fluktuationen in den resultierenden Pulsen der Pixel. Dieser Effekt wird als sogenannter Excess-Noise-Faktor (ENF) angegeben

$$ENF = 1 + \frac{\sigma_1^2 - \sigma_0^2}{G^2} \quad (2.7)$$

mit dem elektronischen Rauschen σ_0 und der Schwankung des Einzel-Photon-Signals σ_1 .

3 Charakterisierung des Szintillators

Um den Auftreffzeitpunkt der beim μ -Zerfall entstehenden Elektronen und Positronen im Detektor nachweisen zu können, werden Szintillatoren verwendet. Das von diesen erzeugte Lichtsignal wird von den Silizium-Photomultipliern in ein messbares Signal umgewandelt. Im Folgenden wird der für erste Zeitauf Lösungsmessungen verwendete organische Szintillator NE-110 charakterisiert.

3.1 Der Szintillator

Der Kacheldetektor des Mu3e-Experiments ist dafür vorgesehen Koinzidenzen zu messen. Um Zufallskoinzidenzen zu reduzieren und damit den Untergrund zu verringern, ist eine sehr gute zeitliche Auflösung notwendig. Im Szintillator wird diese durch die charakteristische Anstiegs- und Abklingzeit des Lichtblitzes, der durch Elektronen oder andere Teilchen im Szintillator erzeugt wird, bestimmt. Neben den Zeitmessungen ist auch aufgrund der hohen Zerfallsrate im Mu3e-Experiment eine kurze Abklingzeit vonnöten. Daher können für das Experiment nur organische und keine anorganischen Szintillatoren verwendet werden, da letztere eine zu lange Abklingzeit haben. Eine möglichst große Lichtausbeute ist ebenfalls notwendig, sodass dadurch ein großes Signal im Detektor erzeugt werden kann, was sich positiv auf die Zeitauf Lösung auswirkt (siehe Abschnitt 4.3). Die Lichtausbeute ist zwar für organische Szintillatoren etwa um die Hälfte geringer als für anorganische, reicht jedoch immer noch aus, um hinreichend hohe Signale im SiPM zu erzeugen. Wichtig ist auch, dass das Emissionsspektrum des Szintillators gut zur spektralen Empfindlichkeit des Silizium-Photomultipliers passt.

Bei sämtlichen folgenden Messungen mit Szintillatoren in dieser Arbeit wird der organische Plastiksintillator NE-110¹ verwendet. Das Basismaterial des Szintillators besteht aus Polyvinyltoluol. Der primäre Fluorophor ist p-Terphenyl² und der Wellenlängenschieber wird POPOP³ genannt. Der Szintillator besitzt die folgenden Eigenschaften [11]:

- Lichtausbeute: 9200 Photonen pro 1 MeV Teilchenenergiedeposition
- Anstiegszeit: 1,0 ns
- Abklingzeit: 3,3 ns
- Pulsbreite (FWHM): 4,2 ns
- Emissionsmaximum bei einer Wellenlänge von 435 nm (siehe Abbildung 3.1)

Diese Eigenschaften sind bereits ausreichend um eine gute Zeitauf Lösung zu erhalten (siehe Abschnitt 4.3). Jedoch gibt es noch weitere Szintillatoren, die etwas bessere Eigenschaften in

¹Szintillator der Firma NE Technologies. Äquivalente Szintillatoren werden auch von der Firma Eljen Technology als EJ-208 oder von Saint Gobain als BC-412 vertrieben.

²1,4-Diphenylbenzol

³1,4-Bis-(5-phenyloxazol-2-yl)-benzol

der besonders für Zeitmessungen wichtigen Anstiegs- und Abklingzeit besitzen. Simulationen mit Geant4⁴ und der SiPM-Simulation GoSSiP⁵ [12] haben BC-420 als am besten geeigneten Szintillator für Mu3e ergeben [1]. Dessen Anstiegs- und Abklingzeit beträgt nur ungefähr die Hälfte [13] der Werte des Szintillators NE-110. Allerdings sind die Unterschiede in den resultierenden Signalen nach den Simulationen nicht besonders groß, weshalb NE-110 für erste Tests vollkommen ausreichend ist. Durch die Wahl eines besseren Szintillators werden sich die gemessenen Zeitaufösungen etwas verbessern.

Das Emissionsspektrum von NE-110 (Abbildung 3.1) passt gut zur spektralen Empfindlichkeit der später verwendeten SiPMs (Abschnitt 4.1).

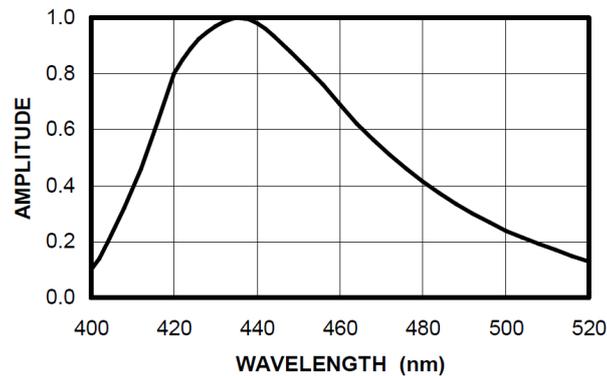


Abbildung 3.1: Emissionsspektrum von NE-110. Das Maximum liegt bei 435nm. [11]

Für die folgenden Messungen wurden mehrere Szintillatorkacheln der Größe $1 \times 1 \times 1 \text{ cm}^3$ gefertigt und poliert. Im nicht angeregten Zustand ähnelt die Kachel einem einfachen Plexiglaswürfel (Abbildung 3.2a). Das Emissionsspektrum (Abbildung 3.1) liegt im blauen Spektralbereich. Eine Anregung des Szintillators führt daher zur Emission des für diesen Szintillator charakteristischen blauen Szintillationslichts, wie in Abbildung 3.2b zu sehen.

3.2 Bestimmung der Transmission des Szintillators

Zur Bestimmung der Transmission der Szintillatorkachel wird der in Abbildung 3.3 gezeigte Aufbau verwendet. Eine Quecksilber-Xenon-Lampe dient als Lichtquelle. Das Licht gelangt über einen 0,2 mm dünnen Eingangsspalt in einen Monochromator, der einen sehr schmalbandigen Wellenlängenbereich aus dem Spektrum der Lichtquelle selektiert. Durch einen ebenfalls 0,2 mm dünnen Ausgangsspalt gelangt das Licht wieder aus dem Monochromator. Die geringe Spaltbreite verringert zwar deutlich die Intensität des durchgehenden Lichts, sorgt jedoch für eine kleinere Bandbreite und damit eine bessere spektrale Auflösung. Der Hauptbestandteil des Monochromators ist ein optisches Gitter, das das einfallende Licht entsprechend der Wellenlänge separiert und auf den Ausgangsspalt projiziert. Jedoch ist die

⁴Programm des CERN zur Simulation von Wechselwirkungen mit Teilchen und Materie (<http://geant4.cern.ch/>)

⁵Generic framework for the simulation of Silicon Photomultipliers

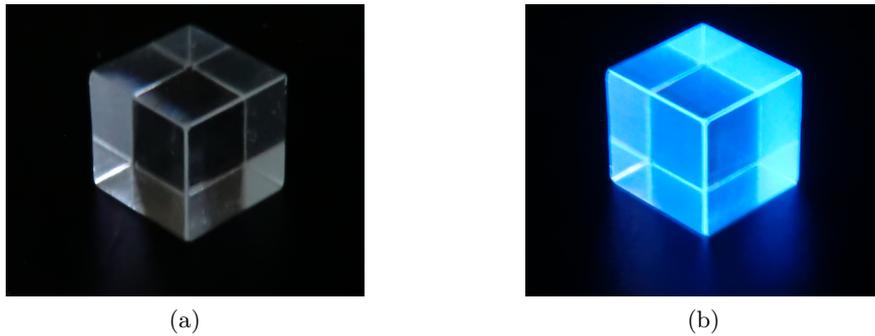


Abbildung 3.2: Der Szintillator NE-110 im nicht angeregten Zustand bei Tageslicht (Abbildung 3.2a) und bei Emission von Szintillationslicht durch Anregung mit UV-Licht einer 370 nm-LED (Abbildung 3.2b).

Gleichung für konstruktive Interferenz am Gitter auch für höhere Ordnungen n erfüllt. Daher gelangen außer der gewollten Wellenlänge λ_1 auch die Wellenlängen $\lambda_n = \lambda_1/m$ durch den Spalt. Um diese Wellenlängen auszuschließen werden mehrere optische Filter verwendet, die bis zu einer bestimmten Wellenlänge das Licht blockieren und danach transparent sind [14] (Tabelle 3.1). Diese Filter sind in einem automatischen Filterrad⁶ untergebracht. Nach dem jeweiligen Filter trifft der Lichtstrahl auf den Szintillatorwürfel, durchdringt diesen und gelangt schließlich auf eine kalibrierte PIN-Diode, die als Sensor für die Intensität des Lichts dient. Die Auslese erfolgt über einen dazugehörigen Controller⁷. Eine Blende vor der Kachel sorgt dafür, dass das Licht nur auf den Würfel gelangt und nicht an diesem vorbeistrahlt und so direkt auf den Sensor trifft.

Zur Ansteuerung der Geräte und Auslese des Sensors wurde ein Programm mit LabView⁸ geschrieben, das die Wellenlänge am Monochromator einstellt, das Filterrad zur gewünschten Filterposition dreht und die Einstellungen des Sensors vornimmt sowie diesen ausliest (siehe Anhang A).

Um nun die Transmissionskurve zu ermitteln, wird für einen Wellenlängenbereich von 200 – 800 nm die Intensität des Lichts, das auf die PIN-Diode gelangt, einmal ohne und einmal mit Szintillator im Strahlengang gemessen. Die Transmission ergibt sich durch den Quotienten beider Intensitäten:

$$T(\lambda) = \frac{I_{mit}(\lambda)}{I_{ohne}(\lambda)}. \quad (3.1)$$

Vor Beginn der Messung wird eine Dunkelmessung durchgeführt und der dabei im Sensor fließende Dunkelstrom im Sensor-Controller als Nullwert gesetzt. Dadurch wird unterbunden, dass ein gewisser Offset in der Intensität den Transmissionswert verfälscht. Auch muss eine Wellenlängenkorrektur für den Sensor eingestellt werden, da dessen Sensitivität stark

⁶Thorlabs Filter Wheel FW102C

⁷Newport Optical Power/Energy Meter, Model 842-PE

⁸graphisches Programmiersystem der Firma National Instruments, speziell für Mess-, Regel- und Automatisierungstechnik

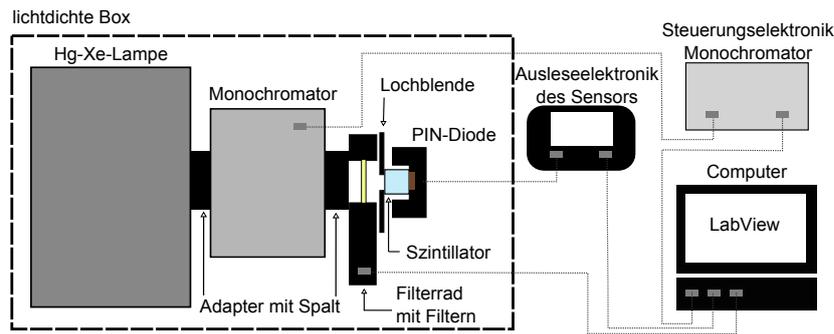


Abbildung 3.3: Schematischer Aufbau der Transmissionsmessung.

wellenlängenabhängig ist. Zudem wird der Wert für die jeweilige Wellenlänge aus zehn Einzelwerten gemittelt. Die Schrittweite der Wellenlänge für den Monochromator wurde auf 0,1 nm eingestellt. Die einzelnen Filter wurden wie folgt (Tabelle 3.1) während der Messung gewechselt:

#	Filter [Bezeichnung]	Wellenlängenbereich
1	Blende (blockiert sämtliches Licht)	Dunkelmessung
2	kein	200 nm – 345 nm
3	Schnitt bei 305 nm [305FG01-25]	345 nm – 445 nm
4	Schnitt bei 400 nm [400FG03-25]	445 nm – 570 nm
5	Schnitt bei 530 nm [530FG05-25]	570 nm – 685 nm
6	Schnitt bei 645 nm [645FG07-25]	685 nm – 800 nm

Tabelle 3.1: Filterwechsel in der Transmissionsmessung.

Das nach Gleichung (3.1) errechnete Transmissionsspektrum ist in Abbildung 3.4 zu sehen. Von der Wellenlänge 200 nm bis zu 250 nm ist ein starker Abfall der Transmission zu beobachten. Bis zu einer Wellenlänge von etwa 390 nm beträgt die Transmission nur etwa 0,1. Dann beginnt ein sehr steiler Anstieg der Transmission bis 410 nm auf einen Wert nahe 1. Bei circa 400 nm werden etwa 50 % des einfallenden Lichts transmittiert. Nach 410 nm bis hin zu 800 nm hält sich die Transmission nahezu konstant bei etwa 0,95.

Im nahen und mittleren UV-Bereich wird offensichtlich kaum Licht transmittiert. Eine Dicke des Szintillators von 1 cm scheint folglich das Licht zwischen 240 nm und 380 nm um etwa 90 % abzuschwächen. Die Ursache dafür ist, dass dieses höherenergetische Licht den Szintillator zur Szintillation anregt. Um dies zu verdeutlichen, sind in das Transmissionsspektrum die Absorptionsspektren von Polyvinyltoluen, p-Terphenyl und POPOP eingezeichnet. Die Spektren wurden mit der Software **Engauge Digitizer**⁹ aus den in Abschnitt 3.3 dargestellten Spektren digitalisiert. Da jedoch nicht bekannt ist, in welchem Konzentrationsverhältnis die Fluorophore zueinander stehen, werden diese auf die gleiche Größe skaliert. Die Absorptionsspektren der Fluorophore liegen genau in dem Bereich, in dem die Transmission sehr gering ist, was den Verlauf der Transmission sehr gut erklärt.

⁹Open-Source-Software zum Digitalisieren von Graphen (<http://digitizer.sourceforge.net/>)

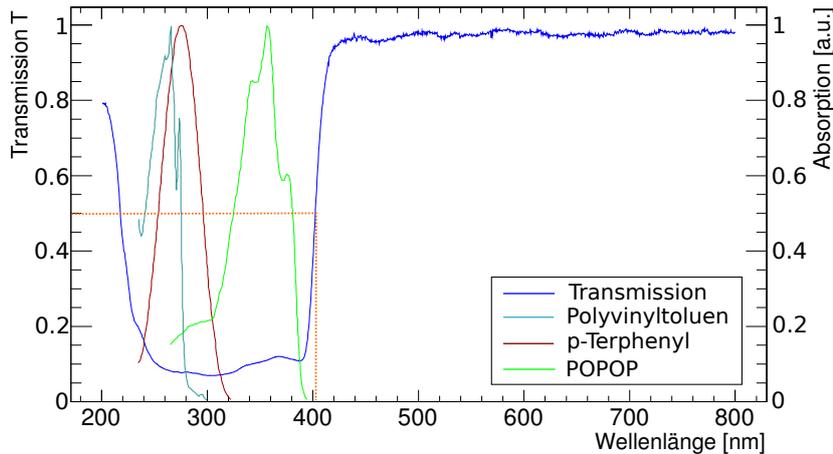


Abbildung 3.4: Transmissionsspektrum eines NE-110 Würfels der Dicke 1 cm, sowie die Absorptionsspektren der Szintillatorbestandteile.

3.3 Vergleich der Anregung mit UV-Licht und ^{22}Na

Zur Messung von Zeitauflösung ist eine getriggerte Quelle nötig, um den Anfangszeitpunkt der Emission des Signals rekonstruieren zu können. Da keine getriggerte Elektronenquelle vorhanden ist, soll nun untersucht werden, inwiefern sich die von Elektronen erzeugten Lichtsignale von denen von UV-Licht erzeugten unterscheiden. Die Messung aus Abschnitt 3.2 lässt vermuten, dass die Anregung mit einem UV-Laser ähnliche Ergebnisse liefert wie die Anregung mit Teilchen, was es ermöglichen würde, Treffer durch Elektronen im Szintillator zu simulieren. Daher werden nun SiPM-Pulse untersucht und verglichen, die von UV-Licht und einer ^{22}Na -Quelle erzeugt werden.

In sämtlichen Messaufbauten in dieser Arbeit wird der Laser *PiLas*¹⁰ des Herstellers *Advanced Laser Diode Systems* verwendet. Dieser emittiert Lichtpulse der Wellenlänge 378 nm und einer veränderbaren Pulsfrequenz. Im Folgenden werden die Lichtpulse stets mit einer Frequenz von 500 kHz erzeugt. Diese Frequenz entspricht einer Pulsperiode von $2\ \mu\text{s}$, was eine genügend lange Zeitspanne zur Aufladung der einzelnen Pixel des SiPMs ermöglicht und den Szintillator abklingen lässt. Der Laser hat eine sehr geringe Pulsbreite von $<50\ \text{ps}$ (FWHM). Gerade für Zeitmessungen ist eine kurze Pulsbreite essentiell. Mit der Erzeugung eines Lichtpulses wird vom Laser-Controller ein elektronisches Triggersignal ausgesendet, das es ermöglicht, mit dem Oszilloskop festzustellen, wann das Signal erzeugt wurde. Die zeitliche Schwankung zwischen dem Entsenden des Lichtpulses und dem des Triggersignals, der sogenannte Trigger-Jitter, wird mit $<4\ \text{ps}$ angegeben [15].

Bei der ^{22}Na -Quelle handelt es sich um einen β^+ -Strahler. Dieser emittiert Positronen, die nach kurzer Zeit mit Elektronen annihilieren und zwei 511 keV-Photonen in entgegengesetzte Richtung entsenden. Diese heben durch Photoeffekt und Comptonstreuung Elektronen im Szintillator in ein höheres Energieniveau, sodass diese schließlich die Szintillation anregen.

¹⁰Picosecond Injection Laser

Um die Signale aufzuzeichnen, wird für alle Messungen das Oszilloskop *Waverunner 610Zi* des Herstellers *LeCroy* verwendet. Es hat eine Bandbreitenbegrenzung von 1 GHz und kann pro Sekunde 20 Milliarden Messpunkte aufnehmen, was einer Sampling-Rate von 20 GS/s entspricht. [16]

Zur Messung wird das in Abbildung 3.5 gezeigte Setup verwendet. Der gesamte Aufbau befindet sich in einer abgedunkelten Aluminiumbox, um Licht von außen abzuhalten und Rauschen durch andere Geräte auf den gemessenen Signalen zu unterdrücken. Der Szintillator wird zusammen mit dem SiPM S10362-33-050C des Herstellers Hamamatsu (siehe Tabelle 4.1) in eine Halterung gesteckt, wie in Abbildung 3.7 zu sehen, und mit einem Ausleseschaltkreis verbunden. Zwischen SiPM und Szintillator wird ein optisches Gel aufgebracht, um einen sanfteren optischen Übergang des Lichts zu gewährleisten. Um die Signale des SiPMs auszulesen wird die Schaltung aus Abbildung 3.6 verwendet, wie es auch für die folgenden Messungen der Fall ist. Der SiPM wird über einen Tiefpass, bestehend aus Widerstand und Kondensator mit Grenzfrequenz $\omega_g = 1/2\pi RC \approx 590 \text{ Hz}$, zur Stabilisierung der Spannung und zum Herausfiltern von höherfrequentem Rauschen, mit negativer Hochspannung betrieben. Das Signal wird über dem $2,7 \text{ k}\Omega$ -Widerstand abgegriffen und auf das LeCroy-Oszilloskop gegeben. Zur Spannungsversorgung des SiPMs wird eine strombegrenzte Spannungsquelle des Herstellers *Keithley*¹¹ verwendet. Für die Messung mit dem Laser wird das UV-Licht über eine im Laser eingekoppelte optische Faser durch die Öffnung der Kachelhalterung mit Pulsen der Frequenz 500 kHz auf den Szintillator gestrahlt. Zur Triggerung des Signals wird zusätzlich der Triggerpuls des Lasers auf das Oszilloskop gegeben. Bei der Messung mit der ²²Na-Quelle dagegen wird die Quelle mittig auf den Szintillator gelegt. Hier dient die fallende Flanke des Signals zur Triggerung.

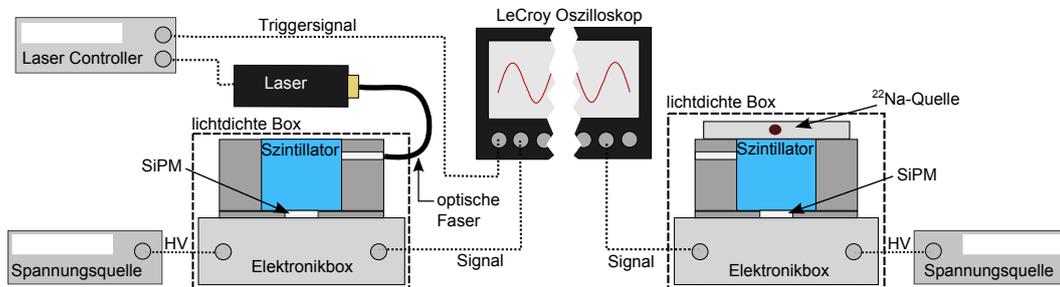


Abbildung 3.5: Messaufbau für Aufnahme der Laser-Pulse (links) und der ²²Na-Pulse (rechts).

Um vergleichbare Pulse zu haben, wird die Intensität des Lasers so eingestellt, dass die mittlere Signalamplitude etwa dem Mittel der von ²²Na erzeugten Pulse entspricht. Mit dem Oszilloskop werden nun für beide Varianten jeweils 30000 Signalformen herausgeschrieben. Zur weiteren Analyse wird ein Programm mit ROOT¹² geschrieben. Zum Vergleich der unterschiedlich erzeugten Signale werden sämtliche Signale gemittelt, die sich in einem eng begrenzten Amplitudenbereich befinden. Anschließend werden sie normiert und in der Zeit so verschoben, dass das Minimum zur gleichen Zeit erreicht wird. Durch die Mittelung wird das Rauschen auf den Signalen reduziert um die Signale dadurch besser vergleichen zu

¹¹Keithley 6487 Picoammeter/Voltage Source

¹²vom CERN entwickelte objektorientierte Software zur Datenanalyse (<http://root.cern.ch/>)

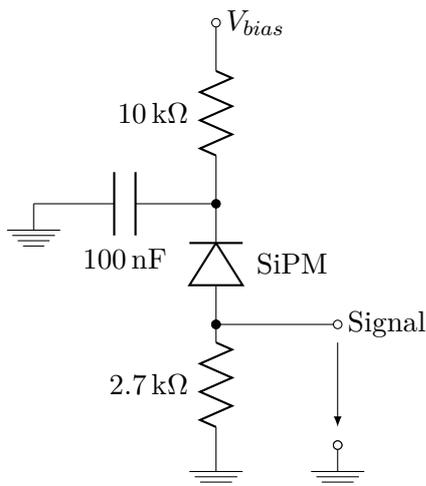


Abbildung 3.6: Elektronschaltung zur SiPM-Signalauslese.

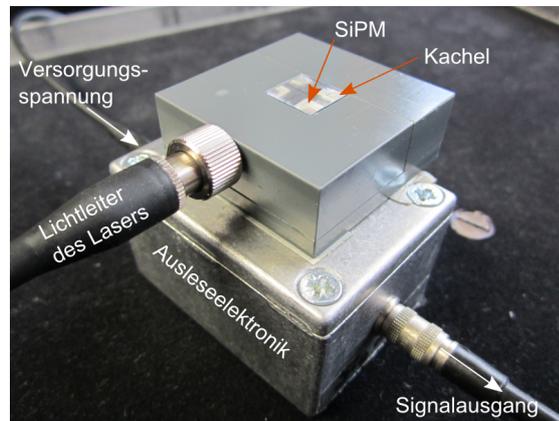


Abbildung 3.7: Halterung für Kachel und SiPM. An der Seite wird die optische Faser des Lasers eingeführt. In der Metallbox ist die Ausleseelektronik untergebracht.

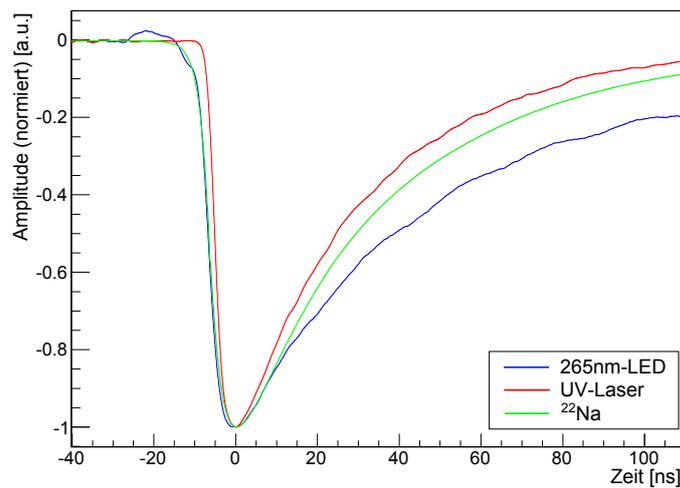


Abbildung 3.8: Gemittelte Signalformen für die unterschiedlichen Anregungen des Szintillators. Die steile, fallende Flanke des LED-Pulses stimmt sehr gut mit der von ^{22}Na überein.

	Anstiegszeit [ns]
^{22}Na	$4,00 \pm 0,05$
UV-Laser	$2,55 \pm 0,05$
UV-LED	$3,60 \pm 0,05$

Tabelle 3.2: Anstiegszeiten von 20% bis 80% für die unterschiedlich erzeugten Signale.

können. Abbildung 3.8 zeigt das Ergebnis der Mittelung, in Tabelle 3.2 sind die Anstiegszeiten der Signale von 20 % bis 80 % der maximalen Amplitude eingetragen. Es fällt auf, dass die von Laserlicht erzeugten Signale sowohl eine signifikant kürzere Anstiegszeit als auch Abklingzeit haben, verglichen mit den durch ^{22}Na erzeugten Signalen. Da die kürzere Anstiegszeit der Laser-Signale eventuell durch Laserlicht zustande kommen könnte, das keine Szintillation erzeugt, sondern direkt auf den SiPM gelangt und dort Pixel auslöst, wird eine weitere Messung mit einem Filter zwischen Kachel und SiPM durchgeführt, um eben dieses direkte Laserlicht zu blockieren. Dazu wird der bereits in Abschnitt 3.2 verwendete Filter 400FG03-25 verwendet, der Licht der Wellenlänge 378 nm nahezu vollständig absorbiert [14]. Die so erhaltenen Signale sind deutlich kleiner, da vom Filter auch das blaue Szintillationslicht teilweise zurückgehalten wird. Für das Signal der ^{22}Na -Quelle kann keine signifikante Änderung der Anstiegszeit zwischen den mit und ohne Filter aufgenommenen Pulsen festgestellt werden (Abbildung 3.10), was zu erwarten war. Das gemittelte Signal der Laserpulse bei Verwendung des Filters weist eine etwas größere Anstiegszeit auf (Abbildung 3.11), was dafür spricht, dass ohne Filter eine geringe Intensität des direkten Laserlichts auf den SiPM trifft. Jedoch ist die Anstiegszeit des Signals noch immer nicht mit der des ^{22}Na -Signals zu vergleichen.

Der Grund für die unterschiedlichen Signalformen liegt in den Materialien (Fluorophore), aus denen der Szintillator aufgebaut ist. Das UV-Licht hat eine Wellenlänge von 378 nm. Diese liegt jedoch außerhalb der Absorptionsspektren des Basismaterials Polyvinyltoluen (ab 350 nm zu niedrigeren Wellenlängen) (Abbildung 3.12a) und des primären Fluorophors p-Terphenyl (etwa 220 nm - 325 nm) (Abbildung 3.12b). POPOP (Abbildung 3.12c) dagegen absorbiert von 395 nm ab zu kleineren Wellenlängen. Somit regt das UV-Licht nur den Wellenlängenschieber POPOP und nicht das Polyvinyltoluen oder den primären Fluorophor p-Terphenyl an. Die Anstiegszeit der mit dem Laser erzeugten Signale wird schließlich nur durch die Energieübergänge des Wellenlängenschiebers bestimmt. Bei der Anregung mit den 511 keV-Photonen der ^{22}Na -Quelle werden zunächst Elektronen im Polyvinyltoluen angeregt, die ihre Energie an das p-Terphenyl abgeben. Darauf erfolgt ein weiterer Energieübergang zum POPOP. Dieser Fluorophor erzeugt schließlich das Szintillationslicht. Hier finden also Übergänge zwischen mehreren Energieniveaus statt, was folglich zu einer längeren Anstiegszeit der Lichtpulse führt.

Um dieses Verhalten zu überprüfen wird der Szintillator nun mit einer LED der Wellenlänge 265 nm bestrahlt und ebenfalls werden die so erzeugten Signale gemittelt. Da die Wellenlänge dieser LED zu gering für die vorhandenen Lichtleiter ist und deswegen vollständig absorbiert werden würde, wird die LED direkt in der lichtdichten Box mit der Kachel platziert. Dadurch gelangt jedoch Rauschen des Pulsgenerators¹³, der zur Erzeugung der Lichtpulse der LED verwendet wird, auf das SiPM-Signal. Es kommt zu Beginn des Signals zu einer leichten Überschwingung, wie in Abbildung 3.8 zu sehen ist. Hier ist die Anstiegszeit des Signals nun deutlich länger im Vergleich zur Lasermessung und liegt näher an der von ^{22}Na erzeugten Signalform. Die Abklingzeit ist allerdings wesentlich größer, was an der deutlich größeren Breite der LED-Pulse liegt, die minimal etwa 13 ns beträgt, bedingt durch die LED. Außerdem hängt die Abklingzeit nun von der Lebensdauer dreier angeregter Zustände ab, was ebenfalls zu einer langsamer abfallenden Flanke führt.

¹³Agilent 33250A, 80 MHz Function/Arbitrary Waveform Generator [17]

Da ein Jitter < 50 ps durch den Pulsgenerator nicht gewährleistet wird [17], kann die LED für Zeitauf Lösungsmessungen im Bereich von unter 100 ps nicht verwendet werden. Daher wird der Laser für die Messungen zur Simulation von Elektronentreffern verwendet. Bei den Zeitauf Lösungswerten muss jedoch berücksichtigt werden, dass die Signale des Lasers eine geringere Anstiegszeit haben als die der ^{22}Na -Quelle. Um diesen Unterschied später berücksichtigen zu können, ist es notwendig die unterschiedlichen Steigungen der beiden Signale in Beziehung zu setzen. Dazu wird zunächst Abbildung 3.9 verwendet. Sei A_T eine Schwelle, an der ein Zeitstempel für ein Signal gesetzt wird. Ist die Signalamplitude A durch elektronisches Rauschen σ_{el} Fluktuationen unterworfen, so führt dies zu einer Variation σ_t , genannt Jitter, im Zeitpunkt T . Für diese Fluktuation folgt durch einfache geometrische Überlegungen [18]

$$\sigma_t = \frac{\sigma_{el}}{\left. \frac{dA}{dt} \right|_{A_T}} \quad (3.2)$$

wobei die Ableitung des Signals gerade der Steigung R der Flanke des Signals an der Stelle T entspricht. Für zwei Signale mit gleichem elektronischem Rauschen gilt daher

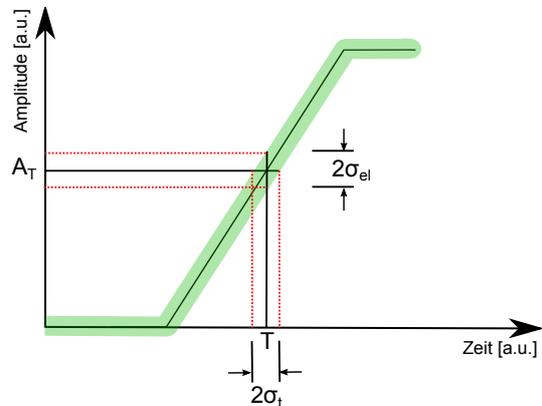
$$\frac{\sigma_{t_1}}{\sigma_{t_2}} = \frac{R_2}{R_1}. \quad (3.3)$$

Sei nun σ_{t_1} der Jitter und R_1 die Steigung des durch Laserlicht erzeugten Signals sowie σ_{t_2} und R_2 der Jitter beziehungsweise die Steigung des durch ^{22}Na erzeugten Signals. In guter Näherung kann nun vorausgesetzt werden, dass die gemittelten Signale zwischen 20 % und 80 % der maximalen Amplitude einen linearen Verlauf besitzen und daher die jeweilige Anstiegszeit zur Bestimmung der Steigung verwendet werden kann. Mit der Annahme, dass das elektronische Rauschen beider Signale ungefähr gleich groß ist, ergibt sich durch Einsetzen der beiden Steigungen

$$\sigma_{t_2} \approx (1,60 \pm 0,04) \cdot \sigma_{t_1}. \quad (3.4)$$

Ein durch Elektronen erzeugtes Signal, hier durch die Messung mit ^{22}Na repräsentiert, hat daher eine um den Faktor 1,6 schlechtere Zeitauf Lösung, als es die Simulation mit dem Laser ergibt. Die in folgenden Messungen angegebenen Werte für die gemessenen Zeitauf Lösungen werden nicht mit diesem Faktor korrigiert, er muss jedoch in Bezug auf die Messungen im Detektor berücksichtigt werden.

Abbildung 3.9: Fluktuationen in der Signalamplitude (grün) durch elektronisches Rauschen σ_{el} an einer bestimmten Schwelle A_T führen zu Fluktuationen im Zeitpunkt T .



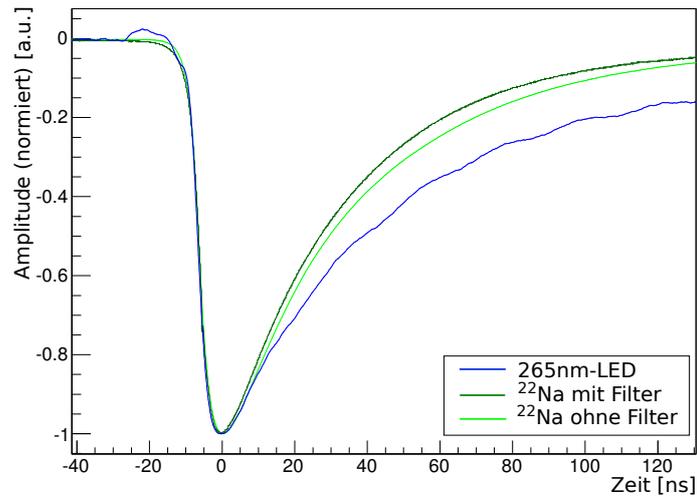


Abbildung 3.10: Die Signale der ^{22}Na -Anregungsmessung mit und ohne Filter stimmen sowohl untereinander als auch mit dem Signal der UV-LED-Messung sehr gut überein. Bei beiden Methoden erfolgt zunächst die Anregung des p-Terphenyls und anschließend die des Wellenlängenschiebers POPOP.

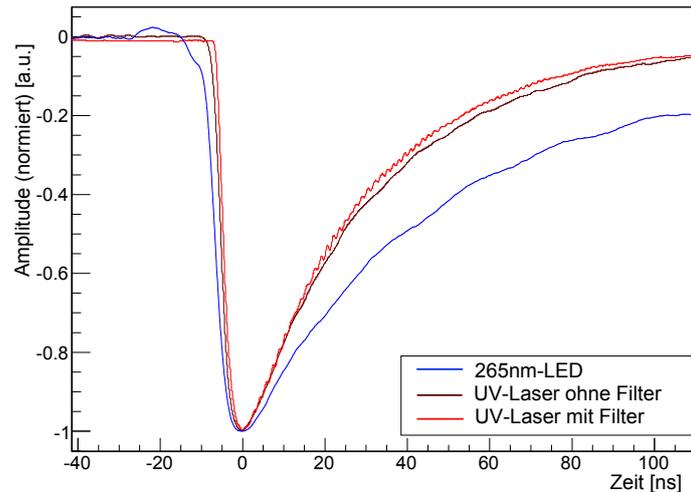


Abbildung 3.11: Das Signal der Laser-Anregung hat bei Verwendung eines Filters eine leicht geringere Anstiegszeit als ohne Filter. Der Unterschied ist im Vergleich zum LED-Signal jedoch gering. Der UV-Laser regt nur den Wellenlängenschieber an und hat daher eine geringere Anstiegszeit.

	Anstiegszeit [ns]
^{22}Na ohne Filter	$4,00 \pm 0,05$
^{22}Na mit Filter	$3,95 \pm 0,05$
UV-Laser ohne Filter	$2,55 \pm 0,05$
UV-Laser mit Filter	$2,35 \pm 0,05$
UV-LED	$3,60 \pm 0,05$

Tabelle 3.3: Anstiegszeiten von 20 % bis 80 % obigen Signale.

3.3 Vergleich der Anregung mit UV-Licht und ^{22}Na

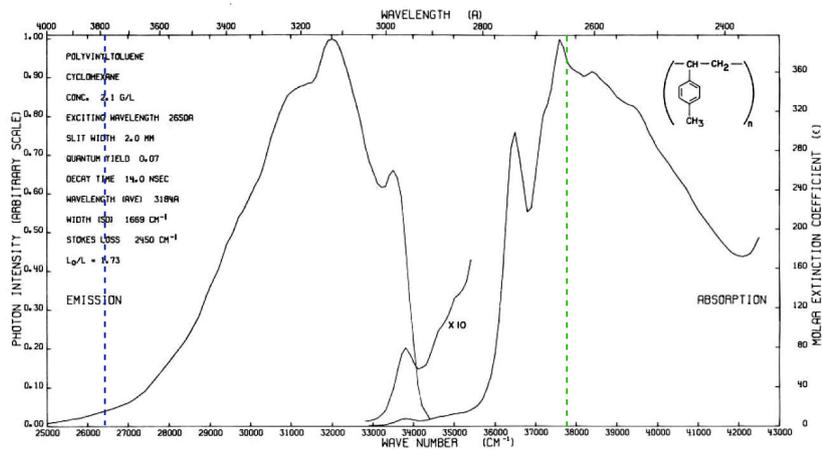


Abbildung 3.12a: Emissions- und Absorptionsspektrum des Basismaterials Polyvinyltoluen [19]. Blau eingezeichnet ist die Wellenlänge des UV-Lasers, grün die der 265 nm-LED.

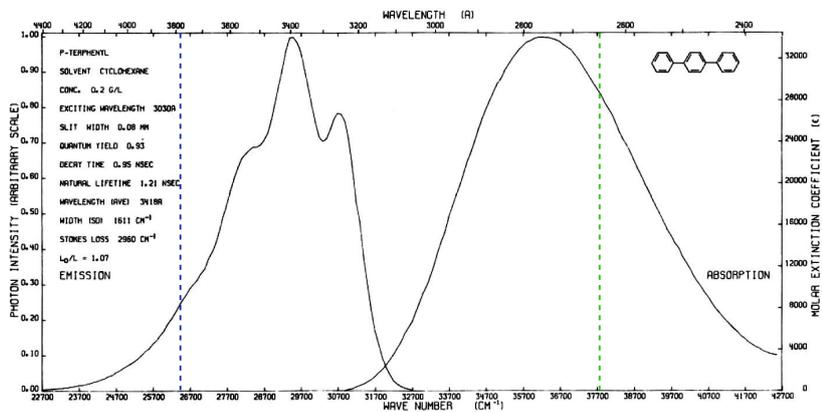


Abbildung 3.12b: Emissions- und Absorptionsspektrum des primären Fluorophors p-Terphenyl [19]. Blau eingezeichnet ist die Wellenlänge des UV-Lasers, grün die der 265 nm-LED.

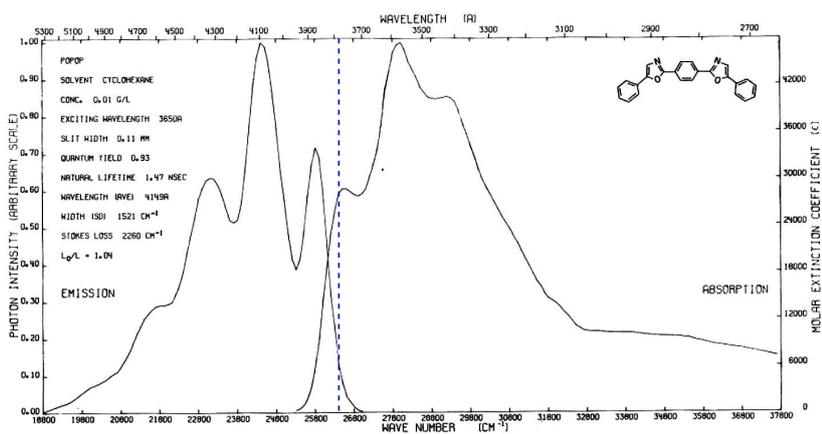


Abbildung 3.12c: Emissions- und Absorptionsspektrum des Wellenlängenschiebers POPOP [19]. Blau eingezeichnet ist die Wellenlänge des UV-Lasers.

4 Messungen zur Zeitauflösung

In diesem Teil der Arbeit soll nun untersucht werden, inwieweit sich unterschiedliche Konfigurationen der Messung, wie die Betriebsspannung der SiPMs oder die Anzahl ausgelöster Pixel, auf die Zeitauflösung des gesamten Systems auswirken. Ziel der Messungen ist ein Vergleich von SiPMs verschiedener Hersteller in Bezug auf deren Eigenschaften bei Zeitmessungen. Auch die Verwendung von Spiegelfolie um die Kacheln soll auf ihre Auswirkung auf die Zeitauflösung des Systems untersucht werden.

4.1 Zu vergleichende SiPMs

In den folgenden Messungen zur Zeitauflösung sollen unter anderem die Zeitauflösungen von verschiedenen SiPMs zusammen mit dem Szintillator untersucht und verglichen werden, um mögliche Favoriten für den Einsatz im Muße-Experiment zu bestimmen. Dafür werden die in Tabelle 4.1 aufgelisteten SiPMs zweier unterschiedlicher Hersteller verwendet. Diese variieren sowohl in ihrer aktiven Sensorfläche als auch in der Anzahl und Größe der Pixel. In folgender Tabelle wird ein Überblick über die verschiedenen grundlegenden Eigenschaften gegeben.

	KETEK PM3350 trench	Hamamatsu S10362-11-025C	Hamamatsu S10362-11-050C	Hamamatsu S10362-33-050C
aktive Fläche [mm ²]	3,0×3,0	1,0×1,0	1,0×1,0	3,0×3,0
Anzahl Pixel	60×60	40×40	20×20	60×60
Pixelgröße [μm ²]	50×50	25×25	50×50	50×50
Füllfaktor [%]	63,0	30,8	61,5	61,5
Photondetektions- effizienz ^a [%]	≥40	24 ^b	36 ^b	36 ^b
spektraler Sensitivitäts- bereich (max. S.) [nm]	300 - 800 (420)	320 - 900 (440)	320 - 900 (440)	320 - 900 (440)
Durchbruchspannung ^c [V]	23,06 ± 0,22	68,78 ± 0,22	70,02 ± 0,54	69,58 ± 1,68
empfohlene Betriebsspannung [V]	27,67	71,39	71,58	71,28
Verstärkung (Gain)	2 · 10 ⁶	2,75 · 10 ⁵	7,5 · 10 ⁵	7,5 · 10 ⁵
Dunkelrate [kHz]	≤2700	204	536	7900

Tabelle 4.1: Die für Zeitauflösungsmessungen verwendeten SiPMs der Hersteller KETEK und Hamamatsu und ihre Eigenschaften. [7][9]

^abei maximaler spektraler Sensitivität

^bexperimentell ermittelte Werte aus [20]

^cwurde in dieser Arbeit gemessen, da vom Hersteller nur ein typischer Bereich angegeben wird

Alle vier SiPMs decken mit ihrer spektralen Empfindlichkeit das Emissionsspektrum des Szintillators (Abbildung 3.1) vollständig ab. Auch die maximale spektrale Empfindlichkeit der SiPMs von 420 nm beziehungsweise 440 nm liegt unweit der Wellenlänge der maximalen Emission des Szintillators von 435 nm. In dieser Hinsicht sind alle SiPMs bestens geeignet, das Szintillationslicht zu detektieren.

Der Hersteller KETEK berücksichtigt bei der Angabe der PDE Nachpulse und Crosstalk-Ereignisse. Hamamatsu hingegen bezieht diese in die Messung der PDE mit ein, was einen deutlich höheren PDE-Wert zur Folge hat. Um einen besseren Vergleich der PDE zu ermöglichen sind in Tabelle 4.1 die in [20] experimentell ermittelten PDE-Werte für die SiPMs von Hamamatsu bei maximaler spektraler Empfindlichkeit und hohen Überspannungen eingetragen. Es handelt sich dabei also um bestmögliche Werte.

Vor allem der S10362-33-050C weist im Vergleich zu dem KETEK-SiPM derselben Größe und Anzahl an Pixeln eine sehr hohe Dunkelrate auf. Da im Experiment Signale in der Größenordnung von mehreren hundert gefeuerten Pixeln zu erwarten sind, ist die Dunkelrate jedoch vernachlässigbar. Inwieweit sich die anderen Eigenschaften, wie Anzahl an Pixeln und aktive Fläche sowie die PDE und Verstärkung, auf die Zeitmessungen auswirken, soll untersucht werden.

Die Firma Hamamatsu hat für ihre SiPMs jeweils empfohlene Betriebsspannungen angegeben, wie sie in Tabelle 4.1 stehen. KETEK gibt nur einen groben Bereich für die Betriebsspannung an, nennt jedoch eine relative Überspannung von etwa 20% als Richtwert. Um diese zu ermitteln, muss zunächst die Durchbruchspannung bestimmt werden. Die folgende Messung zur Ermittlung der Durchbruchspannung wurde auch für die SiPMs von Hamamatsu gemacht, um die Herstellerangaben zu überprüfen und später die Zeitauflösung mit der Überspannung in Beziehung setzen zu können.

4.2 Bestimmung der Durchbruchspannung

Nach Gleichung (2.3) hängt die Verstärkung linear mit der Überspannung U_{over} zusammen. Die Verstärkung kann mit Hilfe von Ladungsspektren bestimmt werden. Diese können dadurch gewonnen werden, dass der SiPM mit einer gepulsten Lichtquelle geringer Intensität bestrahlt wird und die so entstehenden Signale des Detektors über ein Zeitfenster integriert werden, was der Ladung der Pulse entspricht.

Der Messaufbau in Abbildung 4.1 sowie die Auswertung erfolgen nach der in [6] verwendeten Methode und sind dort detailliert beschrieben. Durch einen Pulsgenerator werden mit einer LED Lichtpulse mit sehr geringer Intensität erzeugt und auf den SiPM gestrahlt. Der Triggerausgang des Pulsgenerators wird verwendet, um mit einem Gate Generator ein Integrationszeitfenster zu erzeugen, in dem ein Ladungs-Digital-Konverter (QDC¹) die verstärkten Signale des SiPMs integriert, was schließlich zu den Ladungsspektren führt.

Man erhält so Ladungsspektren wie in Abbildung 4.2a dargestellt. Jeder Peak dieses Spektrums steht für eine bestimmte Anzahl ausgelöster Pixel. Der erste Peak, der sogenannte Pedestal-Peak, entspricht einem Signal, bei dem kein Photon detektiert wurde. Es handelt

¹Charge **Q** to Digital Converter

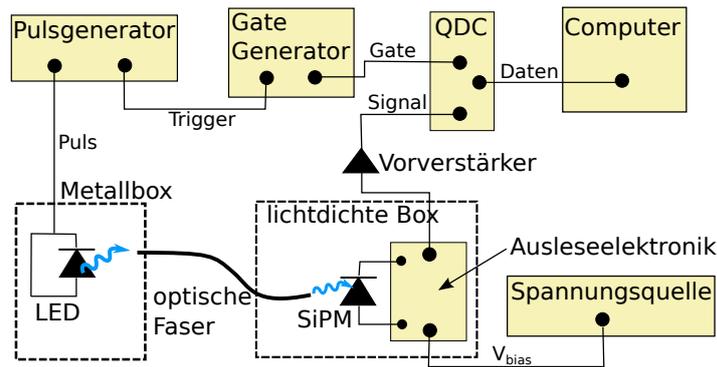
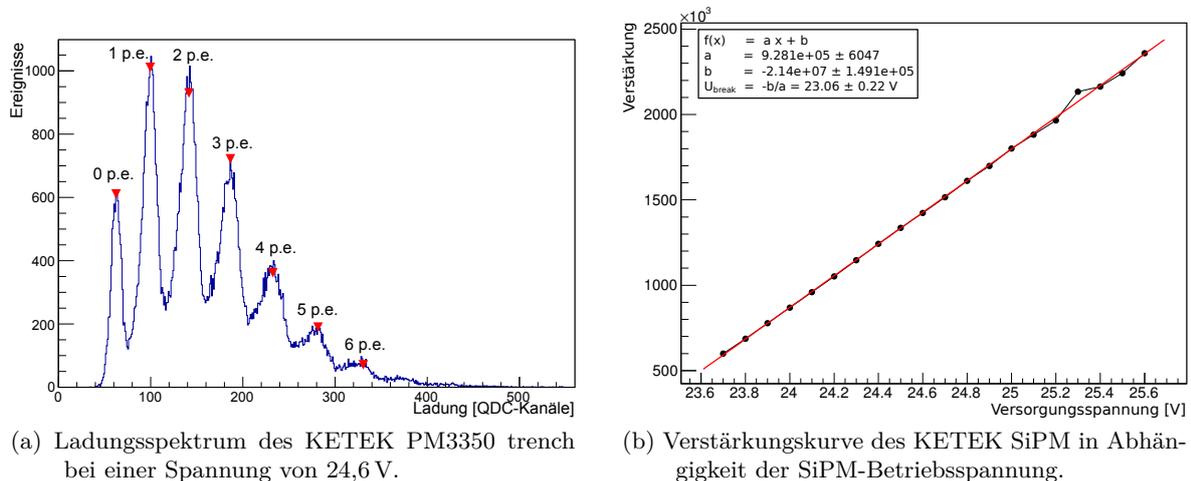


Abbildung 4.1: Setup zur Bestimmung der Ladungsspektren von SiPMs.

sich dabei also um integriertes Rauschen. Der zweite Peak entspricht einem ausgelösten Pixel, der dritte zwei Pixeln und so weiter. Die einzelnen Peaks sind deutlich voneinander zu unterscheiden, was die sehr gute Einzel-Photon-Auflösung von SiPMs zeigt. Man kann nun die Verstärkung des SiPMs über den Abstand zweier Peaks bestimmen, was der Ladung eines ausgelösten Pixels entspricht. Dies wird durch ein Programm [6] mittels einer schnellen Fouriertransformation (FFT) erledigt. Variiert man nun im Aufbau die Betriebsspannung des SiPM und ermittelt für jede Einstellung die Verstärkung, so ergibt sich ein Verlauf wie in Abbildung 4.2b dargestellt. Wie nach Gleichung (2.3) ersichtlich ist dieser Verlauf linear, und durch den Fit einer Geraden an die Messwerte kann die Durchbruchspannung bestimmt werden, bei der die Verstärkung gleich Null ist. Die ermittelten Werte der einzelnen SiPMs stehen in Tabelle 4.1.

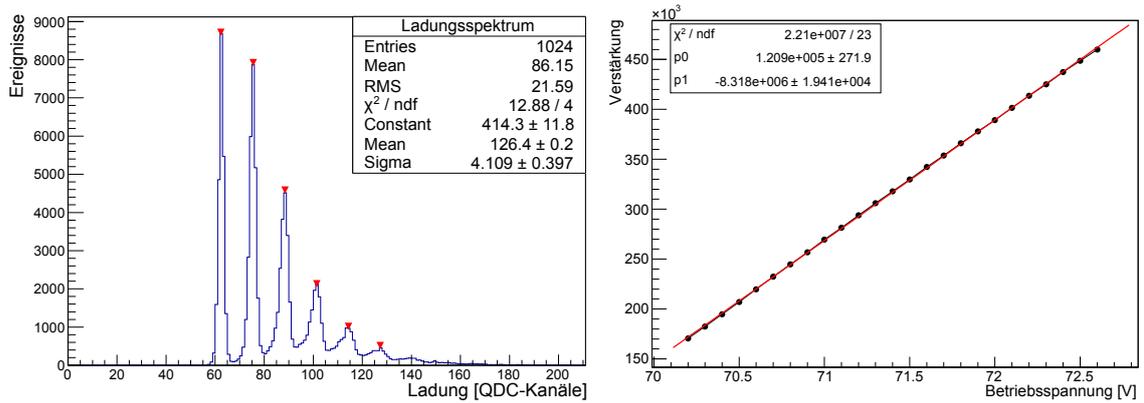


(a) Ladungsspektrum des KETEK PM3350 trench bei einer Spannung von 24,6 V.

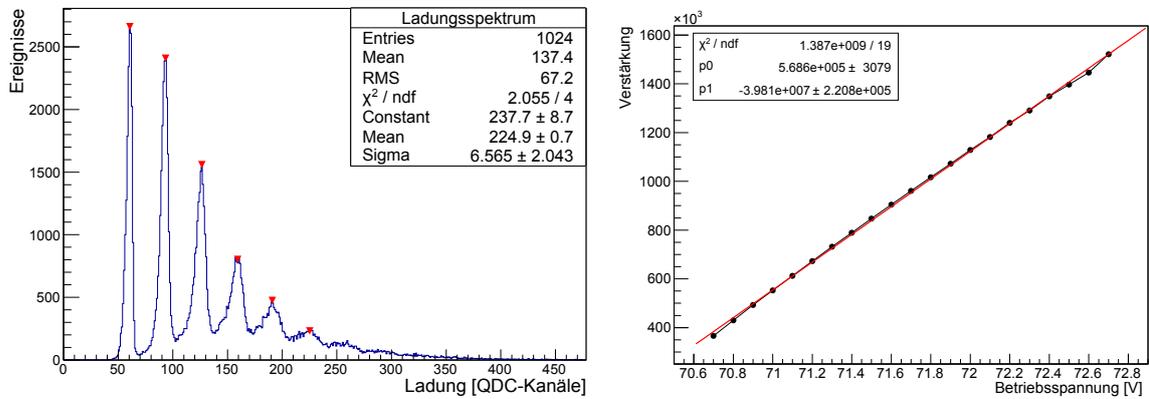
(b) Verstärkungskurve des KETEK SiPM in Abhängigkeit der SiPM-Betriebsspannung.

Abbildung 4.2: Ermittlung der Durchbruchspannung des SiPMs von KETEK.

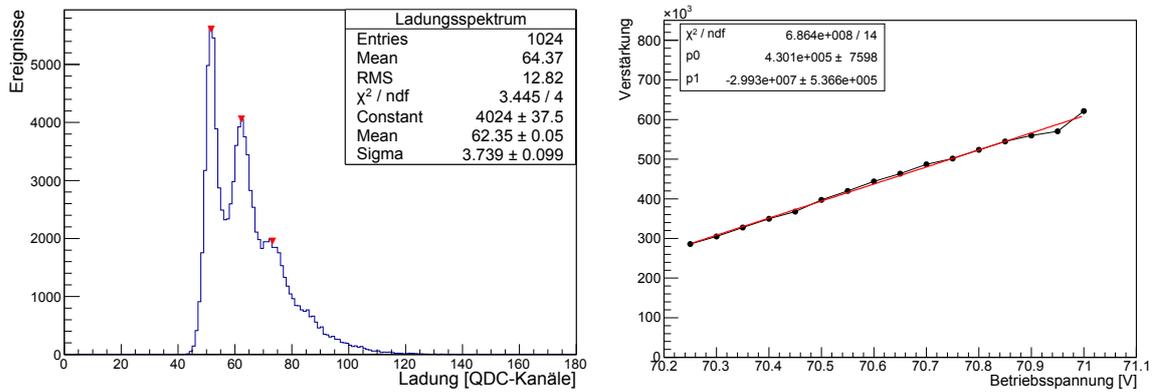
4 Messungen zur Zeitauflösung



(a) Hamamatsu S10362-11-025C. Links das Ladungsspektrum bei einer Spannung von 72,2 V. Rechts daneben der Verlauf der Verstärkung.



(b) Hamamatsu S10362-11-050C. Links das Ladungsspektrum bei einer Spannung von 71,9 V. Rechts daneben der Verlauf der Verstärkung.



(c) Hamamatsu S10362-33-050C. Links das Ladungsspektrum bei einer Spannung von 70,45 V. Rechts daneben der Verlauf der Verstärkung.

Abbildung 4.3: Ladungsspektren und Verlauf der Verstärkung in Abhängigkeit der Betriebsspannung für die restlichen SiPMs.

4.3 Messung der Zeitauflösung

Zur Messung der Zeitauflösung des Szintillator-SiPM-Systems wird der linke Teil des in Abbildung 3.5 dargestellten Aufbaus verwendet. In der lichtdichten Box wird die Szintillatorkachel von der Seite mit dem UV-Laser bestrahlt und dadurch zur Szintillation angeregt. Das Szintillationslicht gelangt auf den darunterliegenden SiPM und erzeugt dort ein Signal. Dieses Signal wird über den Ausleseschaltkreis des SiPMs direkt auf das Oszilloskop gegeben. Um einen Referenzzeitpunkt für die Datennahme der Signale zu erhalten, wird der Triggerausgang des Laser-Controllers verwendet.

Die Analyse der Signale wird mit einem ROOT-Programm realisiert. Für jeden der folgenden Messwerte wird für eine ausreichend hohe Statistik 3000 mal sowohl das Triggersignal als auch das SiPM-Signal mit dem Oszilloskop als Textdatei gespeichert. Diese Daten werden mit dem ROOT-Programm automatisiert eingelesen und dann weiterverarbeitet. Bei beiden Signalen wird ein Zeitstempel bestimmt, sobald das Signal eine eingestellte Schwelle erreicht (Abbildung 4.4). Für das Triggersignal wird stets eine feste Schwelle bei etwa 300 mV, was etwa 30 % des Signalmaximums entspricht, eingestellt. An dieser Stelle hat das Signal die größte Steigung. Nach [18] und wie bereits in Abschnitt 3.3 erläutert, sind dort die Fluktuationen des Signals durch elektronisches Rauschen am geringsten, was zu einer besseren Zeitauflösung führt. Der Zeitstempel des SiPM-Signals kann auf zwei verschiedene Weisen gesetzt werden. Zum einen ist es möglich den Zeitstempel zu setzen, sobald das Signal eine fest eingestellte Schwelle überschreitet („Leading-Edge“), zum anderen kann der Zeitstempel gesetzt werden, wenn das Signal einen bestimmten Bruchteil des Signalmaximums erreicht („Constant-Fraction“). Diese beiden Möglichkeiten sind in Abbildung 4.5 dargestellt. Bei der Leading-Edge-Methode ist die Zeit, zu der der Zeitstempel gesetzt wird, abhängig von der Höhe des Signals, wie aus der Abbildung ersichtlich. Dieses Verhalten wird Timewalk-Effekt genannt. Durch die Constant-Fraction-Methode kann dieser Effekt nahezu kompensiert werden. Da die SiPM-Pulse in den Messungen variieren, sind für die Leading-Edge-Methode schlechtere Zeitauflösungswerte zu erwarten.

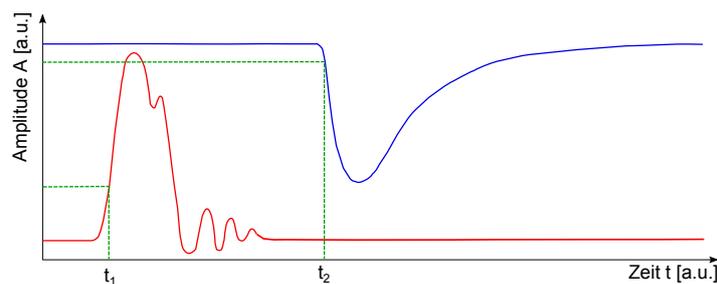


Abbildung 4.4: Triggersignal (rot) und SiPM-Signal (blau). Für beide Signale wird ein Zeitstempel gesetzt, sobald sie die Schwelle erreichen.

Das Programm berechnet für beide Signale den der Schwelle entsprechenden Amplitudenwert, an dem der der Zeitstempel ermittelt werden soll. Da dieser in der Regel zwischen zwei Messpunkten liegt, wird zwischen diesen umgebenden Messpunkten linear interpoliert, um den entsprechenden Zeitstempel zu erhalten. Diese Interpolation ist eine einfache Methode,

eignet sich für diese Signale jedoch gut. Abbildung 4.6 zeigt ein beispielhaftes Signal, an dem durch Interpolation ein Zeitstempel ermittelt wird.

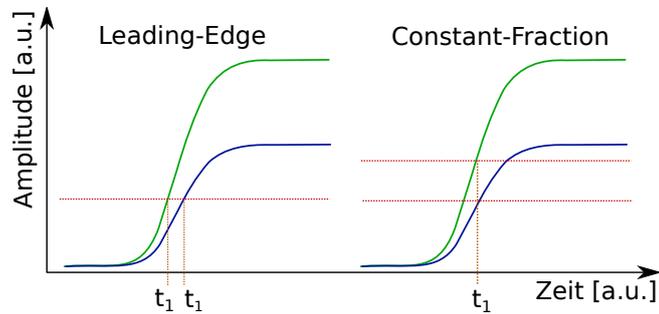


Abbildung 4.5: Constant-Fraction- und Leading-Edge-Methode.

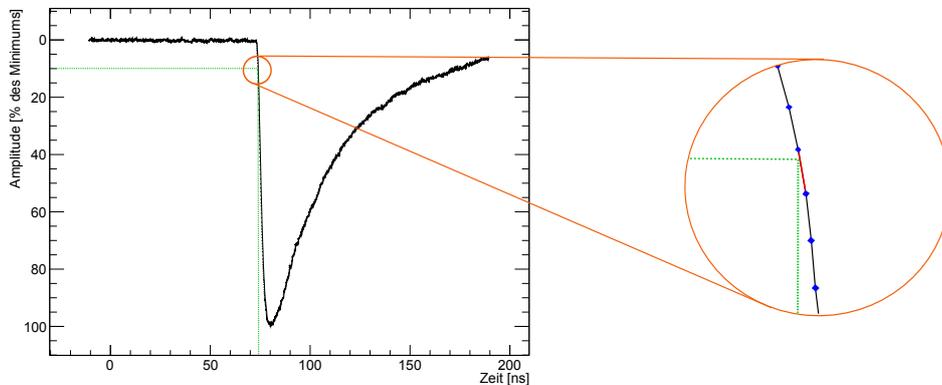


Abbildung 4.6: Interpolation eines Zeitstempels zwischen zwei Messpunkten an einem SiPM-Signal. Rechts ist ein vergrößerter Ausschnitt zu sehen.

Die Detektionszeiten, also die Differenzen der Zeitstempel des Triggersignals und des SiPM-Signals, werden in ein Histogramm eingetragen. Die Breite der Verteilung dieser Werte wird als Zeitauflösung definiert. Hierfür wird oft der rms-Wert² oder die Standardabweichung σ der Verteilung angegeben. Das Analyseprogramm ermittelt für jede Messung beide Werte. Das σ wird durch den Fit einer Gauß-Funktion der Form

$$f(x) = \frac{A}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2} \quad (4.1)$$

mit einer Amplitude A , dem Mittelwert μ und der Standardabweichung σ bestimmt. Die Verteilung der Detektionszeiten ist gaußförmig. Für normalverteilte Messwerte entspricht die Standardabweichung einer Gaußschen Verteilung gerade dem rms-Wert. Dies ist auch in den späteren Messungen zu erkennen. Ein beispielhaftes Histogramm ist in Abbildung 4.7 dargestellt.

Um einen ersten Eindruck über mögliche Zeitauflösungswerte zu erhalten, wurden Simulationen mit Geant4 und GosSiP durchgeführt. Hierfür wurde eine mittlere Energie der Elektronen

²root mean square: quadratischer Mittelwert

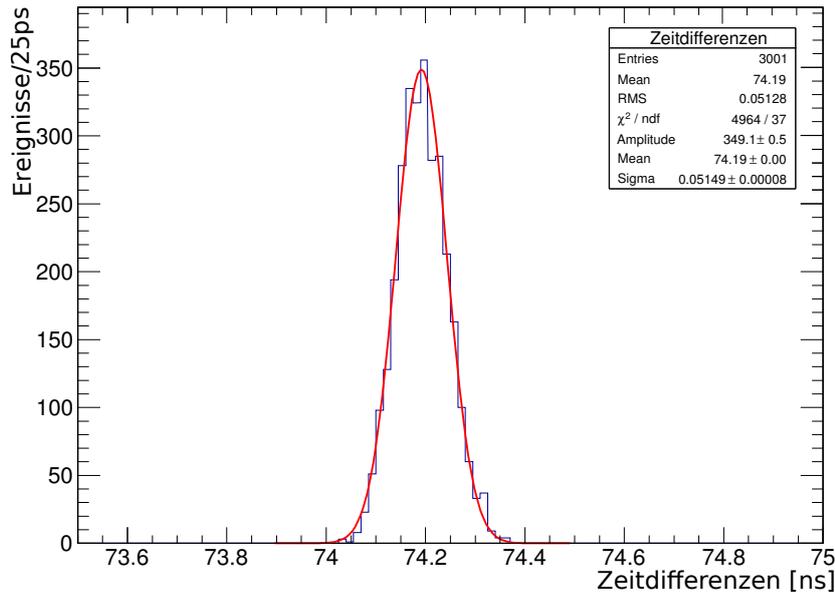


Abbildung 4.7: Histogramm der Detektionszeiten. Die Messung wurde mit dem Hamamatsu S10362-33-050C bei einer Spannung von 72,7 V, einer Signalhöhe von 300 Pixeln (≈ 136 mV) und einer Zeitstempelschwelle von 10 % gemacht. Die Standardabweichung des Gauß-Fits (rot) stimmt sehr gut mit dem rms-Wert überein.

von etwa 30 MeV angenommen. Als Szintillator wurde eine verspiegelte Kachel des NE-110 der Größe $7,5 \times 8,5 \times 5$ mm³ angenommen. Für Parameter, die für einen SiPM Hamamatsu S10362-33-050C typisch sind, ergaben die Simulationen, dass pro Treffer etwa 300 Pixel ein Signal erzeugen und eine Zeitauflösung von 45 ps zu erwarten ist [1]. Die folgenden Messungen basieren jedoch auf einer $1 \times 1 \times 1$ cm³ großen und vorerst unverspiegelten Kachel. Da die Simulation für den S10362-33-050C durchgeführt wurde, wird dieser für die folgenden Messungen als "Referenz-SiPM" verwendet.

Messung der Ein-Pixel-Amplitude

Um für spätere Messungen abschätzen zu können, wie viele Pixel des SiPMs feuern, wird nun zunächst für den Hamamatsu S10362-33-050C ermittelt, wie groß die Amplitude eines Ein-Pixel-Signals ist. Dafür wird dieser in der lichtdichten Box mit der angegebenen Betriebsspannung betrieben und das entstehende Signal über einen Verstärker³ auf das Oszilloskop gegeben. Man erhält so das Rauschen durch die Dunkelpulse, Nachpulse und Übersprechen. Diese sind typischerweise Ein- oder Zwei-Pixel-Ereignisse und haben daher eine sehr kleine Amplitude, weshalb der Verstärker zur Messung verwendet werden muss. Ein beispielhaftes Signal für die Dunkelpulse des Hamamatsu S10362-33-050C ist in Abbildung 4.8 zu sehen. Die kleinsten Pulse außerhalb des elektronischen Rauschen sind Ein-Pixel-Events. Die Zwei- oder Drei-Pixel-Ereignisse sind mit großer Wahrscheinlichkeit durch Crosstalk erzeugte Pulse. Kleinere Pulse auf der abfallenden Flanke von vorangegangenen Pulsen können sowohl thermisch erzeugte Signale als auch Nachpulse sein. Da der Verstärker die Signale 50-fach

³Philips Scientific, Model 774, Quad Fast Risetime Amplifier, Verstärkungsfaktor 50

verstärkt, ist die tatsächliche Amplitude eines Ein-Pixel-Signals um einen Faktor 50 kleiner. Im Fall des S10362-33-050C beträgt die unverstärkte Amplitude eines gefeuerten Pixels etwa $(0,20 \pm 0,04)$ mV.

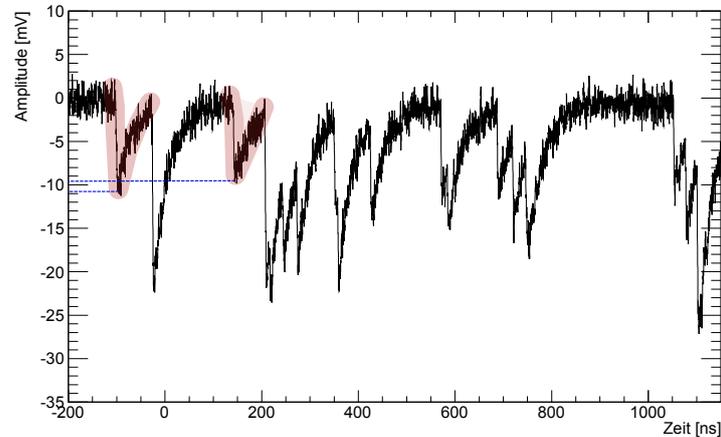


Abbildung 4.8: Um einen Faktor 50 verstärkte Dunkelrate des Hamamatsu S10362-33-050C. Zu sehen sind Pulse durch thermische Anregung sowie Crosstalk-Ereignisse. Farblich markiert sind Signale eines einzelnen Pixels.

Zeitauflösung in Abhängigkeit der Zeitstempel-Schwelle

Zunächst wird untersucht, inwieweit sich die Einstellung der Zeitstempel-Schwelle im Analyseprogramm auf die Zeitauflösung auswirkt. Für die Messung wird der S10362-33-050C verwendet. Dazu wird der SiPM mit der vom Hersteller angegebenen Betriebsspannung versorgt und mit Hilfe der Abschätzung der Amplitude des Ein-Pixel-Signals eine Signalhöhe eingestellt, die etwa 300 gefeuerten Pixeln entspricht (etwa 60 mV). Beide der oben erläuterten Methoden sollen nun verglichen werden. Außerdem wird überprüft, inwiefern sich die Zeitauflösung für unterschiedlich hohe Schwellwerte ändert. Die Messungen sind in Abbildung 4.9 zu sehen.

Offensichtlich liefert die Constant-Fraction-Methode mit festem Bruchteil des Signalmaximums bessere Werte für die Zeitauflösung als die Leading-Edge-Methode mit fester Amplitude. Besonders deutlich macht sich der Effekt bei höheren Schwellen bemerkbar. Dies stimmt mit den Erwartungen überein.

Mit steigender Schwelle nimmt auch der Wert der Zeitauflösung zu. Ein Grund hierfür ist, dass bei höheren Schwellen ein nur geringer Unterschied in der Steigung des Signals zu größeren Schwankungen der Zeitstempel führt. Abbildung 4.10 verdeutlicht diesen Zusammenhang. Zum anderen nimmt die Steilheit des Signals zum Maximum hin ab, wodurch der Einfluss des elektronischen Rauschens zunimmt.

Unterhalb einer Schwelle von 10 % ist vor allem bei kleineren Signalen eine deutlich schlechtere Zeitauflösung zu erwarten, da diese Schwelle schon in der Nähe des elektronischen Rauschens liegen könnte. Außerdem hat das Signal unterhalb dieser Schwelle keinen besonders steilen Anstieg. Daher ist eine Schwelle von etwa 10 % am besten geeignet und wird auch in den weiteren Messungen beibehalten.

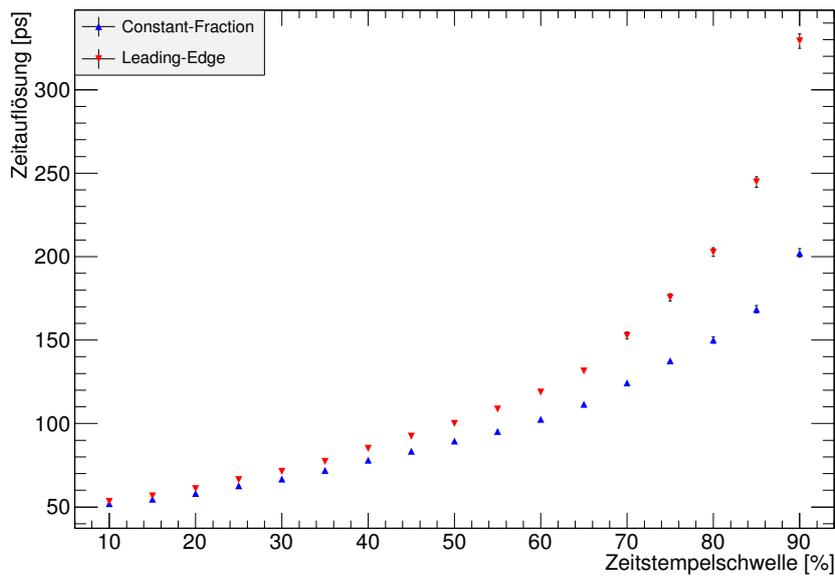


Abbildung 4.9: Verlauf der Zeitauflösung bei Änderung der Zeitstempel-Schwelle für zwei verschiedene Methoden.

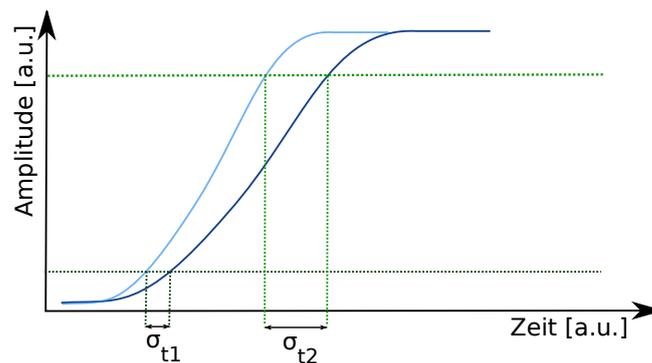


Abbildung 4.10: Geringe Unterschiede in der Steigung der Signale führen bei höheren Schwellen zu größeren Schwankungen in den Detektionszeiten.

Zeitauflösung in Abhängigkeit der SiPM-Betriebsspannung

Die Betriebsspannung eines SiPMs bestimmt die Stärke des elektrischen Feldes in der Multiplikationszone und damit die Verstärkung beziehungsweise die Signalhöhe. Inwieweit sich eine Veränderung der Spannung auf die Zeitauflösung auswirkt, soll nun untersucht werden.

Diese Messung wird für alle zur Verfügung stehenden SiPMs durchgeführt. Stellvertretend soll hier die Messung mit dem Hamamatsu S10362-33-050C gezeigt werden. Zunächst wird dieser bei seiner angegebenen Spannung von 71,28 V betrieben und mittels der Abschätzung des Ein-Pixel-Signals wird eine Lichtintensität am Laser eingestellt, die etwa 300 gefeuerten Pixeln entspricht (≈ 60 mV). Nun wird oberhalb der Durchbruchspannung die Betriebsspannung um mehrere Volt variiert, und für jede Einstellung werden mit Hilfe des Oszilloskops

3000 Signale herausgeschrieben und im Analyseprogramm die Constant-Fraction-Methode eingestellt. Abbildung 4.11 zeigt die ermittelten Werte für die Zeitauflösung. Es ist sowohl der rms-Wert der Verteilung als auch die durch den Fit ermittelte Standardabweichung eingetragen.

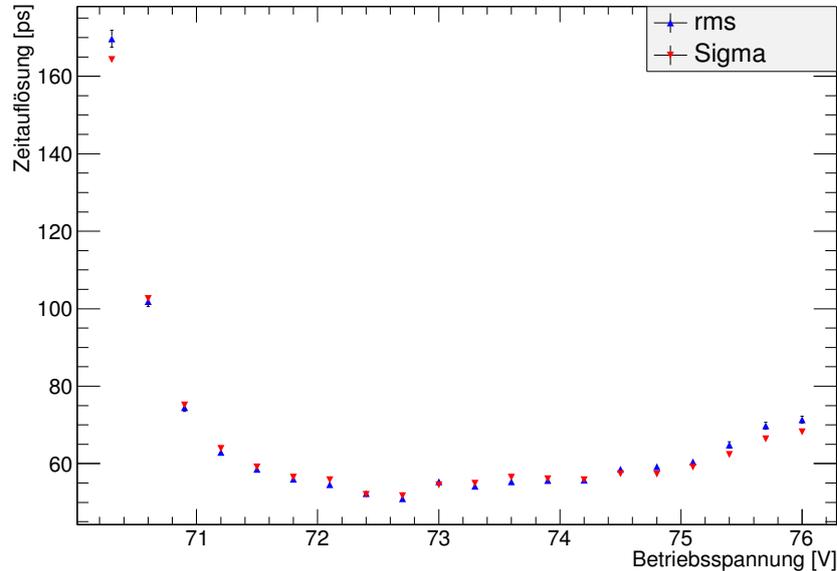


Abbildung 4.11: Verlauf der Zeitauflösung bei Änderung der SiPM-Betriebsspannung für den Hamamatsu S10362-33-050C.

Es fällt auf, dass für geringe Überspannungen eher schlechte Zeitauflösungswerte (>100 ps) erreicht werden. Mit ansteigender Spannung verschmälert sich jedoch die Verteilung der Zeitdifferenzen und die Zeitauflösung nimmt immer weiter zu und erreicht bei etwa 72,5 V den besten Wert von ungefähr 50 ps. Danach ist eine mäßige Verschlechterung der Zeitauflösung zu höheren Spannungen zu erkennen.

Die Höhe eines Signals ist entscheidend für die Zeitauflösung. Ein hohes Signal hat in der Regel auch eine steile Anstiegsflanke. Dadurch hat elektronisches Rauschen nur einen sehr geringen Einfluss auf den Zeitpunkt des Signals bei einer bestimmten Schwelle. Die Schwankungen in den Detektionszeiten werden dadurch geringer und die Zeitauflösung somit besser.

Gut zu erkennen ist, dass für mäßige Überspannungen bis etwa 5,5 V, was einer Betriebsspannung von 75 V entspricht, der rms-Wert der Verteilung der Zeitdifferenzen mit der Standardabweichung aus dem Fit sehr gut übereinstimmt. Bei höheren Spannungen treten leichte Abweichungen auf. Der Grund hierfür sind Crosstalk-Ereignisse, Nachpulse und die Dunkelrate, die mit steigender Verstärkung und daher nach Abbildung 4.2b auch mit steigender Spannung überlinear zunehmen, wie in [20] gezeigt werden konnte. Dadurch kommt es zu leichten Asymmetrien in der Verteilung der Zeitdifferenzen, was die Abweichung des rms-Wertes von der Standardabweichung erklärt. Durch diese Effekte kommt es außerdem zu stärkeren Fluktuationen in der Anstiegsflanke der Signale, was sich negativ auf die Zeitauflösung auswirkt.

Für die restlichen Messungen wird von nun an nur der rms-Wert angegeben.

In Tabelle 4.2 ist für alle SiPMs die durch diese Messung bestimmte Betriebsspannung eingetragen, die die beste Zeitauflösung liefert. Diese Werte liegen alle oberhalb der durch Hersteller angegebenen Betriebsspannung. Zusätzlich ist die Spannung als relative Überspannung eingetragen.

SiPM	optimale Spannung [V]	Überspannung [V]	relative Überspannung [%]
Hamamatsu S10362-33-050C	72,5	$2,9 \pm 1,7$	$4,2 \pm 2,4$
Hamamatsu S10362-11-025C	71,4	$2,6 \pm 0,2$	$3,8 \pm 0,3$
Hamamatsu S10362-11-050C	72,3	$2,2 \pm 0,5$	$3,3 \pm 0,8$
KETEK PM3350 trench	28,0	$4,9 \pm 0,2$	$21,4 \pm 1,0$

Tabelle 4.2: Die jeweilige optimale Betriebsspannung mit der besten Zeitauflösung und die entsprechende Überspannung.

Für die SiPMs von Hamamatsu liegt die optimale Betriebsspannung etwa zwischen 2 V und 3 V höher als die Durchbruchspannung. Dies ist etwas höher als die von Hamamatsu empfohlene Betriebsspannung. Im Fall des KETEK liegt die Überspannung bei etwa 4,9 V und damit unwesentlich über der vom Hersteller angegebenen relativen Überspannung von 20 %.

Zeitauflösung in Abhängigkeit der Laserintensität

Nun soll ermittelt werden, wie die Zeitauflösung mit der Anzahl der ausgelösten Pixel zusammenhängt. Dafür wird der Hamamatsu S10362-33-050C mit der eben ermittelten optimalen Spannung betrieben. Für diese Spannung wird nun wieder die Ein-Pixel-Amplitude abgeschätzt. Diese beträgt nun etwa 0,5 mV. Ein 300-Pixel-Signal hat folglich eine Amplitude von ungefähr 150 mV. Nun werden von 50 mV ($\hat{=}$ 100 Pixel) bis 400 mV ($\hat{=}$ 800 Pixel) jeweils alle 50 Pixel analog zu obigen Messungen 3000 Signale mit dem Oszilloskop aufgenommen. Die Analyse der Signale ergibt den in Abbildung 4.12 dargestellten Verlauf. Für die anderen SiPMs erhält man ein analoges Verhalten.

Mit steigender Anzahl an gefeuerten Pixeln verbessert sich die Zeitauflösung deutlich. Für die nach der Simulation erwarteten 300 ausgelösten Pixel beträgt die Zeitauflösung ($50,8 \pm 0,5$) ps. Wie in Abbildung 4.12 zu sehen, lässt sich der Verlauf der Zeitauflösung gut durch den Fit einer Funktion $1/\sqrt{N_{\text{gefeuert}} + x_{\text{offset}}}$ beschreiben, wobei N_{gefeuert} für die Anzahl ausgelöster Pixel steht. Ab einer bestimmten Anzahl gefeuerter Pixel sollte keine deutliche Verbesserung der Zeitauflösung mehr zu erwarten sein und ein minimaler Wert von ungefähr 20 ps erreicht werden, wenn alle Pixel des SiPMs auslösen. Ein Szintillator mit einer höheren Lichtausbeute kann offensichtlich die Zeitauflösung merklich verbessern.

Zeitauflösung bei Verwendung von Spiegelfolie

Für das Mu3e-Experiment ist geplant, die Szintillator-Kacheln einzeln mit Spiegelfolie zu umhüllen, damit sich das Szintillationslicht nicht über benachbarte Kacheln ausbreitet und ein höheres Signal in der getroffenen Kachel ergibt. Um festzustellen, inwieweit die Spiegelfolie die Zeitauflösung beeinflusst, wird die folgende Messung mit dem Hamamatsu S10362-33-050C

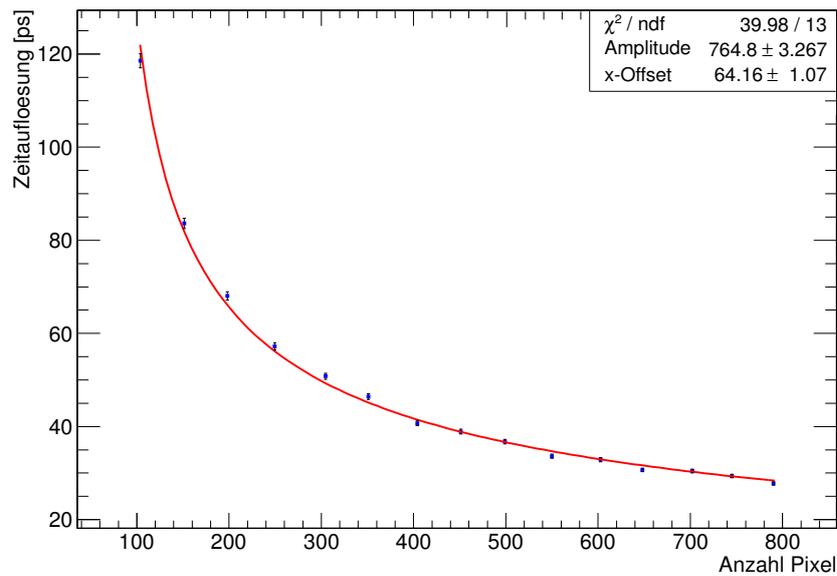


Abbildung 4.12: Verlauf der Zeitauflösung bei Änderung der Laserintensität und der damit verbundenen Anzahl ausgelöster Pixel für den Hamamatsu S10362-33-050C.

durchgeführt. Aus dem Verlauf der Zeitauflösung in Abhängigkeit der Anzahl gefeuerter Pixel ist bekannt, dass bei 72,5 V ein Signal der Amplitude 150 mV erzeugt wird, was etwa 300 gefeuerten Pixeln entspricht. Diese Messung wurde ohne Spiegelfolie durchgeführt. Nun wird bei derselben Lichtintensität und derselben Spannung eine gleichwertige Kachel eingesetzt, die auf allen Seiten, außer der dem SiPM und dem Laserstrahl zugewandten Seite, mit Spiegelfolie beklebt ist. Das so erhaltene Signal ist mehr als doppelt so groß als das mit der unbedeckten Kachel erhaltene. Dies entspricht den Erwartungen, da so fast keine Photonen nach außen gelangen können. Viele der Photonen gelangen so schließlich nach mehreren Reflexionen auf den SiPM. Das höhere Signal sorgt für eine wesentlich bessere Zeitauflösung. Nun soll die Zeitauflösung mit dem Wert aus den Simulationen verglichen werden, in denen Spiegelfolie einberechnet wurde und etwa 300 Pixel auslösen. Daher wird die Lichtintensität des Lasers wieder soweit heruntergeregt, dass das Signal 300 ausgelösten Pixeln entspricht. Hierfür wurden wie in den Messungen zuvor Signale gespeichert und mit dem ROOT-Programm analysiert. Der Vergleich der beiden Werte für die Zeitauflösung ist in Tabelle 4.3 zu sehen. Der Zeitauflösungswert ohne Spiegelfolie ist etwa 2 ps geringer als der mit Spiegelfolie. Ur-

	Zeitaufloesung [ps]
ohne Spiegelfolie	$50,1 \pm 0,1$
mit Spiegelfolie	$52,1 \pm 0,7$

Tabelle 4.3: Zeitauflösung ohne und mit Spiegelfolie.

sache hierfür ist, dass durch die vielen Reflexionen des Szintillationslichts einige Photonen erst spät auf den SiPM treffen. Zu diesem Zeitpunkt wären ohne Spiegelfolie bereits keine Photonen mehr im Szintillator vorhanden. Dadurch erfolgt eine Verbreiterung des Signals

und vor allem der für Zeitmessungen interessanten Anstiegsflanke des Signals. Das elektronische Rauschen hat daher, wie bereits erwähnt, einen größeren Einfluss auf die zeitlichen Schwankungen, und der rms-Wert steigt an. Dieser Unterschied ist jedoch nicht besonders groß, sodass die beiden Messwerte als nahezu gleichwertig angesehen werden können. Dies zeigt auch, dass die vorangegangenen Messungen ohne Spiegelfolie vernünftige Werte liefern.

Vergleich der Zeitauflösung verschiedener SiPMs

Im Folgenden werden nun die in Tabelle 4.1 aufgeführten SiPMs in ihrer Zeitauflösung untersucht und verglichen. Dafür wird zunächst wieder der S10362-33-050C mit der optimalen Spannung 72,5 V betrieben und am Laser eine Lichtintensität eingestellt, die im SiPM etwa 300 Pixel zum Feuern bringt. Diese Lichtintensität wird nun beibehalten und nur die SiPMs gewechselt sowie die jeweils beste Betriebsspannung (siehe Tabelle 4.2) eingestellt. Für jeden SiPM werden bei dieser Lichtintensität wieder 3000 Signale herausgeschrieben und analog zu den vorherigen Messungen weiterverarbeitet. Die Analyse ergibt die in Abbildung 4.13 gezeigten Werte für die Zeitauflösung.

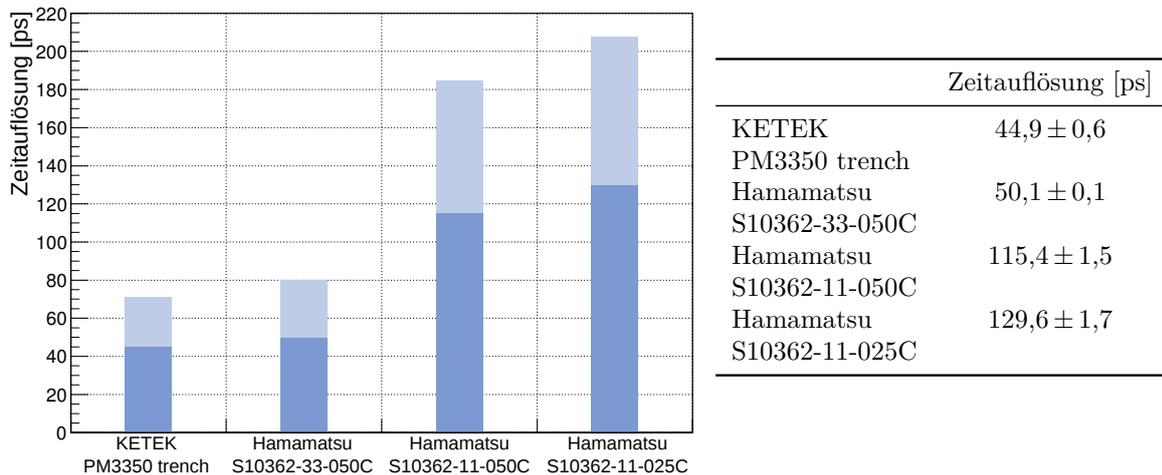


Abbildung 4.13: Die Zeitaufösungen der verschiedenen SiPMs im Vergleich. Hellblau eingezeichnet ist die Zeitauflösung bei Berücksichtigung des Korrekturfaktors.

Zunächst fällt auf, dass der SiPM von KETEK und der Hamamatsu mit der Größe von $3 \times 3 \text{ mm}^2$ die besten Zeitauflösungs-Werte liefern. Der KETEK ist dabei um etwa 5 ps besser als der Hamamatsu. Beide SiPMs haben die gleiche Anzahl an Pixeln und Pixelgröße sowie die gleiche aktive Fläche. Ein Unterschied besteht jedoch in der geometrischen Effizienz, der maximalen spektralen Sensitivität und in der PDE. Der Füllfaktor des KETEK ist leicht größer als der des Hamamatsu, was jedoch zu vernachlässigen ist. Auch der geringe Unterschied in der spektralen Sensitivität ist nicht von großer Bedeutung, wie aus Sensitivitätsspektren in [7] und [9] hervorgeht. Der entscheidende Faktor für den Unterschied liegt daher an der größeren PDE des KETEK. Aus den gemessenen Signalamplituden kann abgeschätzt werden, dass beim KETEK etwa 360 Pixel ein Signal erzeugen, während beim Hamamatsu etwa 300 Pixel zum Signal beitragen. Dies ist auf die höhere PDE des KETEK zurückzuführen. Da die Signale des KETEK größer sind als die des Hamamatsu, ergibt die Analyse für den KETEK auch die besseren Zeitauflösungswerte. Ein weiterer großer Vorteil des KETEK ist auch

die mehr als doppelt so hohe Verstärkung, die zu einer ebenfalls höheren Signalamplitude beiträgt.

Die beiden $1 \times 1 \text{ mm}^2$ großen SiPMs von Hamamatsu liefern wesentlich schlechtere Werte von über 100 ps für die Zeitauflösung. Dies war allerdings zu erwarten. Beide haben eine Fläche, die nur $1/9$ der Fläche der größeren SiPMs beträgt. Daher gelangen auch wesentlich weniger Photonen auf den SiPM, was zu einem geringeren Signal führt. Der S10362-11-050C hat zwar viel weniger Pixel (400) als der S10362-11-025C (1600 Pixel), allerdings ist dies bei der geringen Anzahl auftreffender Photonen nicht erheblich. Durch die fast dreimal so große Verstärkung des S10362-11-050C erreicht dieser auch ein etwa dreimal größeres Signal als der S10362-11-025C, obwohl bei beiden circa 30 Pixel ein Signal erzeugen. Die Anzahl gefeuerter Pixel ist beim S10362-11-025C etwas geringer, was an der niedrigeren PDE liegt.

Selbst bei einer Vergrößerung der Zeitauflösung um den Faktor 1,6, wie in Abschnitt 3.3 erläutert, liegen die Zeitauflösungen des KETEK und des Hamamatsu S10362-33-050C noch deutlich unter dem Ziel von $<100 \text{ ps}$.

Für das Mu3e-Experiment sollte mindestens ein SiPM mit einer aktiven Fläche $\geq 3 \times 3 \text{ mm}^2$ verwendet werden, damit genügend Photonen detektiert werden können. Der SiPM von KETEK zeichnet sich besonders durch seine hohe Verstärkung sowie seine gute PDE aus. Daher wird dieser für einen ersten Prototyp eines Kacheldetektormoduls in Betracht gezogen.

5 Zusammenfassung

Das in der Entwicklung befindliche Mu3e-Experiment soll nach dem Zerfall $\mu \rightarrow eee$ suchen, der nach dem Standardmodell verboten ist. Sollte durch das Experiment ein solcher Zerfall beobachtet werden, so ist dies ein klares Zeichen für Physik jenseits des Standardmodells. Der geplante Detektor ist unter anderem dafür konzipiert, die Koinzidenz der Zerfallsteilchen nachzuweisen, was eine sehr gute Zeitauflösung unter 100 ps erfordert, um Untergrund zu reduzieren. Die Zerfallsprodukte werden mit organischen Szintillatoren nachgewiesen. Die Detektion des Szintillationslichts erfolgt durch Silizium-Photomultiplier. Sowohl die Szintillatoren als auch deren Kombination mit SiPMs wurden in dieser Arbeit auf ihre Zeitauflösung untersucht.

Es konnte durch verschiedene Anregungen des Szintillators mit einem 378 nm-Laser, einer 265 nm-LED und einer ^{22}Na -Quelle gezeigt werden, dass es möglich ist die Zerfallsteilchen, die den Szintillator im Mu3e-Experiment treffen, durch Pulse eines UV-Lasers zu simulieren. Da durch den Laser jedoch nur der Wellenlängenschieber im Szintillator angeregt wird und die Signale dadurch eine geringere Anstiegszeit haben, muss berücksichtigt werden, dass die Zeitauflösungen bei Messungen mit Elektronen etwa um den Faktor 1,6 größer zu erwarten sind als die mit dem Laser ermittelten.

Messungen mit SiPMs und dem Szintillator ergaben, dass für die Auslese beziehungsweise das Setzen der Zeitstempel der SiPM-Signale die Constant-Fraction-Methode bei einer Schwelle von etwa 10 % des Signalmaximums die besten Werte für die Zeitauflösung liefert. Bei höheren Schwellen machen sich geringe Unterschiede in der Anstiegsflanke der Signale stärker bemerkbar. Eine Variation der SiPM-Betriebsspannung konnte zeigen, dass die SiPMs des Herstellers Hamamatsu bei einer Überspannung zwischen 2 und 3 V die besten Werte für die Zeitauflösung liefern. Ein SiPM von KETEK ergibt bei circa 4,9 V Überspannung optimale Werte. Zu höheren Spannungen nimmt die Zeitauflösung größere Werte an, da hier Effekte wie Nachpulse einen größeren Einfluss gewinnen. Mit steigender Anzahl ausgelöster Pixel würde eine bessere Zeitauflösung beobachtet, da die Höhe der Signale zunimmt. Auch konnte gezeigt werden, dass die Zeitauflösung mit steigender Anzahl ausgelöster Pixel N_{gefeuert} einem Verlauf $\sim 1/\sqrt{N_{\text{gefeuert}} + x_{\text{offset}}}$ folgt. Für eine typische nach Simulationen erwartete Intensität des Szintillationslichts konnte mit dem $3 \times 3 \text{ mm}^2$ großen SiPM von KETEK die beste Zeitauflösung von etwa 45 ps erreicht werden. Der ebenfalls $3 \times 3 \text{ mm}^2$ große SiPM von Hamamatsu ermöglicht eine Zeitauflösung von ungefähr 50 ps. Deutlich schlechtere Werte wurden durch die beiden $1 \times 1 \text{ mm}^2$ großen SiPMs von Hamamatsu erreicht. Hier liegen die Werte bei 115 ps und 130 ps. Die unterschiedlichen Eigenschaften wie PDE, aktive Fläche und Pixelgröße führen zu diesen Unterschieden in der Zeitauflösung. Die Verwendung eines Szintillators mit höherer Lichtausbeute und einem schnelleren Ansprechverhalten als beim NE-110 der Fall, würde die Zeitauflösung durch ein höheres Signal des Detektors weiter stei-

gern. Die aktive Fläche der SiPMs sollte nicht unterhalb von $3 \times 3 \text{ mm}^2$ liegen, um genügend Licht detektieren zu können.

Selbst bei einer Korrektur der Messwerte um den hergeleiteten Korrekturfaktor 1,6 liegen die besten Messwerte, die mit den $3 \times 3 \text{ mm}^2$ großen SiPMs erreicht wurden, unter dem Ziel von 100 ps.

In Zukunft sind weitere Messungen geplant. Unter anderem soll ein Elektronenstrahl am DESY für weitere Messungen der Zeitauflösung verwendet werden, da dies realistischere Bedingungen ermöglicht, die näher am geplanten Experiment liegen. Auch weitere SiPMs aus neu hergestellten Serien mit einer höheren PDE werden auf ihre vielversprechenden Eigenschaften untersucht und charakterisiert. Des Weiteren sollen unterschiedliche Geometrien der Szintillatorkacheln und auch der schräge Einfall von Elektronen, wie im Experiment der Fall, getestet werden.

A LabView-Programm zur Transmissionsmessung

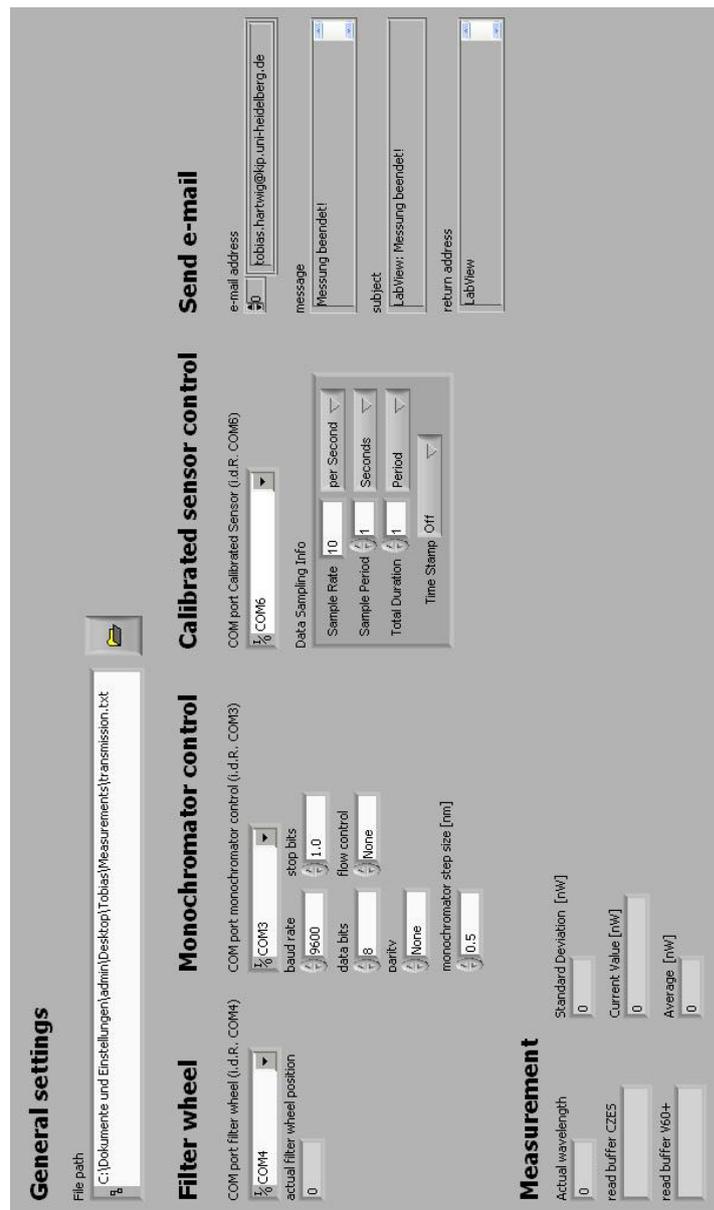


Abbildung A.1: Benutzeroberfläche des LabView-Programms

A LabView-Programm zur Transmissionsmessung

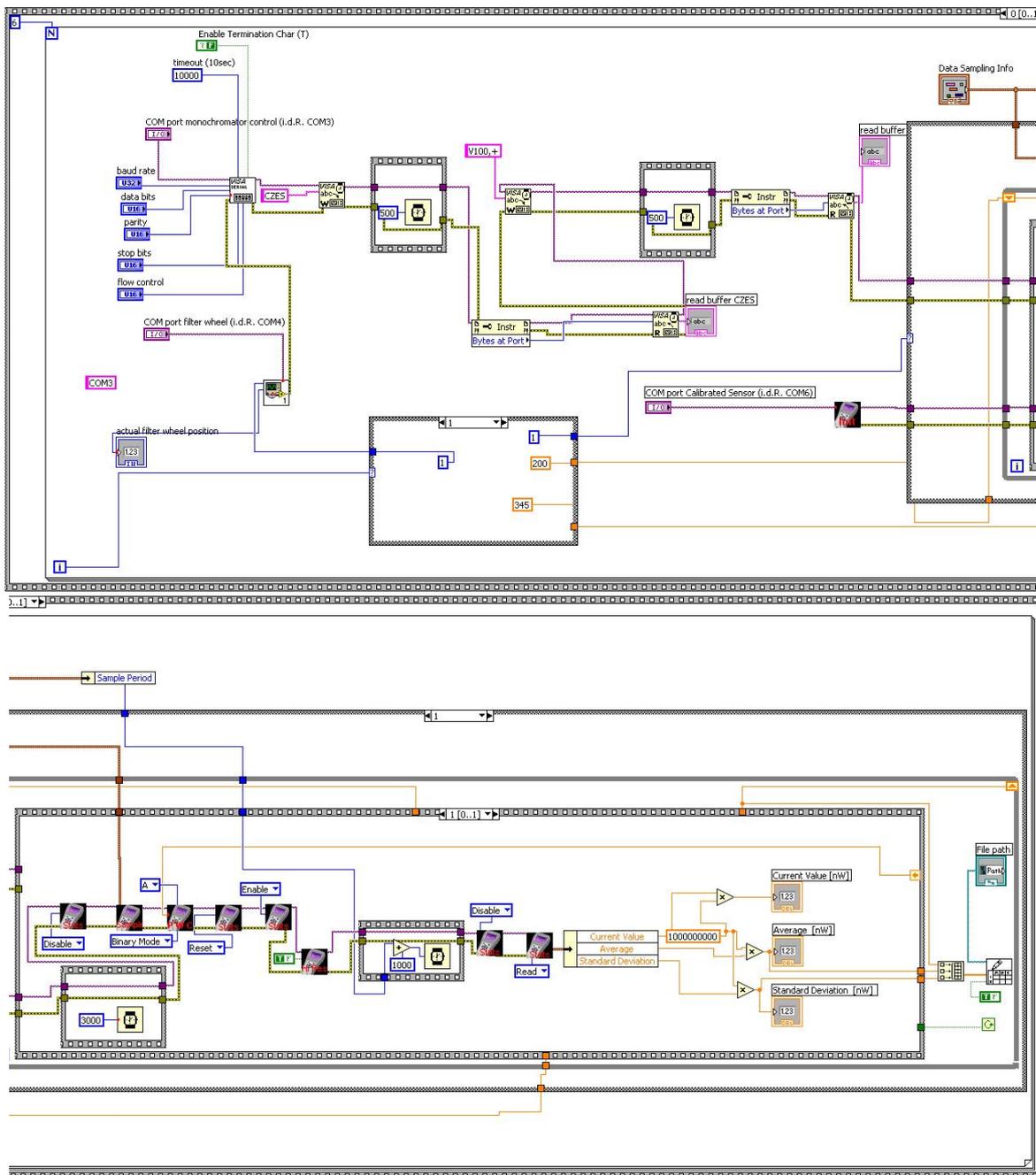


Abbildung A.2: Blockdiagramm des LabView-Programms

Literatur

- [1] Mu3e-Kollaboration. *Research Proposal for an Experiment to Search for the Decay $\mu \rightarrow eee$* . 2012.
- [2] J. Beringer et al. (Particle Data Group). In: *PR D86, 010001* (2012). URL: <http://pdg.lbl.gov>.
- [3] W. Shen. “Development of high performance readout ASICs for silicon photomultipliers (SiPMs)”. Diss. Universität Heidelberg, 2012.
- [4] C. Grupen. *Teilchendetektoren*. BI-Wiss.-Verl., 1993.
- [5] V. Golovin und V. Saveliev. “Novel type of avalanche photodetector with Geiger mode operation”. In: *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A* 518.1 (2004), S. 560–564.
- [6] P. Eckert. “Advanced silicon-photomultiplier characterization for calorimetric applications”. Diplomarbeit. Universität Heidelberg, 2010.
- [7] Hamamatsu. *Datenblatt der SiPMs*. Januar 2013. URL: <http://www.hamamatsu.com>.
- [8] D. Renker und E. Lorenz. “Advances in solid state photon detectors”. In: *Journal of Instrumentation* 4 (2009).
- [9] KETEK. *Datenblatt des PM3350 und PM3350 trench*. Januar 2013. URL: <http://www.ketek.net>.
- [10] S. Hunklinger. *Festkörperphysik*. Oldenbourg, 2011.
- [11] Eljen Technology. *Spezifikationen des Plastiksintillators EJ-208*. Januar 2013. URL: <http://www.eljentechnology.com>.
- [12] P. Eckert. “Study of the response and photon-counting resolution of silicon photomultipliers using a generic simulation framework”. In: *Journal of Instrumentation* (2012).
- [13] Saint Gobain. *Spezifikationen des Plastiksintillators BC-420*. Januar 2013. URL: <http://www.detectors.saint-gobain.com>.
- [14] LOT-QuantumDesign. *Datenblatt der verwendeten Glasfilter*. Januar 2013. URL: <http://www.lot-oriel.com/>.
- [15] Advanced Laser Diode Systems. *Handbuch des Laserkopfes PiL037SM*.
- [16] LeCroy. *Benutzerhandbuch des Oszilloskops Waverunner 610Zi*.
- [17] Agilent Technologies. *Handbuch des Agilent 33250A Waveform Generators*.
- [18] H. Spieler. *Semiconductor detector systems*. Oxford Univ. Press, 2008.
- [19] Kelly D. Rakes. “Evaluating The Response Of Polyvinyl Toluene Scintillators Used In Portal Detectors”. Masterarbeit. Air Force Institute Of Technology, Wright-Patterson Air Force Base (Ohio), 2008.

- [20] A. Tadday. “Characterisation studies of silicon photomultipliers”. In: *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A* 620.2 (2010).

Erklärung

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den 11. Februar 2013

Tobias Hartwig