

Albert-Ludwigs-Universität Freiburg
Physikalisches Institut
Abteilung Königsmann

Bachelorarbeit

Charakterisierung von Silizium Photomultipliern

Frank Sauerburger

29. August 2014

Betreuer: Prof. Dr. Horst Fischer
Dr. Florian Herrmann

Erklärung

Hiermit versichere ich, die eingereichte Bachelorarbeit selbständig verfasst und keine anderen als die von mir angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt zu haben. Wörtlich oder inhaltlich verwendete Quellen wurden entsprechend den anerkannten Regeln wissenschaftlichen Arbeitens (lege artis) zitiert. Ich erkläre weiterhin, dass die vorliegende Arbeit noch nicht anderweitig als Bachelorarbeit eingereicht wurde.

Ort, Datum: Unterschrift:

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Physikalische Grundlagen	3
2.1	Avalanche Photodiode	3
2.2	Silizium Photomultiplier	7
2.2.1	Dunkelereignisse	9
2.2.2	Vergleich mit anderen Photomultipliern	10
2.3	Szintillatoren	11
3	Charakterisierung	13
3.1	Pulsverteilung	14
3.1.1	Intensitätsabhängigkeit	17
3.1.2	Spannungsabhängigkeit	21
3.2	Ein Photon	23
3.2.1	Experiment	25
3.2.2	Simulation	26
3.2.3	Vergleich	29
3.3	Dunkelzählrate	30
3.3.1	Einfache Messmethode	32
3.3.2	Verwendete Messmethode	33
3.3.3	Abschätzung der statistischen Unsicherheiten	39
3.3.4	Ergebnisse der Messungen	40
3.4	Zeitliche Eigenschaften	42
3.4.1	Anstiegszeit	43
3.4.2	Pulslänge	45
3.4.3	Delays	46
3.4.4	Vergleich mit den Herstellerangaben	48
4	SiPM mit Szintillatoren	49
4.1	Natürliche Hintergrundstrahlung	49
4.2	Kalibrierung	54
5	Fazit und Ausblick	61

Kapitel 1

Einleitung

Photomultiplier sind wichtige Hilfsmittel in vielen Bereichen, wie der Medizin und der Teilchenphysik. In der Medizin werden Photomultiplier zum Beispiel bei der Positron-Emissions-Tomographie (PET) eingesetzt, um die beiden Photonen einer Elektron-Positron-Annihilation zu detektieren. In der Teilchenphysik werden Photomultiplier oft in Verbindung mit einem Szintillator zur Detektion von geladenen Teilchen oder Gammastrahlung verwendet. Die Aufgabe eines Photomultipliers ist bei diesen Anwendungen ähnlich. Sehr kleine Lichtpulse, manchmal auch einzelne Photonen, die in der Teilchenphysik im Szintillator entstehen, müssen verstärkt werden, so dass ein makroskopisches Signal entsteht, das mit Hilfe einer Elektronik weiterverarbeitet werden kann. Die genauen Anforderungen an den Photomultiplier unterscheiden sich je nach Anwendung. Heute gibt es eine Vielzahl an verschiedenen Bauarten und Techniken. Die Wichtigsten sind hierbei die klassischen Dynoden-Photomultiplier, die Mikrokanalphotomultiplier (engl. multi channel plate photomultiplier oder kurz MCP) und Avalanche-Photodioden-Multiplier. Im Rahmen meiner Bachelorarbeit untersuche ich Silizium Photomultiplier, die auf den Avalanche Photodioden basieren.

Zuerst möchte ich in Kapitel 2 einige physikalische Grundlagen erläutern, die für das Verständnis meiner Arbeit benötigt werden. Dazu möchte ich die Funktionsweise von Silizium Photomultipliern und die Funktionsweise von Avalanche Photodioden veranschaulichen.

In Kapitel 3 werde ich die Methoden vorstellen, mit denen ich die Charakterisierung der Silizium Photomultiplier durchgeführt habe. Eine wesentliche Größe ist dabei die Dunkelzählrate, das heißt, wie oft der Silizium Photomultiplier ein Signal liefert, obwohl gar kein Photon den Halbleiter getroffen hat. Ein weiterer interessanter Punkt bei der Charakterisierung ist die Untersuchung der Behauptung des Herstellers, ob die Silizium Photomultiplier tatsächlich einzelne

Photonen detektieren können.

Zuletzt möchte ich in Kapitel 4 eine konkrete Anwendungsmöglichkeit der Silizium Photomultiplier vorstellen und untersuchen. Dabei handelt es sich um eine Kombination aus einer szintillierenden Faser und zwei Silizium Photomultipliern, mit der geladene Teilchen und Gammaquanten nachgewiesen werden können. Mit der Anordnung ist sogar eine orts aufgelöste Messung möglich.

Kapitel 2

Physikalische Grundlagen

In diesem Kapitel möchte ich in einige physikalische Sachverhalte einführen, die zum Verständnis meiner Arbeit nötig sind. Bei der Darstellung habe ich mich auf die wesentlichen Aspekte beschränkt und bin vom Wissensstand eines Studierenden in einem Bachelorstudiengang der Physik ausgegangen. Für weiterführende Erklärungen und tiefere Einblicke in die jeweiligen Themen verweise ich auf [5, 7, 9, 10, 11, 14, 15]. Da Silizium Photomultiplier aus Avalanche Photodioden aufgebaut sind [9], wird zuerst auf die Funktionsweise von Avalanche Photodioden eingegangen.

2.1 Avalanche Photodiode

Eine Avalanche Photodiode (englisch avalanche = Lawine) besteht im Wesentlichen aus einem p - n -Übergang, der in Sperrrichtung betrieben wird. Wie in [11] angegeben, weisen die Avalanche Photodioden, die in den Silizium Photomultipliern meiner Arbeit zum Einsatz kommen, ein n^+ - n - p^+ -Dotierungsprofil auf. Das Pluszeichen im Exponenten steht hierbei für eine besonders hohe Dotierungskonzentration, das heißt, auf der Seite der Kathode ist zuerst eine Schicht mit hoher negativer Dotierung. Negative Dotierung bedeutet, dass Atome in das Kristallgitter eingebaut wurden, die ein zusätzliches Elektron besitzen, das nur schwach gebunden ist. Im Vergleich dazu weist die mittlere Schicht eine weitaus geringere negative Dotierung auf. Die Anode der Diode ist dagegen in hohem Maße positiv dotiert. Eine positive Dotierung bedeutet, dass Atome ins Kristallgitter eingebaut wurden, die ein Elektron zu wenig besitzen, so dass an diesen Stellen leicht ein freies Elektron aufgenommen werden kann. In Abbildung 2.1 ist der Aufbau der Avalanche Photodiode schematisch dargestellt.

Um die Diode zu verwenden, wird sie negativ vorgespannt, das heißt in Sperrrichtung betrieben. Die Fehler im Gitter im p -dotierten Bereich werden

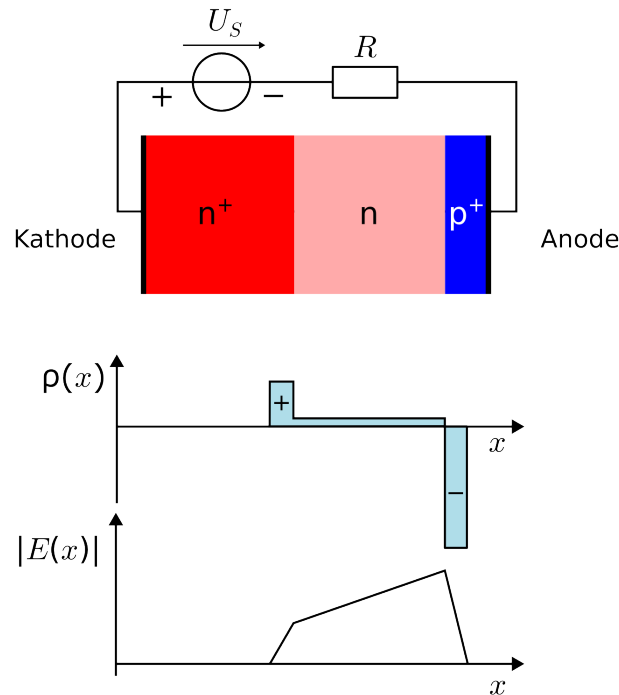


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des $n^+ - n - p^+$ -Übergangs einer Avalanche Photodiode bei angelegter Sperrspannung (oben), qualitative Darstellung der Raumladungsdichte (Mitte) und das daraus betragsmäßig resultierende elektrische Feld (unten).

auch als Löcher bezeichnet, da sie ein Elektron aufnehmen können – sie bieten also einen freien Platz, ein Loch. Die Löcher können wie in [4, 14] als Teilchen mit positiver Ladung behandelt werden. Diffusionsprozesse und das äußere elektrische Feld treibt diese Löcher auf die n -dotierte Seite der Diode. Auf der n -dotierten Seite gibt es aufgrund der Dotierung einen Überschuss an Elektronen, die nicht ins Kristallgitter eingebaut werden können. Aus denselben Gründen wie bei den Löchern wandern die Elektronen auf die p -dotierte Seite. Die Löcher auf der n -dotierten Seite rekombinieren mit den dort überschüssigen Elektronen. Umgekehrt rekombinieren die Elektronen mit den Löchern auf der p -dotierten Seite. Verlässt ein Elektron die n -dotierte Seite, bleibt dort die positive Ladung des Kerns übrig, da die Diode anfangs neutral war. Umgekehrt bleibt auf der p -Seite eine negative Ladung zurück, wenn dort ein zusätzliches Elektron ins Gitter eingebaut wird. Für weiterführende Erklärungen verweise ich auf [14].

Es kommt also wegen Diffusion an den Übergängen der Schichten zu Raumladungen, die durch die angelegte Spannung beeinflusst werden. Beim Anlegen einer Spannung in Sperrrichtung, wie in Abbildung 2.1 gezeigt, werden die Raumladungen vergrößert. Ähnlich wie bei einer pin -Diode (siehe [14]) bildet sich am

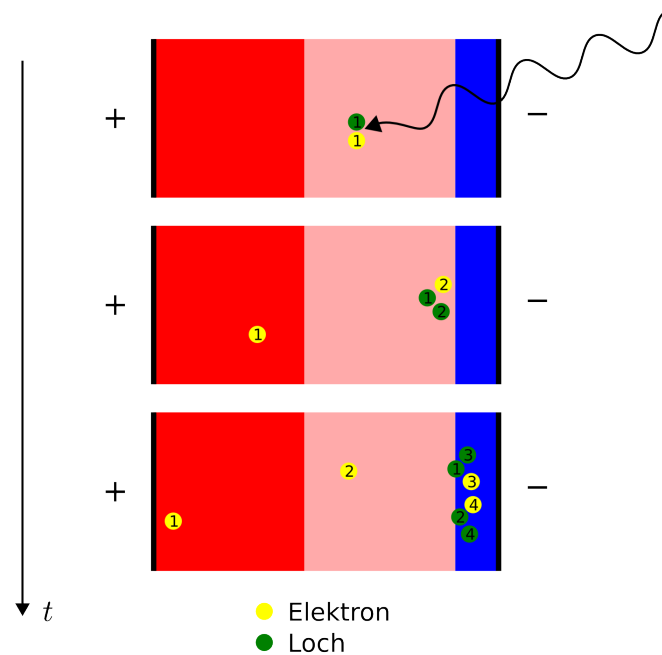


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der Bildung des primären Elektron-Loch-Paares (1) und der lawinenhaften Erzeugung von sekundären Ladungsträgerpaaren (2 - 4) als zeitliche Abfolge.

Rand der n^+ -Schicht eine positive Raumladung mit großer Ladungsdichte ρ aus. In der mittleren n -dotierten Schicht kann sich aufgrund der weitaus geringeren Dotierung nur eine geringe Dichte positiver Ladungen bilden. Auf der p -dotierten Seite hat sich eine positive Raumladung gebildet, die eine sehr hohe Ladungsdichte aufweist. Das Profil der Ladungsdichte $\rho(x)$ ist in Abbildung 2.1 skizziert.

Das Auftreten der Raumladungen bedeutet, dass Elektronen und Löcher rekombinierten, das heißt, es stehen wie bei einer normalen pn -Diode in diesen Regionen des Halbleiters weniger/keine Ladungsträger zur Verfügung, die zu einem Stromfluss beitragen könnten. Die Diode sperrt.

Aus der Ladungsdichte lässt sich das elektrische Feld $E(x)$ berechnen, das auch in 2.1 dargestellt ist. Im Vergleich zu einer normalen pn -Diode ergibt sich hier ein räumlich weit ausgehntes elektrisches Feld. Wird die Diode von rechts mit Licht bestrahlt, können Photonen in den Halbleiter eindringen und in einem Bereich mit vorhandenem elektrischen Feld absorbiert werden. Wie tief die Photonen in den Halbleiter eindringen können, hängt stark von deren Energie ab, vergleiche [9]. Praktikable Schichtdicken sorgen dafür, dass Licht im sichtbaren Bereich, vor allem aber blaues Licht, in der nur leicht n -dotierten, mittleren

Schicht absorbiert wird. Dabei wird ein Elektron vom Valenzband ins Leitungsband gehoben. Anders ausgedrückt, es wird ein Elektron-Loch-Paar erzeugt, siehe Abbildung 2.2. Auf das Elektron und auf das Loch wirkt das in Abbildung 2.1 dargestellte elektrische Feld und beschleunigt die Elektronen nach links. Das entstandene Loch wird aufgrund des Feldes nach rechts beschleunigt. Hat das Loch im nach rechts immer stärker werdenden Feld genügend kinetische Energie gesammelt, kann es bei einem Stoß mit einem Atom im Gitter zu Stoßionisation kommen, das heißt, das primäre Loch erzeugt ein weiteres Elektron-Loch-Paar. Das erzeugte Elektron wird zur linken Seite driften und kann, sofern es genügend Energie auf sammeln kann, auch ein weiteres Elektron-Loch-Paar erzeugen. Die beiden Löcher können im starken elektrischen Feld auf kurzer Strecke genügend kinetische Energie gewinnen um durch Stoßionisation wieder jeweils ein weiteres Elektron-Loch-Paar erzeugen. Es kommt so zu einer Lawinenbildung (engl. Avalanche). In Abbildung 2.2 ist dieser Prozess schematisch dargestellt. Die vielen dabei erzeugten freien Ladungsträger tragen zu einem Stromfluss bei. Die Diode wird leitend.

Häufig wird wie in [14] eine Avalanche Photodiode durch ein $p^+-\pi-p-n^+$ -Dotierungsprofil gebildet, π bezeichnet hierbei eine Schicht mit besonders geringer positiver Dotierung. Der hauptsächliche Unterschied ist, dass die Dotierung invers (negativ \leftrightarrow positiv) ist. Dadurch kommt es zu einer lawinenhaften Verstärkung der Elektronen und nicht der Löcher.

Die durch das Photon ausgelöste Lawine kommt nicht selbständig zum Erliegen. Es kann zu großen Stromflüssen kommen, die die Diode zerstören können. Die einfachste Möglichkeit die Lawine zu stoppen, ist einen externen sogenannten Quench-Widerstand R einzubauen (engl. quench = löschen). In Abbildung 2.1 ist dieser bereits eingebaut. Der Strom, der nach der Lawinenbildung fließt, führt dazu, dass über den OHMschen Widerstand R eine Spannung abfällt. Dadurch reduziert sich die Spannung, die an der Diode anliegt. Sobald eine gewisse Spannung unterschritten wird, kann es nicht mehr zur oben beschriebenen Multiplikation der Ladungsträger kommen. Die Lawinenbildung ist gestoppt.

Bei der Anwendung von Avalanche Photodioden haben sich zwei Betriebsmodi etabliert. Bei moderater Sperrspannung findet eine Multiplikation der Ladungsträger statt, so dass die Anzahl N' der sekundären Ladungsträger zur Anzahl N der primären Ladungsträger proportional ist: $N' = MN$, wobei M Multiplikationsfaktor genannt wird. Der Betriebsmodus wird deshalb auch *strahlungsproportionaler* Betriebsmodus genannt. In diesem Betriebsmodus ist es somit möglich, die Photointensität anhand des durch die Diode fließenden Stroms zu messen. Der Faktor M liegt bei etwa $10^2 \dots 10^3$.

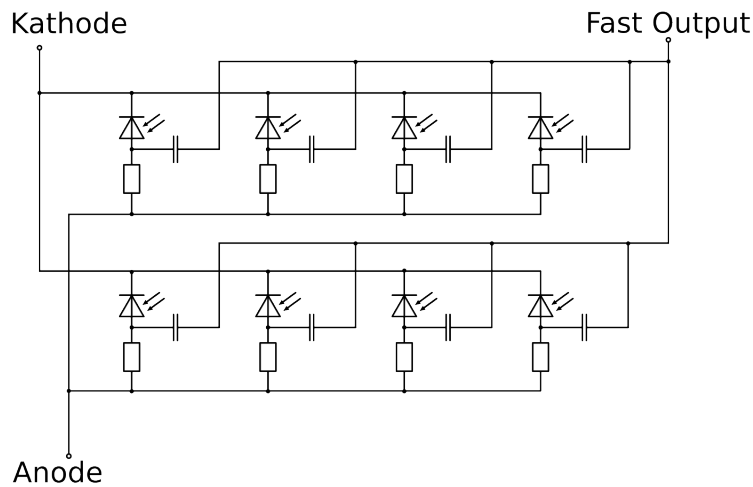


Abbildung 2.3: Interner Schaltplan eines Silizium Photomultipliers. Zwischen Anode und Kathode sind viele Photodioden jeweils mit Quench-Widerstand parallel geschaltet.

Um einzelne Photonen messen und zählen zu können ist ein weitaus größerer Verstärkungsfaktor nötig. Dazu wird eine größere Spannung an die Diode angelegt. Die elektrischen Felder sind nun so groß, dass ein erzeugtes Elektron-Loch-Paar alle möglichen sekundären Paare erzeugt. Die Diode wird nun unabhängig von der Photointensität vollständig leitend. Eine derart leitende Diode wird im Folgenden als ausgelöst bezeichnet. Dieser Betriebsmodus wird wegen der Analogie zu diesem Betriebsmodus beim GEIGER-MÜLLER-Zählrohr auch GEIGER-Modus genannt. Hier werden Multiplikationsfaktoren M von $10^5 \dots 10^8$ erreicht. Die Information über die Lichtintensität geht aber dabei verloren.

2.2 Silizium Photomultiplier

Wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, ist es mit einer im GEIGER-Modus betriebenen Avalanche Photodiode nicht möglich, die Lichtintensität – besser gesagt die Anzahl der Photonen – zu messen, die die Photozellen getroffen haben. Genau an dieser Stelle setzt der Silizium Photomultiplier, im Folgenden oft mit SiPM abgekürzt, an. Ein SiPM besteht aus einer Matrix aus mehreren tausend parallel geschalteten Avalanche Photodioden. Die einzelnen Photodioden sind jeweils mit einem eigenen Quench-Widerstand ausgestattet, so dass jede Photodiode getrennt ausgelöst werden kann. Ein Ausschnitt des Schaltbildes ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Jede Photodiode bildet nun eine sog. Mikrozelle, die in der Vergrößerung in Abbildung 2.4 zu erkennen sind.

In einem kleinen Gedankenexperiment möchte ich die Fläche des Silizium Photomultipliers mit einem sehr schwachen, gepulsten Laser illuminieren. Der

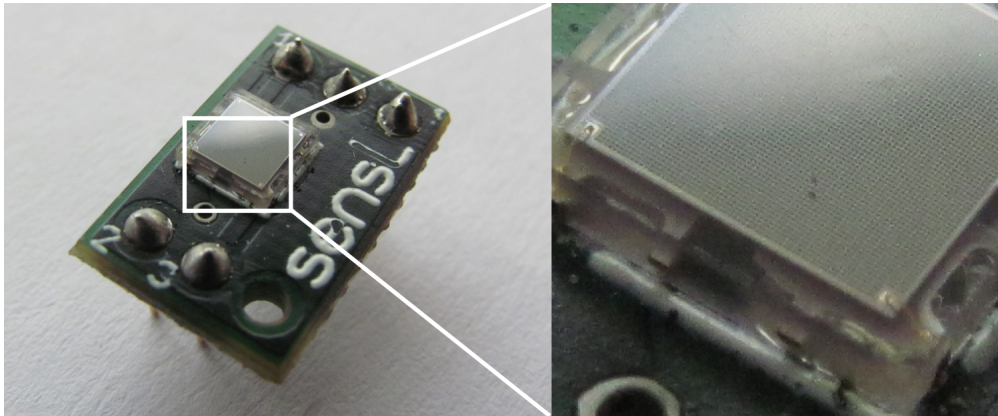


Abbildung 2.4: Photographie eines Silizium Photomultipliers auf einer kleinen Platine $14 \times 9\text{mm}^2$ (links), mit Vergrößerung des SiPM und seiner Matrixstruktur (rechts).

Laser soll so schwach sein, dass jeder Puls nur wenige Photonen enthält. Da dann die Anzahl der Mikrozellen wesentlich größer ist als die Anzahl der Photonen, werden die Photonen in den meisten Fällen auf getrennte Mikrozellen treffen, in denen dann eine Lawine ausgelöst werden kann. Nicht jedes Photon wird eine Lawine in einer Mikrozelle auslösen. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon eine Mikrozelle auslöst, wird als *Photon Detection Efficiency* oder kurz PDE bezeichnet. Die PDE hängt von den Materialeigenschaften des Silizium Photomultipliers und von der Wellenlänge des Lichts ab, siehe [10].

Verwendet man eine stärkere Lichtquelle, treten Sättigungseffekte auf. Es kann dann nicht mehr davon ausgegangen werden, dass alle Photonen auf verschiedene Mikrozellen treffen. Die Zahl der ausgelösten Zellen ist dann geringer, weil Photonen, die die selbe Mikrozelle getroffen haben, nur als eine ausgelöste Zelle gezählt werden. Bei den von mir im Rahmen meiner Bachelorarbeit durchgeführten Experimente ist die Lichtintensität aber immer gering genug.

Durch jeden Laserpuls wird also eine gewisse Anzahl an Mikrozellen ausgelöst. Durch die Lawinenbildung fließt in jeder ausgelösten Mikrozelle für kurze Zeit ein Strom I_{Lawine} . Der Gesamtstrom durch den Photomultiplier (Anode-Kathode) entspricht der Summe aller Einzelströme, da die Zellen parallel verschaltet sind. Die Einzelströme sind alle gleich groß, so dass der Gesamtstrom $I_{\text{ges}} = nI_{\text{Lawine}}$ nur diskrete Werte aufweist. Durch Messung des Gesamtstroms kann also die Anzahl n der ausgelösten Mikrozellen bestimmt werden und somit die Intensität des Lasers.

Die von mir verwendeten Silizium Photomultiplier der Firma SensL verfügen über einen *Fast Output* (engl. fast output = schneller Ausgang). Dieser setzt sich im Prinzip aus Hochpass-Filtern an jeder Mikrozelle zusammen, siehe Abbildung 2.3. Das Fast-Output-Signal besitzt laut Hersteller extrem kurze An-

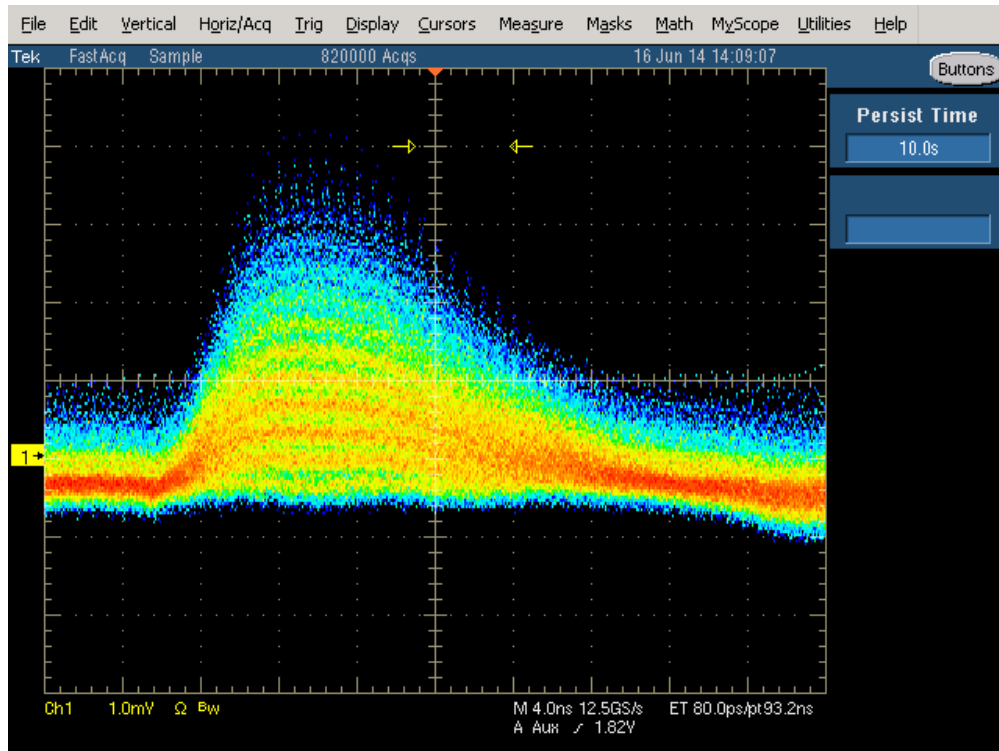


Abbildung 2.5: Bildschirmfoto des Oszilloskops mit farbkodierter Häufigkeitsverteilung des Fast Output Signals bei Illumination des SiPM mit dem Laser. Auf der x -Achse ist die Zeit, auf der y -Achse die Spannung des Signals aufgetragen. Zur Rauschunterdrückung wurde die Bandbreite des Signals begrenzt.

stiegszeiten (engl. rise time) von bis zu 300 ps [10]. Die durch den Hochpass gefilterten Signale tragen additiv zum Ausgangssignal bei, so dass der Fast Output die selbe Diskretisierung aufweist.

In Abbildung 2.5 ist eine Häufigkeitsverteilung der Pulsformen dargestellt. Rot steht hierbei für häufig, blau für selten. Man erkennt, dass sich diskrete Pulsformen hervorheben. Mit Silizium Photomultipliern ist es also möglich einzelne Photonen zu zählen.

2.2.1 Dunkelereignisse

In Abbildung 2.2 ist dargestellt, wie ein Photon ein Elektron-Loch-Paar erzeugt, das dann zu einer Lawine anwächst. Es gibt aber noch einen weiteren Effekt, der zum gleichen Ergebnis führen kann. Elektronen im Halbleiter werden wie in [15] durch die FERMI-DIRAC-Statistik beschrieben. Demnach ist die Wahrscheinlichkeit für Elektronen im Leitungsband bei endlicher Temperatur nicht Null. Es kann also durch die thermische Verteilung der Elektronen vorkommen, dass sich ein freies Elektron-Loch-Paar bildet, obwohl kein Licht den Silizium

Photomultiplier getroffen hat. Die Elektronen und Löcher werden beschleunigt und lösen eine Lawine in der Mikrozele aus, ganz analog zu photoinduzierten Ereignissen. Man bezeichnet diese Ereignisse als Dunkelereignisse (engl. dark count) und die Rate, mit der diese auftreten, mit Dunkelzählrate (engl. dark count rate). Anhand des Ausgangssignals lässt sich nicht unterscheiden, ob es sich um ein Dunkelereignis handelt oder um ein echtes photoinduziertes Ereignis.

Die Dunkelereignisse in den einzelnen Zellen sind aufgrund des Übersprecheffekts (engl. cross talk) nicht vollkommen unabhängig. Hervorgerufen wird dieses Übersprechen durch Elektronen, die bei einer Lawinenbildung so stark beschleunigt werden, dass sie die Mikrozele verlassen und in die Nachbarzele geraten und dort eine weitere Lawine auslösen [9]. Der Übersprecheffekt ist auch bei photoinduzierten Ereignissen vorhanden, spielt dort aber wegen seiner Seltenheit keine große Rolle. Die Spannungspulse, die durch Dunkelereignisse hervorgerufen werden, weisen dieselben diskreten Stufen auf, wie photoinduzierte auch, je nachdem, wie viele Zellen durch übersprechende Elektronen ausgelöst werden.

2.2.2 Vergleich mit anderen Photomultipliern

Im Folgenden möchte ich Silizium Photomultiplier mit anderen Photomultipliern vergleichen, vor allem mit den klassischen dynodenbasierten Photomultipliern. Beim Vergleich kann natürlich nur auf eine Auswahl einiger Kriterien eingegangen werden.

Vorteile

Die geometrischen Abmessungen eines SiPM betragen nur wenige Millimeter. Vergleicht man das mit den Maßen eines klassischen Photomultipliers, ergeben sich zwei Vorteile. Zum einen lassen sich mit SiPM extrem kleine Detektoren bauen. Zum anderen kann man viele SiPM dicht nebeneinander anordnen, ohne dass nennenswerte tote Flächen entstehen. Dadurch ist es möglich, großflächige Detektoren aufzubauen, wobei jeder SiPM als Pixel arbeiten kann, so dass die Aufnahme eines Bildes wie mit einem CCD-Chip möglich ist.

Silizium Photomultiplier haben einen enormen Verstärkungsfaktor, so dass es möglich ist, einzelne Photonen nachzuweisen. Im Gegensatz zu einfachen Avalanche Photodioden bieten aber SiPM den Vorteil, dass man mit ihnen sogar simultan auftreffende Photonen zählen kann, wodurch eine Intensitätsmessung des Lichts möglich wird.

Damit es zur Lawinenbildung kommen kann, benötigt man große elektrische Feldstärken. Aufgrund der Bauweise eines SiPM reichen hier aber schon etwa 30 V aus, um diese zu erzeugen. Bei klassischen Photomultipliern benötigt man hingegen eine Hochspannung von einigen 100 V bis einige kV damit Elektronen von Dynode zu Dynode beschleunigt werden können.

Da bei den klassischen Photomultipliern die beschleunigten Elektronen die Dynode treffen müssen, damit es überhaupt zu einem Ausgangssignal kommt, können diese nicht in Magnetfeldern eingesetzt werden. Durch ein externes Magnetfeld würden die Elektronen auf eine Schraubenbahn gezwungen und könnten die nächste Dynode nicht mehr erreichen. SiPM können dagegen auch in Magnetfeldern verwendet werden, da sich auch mit externem Magnetfeld eine Lawine in der Avalanche Photodiode bilden kann — es gibt kein spezielles Ziel (wie eine Dynode), das getroffen werden muss.

Da bei Silizium Photomultipliern die erzeugten sekundären Ladungsträger nur kurze Strecken zurücklegen müssen, ergibt sich eine sehr gute zeitliche Auflösung. Bei klassischen Photomultipliern ergibt sich durch die großen Flugstrecken der Elektronen, die mit leicht unterschiedlichen Geschwindigkeiten zurückgelegt werden, ein zeitlich langer Puls, sodass die zeitliche Auflösung der SiPM nicht erreicht werden kann.

Nachteile

Bei den Nachteilen ist zum einen die relativ geringe Signalamplitude der SiPM zu nennen. Die Amplitude eines Ein-Photon-Ereignisses beträgt unverstärkt nur etwa 0.2 mV, was für meine Messungen lange Zeit ein Problem war. Aber durch geeignete Verstärkung lässt sich dieser Nachteil problemlos beheben.

Bei all den Vorteilen, besitzen die SiPM aber auch einen großen Nachteil. Wie oben schon angesprochen gibt es auch Spannungspulse, obwohl kein Licht den SiPM getroffen hat. Der Hersteller gibt die Dunkelzählrate, also die Rate der Fehlsignale, mit typischerweise 7 MHz an. Das heißt, dass Messungen, bei denen Pulse mit geringen Photonenzahlen und geringer Pulsrate gemessen werden sollen, mit großen Schwierigkeiten verbunden sind, da die Pulse nicht vom Dunkelereignisuntergrund zu unterscheiden sind.

2.3 Szintillatoren

Ein Szintillator wird oft dazu verwendet, um ionisierende Teilchen mit einem Lumineszenzdetektor, wie dem SiPM, zu detektieren. Damit das möglich ist, muss der Szintillator beim Durchflug eines ionisierenden Teilchens Licht erzeu-

gen. Zur Abschirmung des Umgebungslichts muss der Szintillator für eine derartige Messung lichtdicht verpackt sein. Prinzipiell unterscheidet man zwischen organischen und anorganischen Szintillatoren, die auf verschiedenen Prozessen beruhen. Da ich für meine Experimente ausschließlich organische Szintillatoren verwendet habe, beschränke ich mich hier auf die Erläuterung der Funktionsweise von organischen Szintillatoren. Für weiterführende Informationen verweise ich auf [5].

Wie in [5] beschrieben, besteht ein organischer Szintillator aus zwei Stoffen. Den ersten Stoff bilden Moleküle, die durch ionisierende Strahlung angeregt werden können. Fliegt ein geladenes Teilchen oder ein Gammaquant durch den Szintillator, so regt er entlang seiner Flugbahn zahlreiche Moleküle an. Bei deren Abregung wird Fluoreszenzlicht emittiert, das meistens im ultravioletten Bereich liegt. Die Abklingzeiten betragen bei organischen Szintillatoren wenige Nanosekunden. Im Vergleich zu anorganischen Szintillatoren, die eine weitaus längere Relaxationszeit aufweisen, eignen sich organische deshalb gut für Zeitmessungen.

Die meisten durchsichtigen organischen Stoffe sind aber im ultravioletten Bereich nicht transparent, so dass das entstandene Fluoreszenzlicht nicht die Enden des Szintillators erreichen kann, an denen es nachgewiesen werden soll. Man mischt deshalb einen zweiten Stoff dem Szintillatormaterial bei. Dabei handelt es sich um einen Wellenlängenschieber, der das entstandene UV-Licht in den sichtbaren Bereich verschiebt, sodass es möglichst ungehindert an den Enden detektiert werden kann.

In den Versuchen, die ich im Rahmen meiner Bachelorarbeit durchgeführt habe, kommen dünne szintillierende Fasern zum Einsatz. Der quadratische Querschnitt hat eine Kantenlänge von 2 mm, die Länge der Faser beträgt 2 m. Das beim Durchflug eines Teilchens entstandene Licht breitet sich durch Totalreflexion zickzackförmig entlang der Faser aus, bis es die Enden erreicht. Da Totalreflexion erst ab einem bestimmten Winkel auftritt, verlässt auch ein Teil des Lichts die Faser und geht damit verloren.

Kapitel 3

Charakterisierung

Im Folgenden möchte ich die von mir durchgeführten Untersuchungen an Silizium Photomultipliern skizzieren und deren Ergebnisse darlegen. Die Silizium Photomultiplier lassen sich durch eine Vielzahl an Eigenschaften charakterisieren. Aufgrund der technischen und zeitlichen Rahmenbedingungen habe ich mich auf die folgenden vier Punkte beschränkt:

- Messung der Verteilung der Anzahl ausgelöster Zellen bei Illumination der Silizium Photomultiplier durch einen gepulsten Laser und Variation der Laserintensität bzw. Variation der angelegten Spannung U_S ,
- Verifikation der Annahme, dass nur ein Photon nötig ist um eine Mikrozele auszulösen,
- Messung der Dunkelzählrate unter verschiedenen Bedingungen wie Temperatur und angelegter Spannung U_S und
- Messung der zeitlichen Eigenschaften, das heißt Messung der Anstiegszeiten, Pulslängen und Verzögerungszeiten.

Für meine Arbeit stehen mir vier Silizium Photomultiplier Exemplare zur Verfügung. Diese sind aus der B-Serie der Firma SensL. Jeweils zwei sind baugleich. Bei der einen Ausführung besitzen die Mikrozellen eine Kantenlänge von $50\mu\text{m}$, bei der anderen Bauweise besitzen sie eine Kantenlänge von $35\mu\text{m}$. Um Unterschiede zwischen den Ausführungen und den einzelnen Exemplaren feststellen zu können, wurden die SiPM wie folgt benannt: 35_1, 35_2, 50_1 und 50_2. Die erste Zahl gibt dabei die Kantenlänge einer Mikrozele an, die zweite Zahl nummeriert die Exemplare. Da bei den Messungen ein Verstärker verwendet werden muss, wurde jedem der vier Exemplare ein Verstärker eindeutig zugeordnet, um bei den Messungen für gleichbleibende Bedingungen zu sorgen,

das heißt aber, dass bei allen Messungen die Eigenschaften des Photomultipliers und des jeweiligen Verstärkers gemessen werden. Im Vorfeld wurden die Verstärker [8] getestet. Beim Verstärkungsfaktor wurden nur Abweichungen im Prozentbereich zwischen den verschiedenen Exemplaren festgestellt.

Alle Auswertungen und Berechnungen in diesem und im nächsten Kapitel wurden in Python mit den Paketen `scipy` und `matplotlib` durchgeführt. Die Simulationen in diesem Kapitel wurden dagegen in ROOT umgesetzt.

3.1 Pulsverteilung

Im vorherigen Kapitel wurde erläutert, dass man mit Silizium Photomultipliern einzelne Photonen messen und auch zählen kann. Das bedeutet, dass das Ausgangssignal der SiPM diskrete Pulshöhen aufweisen muss. Als erste Charakterisierung möchte ich deshalb das Verhalten der SiPM bei Illumination mit sehr schwachem Licht untersuchen und dabei die Quantisierung im Ausgangssignal messen.

Für die Messungen wird der in Abbildung 3.1 skizzierte Aufbau verwendet. Der Silizium Photomultiplier sitzt in einer lichtdichten Box, aus der die Spannungsversorgung und das Signal herausgeführt werden. Bei der Durchführung der Kabel wurde darauf geachtet, dass der Übergang auch lichtdicht ist. In der Box befindet sich eine kleine Platine, auf die der SiPM, wie er in Abbildung 2.4 gezeigt ist, aufgesteckt werden kann. Das LC-Glied in π -Struktur wirkt dabei als Tiefpass und filtert hochfrequentes Rauschen aus der Spannungsversorgung. Außerdem wird der Fast Output auf eine SMA-Buchse umgesetzt. Das Fast Output Signal wird mit einem rauscharmen Vorverstärker (siehe [8]) verstärkt und anschließend mit einem Oszilloskop gemessen. Über einen Lichtwellenleiter wird der gepulste Laser in die Box eingekoppelt, sodass der Laser die aktive Fläche des Silizium Photomultipliers trifft. Die Intensität des Lasers lässt sich variieren, wobei Laserimpulse mit nur wenigen Photonen realisiert werden können. Die Länge eines Pulses ist herstellerseitig mit 32 ps angegeben, siehe [1]. Über den TRIGGER OUT Anschluss des Lasertreibers lässt sich das Oszilloskop triggern, so dass die durch den Laser erzeugten Signale gemessen werden können.

Das Oszilloskop wird verwendet um mit der eingebauten Funktion `Area(CH1)` das Integral eines Pulses im Fast Output Signal zu berechnen. Das Integral des Pulses bietet im Vergleich zur Messung der Amplitude den Vorteil, dass hochfrequentes Rauschen im Signal unterdrückt wird. Das zeitliche Integral eines Pulses ist dabei proportional zur im SiPM freigesetzten Ladung, die wieder-

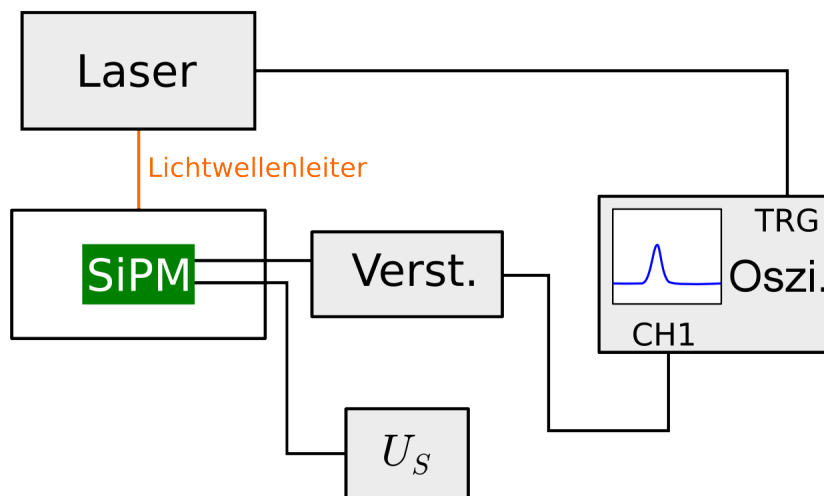
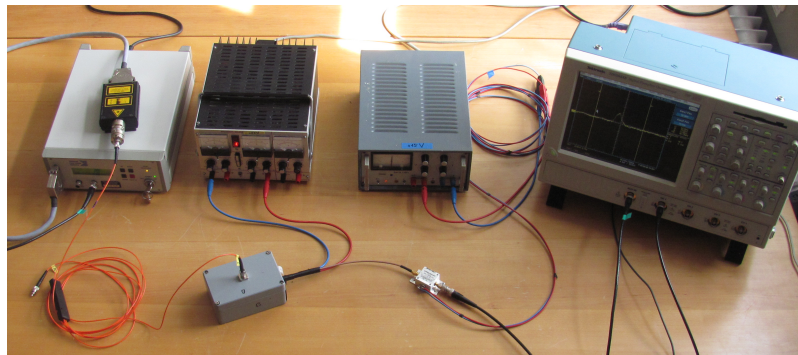


Abbildung 3.1: Foto (oben) und Skizze (unten) des zur Messung der Pulsverteilung verwendeten Aufbaus. In dieser Skizze und den folgenden Skizzen wird der Verstärker mit “Verst.” und das Oszilloskop mit “Oszi.” abgekürzt. Die Sperrspannungsquelle wird nur mit U_S beschriftet.

um zur Anzahl ausgelöster Mikrozellen proportional ist. Das heißt, es ist hier auch eine Quantisierung der Integrale zu erwarten. Die gemessenen Integrale werden vom Oszilloskop in einem Histogramm gespeichert.

Es wird also zuerst ein Laserpuls erzeugt, der durch den Silizium Photomultiplier in einen Spannungspuls umgewandelt wird. Dieser wird vom Oszilloskop erfasst, integriert und das Integral in ein Histogramm eingetragen. Im Histogramm werden sich dann bei vorhandener Quantisierung Peaks ausbilden.

Das Ergebnis bei einer solchen Messung ist exemplarisch in Abbildung 3.2 dargestellt. Die Quantisierung des Signals ist deutlich an den getrennten Peaks in der Verteilung zu erkennen. Die Breite der Peaks wird durch Rauschen im Signal bestimmt. Es gibt verschiedene Ursachen, die zum Rauschen beitragen, wie beispielsweise elektromagnetische Einstrahlung oder thermisches Rauschen

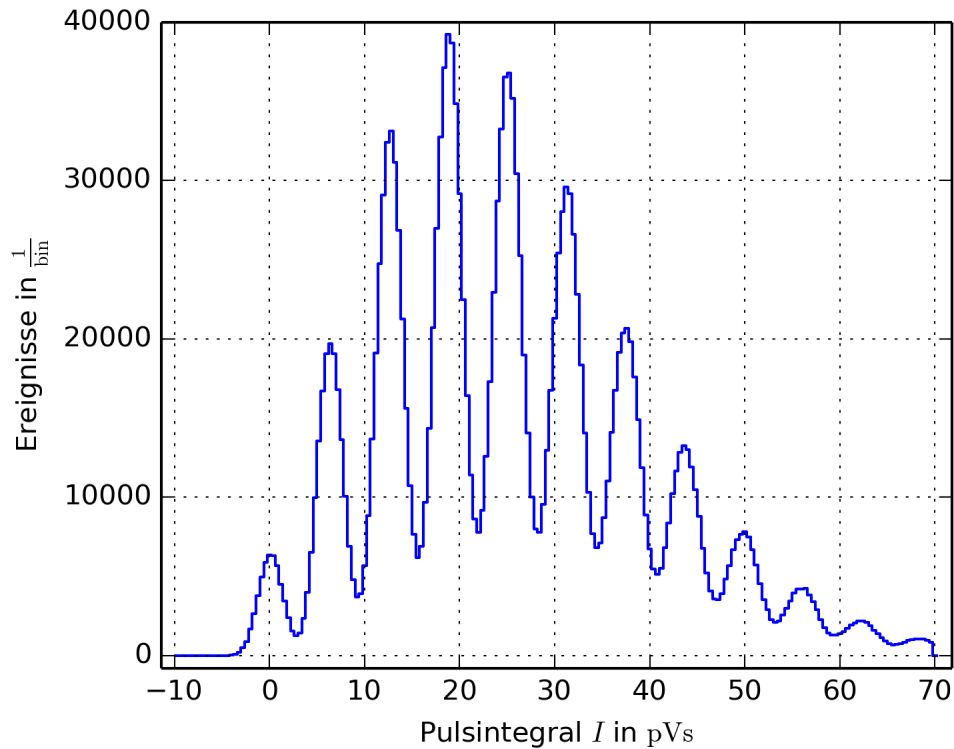


Abbildung 3.2: Gemessene Verteilung der Integralpulse bei Illumination durch den Laser mit der Intensitätseinstellung TUNE = 12%, einer Sperrspannung von $U_S = 27$ V und einer Messdauer von 12 Stunden.

in den elektrischen Bauteilen, die sich überlagern. Es wird davon ausgegangen, dass alle Einflüsse auf statistischen Prozessen beruhen, und dass sich alle Einflüsse additiv auswirken. Nach dem zentralen Grenzwertsatz folgt dann die additiv überlagerte Störspannung nach [3] einer GAUSS-Verteilung. Dadurch wird die scharfe Diskretisierung der Pulshöhen verschmiert, wie in Abbildung 3.2 zu sehen ist. Die Einträge bei 0 pVs entsprechen den Ereignissen, bei denen keine Mikrozele ausgelöst wurde. Der Peak bei etwa 6 pVs wird durch die Ereignisse gebildet, bei denen eine Mikrozele ausgelöst wurde. Die Einträge bei etwa 12 pVs entsprechen zwei ausgelösten Zellen, usw.

Die erwartete Quantisierung der Pulsintegrale konnte hiermit bestätigt werden. Für die weitere Charakterisierung der Silizium Photomultiplier ist der Einfluss externer Parameter, wie der Laserintensität und der Sperrspannung, auf die in Abbildung 3.2 gezeigte Verteilung zu untersuchen.

3.1.1 Intensitätsabhängigkeit

Bei dieser Untersuchung wird die Intensität des Lasers variiert, während alle anderen Einstellungen unverändert bleiben. Der Laser besitzt die Einstellmöglichkeit TUNE, die in Prozent gemessen wird. Mit dieser Einstellung lässt sich die Intensität kleinschrittig verändern. Die Einheit ist vom Hersteller willkürlich gewählt, so dass der Bezug zur absoluten Strahlungsintensität unbekannt ist. Anhand der Einstellung können aber dennoch verschiedene Messungen verglichen und Versuchsbedingungen reproduziert werden.

Die Verteilung wurde mit den Einstellungen TUNE = 12%, 13%, 14%, 15% und 16% gemessen. Dieses Prozedere wurde für die vorliegenden Silizium Photomultiplier 35_1, 35_2, 50_1 und 50_2 durchgeführt.

Zur quantitativen Auswertung des Einflusses der Laserintensität möchte ich die Verteilung der Pulsintegrale durch einen Parameter charakterisieren. Es ist davon auszugehen, dass die Anzahl der im Laser erzeugten Photonen POISSONverteilt ist. Die Annahme ist insofern begründet, da bei der Erzeugung eines Laserpulses eine Vielzahl ($N \approx 10^{23} \rightarrow \infty$) an Atomen oder Molekülen beteiligt sind, die stimuliert emittieren können. Die Wahrscheinlichkeit P jedes einzelnen Atoms bzw. Moleküls stimuliert zu emittieren ist aber extrem gering ($P \rightarrow 0$). Die Laserpulse bestehen aber im Mittel trotzdem aus einer endlichen Anzahl an Photonen $\nu = NP$. Jeder Laserpuls kann dann als Ergebnis eines Zufallsexperiments angesehen werden, das der POISSON-Statistik folgt, vergleiche [3].

Es bietet sich also an, eine POISSON-Verteilung an die gemessene Verteilung anzupassen. Der Parameter, mit dem die Verteilung beschrieben werden kann, ist der Erwartungswert ν einer POISSON-Verteilung

$$P(n; \nu) = \frac{\nu^n}{n!} e^{-\nu}. \quad (3.1)$$

Die POISSON-Verteilung gibt an, wie wahrscheinlich es ist, bei gegebenem Erwartungswert ν , einen Laserpuls aus n Photonen zu erhalten.

Es hat sich bei ersten Probemessungen gezeigt, dass bei einer Einstellung von TUNE = 16% im Mittel etwa 25 Mikrozellen und bei einer Einstellung TUNE = 12% jedoch im Mittel nur eine Mikrozelle ausgelöst wird. Um auch große Pulse messen zu können, muss ein möglichst grober Messbereich am Oszilloskop eingestellt werden. Dadurch wird ein Peak der Verteilung nur noch durch wenige Bins im Histogramm aufgelöst (die Breite der Bins oder deren Anzahl lässt sich leider nicht anpassen). Aus der Verteilung muss die Anzahl der Ereignisse der jeweiligen Quantisierungsstufe extrahiert werden. Das An-

passen einer Summe von Gaußfunktionen schlägt bei diesem groben Binning in den meisten Fällen fehl. Deshalb habe ich mich in diesem Fall dafür entschieden, die Positionen der Peaks zu bestimmen und die Werte der einhüllenden Funktion an den Peakpositionen zu extrahieren. Diese Werte sind proportional zu den gemessenen Ereigniszahlen für die jeweiligen n -Photonen-Ereignisse. Diese Ereigniszahlen sollten nach der obigen Überlegung einer POISSON-Verteilung folgen.

Bei der Auswertung hat sich allerdings gezeigt, dass die gemessenen Verteilungen nicht gut durch eine POISSON-Verteilung beschrieben werden kann. Die gemessenen Verteilungen sind breiter als eine reine POISSON-Verteilung. Eine mögliche Erklärung dafür wäre ein temperaturbedingter Drift im Laser, der den Mittelwert der Photonen je Laserpuls zeitlich variieren lässt. Um dieses Verhalten nachzuempfinden, wird das Modell so erweitert, dass der Erwartungswert ν der pro Laserpuls entstehenden Photonen selbst eine Zufallszahl aus dem gleichverteilten Intervall $[\nu_0 - \epsilon, \nu_0 + \epsilon]$ ist. Die Variable ν_0 ist hierbei der ursprüngliche Erwartungswert der Verteilung und ϵ ein neuer Fitparameter, der den Bereich des Drifts bestimmt. Der Bereich in dem der Laser driftet, kann sich durchaus von Messung zu Messung unterscheiden. Die Funktion, die an die extrahierten Ereigniszahlen der gemessenen Verteilung angepasst werden soll, lautet dann

$$P(n; \nu_0, \epsilon, A) = \frac{A}{2\epsilon} \int_{\nu_0 - \epsilon}^{\nu_0 + \epsilon} d\nu \frac{\nu^n}{n!} e^{-\nu}. \quad (3.2)$$

Der Parameter A sorgt für die nötige Normierung, da die Daten selbst nicht normiert sind und die Ereigniszahlen von der Messdauer abhängen.

In Abbildung 3.3 sind zwei Integralverteilungen mit verschiedenen Laserintensitätseinstellungen dargestellt. An die Verteilungen, besser gesagt, an die Werte der einhüllenden Funktion an den Peakpositionen wurde hier jeweils die modifizierte POISSON-Verteilung aus Gleichung (3.2) angepasst.

Die Messung wurde wie oben erwähnt für alle vier Photomultiplier wiederholt. Der 35_1 wurde zusätzlich noch in einer anderen baugleichen Box mit einem anderen Lichtwellenleiter getestet, um den Einfluss dieser Komponenten zu untersuchen. Um die Boxen zu unterscheiden, wurden diese mit A und B benannt. Die meisten Messungen wurden in der Box A durchgeführt, nur 35_1 wurde auch in der Box B vermessen.

Um statistische Schwankungen der Ergebnisse durch leicht schwankende Versuchsbedingungen zu untersuchen, wurden die Messungen mit 35_1 in Box A mehrfach wiederholt. Für jede Lasereinstellung wurde die Schwankung getrennt bestimmt. Die so berechneten statistischen Unsicherheiten wurden für

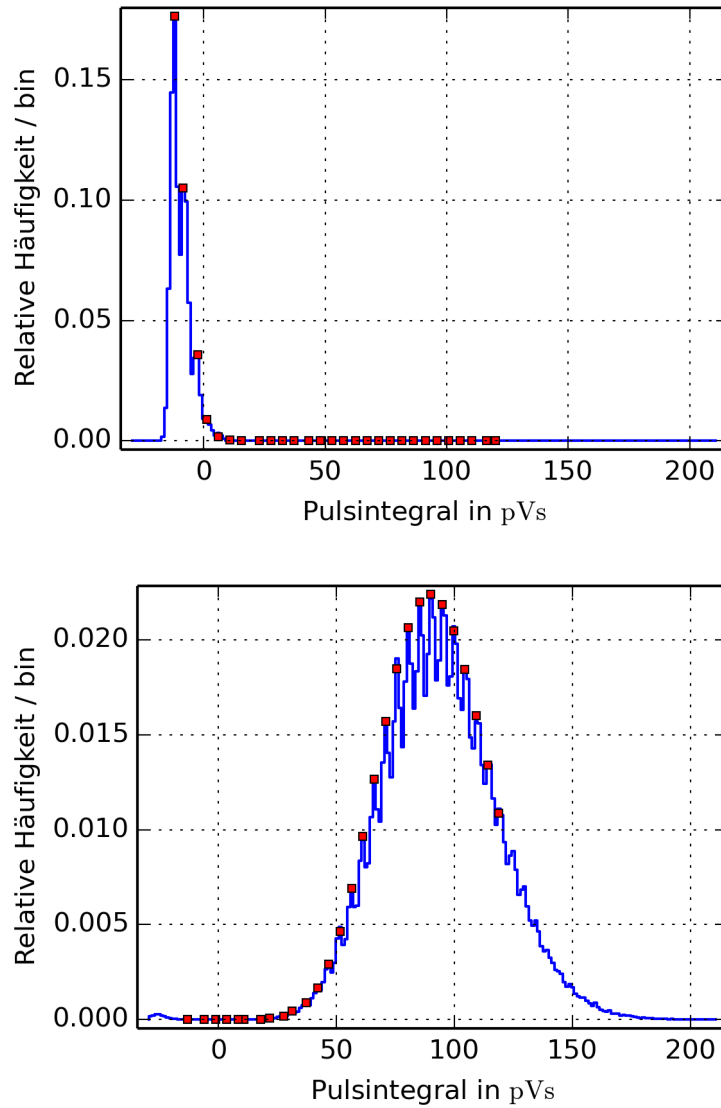


Abbildung 3.3: Intensitätsabhängigkeit der mittleren Anzahl ausgelöster Zellen. Gemessene Verteilung der Pulsintegrale (blau) mit angepasster modifizierter POISSON-Verteilung (rot) für TUNE = 12% (oben) und TUNE = 16% (unten).

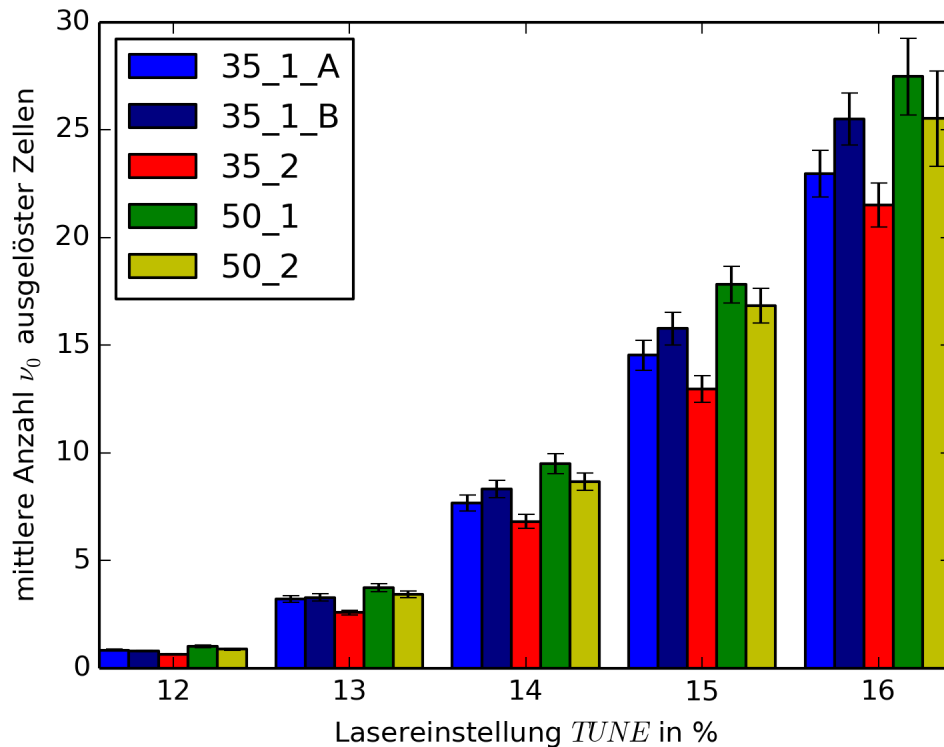


Abbildung 3.4: Intensitätsabhängigkeit der mittleren Anzahl ausgelöster Zellen. Die verschiedenen Balken stehen für die verschiedenen Silizium Photomultiplier bzw. auch für verschiedene Boxen (blau/hellblau).

alle Silizium Photomultiplier übernommen.

Die Ergebnisse sind in Abbildung 3.4 dargestellt. Anhand dieser Messung kann nun in den weiteren Messungen gezielt eine Laserintensität ausgewählt werden, um eine gewünschte mittlere Anzahl an Photonen pro Laserpuls zu erhalten. Zwischen den mittleren Anzahlen ausgelöster Zellen von 35_1_A, 35_1_B, 50_1 und 50_2 gibt es keine nennenswerte Unterschiede. Lediglich der SiPM 35_2 liegt bei allen Einstellungen unterhalb der anderen. Diese Diskrepanz kann aber im Hinblick auf die abgeschätzten Fehler als statistische Unsicherheit angesehen werden. Der Zusammenhang zwischen Lasereinstellung *TUNE* und ausgelösten Zellen scheint exponentiell zu sein. Wobei jeder Silizium Photomultiplier einen unterschiedlichen Faktor im Exponent zu haben scheint. Ferner ist aus Abbildung 3.4 zu entnehmen, das zwischen den einzelnen Exemplaren Unterschiede vorhanden sind, obwohl die 35 μ m-SiPM und 50 μ m-SiPM jeweils baugleich sind.

3.1.2 Spannungsabhängigkeit

Die Pulshöhe der Silizium Photomultiplier sollten von der angelegten Spannung abhängig sein. Da die Amplitude der Pulse trotz Vorverstärkung nur wenige Millivolt beträgt, kann durch die Anpassung der Sperrspannung das Signalrauschverhältnis eventuell optimiert werden. Wie im letzten Abschnitt beschrieben, ist das Rauschen für die Breite der Peaks in der Pulsverteilung verantwortlich. Das Signalrauschverhältnis (engl. signal noise ratio, auch SNR abgekürzt) wird hier als Verhältnis des Abstands zwischen zwei Peaks ΔI (entspricht dem Signal) zu der Breite der Peaks σ (entspricht der Rauschamplitude) definiert.

Die niedrigste Spannung U_S , die für diese Messung angelegt wird, ist die, ab der sich überhaupt verschiedene Peaks identifizieren lassen. Die maximale Spannung von $U_S = 29.5 \text{ V}$ ist durch das Datenblatt [10] gegeben, ab der das Halbleiterbauteil zerstört wird. Zur Sicherheit sollte ein Abstand von 1 V eingehalten werden, um den Silizium Photomultiplier nicht zu stark zu belasten.

Bei dieser Messung werden, wegen einer anderen Lasereinstellung, nicht so viele Zellen ausgelöst, wie im vorherigen Experiment und damit entstehen auch nicht so viele Peaks im Histogramm. In diesem Fall kann im Histogramm feiner aufgelöst werden, so dass jeder Peak durch mehr Bins aufgelöst wird. Dies erlaubt es, eine Summe aus GAUSS-Funktionen an die Verteilung anzupassen, um so die Ereigniszahlen als Fläche unter dem GAUSS zu extrahieren.

Die Verteilung der Pulsintegrale eines reinen, idealen Signals, das nicht von Rauschen überlagert ist, besteht aus einer Summe von DIRAC-Delta-Distributionen $\delta(I_\ell - I)$ mit den Gewichten W_ℓ . Der Parameter I_ℓ gibt das Integral eines Pulses an, bei dem ℓ Mikrozellen ausgelöst wurden. Das Integral eines Pulses wird mit I bezeichnet, das heißt, die rauschfreie Verteilung der Pulsintegrale hat folgende Gestalt

$$S'(I) = \sum_{\ell=0}^{\infty} W_\ell \delta(I_\ell - I). \quad (3.3)$$

Es wird aus den im vorigen Abschnitt genannten Gründen gefordert, dass der Verteilung eine POISSON-Statistik zu Grunde liegt, die wiederum einem Drift unterworfen ist. Dadurch werden die Gewichte W_ℓ auf

$$W_\ell = \frac{1}{2\epsilon} \int_{\nu_0 - \epsilon}^{\nu_0 + \epsilon} d\nu \frac{\nu^\ell}{\ell!} e^{-\nu} \quad (3.4)$$

festgelegt. Die Positionen I_ℓ sollen äquidistant sein, da jede ausgelöste Mikrozelle den gleichen Beitrag zum Ausgangssignal liefert. Da die Nulllinie des Oszil-

loskops auch einem thermischen Drift unterworfen ist, muss nicht zwangsläufig der Peak, der keiner ausgelösten Mikrozelle entspricht, bei einem Intergral von 0 pVs zu finden sein. Verschiebt sich die Nulllinie des Oszilloskops, führt dies nach dem Integrieren zu einem konstanten Offset, der die Position I_ℓ der Verteilung verschiebt. Die Positionen der Peaks sollten sich also durch eine Gerade

$$I_\ell = \Delta I \cdot \ell + c \quad (3.5)$$

bestimmen lassen. Die Steigung dieser Gerade ist der Abstand zweier Peaks, der auch in das SNR eingeht. Setzt man nun die Gleichungen (3.5) und (3.4) in Gleichung (3.3), erhält man die komplette idealisierte Verteilung. Da das Signal aber von einem Rauschen überlagert ist, muss die idealisierte Verteilung noch mit einer Rauschfunktion gefaltet werden. Hier bietet sich die Faltung mit einer zentrierten GAUSS-Funktion an. Die Breite der GAUSS-Funktion wird mit σ bezeichnet, das ebenfalls in der Definition des SNR verwendet wird und ein Maß für die Rauschamplitude ist. Damit ergibt sich die Funktion

$$S(I) = \frac{A}{2\sqrt{2\pi}\sigma\epsilon} \sum_{\ell=0}^{\infty} \frac{1}{\ell!} \exp\left(-\frac{(\Delta I \cdot \ell + c)^2}{2\sigma^2}\right) \int_{\nu_0-\epsilon}^{\nu_0+\epsilon} d\nu \nu^\ell e^{-\nu} \quad (3.6)$$

mit den Parametern $A, \sigma, \Delta I, c, \nu_0$ und ϵ , die an die gemessenen Verteilungen angepasst werden. Der Parameter A wurde hier wieder eingeführt, da die Daten nicht normiert sind. Das Integral könnte wie in [2] gezeigt mit Hilfe der unvollständigen Gammafunktion γ gelöst werden, was aber bei der numerischen Funktionsanpassung kaum Vorteile bietet. Die Funktion aus Gleichung (3.6) wird in der Abbildung 3.5 mit $A\Sigma_\ell W_\ell \delta_{\Delta I \cdot \ell + c} * G_\sigma$ abgekürzt, wobei G_σ die GAUSS-Funktion des Rauschens darstellt.

In Abbildung 3.5 ist beispielsweise eine gemessene Verteilung bei $U_S = 27\text{ V}$ mit der angepassten Funktion dargestellt. Der Einfluss des Drifts wird anhand der angepassten Werte von ν_0 und ϵ deutlich. Die Übereinstimmung von angepasster Kurve und gemessener Verteilung zeigt, dass die Annahmen über den Temperatur-Drift des Lasers gerechtfertigt waren.

Durch die gefitteten Parameter σ und ΔI kann nun das Signalrauschverhältnis $\Delta I/\sigma$ in Abhängigkeit der Sperrspannung U_S berechnet werden. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.6 dargestellt. Das SNR wächst mit steigender Spannung bis 27.5 V an. Das ist dadurch zu erklären, dass die Signalamplitude mit der Spannung U_S wächst, aber das elektronische Rauschen konstant bleibt. Bei noch größeren Spannungen wird das SNR unerwarteter Weise wieder kleiner. Das heißt, dass das Rauschen ab einem gewissen Punkt doch mit U_S anwächst

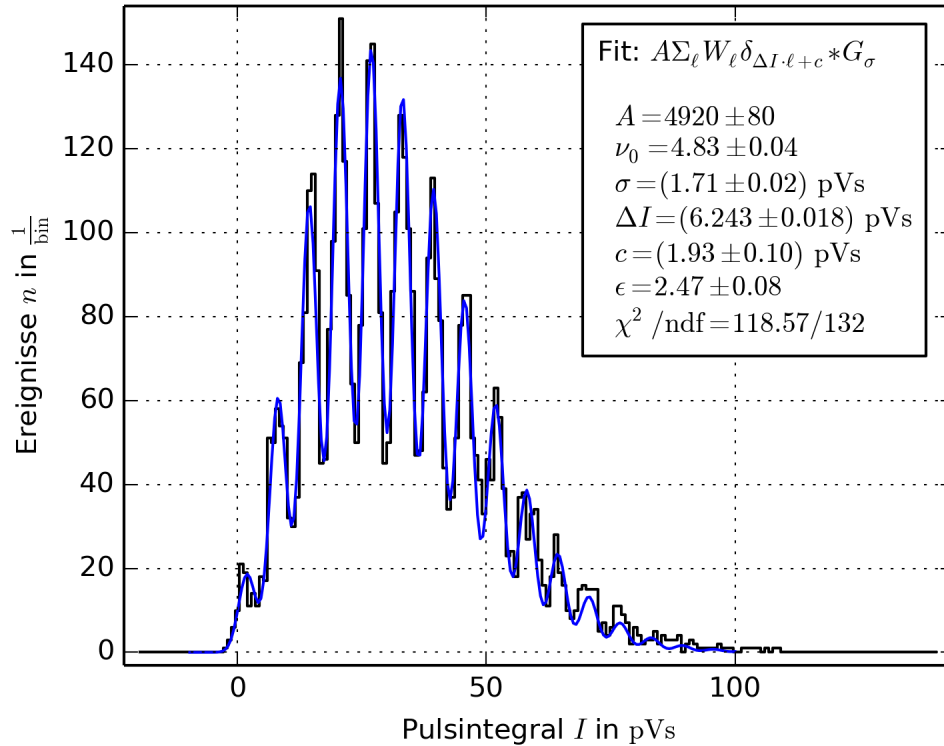


Abbildung 3.5: Gemessene Verteilung der Pulsintegrale (schwarz) bei $U_S = 27 \text{ V}$ mit angepasster Funktion aus Gleichung (3.6) (blau).

bzw. sogar stärker anwächst.

Für ein optimales Signalrauschverhältnis und somit die bestmögliche Trennung der Pulsintegrale, sollte anhand Abbildung 3.6 eine Spannung zwischen $U_S = 27 \text{ V}$ und 28 V ausgewählt werden. Bei der Wahl der Betriebsspannung sollte aber auch die Dunkelzählrate mit in Betracht gezogen werden.

3.2 Ein Photon

Der Hersteller der Silizium Photomultiplier gibt an, dass eine Mikrozele durch ein einzelnes Photon ausgelöst werden kann. Wie man bei der Verteilung der Pulsintegrale bei Illumination mit einem Laser eindrucksvoll gesehen hat, sind diese in der Tat quantisiert. Doch das bestätigt noch keineswegs die Behauptung des Herstellers. Die Behauptung darf nicht so verstanden werden, dass jedes Photon eine Zelle auslöst. Quantitativ wird die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon eine Mikrozele auslöst als Photon Detection Efficiency bezeichnet, und beträgt laut Hersteller für den verwendeten Laser mit einer Wellenlänge von 406 nm etwa 27% [9], das heißt, nur etwa jedes vierte Photon kann auch wirklich

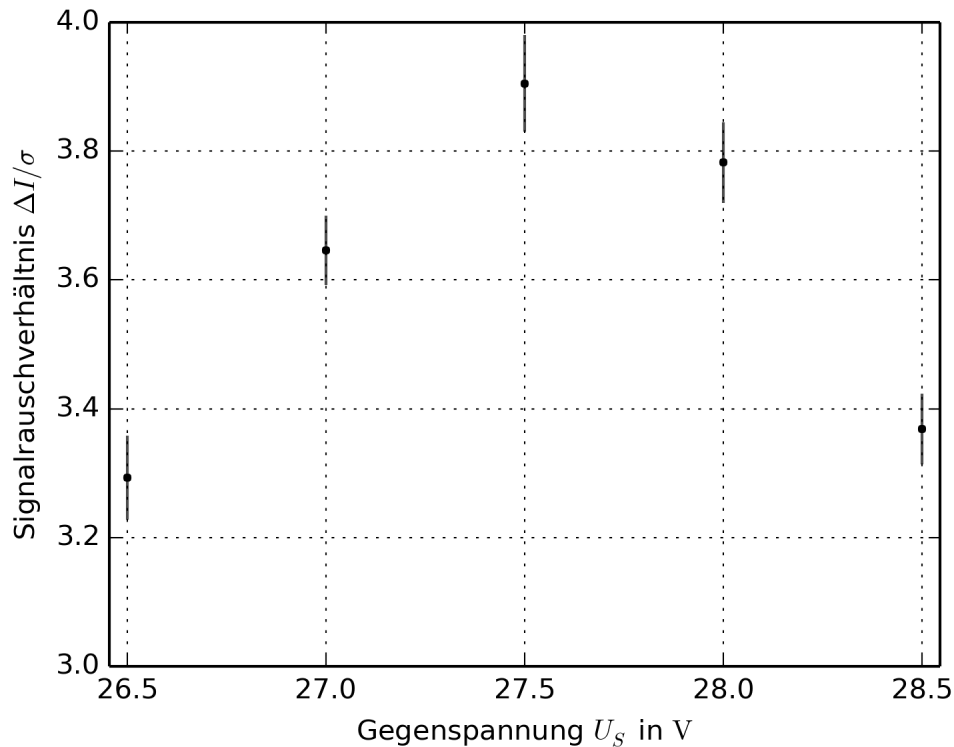


Abbildung 3.6: Spannungabhängigkeit des Signalrauschverhältnisses.

eine Zelle auslösen.

Mit der Behauptung ist gemeint, dass nicht mehrere Photonen (praktisch) gleichzeitig auf eine Zelle treffen müssen, damit diese ausgelöst wird. Wäre das der Fall, hätte sich das in den bisherigen Messungen nicht bemerkbar gemacht. Mit dem folgenden Experiment wird genau diese Hypothese untersucht. Die Anzahl der Photonen, die gleichzeitig benötigt werden um eine Mikrozele auszulösen, wird ab sofort als *Threshold* (engl. threshold = Schwellwert) bezeichnet.

Die Messung ist erstaunlich einfach. Man könnte vermuten, dass man zu dieser Messung schon ein Präzisionsgerät benötigt, das einzelne Photonen messen kann. Dann würde sich die Frage stellen, wie dieses Gerät getestet wurde. Für die Messung benötigt man lediglich ein optisches Neutralfilter.

Die Idee der Messung beruht auf ein paar statistischen Überlegungen. Der Laser produziert für jeden Puls eine gewisse Anzahl an Photonen. Die Photonen gelangen auf die aktive Fläche des Silizium Photomultipliers. Das heißt, sie verteilen sich zufällig auf die einzelnen Mikrozellen, woraufhin einige ausgelöst werden. Ist kein Threshold vorhanden, reicht es aus, dass wenige Photonen im Laser produziert werden, die jeweils – unter Berücksichtigung der PDE – eine Mikro-

zelle auslösen (sofern nicht mehrere Photonen zufällig die gleiche Zelle treffen). Um das gleiche Resultat bei vorhandenem Threshold hervorzurufen, müssen im Laser wesentlich mehr Photonen erzeugt werden, denn es müssen sich zufällig mehrere Photonen auf die gleiche Mikrozelle verteilen, was unwahrscheinlicher ist. Stellt man nun das Neutraldichtefilter in den Strahlengang, werden einige Photonen absorbiert. Das hier verwendete Neutraldichtefilter hat eine optische Dichte von $d = 0.3$, das heißt, es wird $\log_{10} 0.3 \approx 50\%$ der Lichtleistung absorbiert. Im Photonenbild bedeutet diese Absorption, dass jedes Photon mit einer Wahrscheinlichkeit von 50% absorbiert wird. Falls es kein Threshold gibt, treffen also etwa nur noch die Hälfte der Photonen auf den Silizium Photomultiplier. Es werden also auch etwa halb so viele Mikrozellen ausgelöst. Im Falle eines vorhandenen Thresholds gelangen auch nur etwa halb so viele Photonen auf den Silizium Photomultiplier. Man kann sich plausibel machen, dass die Wahrscheinlichkeit, dass sich genügend Photonen in einer Zelle sammeln, nun aber wesentlich kleiner geworden ist und nicht nur auf die Hälfte abgesunken ist. Die Verteilungen der Anzahl der ausgelösten Zellen mit und ohne Filter würden sich also drastischer unterscheiden.

Um das Ganze quantitativ zu untersuchen, werden Modellsimulationen mit verschiedenen Annahmen über den Threshold ausgeführt. Die Ergebnisse der verschiedenen Simulationen können mit dem Experiment verglichen werden.

3.2.1 Experiment

Der Silizium Photomultiplier wird wie in Abbildung 3.1 den Laserpulsen ausgesetzt. Das Oszilloskop wird mit Hilfe des `TRIGGER OUT`-Signals des Lasertreibers getriggert. Mit Hilfe der `Meas` und `Math` Werkzeuge wird das Integral des durch den Laser induzierten Spannungspulses gemessen. Die Integralmessung bietet auch hier den Vorteil, dass kleine, hochfrequente Störsignale ausgefiltert werden. Die gemessenen Integrale werden für jede gemessene Wellenform in ein Histogramm eingetragen. Diese Messung des Histogramms wird zweimal durchgeführt ohne die Laser- oder Oszilloskopeinstellungen zu verändern. Beim ersten Mal wird kein optisches Filter verwendet, beim zweiten Durchgang wird aber das Neutraldichtefilter in den Strahlengang vor den Silizium Photomultiplier gebracht.

In Abbildung 3.7 ist das Resultat einer solchen Messung dargestellt. Hierbei erkennt man deutlich den Unterschied der beiden Messungen. An die Verteilun-

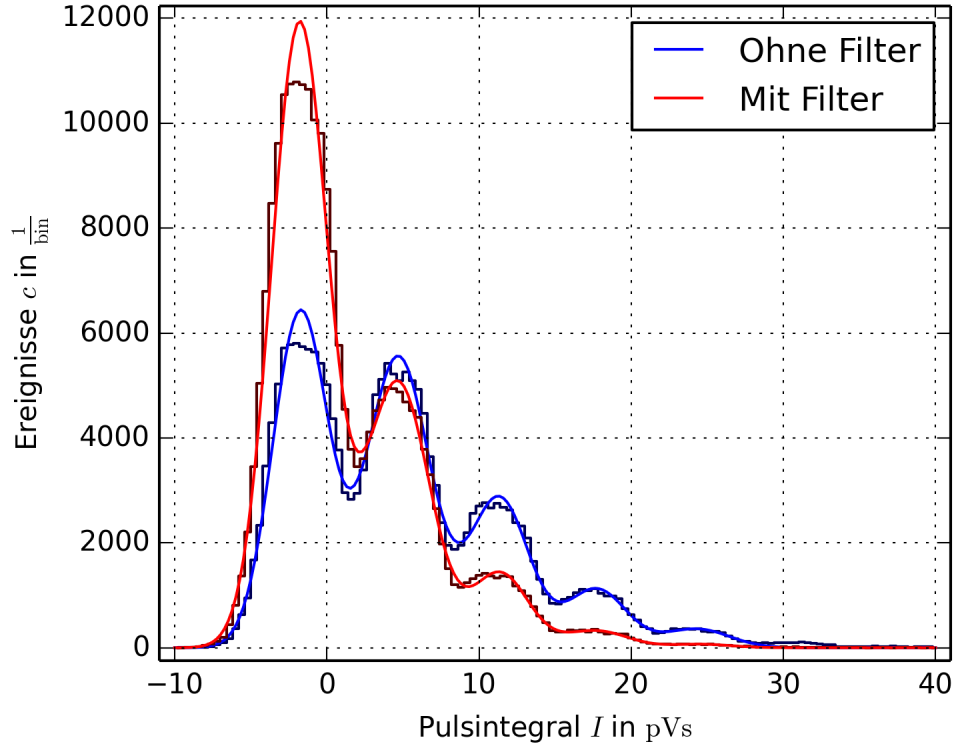


Abbildung 3.7: Verteilung der gemessenen Pulsintegrale für den Silizium Photomultiplier 35.1 ohne Dämpfung (dunkelblau) und mit Filter $d = 0.3$ (dunkelrot), jeweils mit einer Summe aus GAUSS-Funktionen gefittet (hellblau/hellrot). Der Peak bei etwa 5 pVs entspricht dem Fall, dass eine Mikrozele ausgelöst.

gen im Histogramm wird eine Summe aus GAUSS-Funktionen gefittet:

$$f(I) = \sum_{\ell} \frac{A_{\ell}}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(I - I_{\ell})^2}{2\sigma^2}\right). \quad (3.7)$$

Die Parameter A_{ℓ} der GAUSS-Funktionen gibt die Anzahl der Ereignisse wieder, bei der ℓ -Mikrozele ausgelöst wurden. Diese Werte werden später mit der Simulation verglichen.

3.2.2 Simulation

Für die Simulation wird von den Annahmen über die Verteilung der pro Laserpuls freiwerdenden Photonen aus 3.1.1 Kapitel ausgegangen, das heißt, die Anzahl der Photonen pro Laserpuls folgt der modifizierten POISSON-Verteilung. Für den Driftparameter ϵ wird aus den bisherigen Erfahrungen $\epsilon = \nu_0/10 + 2$ angenommen.

In der Simulation werden nach Gleichung (3.2) Laserpulse generiert. Die

Anzahl der generierten Photonen wird mit n bezeichnet. Der nächste Schritt ist die Absorption der Photonen, sofern eine Messung mit optischem Filter simuliert werden soll. Im Falle eines eingebauten Filters, beträgt die Absorptionswahrscheinlichkeit jedes einzelnen Photons 50%. Es müssen also n Zufallsexperimente durchgeführt werden, die jeweils nur zwei mögliche Ergebnisse besitzen: Photon absorbiert, Photon nicht absorbiert. Solche Experimente werden auch BERNOULLI-Experimente genannt. Die Anzahl der Erfolge m – in unserem Fall die Anzahl der nicht absorbierten Photonen – bei n -mal durchgeführten unabhängigen BERNOULLI-Experimenten wird nach [3] durch eine Binomialverteilung beschrieben:

$$P_{\text{binomial}}(m; p, n) = \binom{n}{m} p^m (1-p)^{n-m} \quad (3.8)$$

Üblicherweise werden die unabhängigen BERNOULLI-Experimente nacheinander durchgeführt. In unserem Fall finden sie für alle Photonen gleichzeitig statt, sind aber dennoch statistisch unabhängig. Die Wahrscheinlichkeit für die Nicht-Absorption beträgt $p = 0.5$. In der Simulation wird also eine binomialverteilte Zahl m gezogen. Die Variable m gibt dann die Zahl der nach dem Filter noch verbleibenden Photonen an. Ist das Filter in der Simulation deaktiviert, gilt einfach $m := n$.

Als nächster Schritt wird die Verteilung der Photonen auf unterschiedliche Mikrozellen simuliert. Hier wird die Annahme gemacht, dass der Lichtkegel, der sich vom Lichtwellenleiter auf den SiPM erstreckt, nicht alle Mikrozellen trifft. Aus einfachen Messungen, bei denen die beleuchtete Fläche auf dem SiPM betrachtet wurde, kann abgeschätzt werden, dass nur ein Drittel der Mikrozellen vom Lichtkegel getroffen wird. Dies ist natürlich nur ein grober Schätzwert, es hat sich aber durch Variieren dieses Wertes gezeigt, dass der Wert kaum Einfluss auf das Endergebnis hat. Die effektive Anzahl, also ein Drittel aller Mikrozellen, beträgt nach [10] 1591 für die $35\mu\text{m}$ -SiPM und 889 für die $50\mu\text{m}$ -SiPM. Für jedes Photon wird eine zufällige Mikrozelle ausgewählt, in der es detektiert werden kann. Hierbei wird die Annahme getroffen, dass das beleuchtete Drittel der Mikrozellen gleichmäßig beleuchtet wird, so dass die Wahrscheinlichkeit für jede Mikrozelle gleich groß ist. Die Anzahl der Photonen, die sich dadurch zufällig in einer Mikrozelle angesammelt haben, wird durch eine Multinomialverteilung beschrieben, siehe [3]. Da diese aber nicht standardmäßig im Softwarepaket ROOT implementiert ist, habe ich auf die Ziehung von multinomialverteilten Zahlen verzichtet, und für jedes Photon eine zufällige Zelle bestimmt, in der es landet. Aufgrund der Photonen Detection Efficiency werden nur etwa 27%

der Photonen detektiert. Um dies in der Simulation umzusetzen, wird für jedes Photon eine weitere Zufallszahl gezogen um zu entscheiden, ob dieses absorbiert wird ohne detektiert zu werden. Dadurch werden 73% der bereits verteilten Photonen wieder aus der Simulation entfernt.

Anschließend kann durchgezählt werden, bei wie vielen Mikrozellen die Threshold-Bedingung erfüllt ist, das heißt, es wird gezählt in wie viele Zellen nach Berücksichtigung der PDE mindestens T Photonen sind. Der Parameter T kann für jede Simulation getrennt angegeben werden, so dass sich verschiedene Szenarien simulieren lassen. Jede Zelle, die die Threshold-Bedingung erfüllt, entspricht einer ausgelösten Mikrozele. Die Anzahl der Mikrozellen, die die Threshold-Bedingung erfüllen, wird für jeden simulierten Puls in ein Histogramm eingetragen. Man erhält so die Anzahlen S_ℓ der Pulse, bei denen ℓ Mikrozellen ausgelöst wurden. Diese Verteilung entspricht den angepassten Parametern A_ℓ aus Abbildung 3.4. Bei jeder Simulation werden genau so viele Laserpulse simuliert, wie auch bei der entsprechenden Messung, mit der die Simulation verglichen werden soll, gemessen wurden. Bei allen Verteilungen wurden etwa 10^5 Laserpulse gemessen. Die Simulation der etwa 10^5 Laserpulse wird 100 mal wiederholt, um aus der Streuung der simulierten Werte die empirische Varianz $\sigma_{S_\ell}^2$ nach [3] abzuschätzen.

Da die mittlere Anzahl ν_0 der im Laser erzeugten Photonen unbekannt ist, muss diese erst mit dem folgenden Verfahren bestimmt werden. Um, wie oben erwähnt, bei verschiedenen Werten für T die gleiche Verteilung an ausgelösten Zellen zu bekommen, muss die mittlere Anzahl ν_0 der im Laser erzeugten Photonen als Funktion von T bestimmt werden. Die Messungen ohne Filter werden verwendet um den optimalen Wert für ν_0 zu finden. Dazu werden für jeden T -Wert eine Reihe von Simulationen durchgeführt, jede Einzelsimulation mit einem anderen Mittelwert ν_0 . Für jede Simulation wird die Summe der quadratischen Abweichungen zwischen Simulation und Experiment durch

$$\chi^2 = \sum_{\ell} \frac{(A_\ell - S_\ell)^2}{\sigma_{A_\ell}^2 + \sigma_{S_\ell}^2} \quad (3.9)$$

berechnet.

In Abbildung 3.8 sind die quadratischen Abweichungen in Abhängigkeit der mittleren Photonenzahl ν_0 einer solchen Simulationsreihe zu sehen. Die quadratischen Abweichungen sind selbst auch Zufallszahlen und sind deshalb einer Streuung unterworfen. Der Fehler der quadratischen Abweichungen χ^2 hätte durch mehrfache Simulation auch abgeschätzt werden können. Da es sich bei χ^2 bereits um eine Fehlerangabe handelt, wurde darauf verzichtet einen

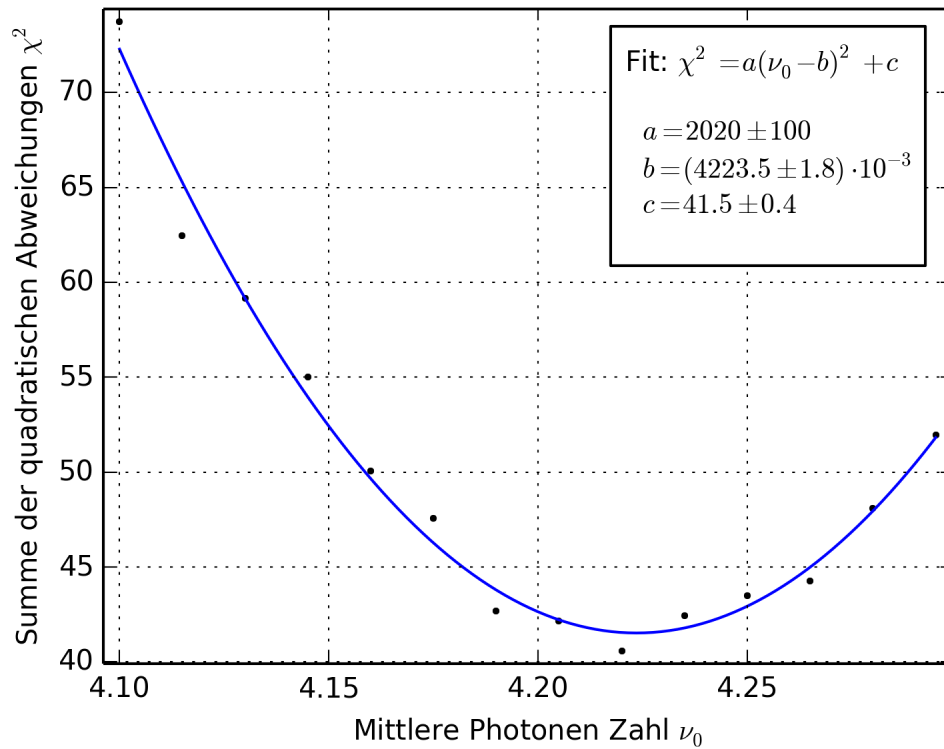


Abbildung 3.8: Simulation mit verschiedenen ν_0 Werten für den Silizium Photomultiplier 35_1 bei $T = 1$. Der Parameter b gibt den Wert mit der kleinsten quadratischen Abweichung an.

Fehler dieser Fehlerangabe zu bestimmen. An die Punkte in Abbildung 3.8 wurde eine Parabel angepasst, anhand dieser dann der optimale Wert für ν_0 bestimmt werden kann. Der optimale Wert für ν_0 ist der Wert, bei dem die quadratische Abweichung minimal wird.

Eine derartige Bestimmung von ν_0 wurde für zwei Silizium Photomultiplier, dem 35_1 und 50_1, und für die Threshold-Werte $T = 1, 2$ und 3 wiederholt. Aus den Messungen ohne Filter für 35_1 und 50_1 werden also für die drei verschiedenen Hypothesen ($T = 1, 2, 3$) die Intensitäten des Lasers in der Simulation bestimmt, die auch bei der Simulation mit Filter später verwendet werden.

3.2.3 Vergleich

Aus den an die Messung angepassten Parametern A_ℓ und den Ergebnissen der Simulation S_ℓ können relative Häufigkeiten der ℓ -Mikrozellen-Ereignisse berechnet werden. In Abbildung 3.9 (oben) sind diese relativen Häufigkeiten der Messungen und der drei Simulationen dargestellt.

Es ist deutlich zu erkennen, dass alle drei Simulationen nicht innerhalb der

SiPM	Filter	$\chi^2(T = 1)$	$\chi^2(T = 2)$	$\chi^2(T = 3)$
35_1	ohne	42	92	71
35_1	mit	127	6132	18663
50_1	ohne	115	309	273
50_1	mit	310	7556	20133

Tabelle 3.1: Quadratische Abweichungen zwischen Experiment und Simulation mit und ohne Filter für $T = 1, 2, 3$.

(kaum zu erkennenden) Fehlerbalken mit der Messung übereinstimmen. Dies war auch schon bei den Werten für χ^2 in Abbildung 3.8 zu erkennen. Die χ^2 -Verteilung besitzt nur sechs Freiheitsgrade, das Minimum der χ^2 liegt aber bei 41.5 ± 0.4 , so dass sich deren Verhältnis nicht wie gewünscht zu 1 ergibt. Das bedeutet, dass das Modell noch Erweiterungen benötigt, um komplett mit dem Experiment in Einklang zu sein.

Die bisherigen Simulationen und Messungen wurden ohne Filter durchgeführt. Mit den gefundenen optimalen Laserwerten ν_0 , wird die Simulation bei gleichem ν_0 und die Messung bei gleicher Lasereinstellung mit Filter wiederholt. In Abbildung 3.9 (unten) ist die Messung und die drei Simulationen bei Verwendung des Filters dargestellt. Die Simulation mit $T = 1$ zeigt eine Diskrepanz, die in der gleichen Größenordnung liegt wie im Falle ohne Filter. Es wäre verwunderlich gewesen, wenn die Übereinstimmung mit Filter wesentlich besser wäre, da ν_0 so bestimmt wurde, dass der Fehler ohne Filter minimal wird. Die Simulation mit $T = 2$ und $T = 3$ zeigen eine deutlich größere Diskrepanz, als im Falle ohne Filter. In Tabelle 3.1 sind die quadratischen Abweichungen nochmal zur Verdeutlichung aufgelistet. Dabei sind auch die Ergebnisse für den anderen SiPM enthalten.

Leider stimmen Simulation und Messung für keinen T -Wert – weder mit noch ohne Filter – mit der Messung überein. Sieht man aber die quadratischen Abweichungen im Falle ohne Filter als systematischen Fehler der Simulation an, wird eindrucksvoll gezeigt, dass eine Mikrozelle durch ein Photon und nicht durch eine zufällige, gleichzeitige Anhäufung ausgelöst werden kann. Die Behauptung des Herstellers konnte somit bestätigt werden.

3.3 Dunkelzählrate

Die Entstehung der Dunkelzählrate (engl. dark count) wurde bereits in Kapitel 2 erklärt. Wie dort beschrieben, können aufgrund von Sekundärelektronen im Silizium Photomultiplier bei einem Dunkelereignis auch mehrere Zellen gleichzeitig auslösen, so dass sich das gleiche diskrete Ausgangssignal ergibt, wie bei

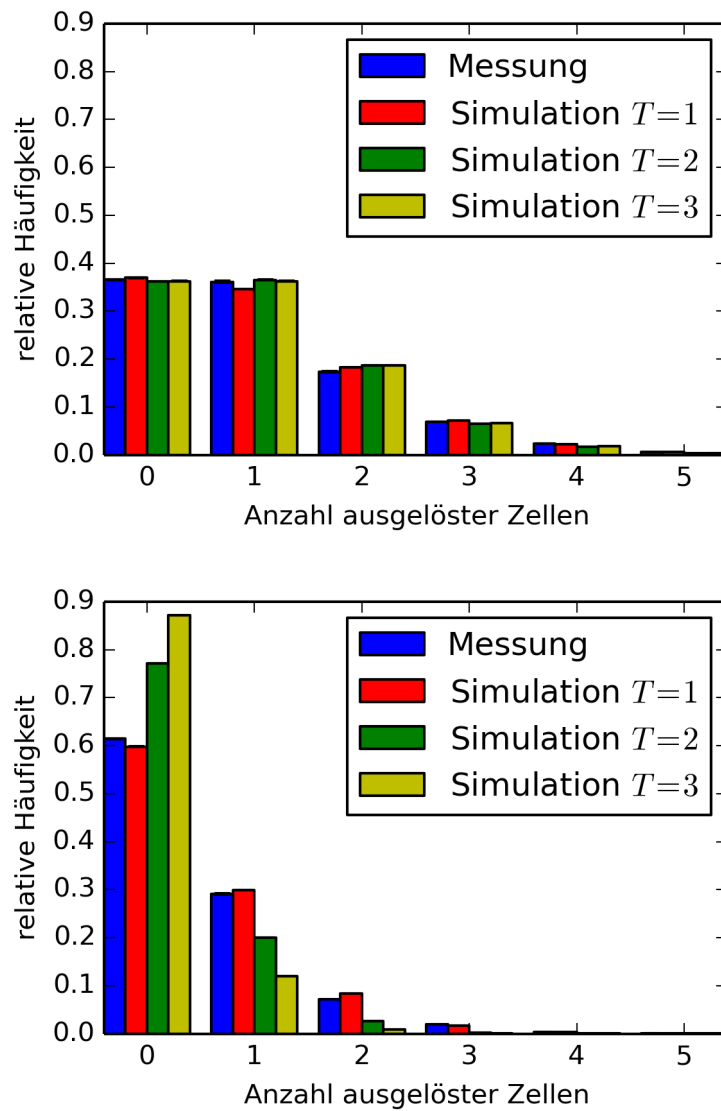


Abbildung 3.9: Vergleich der relativen Häufigkeiten zwischen Messung und Simulation des 35.1 ohne Filter (oben) und mit Filter (unten).

echten Ereignissen, bei denen ein oder mehrere Photonen den Silizium Photomultiplier treffen. In [10] wird die typische Dunkelzählrate mit 6.7 MHz für die $35\mu\text{m}$ und mit 7.5 MHz für die $50\mu\text{m}$ Silizium Photomultiplier angegeben. Dabei wird nicht zwischen den verschiedenen Pulshöhen unterschieden. Aber genau diese Information, mit welcher Rate die Dunkelereignispulse verschiedener Höhe auftreten, wäre für eine Festlegung eines Trigger-Thresholds wichtig. Bei der Festlegung muss nämlich ein Kompromis zwischen Untergrundrauschen, also in diesem Fall den Dunkelzählraten, und dem eigentlichen Signal gefunden werden. Ist der Threshold zu niedrig, hat man zahlreiche falsch detektierte Ereignisse. Ist der Schwellwert dagegen zu hoch, verliert man viele tatsächliche Ereignisse. Deshalb habe ich mich entschlossen, die Raten für die verschiedenen Pulshöhen getrennt zu bestimmen.

3.3.1 Einfache Messmethode

Der einfachste Ansatz zur Messung ist sicherlich der, dass man den Silizium Photomultiplier mit nachgeschaltetem Vorverstärker mit dem Oszilloskop verbindet, und den Trigger des Oszilloskops schrittweise erhöht. Anhand der Anzahl der getriggerten Ereignisse innerhalb einer bestimmten Messdauer sollte sich dann die Ereignisrate bestimmen lassen. Bei dieser Vorgehensweise ergeben sich aber einige Probleme.

Zum einen muss die Totzeit des Oszilloskops beachtet werden. Die Totzeit bezeichnet den Zeitraum nachdem das Oszilloskop getriggert wurde, bis es die nächste Wellenform verarbeiten kann. Die Totzeit beträgt je nach Einstellung wenige Nanosekunden oder Mikrosekunden. Die Totzeit reduziert also die Messdauer auf eine sogenannte effektive Messdauer.

Ein weiteres Problem ist, dass die Elektronik des Oszilloskops nur eine begrenzte Rate an Wellenformen verarbeiten kann. Die Verarbeitungsrate liegt in der Größenordnung von 100 Wellenformen pro Sekunde [16]. Die Verarbeitungsrate hat nichts mit der Totzeit zu tun. Die Totzeit beschreibt den minimalen zeitlichen Abstand zweier getriggerten Ereignisse, die Verarbeitungsrate begrenzt die pro Zeit verarbeitbaren Wellenformen, was bei einem unregelmäßigen, nicht periodischen Signal zwei unabhängige Beschränkungen sind. Vergleicht man die Verarbeitungsrate mit der zu erwartenden Dunkelrate von einigen MHz, ist also zu erwarten, dass man bei der oben umrissenen Messung nur die Verarbeitungsrate des Oszilloskops misst. Wegen der limitierten Verarbeitungsrate, die diese Messung unmöglich macht, habe ich mich entschlossen, eine andere Messmethode anzuwenden.

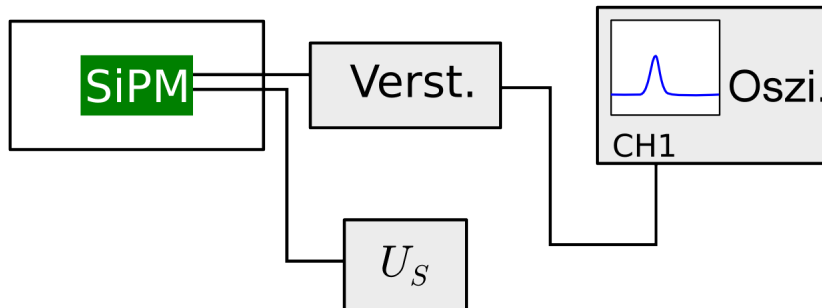


Abbildung 3.10: Skizze des zur Messung der Dunkelzählrate verwendeten Aufbaus.

3.3.2 Verwendete Messmethode

Bei dieser Messvariante wird wieder der zu untersuchende Silizium Photomultiplier mit dem Vorverstärker und dieser mit einem Eingang des Oszilloskops verbunden, siehe Abbildung 3.10. Um die Probleme mit dem Trigger des Oszilloskops zu umgehen, kann das Oszilloskop im **AUTO**-Triggermodus betrieben werden. Das hat zur Folge, dass das Oszilloskop zufällige Ausschnitte des Eingangssignals als Wellenform aufzeichnet. Optimal wäre es nun, wenn das Oszilloskop die einzelnen Pulse in den Wellenformen erkennt, deren Amplitude bestimmt und in einem Histogramm speichert, um am Ende zu wissen, wie oft welche Pulshöhe auftrat. Da es sich um zufällige Ausschnitte handelt, gibt es keine Verzerrungen in den Häufigkeiten. Anhand der Anzahl der gemessenen Wellenformen und der zeitlichen Länge jeder Wellenform kann die effektive Messdauer und die daraus resultierenden Raten bestimmt werden. Es ist aber nicht möglich, dass das Oszilloskop mehrere Pulse in einer Wellenform detektiert.

Mithilfe der **Measure** und **Math** Werkzeuge des Oszilloskops, lässt sich hingegen nur das Maximum einer jeder Wellenform bestimmen und in ein Histogramm eintragen. Es kann sein, dass zwei Pulse in einer Wellenform zu sehen sind. Da aber das Maximum der Wellenform bestimmt wird, verdeckt der höchste Puls alle anderen in der gleichen Wellenform. Es kommt somit zu einer Verzerrung im Histogramm. Niedrige Pulse werden seltener gemessen, als sie tatsächlich auftreten, nämlich nur dann, wenn kein größerer Puls im selben

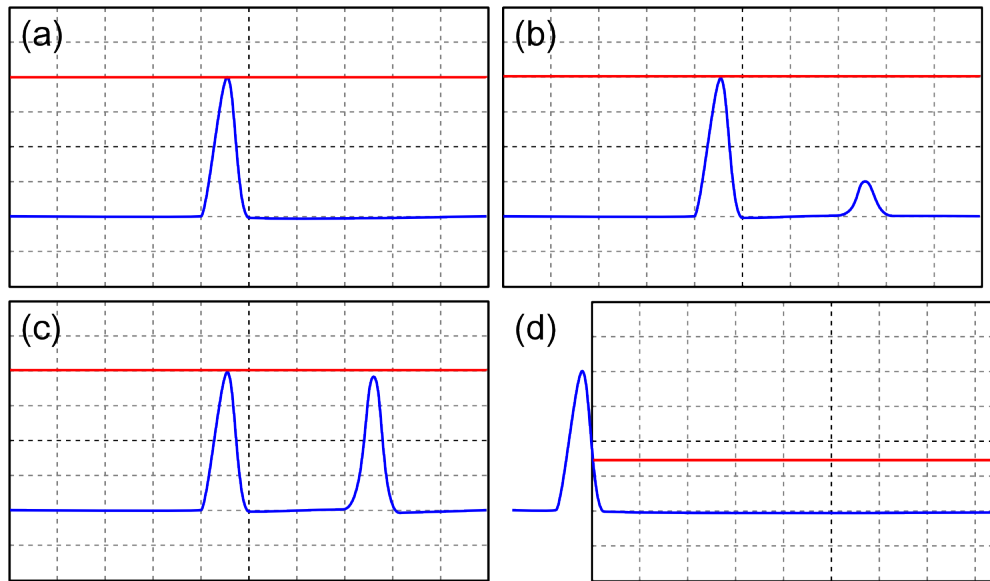


Abbildung 3.11: Schematische Darstellung des Oszilloskopfensters und der Messfehler durch Verdeckungseffekte (b und c) und durch Flankenanschnitt (d). Fenster (a) zeigt eine fehlerfreie Messung.

Fenster gemessen wurde. Eine Wellenform wird zu oft als großer Puls interpretiert. Falls zwei gleichhohe Pulse in einem Fenster gemessen wurden, findet auch nur ein Eintrag im Histogramm statt.

Um den Effekt so klein wie möglich zu halten, sollte die Messdauer der Wellenformen möglichst klein sein, also sollte die Zeitbasis des Oszilloskops, die die höchste Abtastrate aufweist, verwendet werden. Je schneller die Zeitbasis eingestellt wird, desto häufiger kommt es vor, dass nur die Flanken eines Pulses im Messbereich liegt, und somit nur das Maximum dieses Teils der Flanke bestimmt wird, was die Pulshöhenquantisierung im Histogramm unnötig verschmieren würde oder sogar ganz zerstört. Eine Illustration, wie die Verzerrungen und die Verschmierungen auftreten, ist in Abbildung 3.11 gezeigt.

Durch ein statistisches Modell ist es möglich, die Fehler aus der Pulsverdeckung zu berechnen und dadurch die tatsächlichen Dunkelzählraten zu rekonstruieren, doch darauf werde ich später eingehen.

In Abbildung 3.12 ist exemplarisch ein gemessenes Histogramm der Dunkelereignisse dargestellt. Man erkennt die diskreten Pulsamplituden, die aufgrund des Entstehungsprozesses zu erwarten waren. Die Einträge, die den Peak bei etwa $\hat{U} = 1$ mV bilden, entsprechen dem Fall, dass kein Puls im Fenster des Oszilloskops war. Die Einträge bei etwa $\hat{U} = 2$ mV entsprechen dem Fall, dass der höchste Puls im Fenster durch eine ausgelöste Mikrozelle hervorgerufen wurde. Die Einträge bei etwa $\hat{U} = 4$ mV entstehen dadurch, dass der höchste Puls durch

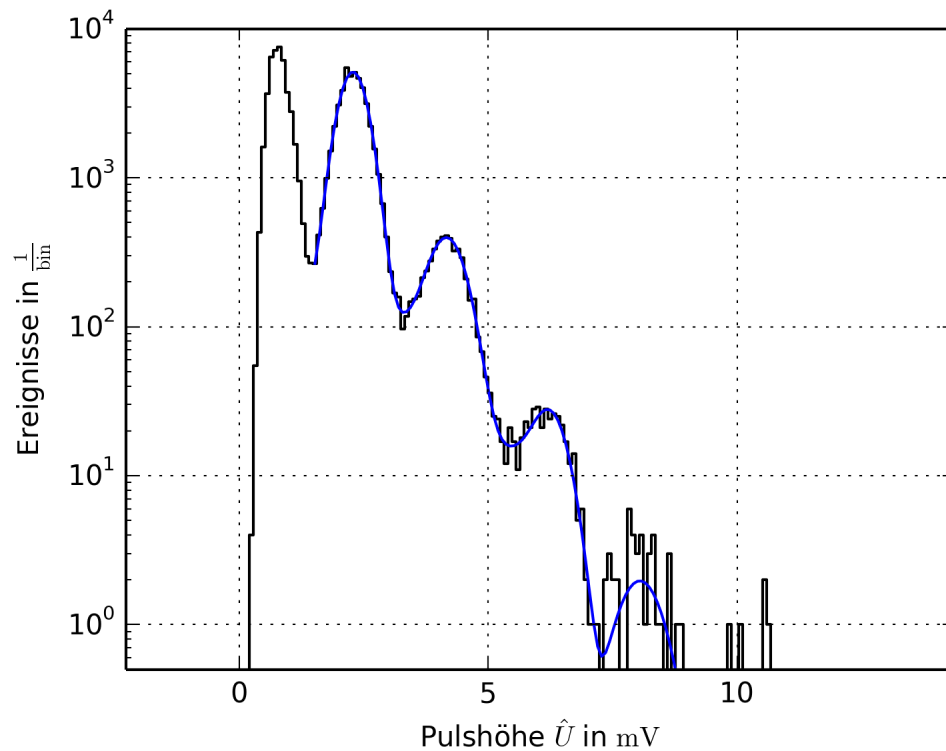


Abbildung 3.12: Gemessene Verteilung der Pulshöhen (schwarz) für den Silizium Photomultiplier 35-1. Die Funktion aus Gleichung (3.11) wurde an die Daten angepasst (blau).

zwei ausgelöste Mikrozellen zustande kam. Es wird hier auch deutlich, dass ein Puls mit einer weiteren beteiligten Zelle etwa um eine Größenordnung seltener auftritt. Die Peaks im Histogramm zeigen sich hier nicht als Delta-Funktionen, was zur Füllung von jeweils genau einem Bin geführt hätte, sondern eher als GAUSS-Funktionen. Dessen Breite wird durch Rauschen im Signal verursacht.

Wie sich gezeigt hat, beschreibt aber eine Summe aus GAUSS-Funktionen $\sum_i f_i(\hat{U})$ die Peaks im Histogramm nicht gut. Der Grund ist, dass Pulse, die ihr Maximum außerhalb des Fensters des Oszilloskops haben, siehe Abbildung 3.11, aber deren Flanke noch in das Fenster reicht, noch nicht behandelt wurden. Zur vereinfachten Motivation nehmen wir kurz an, dass das Signal nur aus Pulsen der Höhe \hat{U}_i besteht, die in großen Abständen auftreten. Sollte das Maximum des Pulses immer innerhalb des Fensters liegen, erwarten wir bei einem verrauschten Signal im Histogramm eine GAUSS-Verteilung

$$f_i(\hat{U}) = A_i \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(\hat{U} - U_i)^2}{\sigma_i^2}\right) \quad (3.10)$$

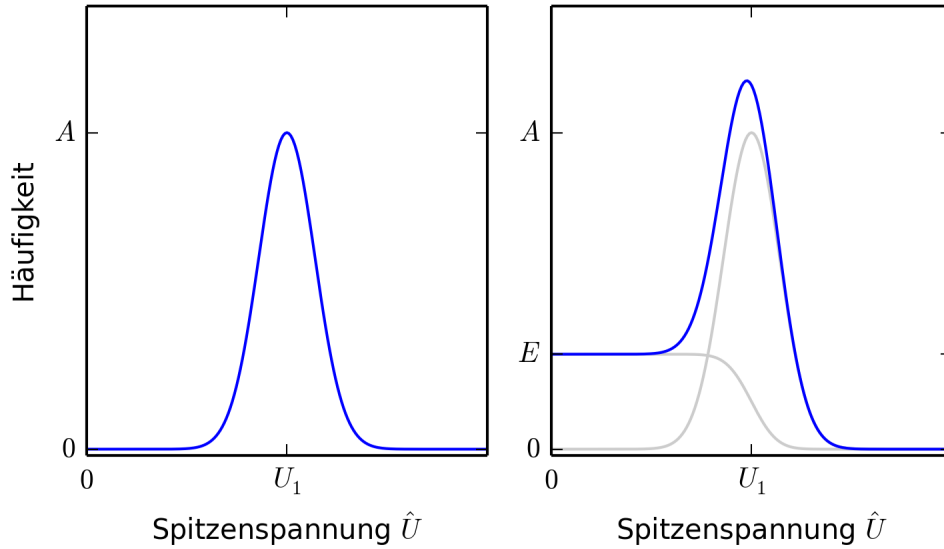


Abbildung 3.13: Darstellung der erwarteten Verteilung ohne Flankenanschnitte (links) und mit angeschnittenen Flanken (rechts).

Befindet sich aber das Maximum auch außerhalb des Fensters, gibt es vermehrt Einträge bei kleineren Spitzenspannungen. Die Form der Verteilung hängt von der Pulsform ab. Als Vereinfachung wird angenommen, dass der Puls die Form eines Dreiecks hat, dadurch sind alle Spitzenspannungen bei einem abgeschnittenen Puls gleich wahrscheinlich. Das heißt im Histogramm wäre eine Gleichverteilung für Spannungen kleiner als \hat{U} zu sehen. Da diese Gleichverteilung wieder mit der GAUSS-Verteilung des Rauschens gefaltet (siehe [2]) werden muss, wodurch der Übergang zur Gleichverteilung geglättet wird, erwartet man in diesem Modell folgende Verteilung im Histogramm:

$$f_i(\hat{U}) = \frac{1}{2} E_i \left(1 - \operatorname{erf} \frac{\hat{U} - U_i}{\sqrt{2}\sigma_i} \right) + A_i \exp \left(-\frac{1}{2} \frac{(\hat{U} - U_i)^2}{\sigma_i^2} \right) \quad (3.11)$$

In Abbildung 3.13 ist sowohl Gleichung (3.10) als auch Gleichung (3.11) dargestellt.

Durch einfache Überlegungen kann man zeigen, dass der Parameter A_i und die Rate R_i , mit der ein Oszilloskopfenster als eine gewisse Pulshöhe interpretiert wird, durch folgende Relation verbunden sind

$$A_i = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} R_i n_{\text{wfms}} \Delta t, \quad (3.12)$$

wobei n_{wfms} die Anzahl der gemessenen Fenster angibt und Δt der zeitlichen

Länge eines Fensters entspricht. Die Parameter der Gleichverteilung E_i ist nicht direkt mit der Rate verknüpft. Der gleichverteilte Anteil beschreibt Pulse, deren Maximum außerhalb des Fensters liegt, die also auch außerhalb des zeitlichen Messfensters auftraten. An dieser Stelle ist zu beachten, dass die Raten R_i nicht den echten Raten entsprechen, mit denen ein Ereignis auftritt. Die Raten R_i geben an, wie oft ein Ereignis trotz der oben beschriebenen Verdeckungseffekte auftritt. Diese Raten R_i müssen später korrigiert werden. Mit der Relation (3.12) erhält man aus Gleichung (3.11) die Funktion

$$g(\hat{U}) = \sum_i \left[\frac{1}{2} E_i \left(1 - \operatorname{erf} \frac{\hat{U} - U_i}{\sigma_i} \right) + \frac{R_i n_{\text{wfms}} \Delta t}{\sqrt{2\pi} \sigma_i} \exp \left(-\frac{1}{2} \frac{(\hat{U} - U_i)^2}{\sigma_i^2} \right) \right], \quad (3.13)$$

die an die Daten gefittet werden kann, wodurch sich die scheinbaren Raten R_i bestimmen lassen. Die Funktion $g(\hat{U})$ beschreibt die Daten besser als eine Summe aus reinen GAUSS-Funktionen $\sum_i f_i(\hat{U})$.

Das Signal besteht nun aus Pulsen der Höhe $1, 2, \dots, M$. Alle Pulse, die größer als M sind, seien derart selten, dass sie vernachlässigbar sind. Das ist zum Beispiel der Fall, falls sie in der gesamten Messreihe kein einziges Mal gemessen werden. Die Pulse der Höhe ℓ treten mit einer Rate λ_ℓ auf. Um die Verdeckungseffekte zu korrigieren, gehe ich davon aus, dass die Anzahl der Ereignisse der Pulshöhe k in einem Zeitintervall Δt einer POISSON-Verteilung mit einem Mittelwert $\Delta t \lambda_k$ folgt. Die Wahrscheinlichkeit $P_k(n)$, dass n Pulse der Höhe k in einem Fenster sind, ist dann durch die jeweilige POISSON-Verteilung

$$P_k(n) = P_{\text{Poisson}}(n; \Delta t \lambda_k) = \frac{(\Delta t \lambda_k)^n}{n!} e^{-\Delta t \lambda_k} \quad (3.14)$$

gegeben. Befindet sich mindestens ein Puls der Höhe M im Fenster, so wird das Fenster durch die Bestimmung des Maximums als Puls dieser Höhe interpretiert. Die Wahrscheinlichkeit Q_M , dass ein Fenster als M -Puls interpretiert wird, ist

$$Q_M = \sum_{n \geq 1} P_M(n) = 1 - P_M(0) = 1 - e^{-\Delta t \lambda_M}. \quad (3.15)$$

Der Erwartungswert $E[R_M]$ der scheinbaren Rate R_M hängt nun direkt von der Wahrscheinlichkeit Q_M ab: $E[R_M] \cdot \Delta t = Q_M$. Wir können die Gleichung (3.15) nach

$$\lambda_M = -\frac{1}{\Delta t} \ln(1 - E[R_M] \cdot \Delta t) \quad (3.16)$$

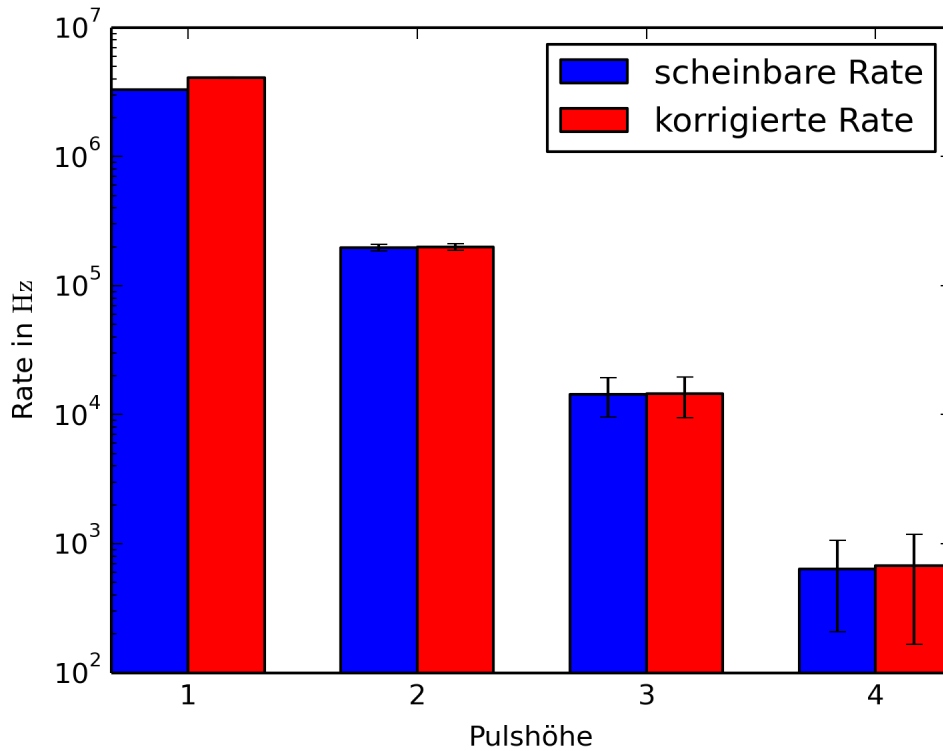


Abbildung 3.14: Vergleich von scheinbaren Raten R_k und korrigierten Raten λ_k für die Messung mit dem 35_2.

umstellen. Der Erwartungswert $E[R_M]$ ist unbekannt. Der durch den Fit bestimmten Wert ist statistisch gesehen nur ein Schätzwert für den Erwartungswert, der der Verteilung von R_M zugrunde liegt. Bei langen Messzeiten konvergiert der Schätzwert R_M gegen den Erwartungswert $E[R_M]$, so dass als Näherung in Gleichung (3.16) der Messwert verwendet werden kann.

In analoger Weise kann man sich überlegen, wie groß die Wahrscheinlichkeit Q_k ist, dass ein Fenster als k -Puls interpretiert wird. Man erhält dann für beliebige Pulshöhen k die wahren Raten

$$\lambda_k = -\frac{1}{\Delta t} \ln \left[1 - \Delta t \cdot E[R_M] \cdot \exp \left(\Delta t \sum_{l=k+1}^M \lambda_l \right) \right], \quad (3.17)$$

die sich in der Reihenfolge $\lambda_M \dots \lambda_1$ berechnen lassen. Dadurch wurden die scheinbaren Raten R_k korrigiert. In Abbildung 3.14 sind zum Vergleich die unkorrigierten Raten R_k und die korrigierten Raten λ_k dargestellt. Nur bei Pulsen der Höhe 1 gibt es eine sichtbare Korrektur. Das heißt, dass sich hauptsächlich diese Pulse selbst verdecken.

3.3.3 Abschätzung der statistischen Unsicherheiten

Für die korrigierten Dunkelzählraten aus Gleichung (3.17) muss ein Fehler abgeschätzt werden. Aufgrund der Abhängigkeiten und Korrelationen der verschiedenen λ_ℓ mit R_ℓ bietet es sich nicht an, den Fehler über GAUSSsche Fehlerfortpflanzung zu berechnen. Mit Hilfe einer Simulation des ganzen Messprozesses können die statistischen Unsicherheiten aber auf einfache Weise abgeschätzt werden.

Um den Messvorgang zu simulieren, benötigt man die Dunkelzählraten. Da diese aber bei einem Experiment nicht vollständig bekannt sein können, verwende ich für die Simulation den in Gleichung (3.17) definierten Schätzwert, der aus den gemessenen Werten R_i berechnet wird. In der Simulation wird jede Wellenform, die das Oszilloskop aufgenommen hat, einzeln simuliert. Wie oben beschrieben ist die Anzahl der Pulse einer bestimmten Höhe innerhalb dieses Fensters POISSON-verteilt. Ein solches Oszilloskopfenster kann simuliert werden, indem für jede Pulshöhe eine Zufallszahl aus einer POISSON-Verteilung gezogen wird. Die Parameter der POISSON-Verteilung werden durch die Breite des Oszilloskopfensters Δt und durch die geschätzten Dunkelzählraten λ_ℓ bestimmt. Die gezogenen Zufallszahlen entsprechen der Anzahl der Pulse verschiedener Höhen in einem in der Simulation nachgebildeten Oszilloskopfenster. Der größte dabei vorhandene Puls bestimmt das Ergebnis der Ermittlung des Maximums und somit auch den Wert, der in ein Histogramm eingetragen wird. Die Verdeckungseffekte werden also in gleicher Weise simuliert, wie sie auch im Experiment vorhanden sind. In der Simulation werden so viele aufgenommene Wellenformen simuliert, wie auch im Experiment ursprünglich ausgewertet wurden. Die Werte im erstellten Histogramm entsprechen den scheinbaren Raten R_ℓ . Die so simulierten scheinbaren Raten können wieder mit Gleichung (3.17) korrigiert werden.

Durch mehrmalige Wiederholung (≈ 2000) der kompletten oben beschriebenen Simulation, ergeben sich zahlreiche simulierte (korrigierte) Raten. Aus diesen kann die Streuung bestimmt werden, welche nun ein Maß für die Unsicherheit dieses Messverfahrens ist.

Die scheinbaren Raten R_ℓ erhalten durch den Fit in Abbildung 3.12 auch eine Unsicherheit. Diese scheinbaren Raten werden genutzt um die Ausgangsraten der Simulation zu bestimmen. Die Unsicherheit der scheinbaren Raten R_ℓ sind hierbei aber noch nicht betrachtet worden. Da die Simulation viele Male wiederholt wird, bietet es sich an, bei jeder Wiederholung die Ausgangsraten der Simulation zu variieren. Die Raten, mit der jede Simulation gestartet wird, sind einer GAUSS-Verteilung entnommen, deren Breite und Mittelwert durch

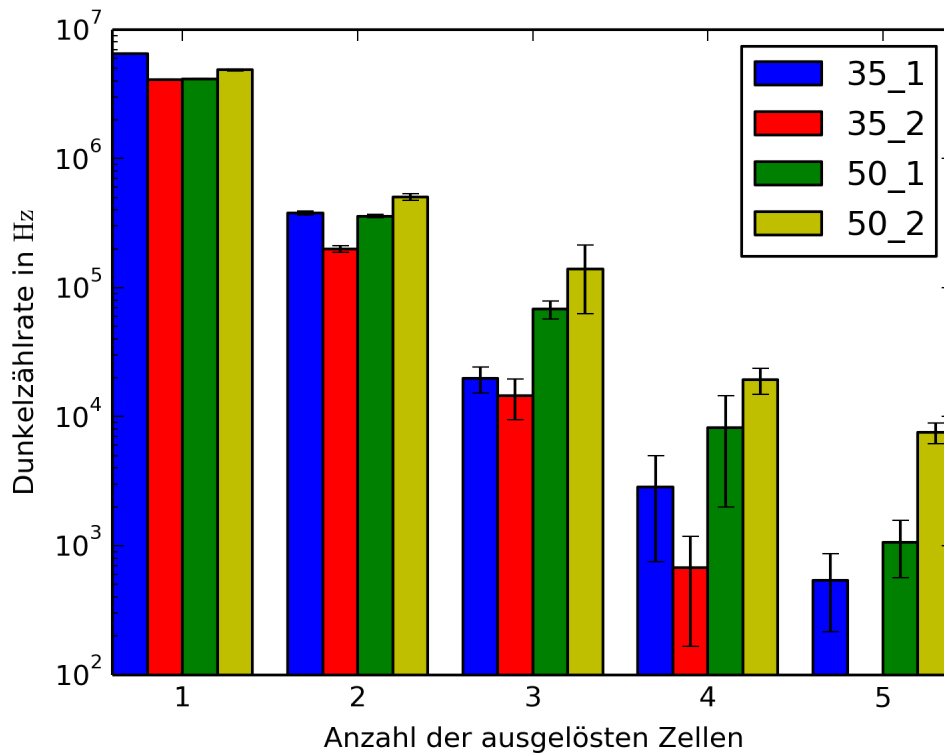


Abbildung 3.15: Vergleich der Dunkelzählraten der vier Silizium Photomultiplier.

die Raten R_ℓ und deren Fehler bestimmt werden, die der Fit in Abbildung 3.12 ermittelt hat.

Dadurch werden beide statistischen Fehler gleichzeitig berücksichtigt. Das Vorgehen entspricht der Monte-Carlo-Variante einer Faltung aus Fit- und Simulations-Unsicherheit.

3.3.4 Ergebnisse der Messungen

Es wurden drei verschiedene Messreihen durchgeführt. Bei der ersten Messreihe wurden alle vier Silizium Photomultiplier vermessen, um eventuell Unterschiede zwischen ihnen festzustellen. Die zweite Messreihe soll durch Variation der Sperrspannung U_S den Einfluss der Spannung auf die Dunkelzählrate ermitteln. Die letzte Messreihe untersucht den Einfluss der Temperatur auf die Dunkelzählrate.

Das Ergebnis der ersten Messreihe ist in Abbildung 3.15 dargestellt. Die Dunkelzählrate der Ein-Photon-Ereignisse, liegt wie vom Hersteller angegeben, bei mehreren MHz. Es wird aber deutlich, dass die Dunkelzählrate für Mehr-Photonen-Ereignisse jeweils um etwa eine Größenordnung abnimmt. Für spätere

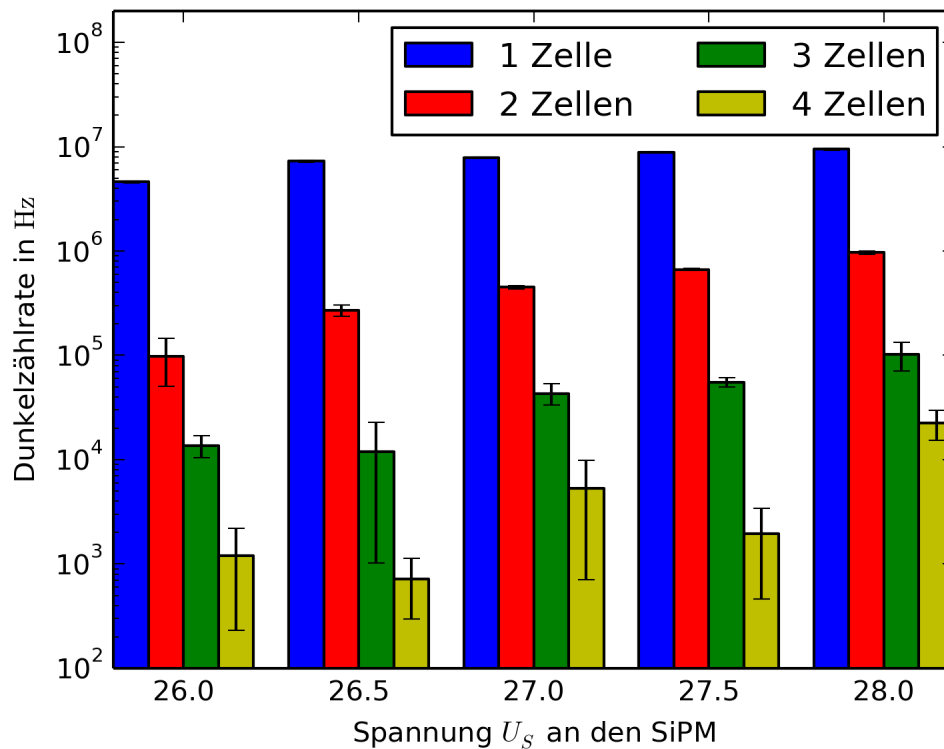


Abbildung 3.16: Einfluss der Sperrspannung U_S auf die Dunkelzählrate.

Anwendungen heißt das, dass dort ein Schwellwert eingestellt werden muss, so dass alle Signale unterhalb dieses Wertes ignoriert werden. Dadurch kann die Rate der detektierten Dunkelereignisse in einen hinnehmbaren Bereich verschoben werden.

Es scheint, dass in Abbildung 3.15 die Raten exponentiell abfallen, wobei jedoch jeder der vier Silizium Photomultiplier einen anderen Faktor im Exponenten aufweist. Ein derartiges Verhalten konnte auch schon in Abbildung 3.4 beobachtet werden.

In Abbildung 3.16 ist der Einfluss der Sperrspannung auf die Dunkelzählrate dargestellt. Diese Messung wurde nur exemplarisch mit einem SiPM durchgeführt. Wie erwartet steigt mit steigender Spannung auch die Dunkelzählrate an. Die Ergebnisse dieser Messung sollten maßgeblich herangezogen werden um die Spannung U_S für weitere Messungen festzulegen. Die Messung des Signalrauschverhältnisses in Abschnitt 3.1.2 hat ergeben, dass eine Sperrspannung zwischen $U_S = 27\text{ V}$ und 28 V gewählt werden soll. Im Hinblick auf die Dunkelereignisse wird für die weiteren Messungen eine Spannung von $U_S = 27\text{ V}$ gewählt.

Da die Dunkelereignisse durch Elektronen verursacht werden, die aufgrund

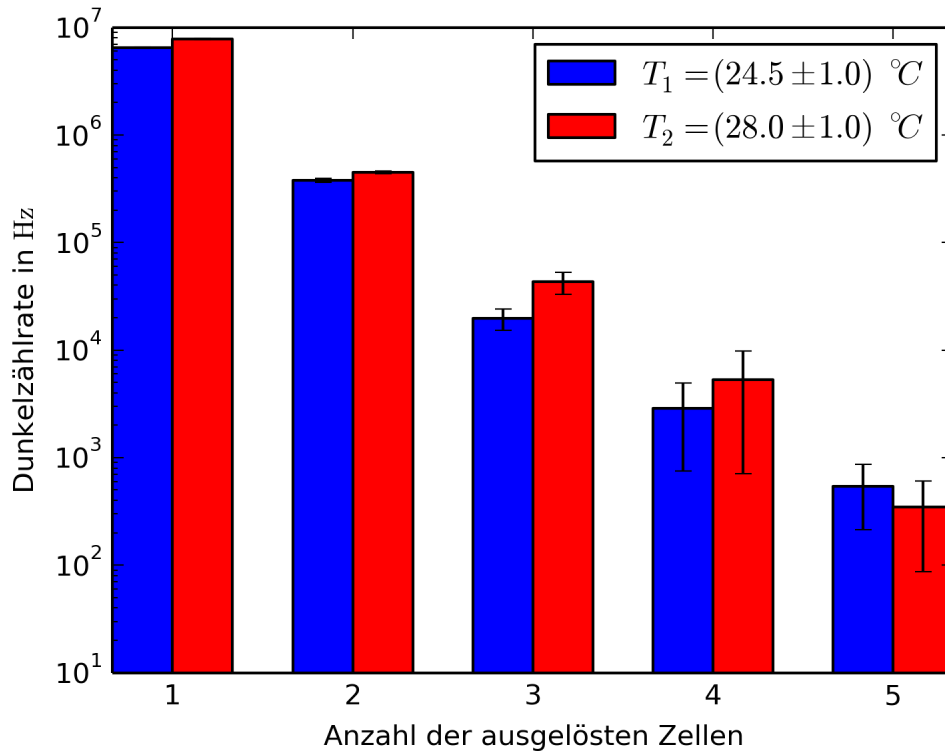


Abbildung 3.17: Vergleich der Dunkelzählraten bei zwei verschiedenen Temperaturen des SiPM 35.1.

ihrer thermischen Verteilung ins Leitungsband gelangen, ist die Dunkelzählrate von der Temperatur abhängig. Abbildung 3.17 zeigt einen Vergleich der Dunkelzählraten eines Silizium Photomultipliers bei den Temperaturen $T_1 = (24.5 \pm 1.0)^\circ\text{C}$ und $T_2 = (28.0 \pm 1.0)^\circ\text{C}$. Die Temperaturen geben die Temperatur des Silizium Photomultipliers an. Die Dunkelzählrate der niedrigsten Pulse beträgt bei der tiefen Temperatur $\lambda_1(T_1) = (6.48 \pm 0.07) \text{ MHz}$ und bei der hohen $\lambda_1(T_2) = (7.86 \pm 0.11) \text{ MHz}$. Die Messung zeigt, dass mit höheren Temperaturen auch die Dunkelzählrate steigt. Bei einer Temperaturerhöhung von nur $\Delta T = 3.5 \text{ K}$ steigt die Dunkelzählrate des niedrigsten Pulses um mehr als 20% an. Der Einfluss der Temperatur auf die Dunkelzählrate wird in [6, 9, 13] ausführlicher untersucht.

3.4 Zeitliche Eigenschaften

Für viele Anwendungen sind die zeitlichen Eigenschaften das ausschlaggebende Merkmal. Im ersten Kapitel wurden die zeitlichen Eigenschaften des Fast Outputs hervorgehoben. Diese sollen nun im Folgenden überprüft werden. Zum

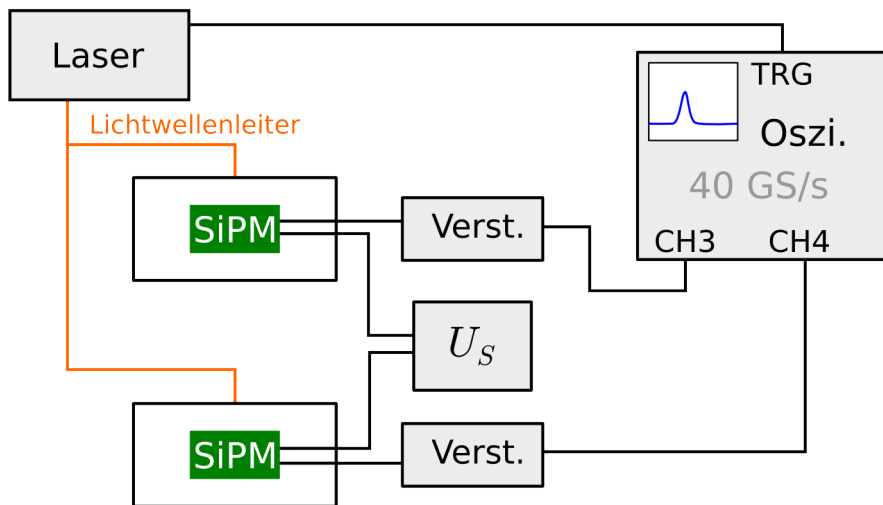


Abbildung 3.18: Versuchsaufbau zur Messung der zeitlichen Eigenschaften.

einen möchte ich die Zeit messen, die ein Signalpuls benötigt um anzusteigen. Diese Zeit wird Anstiegszeit (engl. rise time) genannt. Des weiteren möchte ich die zeitliche Länge der Pulse messen. Als letzte Eigenschaft möchte ich die Konstanz der Verzögerungszeit (engl. delay) vom Beleuchten des Silizium Photomultipliers bis zum Signal messen. Durch diese Messwerte lassen sich Grenzen bestimmen, die die Eigenschaften der SiPM in verschiedenen Anwendungsbeispielen beschränken.

Für alle Messungen in diesem Abschnitt verwende ich das Oszilloskop Tektronix TDS6154C mit einer Abtastrate von 40 GSa/s. Es besitzt somit eine zeitliche Auflösung von 25 ps, die verglichen mit dem bisher verwendeten Oszilloskop weitaus besser ist. Der Aufbau für alle Messungen ist in Abbildung 3.18 dargestellt. Der Aufbau beinhaltet zwei Boxen mit jeweils einem SiPM. Die Kombination von zwei Silizium Photomultipliern wird aber nur bei der Messung der Verzögerungszeiten benötigt. Bei den beiden anderen Messreihen wird nur das Signal eines SiPM verwendet.

3.4.1 Anstiegszeit

Ich möchte die Anstiegszeiten (engl. rise time) in Abhängigkeit der Laserintensität messen, um zu sehen, ob die zeitliche Auflösung bei intensiverem Licht verbessert wird. Dazu wird der gleiche TUNE-Bereich, wie in Abschnitt 3.1, abgedeckt. Außerdem wird der Einfluss der Sperrspannung U_S auf die Rise Time untersucht.

Für diese Messung wird nur ein SiPM benötigt, so dass das Signal des anderen SiPM ignoriert wird. Mithilfe der `Meas` und `Math` Werkzeuge des Oszilloskops lässt sich die `RiseTime` messen und in ein Histogramm eintragen. Außerdem wird aus dem Histogramm der Mittelwert und die Standardabweichung berechnet. Üblicherweise ist die Rise Time als die Zeit definiert, die das Signal benötigt um von 10% ihres Maximalwertes auf 90% zu steigen. Aufgrund von externen Störeinflüssen ist das Signal mit einem Rauschen überlagert, das gerade bei kleinen Pulsamplituden die 10% Schwelle übersteigt. Dies führt dazu, dass der Startzeitpunkt fehlerhaft ist. Dadurch wird gerade bei kleinen Laserintensitäten die Messung zum Teil extrem verfälscht. Um dieses Problem zu lösen, wird nicht die Zeitdifferenz zwischen 10% und 90%, sondern zwischen 50% und 90% gemessen. Diese Zeit entspricht dann näherungsweise der halben Rise Time.

Der Hersteller des Lasers gibt die Pulslänge des Lasers mit 30 ps [1] an. Das heißt, sofern die Anstiegszeiten wesentlich größer sind als diese 30ps, kann die zeitliche Länge des Laserpulses vernachlässigt werden. Bei Anstiegszeiten von 1 ns ist das sicherlich der Fall. Die Rise Time wird in diesem Fall hauptsächlich durch Effekte im SiPM und im Vorverstärker (und den verwendeten Kabeln) beeinflusst.

Das Ergebnis der Messungen ist in Abbildung 3.19 dargestellt. Die gemessenen Anstiegszeiten zeigen eine relativ große Streuung. Die Fehlerbalken in Abbildung 3.19 zeigen die Streuung der Anstiegszeiten an und nicht die Unsicherheit des Mittelwerts. Der Mittelwert ist um mehr als ein Faktor 20 genauer bekannt. Die Fehlerbalken beschreiben also die zu erwartende Abweichung der Anstiegszeit *eines* Pulses. Die Silizium Photomultiplier mit einer Mikrozellengröße von $35\ \mu\text{m}$ zeigen eine etwas geringere Rise Time als die mit einer Zellengröße von $50\ \mu\text{m}$. Dies lässt sich dadurch erklären, dass bei den $50\ \mu\text{m}$ -SiPM mehr Dotierungsstellen vorhanden sind, so dass mehr Zeit vergeht, bis die Lawine alle Bereiche erfasst hat. Außerdem ist zu beachten, dass die Rise Time leicht mit steigender Laserintensität ansteigt, aber gleichzeitig die Verteilung viel schmaler wird. Durch Variation der Sperrspannung U_S wurde hingegen innerhalb der Unsicherheiten keine Abhängigkeit festgestellt.

Für Anwendungen des Silizium Photomultiplier lässt sich dadurch keine klare Empfehlung geben, ob bessere Ergebnisse bei kleinen Lichtintensitäten oder bei großen erreicht werden. Bei kleinen Intensitäten ist mit etwas kürzeren Anstiegszeiten zu rechnen. An einer steileren Anstiegskante kann der Zeitpunkt des Anstiegs besser bestimmt werden. Allerdings bieten größere Intensitäten den Vorteil, dass die Anstiegszeiten wesentlich weniger streuen, was zu stabileren

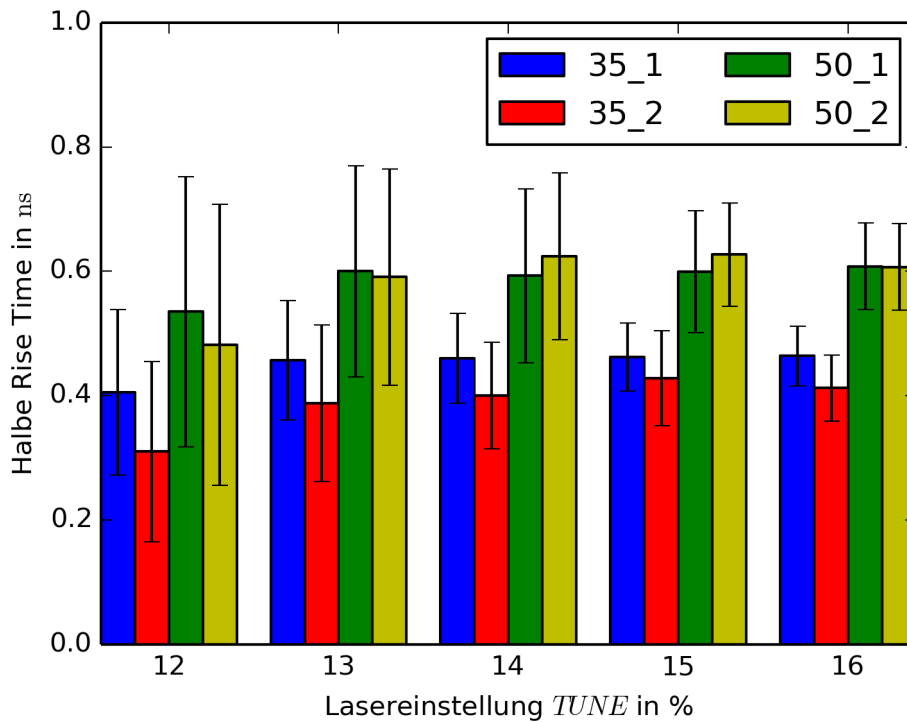


Abbildung 3.19: Gemessene Anstiegszeiten von 50% auf 90% des Signals der vier Silizium Photomultiplier. Die Fehlerbalken stellen die Standardabweichung der Streuung der gemessenen Werte dar.

Messbedingungen führt.

Der Fehler des Mittelwerts beträgt weniger als ein Zwanzigstel der Breite der Streuung. Das heißt, dass die Unterschiede der beiden $35\mu\text{m}$ -Exemplare außerhalb der Fehlertoleranz liegen. Verschiedene Exemplare weisen also leicht unterschiedliche Eigenschaften auf.

3.4.2 Pulslänge

Zur Messung der Pulslänge wird ebenfalls Aufbau 3.18 verwendet. Die Messung gestaltet sich ähnlich wie die Messung der Rise Time. Durch die im Oszilloskop eingebaute Funktion `PosWidth` kann die zeitliche Breite des Pulses gemessen werden. Als Schwellwerte zum Start und Stop der Zeitmessung wird 50% des Maximalwerts verwendet. So wird die gesamte (zeitliche) Breite bei halber Amplitude gemessen (engl. full width half maximum, oder kurz FWHM).

Bei der Messung hat sich weder eine Abhängigkeit von der Laserintensität noch von der angelegten Spannung, noch eine Streuung zwischen den SiPM

gezeigt. Für die Messung eines einzelnen Pulses ist mit einem Wert von

$$T_{\text{FWHM}} = (2.2 \pm 0.2) \text{ ns} \quad (3.18)$$

zu rechnen.

3.4.3 Delays

Bei dieser Messreihe werden die Zeitverzögerungen der Silizium Photomultiplier gemessen. Die absoluten Zeitdifferenzen zwischen Einwirkung des Lasers auf den SiPM und Auftreten einer Spannung am Fast Output, kann nicht gemessen werden, da keine verlässliche Information über den Zeitpunkt des Laserpulses vorhanden ist. Zwischen dem Triggersignal des Lasers und dem Signal am Fast Output liegen etwa 80 ns, was zu groß für die absolute Verzögerung eines SiPM ist und wahrscheinlich hauptsächlich durch Prozesse im Lasertreiber verursacht wird. Das Triggersignal des Lasers eignet sich also nicht als Zeitgeber. Als Zeitgeber für den Laserimpuls kann ein zweiter SiPM verwendet werden. Dadurch können aber nur Zeitdifferenzen zwischen den zwei Silizium Photomultipliern gemessen werden, sofern diese gleichzeitig mit einem Laser angesteuert werden.

Wie in Abbildung 3.18 gezeigt, wird der Laserstrahl in einem Strahlteiler aufgeteilt und an zwei unterschiedliche Boxen, in denen sich Silizium Photomultiplier befinden, geführt. Die Signale werden getrennt verstärkt und mit dem Oszilloskop ausgewertet. Mit der Funktion `Delay` des Oszilloskops kann die Zeitdifferenz der zwei Signale gemessen und in einem Histogramm aufgetragen werden. Die Zeitmessung wird gestartet/gestoppt, wenn das Signal einen bestimmten Wert überschreitet. Durch zahlreiche Messungen hat sich gezeigt, dass ein Schwellwert von 20 mV sinnvoll ist.

Die gemessene Zeitdifferenz ist die Differenz der Signallaufzeiten die jeweils durch die entsprechenden Kabel, Steckverbindungen, Lichtwellenleiter, Verstärker und Silizium Photomultiplier der beiden Signalwege verursacht werden. Die Silizium Photomultiplier unabhängigen Laufzeiten werden im weiteren Verlauf der Arbeit mit t_{KabelA} und t_{KabelB} bezeichnet, wobei mit A und B die beiden Signalwege durch die entsprechenden Boxen unterschieden werden. Die Verzögerungszeit, die die beiden untersuchten Silizium Photomultiplier hervorrufen, wird mit $t_{\text{SiPM}\alpha}$ und $t_{\text{SiPM}\beta}$ bezeichnet. Die Indizes α und β stehen hier jeweils für eine der Bezeichnungen der Silizium Photomultiplier 35_1, 35_2, 50_1 und 50_2. Im Experiment werden die Zeitdifferenzen zwischen den Signalen der beiden SiPM gemessen. Anschließend werden die SiPM in den Boxen getauscht und die Messung erneut durchgeführt. Das heißt, experimentell werden die Zeit-

SiPM α	SiPM β	$t_{\text{KabelA}} - t_{\text{KabelB}}$ in ps
50_1	50_2	-64 ± 5
50_1	35_1	-82 ± 4
35_2	35_1	-91 ± 5
35_2	50_2	-66 ± 5

Tabelle 3.2: Ergebnisse der Konsistenzmessung der Verzögerungszeiten.

differenzen

$$\begin{aligned}\Delta t &= (t_{\text{KabelA}} + t_{\text{SiPM}\alpha}) - (t_{\text{KabelB}} + t_{\text{SiPM}\beta}) \quad \text{und} \quad (3.19) \\ \Delta t' &= (t_{\text{KabelA}} + t_{\text{SiPM}\beta}) - (t_{\text{KabelB}} + t_{\text{SiPM}\alpha})\end{aligned}$$

bestimmt. Subtrahiert man die $\Delta t'$ von Δt und dividiert durch zwei, erhält man die gewünschte Zeitdifferenz

$$\frac{1}{2}(\Delta t - \Delta t') = t_{\text{SiPM}\alpha} - t_{\text{SiPM}\beta}, \quad (3.20)$$

um die sich die beiden Silizium Photomultiplier unterscheiden. Durch Bilden der Summe von Δt und $\Delta t'$ erhält man die Differenz der Signalwege

$$\frac{1}{2}(\Delta t + \Delta t') = t_{\text{KabelA}} - t_{\text{KabelB}}. \quad (3.21)$$

Dieser Wert sollte für alle Messungen unabhängig von den verwendeten Silizium Photomultipliern gleich sein. Somit lässt sich die Konsistenz der Messung überprüfen.

Die Ergebnisse der Konsistenzmessung sind in Tabelle 3.2 aufgelistet. Die ermittelten Laufzeitdifferenzen sind nicht innerhalb der Fehler konsistent. Das legt die Vermutung nahe, dass die statistischen Fehler unterschätzt wurden oder dass es weitere Fehlerquellen gibt, sie hier nicht berücksichtigt wurden.

Berechnet man die Zeitdifferenzen der Silizium Photomultiplier mit Gleichung (3.20), so ergibt sich jedoch ein konsistentes Bild, siehe Abbildung 3.20. Dort sind die relativen Zeitdifferenzen graphisch dargestellt. Der 50_2 Silizium Photomultiplier stellt den mit der kürzesten Durchlaufzeit dar, der 35_2 ist der SiPM mit der längsten Durchlaufzeit. Addiert man die Zeiten einmal im Kreis auf und wendet GAUSSsche Fehlerfortpflanzung an, erhält man (9 ± 6) ps. Diese Messung ist also mit 1.5σ im Gegensatz zu Tabelle 3.2 durchaus konsistent.

Eine weitere interessante Größe ist die Streuung $\sigma(\text{Delay})$ der gemessenen Delays bei gleichbleibenden Bedingungen. Diese Streuung gibt die Genauigkeit der Zeitdifferenzmessungen an. Diese Größe ist insofern interessant, da sie ein

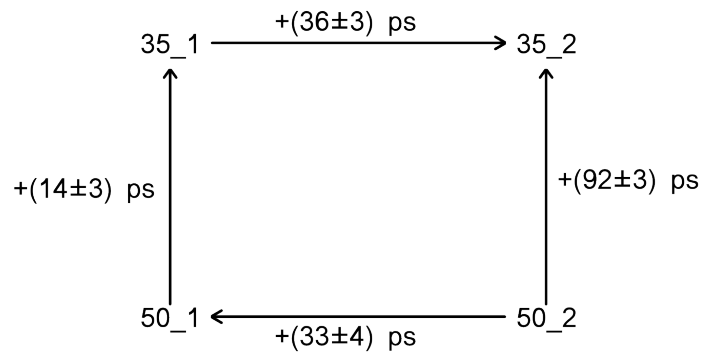


Abbildung 3.20: Illustration der Ergebnisse der Delay-Messungen. Positive Zeiten entlang eines Pfeiles stehen für größere Verzögerungen. Das heißt an der Pfeilspitze steht der langsamere SiPM.

wichtiger limitierender Faktor bei der Anwendung der Silizium Photomultiplier mit Szintillatoren darstellt. Die Streuung beträgt je nach Lasereinstellung bis zu

$$\sigma(\text{Delay}) = 560 \text{ ps.} \quad (3.22)$$

Wird also die Zeitdifferenz zwischen den Signalen zweier Silizium Photomultiplier gemessen, beträgt die Standardabweichung dieser Messung die oben genannten 560 ps. Für die Anwendung der Silizium Photomultiplier im folgenden Kapitel mit einer szintillierenden Faser gibt dieser Wert die maximale zeitliche Auflösung der SiPM an, und beschränkt somit auch die daraus resultierende maximale Ortsauflösung.

3.4.4 Vergleich mit den Herstellerangaben

Der Hersteller gibt in [10] die Rise Time mit 0.6 ns und die FWHM der Pulslänge mit 1.5 ns an. Die experimentell gefundenen zeitlichen Eigenschaften erreichen nicht die im Datenblatt dargestellten Werte. Es wird aber nicht ausgeschlossen, dass unter anderen Bedingungen die Herstellerangaben erreicht werden können. Die Platine, auf die der SiPM aufgesteckt wird, die Kabel und der Verstärker haben alle eine beschränkte Bandbreite, so dass die zeitlichen Eigenschaften der Pulse durch diese Bauteile verschlechtert werden. Die gemessenen Werte charakterisieren somit den gesamten verwendeten Aufbau und nicht nur die Silizium Photomultiplier.

Kapitel 4

Silizium Photomultiplier mit Szintillatoren

Wie in der Einleitung erwähnt, bieten Silizium Photomultiplier viele Anwendungsmöglichkeiten. In vielen Anwendungen werden Silizium Photomultiplier mit Szintillatoren kombiniert. Dadurch lassen sich geladene Teilchen und Gamma-Strahlung detektieren. In meiner Bachelorarbeit möchte ich Silizium Photomultiplier mit langen szintillierenden Fasern kombinieren. An beide Enden der Faser werden Silizium Photomultiplier angebaut, die das Szintillationslicht messen sollen. Durch die Zeitdifferenz der Signale an den SiPM ist es möglich, die longitudinale Position des Teilchens zu bestimmen, das durch die Faser geflogen ist. Die in Abschnitt 3.4 gefundenen zeitlichen Eigenschaften, stellen Obergrenzen für das Auflösungsvermögen der hier verwendeten Apparatur dar. Durch zusätzliche Effekte in der Faser kann die zeitliche Auflösung aber weiter verschlechtert werden.

Zuerst möchte ich durch Messungen mit natürlicher Hintergrundstrahlung optimale Einstellungen finden. Abschließend werde ich den Aufbau mit einer punktuellen β -Strahlungsquelle kalibrieren.

4.1 Natürliche Hintergrundstrahlung

Die zentrale Komponente in diesem Teil meiner Arbeit ist eine zwei Meter lange szintillierende Faser mit einem $2 \times 2 \text{ mm}^2$ Querschnitt. Die Faser befindet sich in einem Boschprofil aus Aluminium. An den Enden des Profils sind zwei Boxen angebracht, in denen die Silizium Photomultiplier untergebracht sind. Die Faser wird durch eine kleine Öffnung in der Box durchgeführt und auf den SiPM zentriert. Das Aluminiumprofil und die Boxen sorgen für die nötige Abschirmung des Umgebungslichts. Durch das Aluminium um den Szintillator

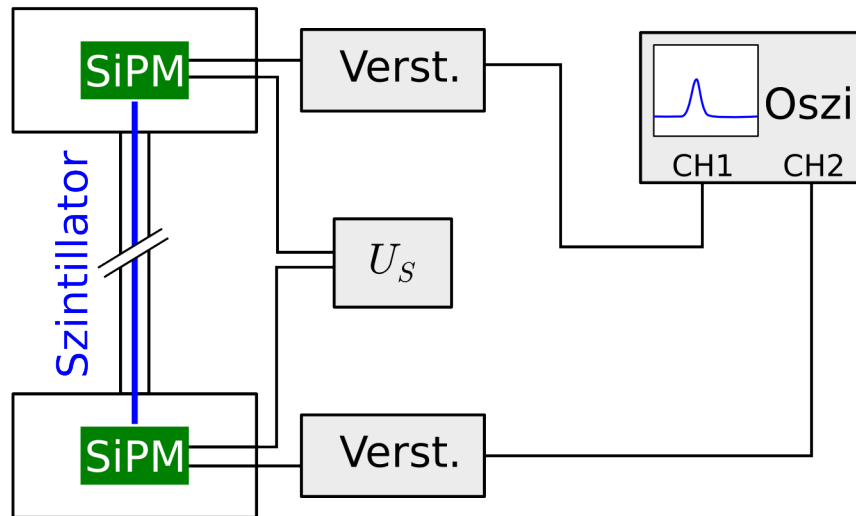


Abbildung 4.1: Versuchsaufbau um Szintillationslicht mit Silizium Photomultipliern zu messen.

wird aber auch ein Teil der Hintergrundstrahlung abgeschirmt. Die natürliche Hintergrundstrahlung wird bekanntlich durch verschiedene Quellen hervorgerufen. Einen Anteil liefern die in der Atmosphäre erzeugten Myonen. Die Myonen können das Aluminiumprofil praktisch ungehindert durchqueren. Die Signale der SiPM werden getrennt verstärkt und mit einem Oszilloskop ausgewertet. In den bisherigen Versuchen war meist ein Laser zum Einsatz gekommen, der die Mikrozellen der Silizium Photomultiplier ausgelöst hat. Diese Rolle übernimmt nun der Szintillator. Der gesamte Aufbau ist in Abbildung 4.1 dargestellt.

Das Oszilloskop wird im **Setup/Hold**-Modus getriggert. Das Oszilloskop wird so eingestellt, dass es nur Wellenformen verarbeitet, bei denen die Zeitdifferenz zwischen zwei Pulsen der beiden Silizium Photomultiplier nicht größer als 30 ns ist. Die Reihenfolge der Pulse ist dabei irrelevant. Durch diese Art des Triggerns werden viele Dunkelereignisse gar nicht registriert. Die Zeitdifferenz der getriggerten Pulse wird mit der schon bekannten **Delay** Funktion im Oszilloskop ermittelt und in ein Histogramm eingetragen.

Die Teilchen, die die Faser treffen rufen je nach longitudinaler Position eine charakteristische Zeitdifferenz hervor, die durch die unterschiedlichen Strecken, die das Szintillationslicht zu den Silizium Photomultipliern zurücklegen muss, bestimmt wird. Ein Teilchen, das am äußersten Ende durch die Faser fliegt, ruft die größte mögliche Zeitdifferenz hervor. Bei einer Länge von zwei Metern benötigt das Licht im Vakuum nur $t = s/c \approx 7$ ns um diese Strecke zurückzulegen. Die Lichtgeschwindigkeit in der Faser ist gegenüber der im Vakuum

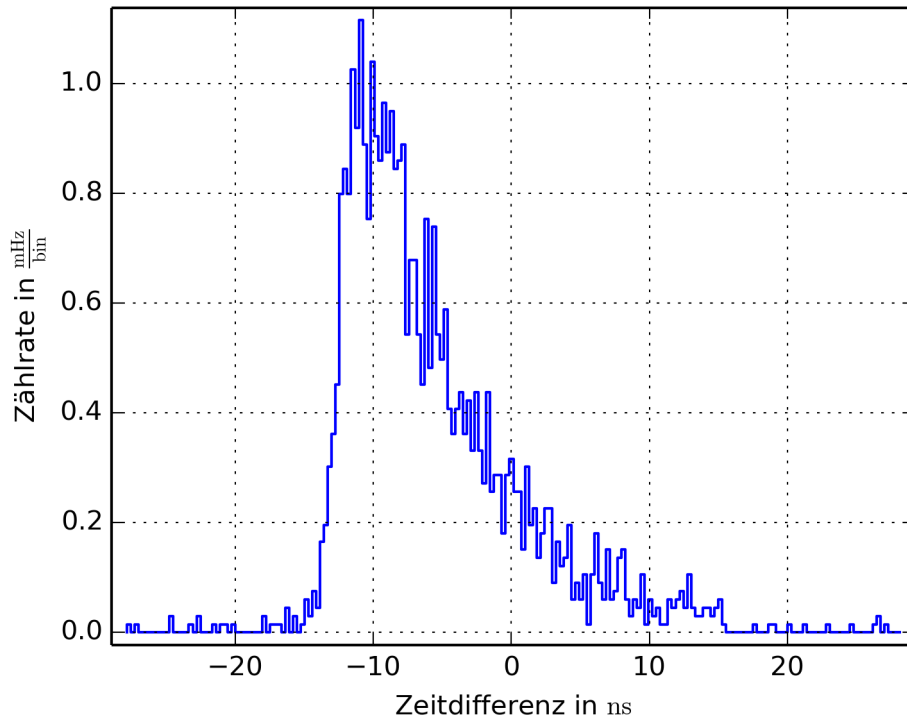


Abbildung 4.2: Vermessung der Hintergrundstrahlung mit den $35\mu\text{m}$ SiPM. Aufgrund unterschiedlicher Sensitivitäten der Silizium Photomultiplier fallen die Ereignisraten zur einen Seite hin ab.

reduziert, doch auch mit einer reduzierten Geschwindigkeit, ist nicht damit zu rechnen, dass ein durch ein Teilchen hervorgerufenen Ereignis eine Signaldifferenz von 30 ns oder mehr zur Folge hat. Alle Ereignisse, die eine Zeitdifferenz von mehr als 30 ns aufweisen, werden durch zufällige Koinzidenzen der Dunkelereignisse verursacht. Natürlich gibt es auch durch Dunkelereignisse hervorgerufene Ereignisse mit erlaubter Zeitdifferenz.

Die Anordnung aus Aluminiumprofil und zwei Boxen steht in zweifacher Ausführung zur Verfügung, in die die Silizium Photomultiplier eingebaut werden. Dabei werden nur baugleiche SiPM in einer Anordnung verwendet. Die beiden Anordnungen werden nacheinander getestet. Zur Messung der kosmischen Strahlung wird die Messung über einen langen Zeitraum (über Nacht oder übers Wochenende) durchgeführt um genügend Ereignisse zu messen. Die Verteilung der Zeitdifferenzen bei der Anordnung mit den $35\mu\text{m}$ -SiPM ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Zwischen Zeitdifferenz und longitudinaler Position auf der Faser besteht ein linearer Zusammenhang. Die Zeitachse kann also bildlich als Ort interpretiert werden.

Aus den nachfolgend beschriebenen Messungen ist bekannt, dass die Signale

von echten Teilchenereignissen eine Zeitdifferenz von etwa -15 bis $+15$ ns erreichen können. Legt man gedanklich die Faser auf die Zeitachse in Abbildung 4.2, reicht diese von -15 bis $+15$ ns. Aufgrund des gleichverteilten Eintreffens der Teilchen über die gesamte Faserlänge, ist in diesem Bereich mit einer plateauartig erhöhten Zählrate zu rechnen. Abbildung 4.2 ist aber zu entnehmen, dass die Zählrate zu positiven Differenzen abfällt. Auf der Seite mit negativen Zeitdifferenzen ist der SiPM 35_2 eingebaut und auf der positiven Seite der 35_1. Ein Teilchen, das beispielsweise auf der Seite des 35_1 durch die Faser fliegt, ruft an dieser Stelle Szintillationslicht hervor. Das Licht wird auf dem Weg zu den Photomultipliern teilweise absorbiert und verlässt auch teilweise die Faser, wenn die Bedingungen für Totalreflexion nicht erfüllt sind. Der Verlust des Lichts hängt aber in jedem Fall von der zurückgelegten Strecke ab. Da das Teilchen näher am 35_1 durchgeflogen ist, trifft auf diesen auch mehr Licht, auf den 35_2 jedoch weniger. Nimmt man nun an, dass der 35_2 eine gewisse Unempfindlichkeit aufweist, hätte dies zur Folge, dass Teilchen, die mit zunehmender Nähe zu 35_1 durch die Faser fliegen, in 35_2 häufiger keine Spannungspulse erzeugen und somit nicht detektiert werden. Ein Teilchen kann bekanntlich nur detektiert werden, wenn von beiden Silizium Photomultipliern ein Spannungspuls gemessen wird. In Abbildung 4.2 ist zu sehen, dass weniger Teilchen in der Nähe des 35_1 detektiert werden. Das spricht dafür, dass der 35_2 unempfindlicher ist. Der 35_2 ist sozusagen “kurzsichtig” – er sieht vermehrt Teilchen, die auf seiner Seite die Faser passieren.

Bereits bei der Charakterisierung der Silizium Photomultiplier hat der SiPM 35_2 schlechtere Eigenschaften gezeigt. In Abbildung 3.4 liegt die Leistung des 35_2 hinter der der anderen. Dieser SiPM scheint unempfindlicher auf Licht zu sein, als die anderen. Ein mögliche Ursache ist, dass die Oberfläche des 35_2 durch Staub oder ähnliches oder sogar durch Kratzer beeinträchtigt ist. Aus Abbildung 3.12 geht aber hervor, dass auch die Dunkelzählraten des SiPM 35_2 geringer sind als die der anderen. Das heißt der Photomultiplier ist nicht nur unempfindlicher auf Licht, er ist allgemein “stiller”.

Um die These, dass es ein Problem mit dem 35_2 gibt und es nicht an den anderen Komponenten des Aufbaus liegt, zu verifizieren, wird nur dieser Photomultiplier mit dem 50_1 getauscht. Alle anderen Geräte wie der Verstärker werden nicht gewechselt. Nach einer erneuten Messung zeigt sich eine ausgeglichene Verteilung. Das heißt, die Ursache für die unausgeglichene Verteilung in Abbildung 4.2 liegt tatsächlich bei dem Photomultiplier Exemplar 35_2. Die weiteren Messungen beschränken sich deshalb auf die Anordnung mit den $50\mu\text{m}$ -SiPM.

Das Ergebnis der Messung mit den $50\mu\text{m}$ -SiPM ist in Abbildung 4.3 dar-

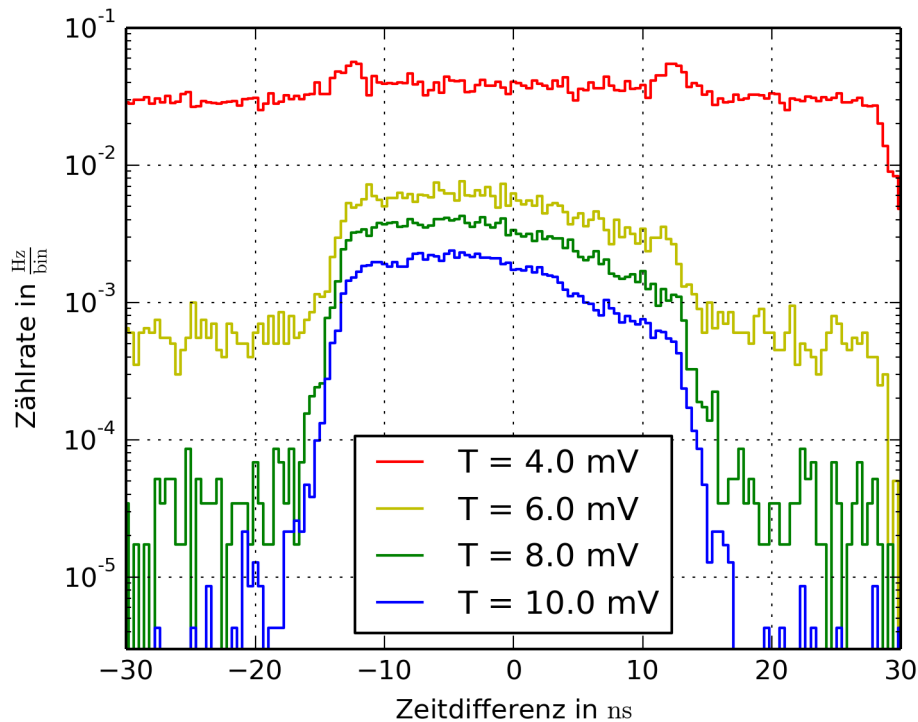


Abbildung 4.3: Vermessung der Hintergrundstrahlung, insbesondere Myonen mit den $50\mu\text{m}$ -SiPM bei verschiedenen Schwellwerten im Oszilloskop.

gestellt. Hierbei wurde die Messung mehrfach wiederholt, aber jedes Mal die Einstellung variiert, ab welchem Wert T ein Puls im Oszilloskop erkannt werden soll. Die Einstellung $T = 10\text{ mV}$ bedeutet, dass mindestens fünf Mikrozellen ausgelöst werden müssen, damit der Puls erkannt wird.

Es ist deutlich zu erkennen, dass durch Erhöhen dieses Schwellwerts die gesamte Zählrate reduziert wird. Bei größeren T bildet sich im Bereich von etwa -15 bis 15 ns ein Plateau aus. Dieses Plateau wird durch kosmische Teilchen gestützt. Die Ereignisraten außerhalb dieses Plateaus werden durch zufällige Koinzidenzen der Dunkelereignisse verursacht. Bei einem Schwellwert von $T = 4$ dominieren die zufälligen Koinzidenzen, so dass praktisch kein Unterschied zwischen Plateaubereich und Randbereich zu erkennen ist.

Bei dieser Einstellung bilden sich an den Rändern des Plateaus zwei Überhöhungen aus. Die Ursache hierfür konnte nicht eindeutig identifiziert werden. Die überzeugendste Theorie, die die Entstehung erklärt, ist, dass die Übergänge zwischen Aluminiumprofil und Box nicht ganz lichtdicht sind, obwohl beim Aufbau größter Wert darauf gelegt wurde. Die Kabeldurchführung kann eventuell auch Fehler aufweisen, so dass Umgebungslicht in die Box gelangt. Einzelne Photonen des Umgebungslichts in der Box führen aber noch nicht zu diesen

Überhöhungen. Treffen diese Photonen den Photomultiplier, wird dort eine Mikrozele ausgelöst. Dieser Vorgang erscheint dann wie ein Dunkelereignis, da der andere Silizium Photomultiplier kein Licht gemessen hat. Damit sich die Überhöhungen einstellen, müssen die eingedrungenen Umgebungsphotonen den Szintillatoren treffen und hochenergetisch genug sein um Sekundärphotonen auszulösen. Diese Sekundärphotonen werden dann von beiden SiPM mit der charakteristischen Zeitdifferenz gemessen.

Mit steigendem Schwellwert T wird das Verhältnis zwischen echten detektierten Teilchen und zufälligen Koinzidenzen immer größer. Andererseits werden mit steigendem T auch immer mehr echte Teilchenereignisse nicht detektiert. Es muss also ein Kompromis zwischen diesen beiden Effekten gewählt werden. Für die weiteren Messungen habe ich mich für einen Schwellwert von $T = 8 \text{ mV}$ entschieden.

4.2 Kalibrierung

Zur Kalibrierung des Aufbaus verwende ich einen β^+ -Strahler aus ^{22}Na , der auf das Aluminiumprofil gestellt werden kann. Mithilfe dieses Strahlers möchte ich den Zusammenhang zwischen Zeitdifferenz Δt der gemessenen Pulse und der longitudinalen Position x bestimmen, an der ein Teilchen durch die Faser flog. Des Weiteren werde ich aus den gleichen Messdaten auch die Ortsauflösung und die relative Detektoreffizienz bestimmen.

In ^{22}Na findet hauptsächlich der Betazerfall $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$ statt. Die freiwerdende β^+ -Strahlung annihiliert mit den umgebenden Elektronen, wodurch zwei Photonen mit jeweils der Energie eines ruhenden Elektrons $E = 511 \text{ keV}$ abgestrahlt werden. Durch das etwa 2 mm dicke Aluminiumprofil um den Szintillator, werden eventuell nicht in der Quelle annihilierte Positronen effizient abgeschirmt. Auf die Faser wirkt also zu einem sehr großen Teil Gamma-Strahlung. Für die Messungen sollte die Strahlungsquelle möglichst punktförmig sein. Die mechanische Werkstatt des Physikalischen Instituts hat zu diesem Zweck einen Aluminium Kollimator angefertigt. Dadurch wird der Strahl in einem 13 mm langen Kanal mit einem Durchmesser von 3 mm parallelisiert. Ein nicht zu vernachlässigender Teil der Strahlung wird aber auch seitlich durch die Wände des Kollimators abgestrahlt und trifft die Faser an einer anderen Position. Der Kollimator lässt sich auf dem Aluminiumprofil frei verschieben, so dass die Faser an verschiedenen Positionen bestrahlt werden kann.

Es sind grundsätzlich vier verschiedene Ursachen für das Auftreten eines koinzidenten Signals verantwortlich. Ein Ereignis kann durch

- zufällige Koinzidenzen aufgrund von zwei Dunkelereignissen,
- Durchflug eines Teilchens der natürlichen Hintergrundstrahlung,
- Detektion eines Gammaquants aus dem kollimierten Strahl oder
- Detektion eines seitlich entwichenen Gammaquants

ausgelöst werden. Alle vier Ursachen sollten auch in den gemessenen Verteilungen der Zeitdifferenzen nachweisbar sein.

Die zufälligen Koinzidenzen lassen sich am einfachsten modellieren. Da das zeitliche Auftreten der Dunkelereignisse gleichmäßig verteilt ist, sollten auch die zufälligen Koinzidenzen gleichmäßig verteilt sein. Die zufälligen Koinzidenzen stellen also einen konstanten Untergrund dar, der sich mit einem Parameter beschreiben lässt. Die Zählrate der zufälligen Koinzidenzen pro Bin wird mit r bezeichnet.

Die natürliche Hintergrundstrahlung wirkt gleichmäßig auf die gesamte Faser ein. Dadurch entsteht ein Plateau, das schon in Abbildung 4.3 zu sehen war. Innerhalb eines gewissen Zeitdifferenzbereichs ist also mit einer erhöhten Zählrate zu rechnen. Es hat sich in Abbildung 4.3 gezeigt, dass das Plateau auch bei den $50\mu\text{m}$ -SiPM nicht gleichmäßig ausgeprägt ist. Diese Tatsache wird hier ignoriert. Die Zählrate $R_1(\Delta t)$ aufgrund der Hintergrundstrahlung lässt sich als Funktion der Zeitdifferenz Δt durch

$$R_1(\Delta t) = k\Theta(\Delta t + a)\Theta(b - \Delta t) \quad (4.1)$$

beschreiben. Der Einfluss lässt sich also durch die Parameter a , b und k beschreiben. Die Parameter a und b geben die maximalen und minimalen Zeitdifferenzen für echte Ereignisse an und somit auch die Länge der Faser. Der Parameter k beschreibt die Zählrate pro Bin. Mit Θ ist hier die HEAVISIDE-Stufenfunktion gemeint.

Der kollimierte Strahl hat einen Durchmesser von 3 mm. Geht man davon aus, dass die Auflösungsfunktion der Apparatur (Szintillator und Photomultiplier), solche Abstände nicht abbilden kann, kann die durch diesen Prozess verursachte Zählrate durch eine DIRAC-Delta-Funktion angenähert werden. Die gesamte durch diesen Prozess verursachte Ereignisrate wird mit A bezeichnet. Befindet sich der Strahler an einer Position, die zu einer Zeitdifferenz m führt, lässt sich diese Zählrate mit

$$R_2(\Delta t) = A\delta(\Delta t - m) \quad (4.2)$$

beschreiben.

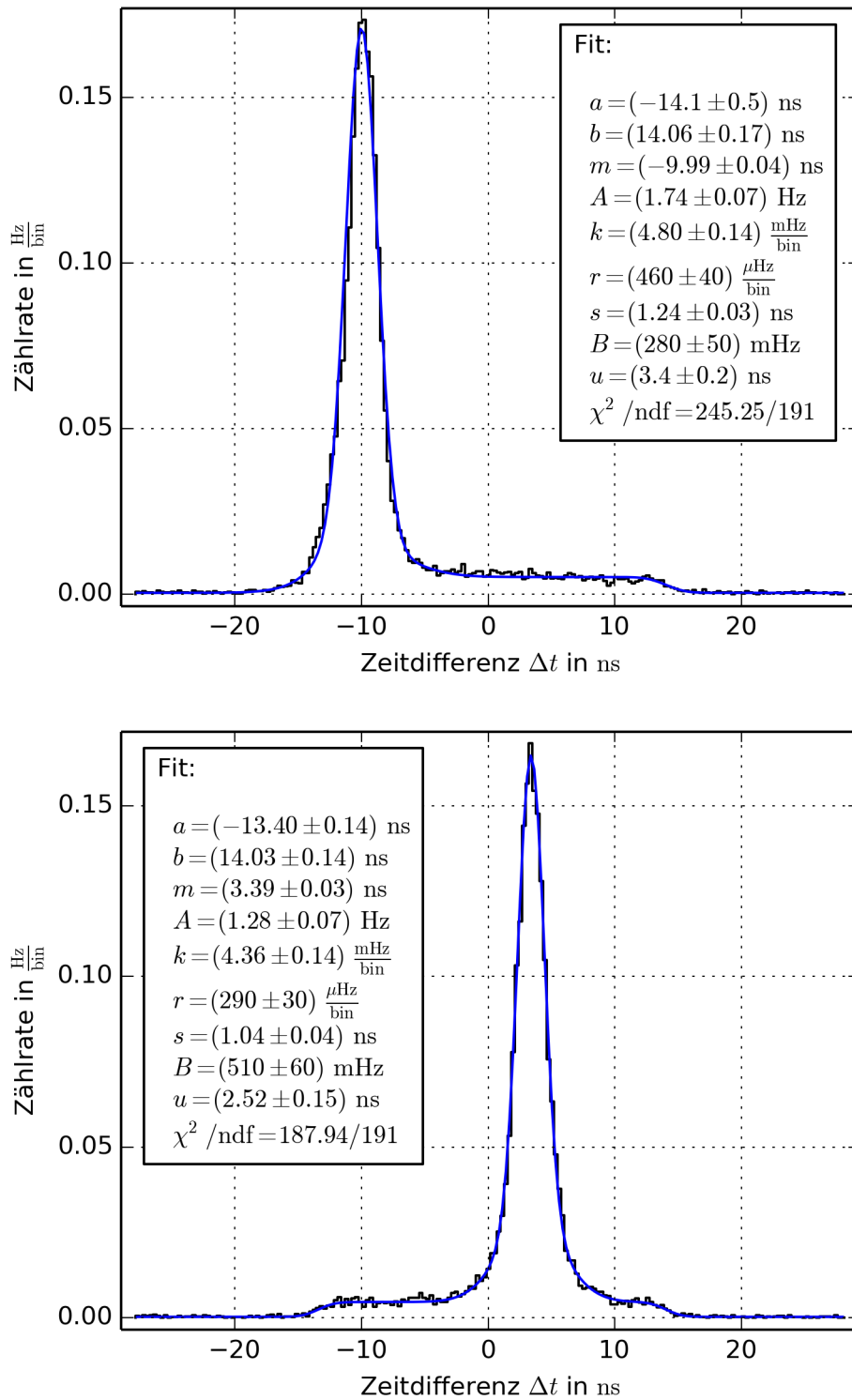


Abbildung 4.4: Gemessene Verteilung der Zeitdifferenzen bei zwei verschiedenen Positionen des Strahlers.

Die Photonen, die die Kollimatorwände seitlich verlassen, treffen um die Position m des Strahlers verteilt auch auf die Faser. In erster Näherung sollten diese Ereignisse einer eindimensionalen räumlichen GAUSS-Verteilung folgen. Die Breite dieser Verteilung wird mit u' bezeichnet. Der gesamte Beitrag zur Zählrate, der durch seitlich entweichende Photonen verursacht wird, sei B . Dann lässt sich dieser Zusatz zur Zählrate durch

$$R_3(\Delta t) = \frac{B}{\sqrt{2\pi}u'} \exp\left(-\frac{(m - \Delta t)^2}{2u'^2}\right) \quad (4.3)$$

beschreiben. m steht hier wieder für die zeitliche Position des Strahlers aus Gleichung (4.2).

Alle Einflüsse wirken sich additiv auf die Zählrate aus. Die gemessene Verteilung besteht aber nicht aus der Summe der R_i und r . Die Verteilung, die tatsächlich gemessen wird, wird durch die Auflösungsfunktion der Apparatur verschmiert. Die Auflösungsfunktion lässt sich in guter Näherung durch eine zentrierte, normierte GAUSS-Funktion

$$G(\Delta t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}s} \exp\left(-\frac{(\Delta t)^2}{2s^2}\right) \quad (4.4)$$

der Breite s beschreiben. Die tatsächlich messbare Zählrate ergibt sich dann durch eine Faltung (siehe [2]) aus der Summe der verschiedenen Einflüsse und der Auflösungsfunktion. Aus der GAUSS-Funktion in Gleichung (4.3) wird nach der Faltung wieder eine GAUSS-Funktion mit der Breite $u = \sqrt{u'^2 + s^2}$. Das Ergebnis der Faltung lautet

$$\begin{aligned} R(\Delta t) = r + \frac{k}{2} \left[\operatorname{erf}\left(\frac{\Delta t - a}{\sqrt{2}s}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{\Delta t - b}{\sqrt{2}s}\right) \right] \\ + \frac{A}{\sqrt{2\pi}s} \exp\left(-\frac{(\Delta t - m)^2}{2s^2}\right) \\ + \frac{B}{\sqrt{2\pi}u} \exp\left(-\frac{(\Delta t - m)^2}{2u^2}\right). \end{aligned} \quad (4.5)$$

Abbildung 4.4 zeigt exemplarisch zwei Messungen mit unterschiedlichen Strahlerpositionen. Der Einfluss der Hintergrundstrahlung und der Einfluss der kollimierten Strahlung ist deutlich zu erkennen. Der Einfluss der seitlich abgestrahlten Photonen ist mit dem Auge nicht an der Form der Verteilung zu erkennen. Die Abbildung zeigt auch den Fit an die Messdaten. Für jede Position des Strahlers wurden die oben genannten Parameter angepasst.

Die räumlichen Strahlerpositionen x können in Abhängigkeit der ermittelten zeitlichen Strahlerpositionen m , wie in Abbildung 4.5 gezeigt, aufgetragen

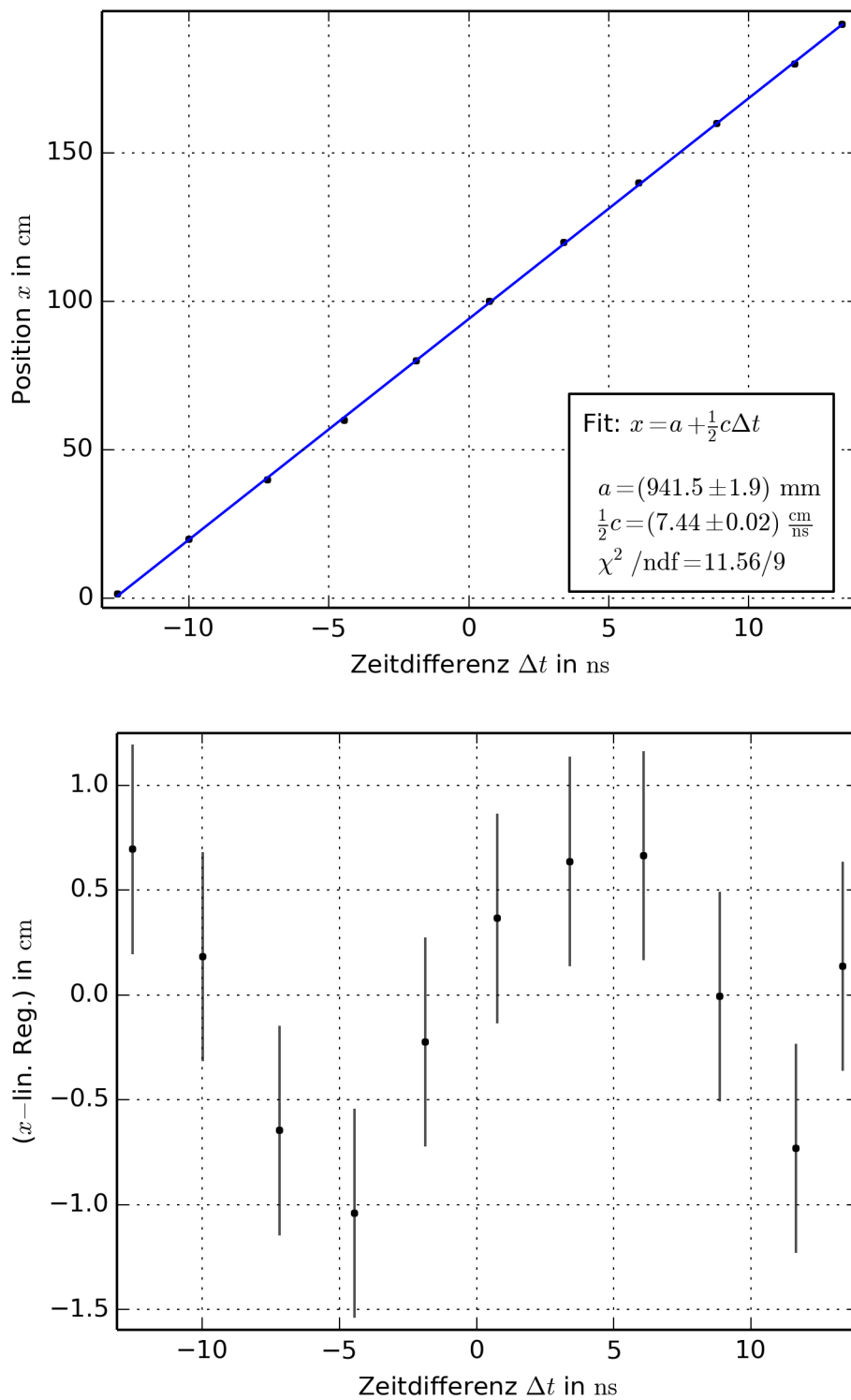


Abbildung 4.5: Linearer Zusammenhang zwischen der Zeitdifferenz und der Position des Strahlers (oben) und Abweichung von der Geraden (unten).

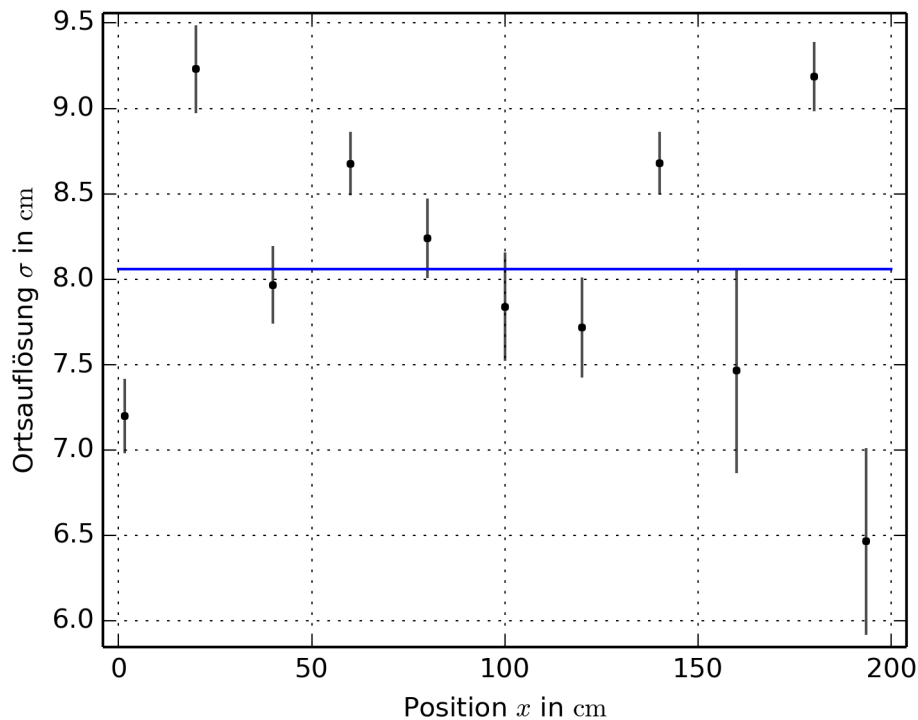


Abbildung 4.6: Darstellung der Ortsauflösung als Funktion der longitudinalen Position.

werden. Zwischen den beiden Größen wird unter der Annahme einer konstanten Lichtgeschwindigkeit in der Faser ein linearer Zusammenhang erwartet. Variiert man die Position um ein Stück, hat das Licht zum einen Silizium Photomultiplier einen kürzeren Weg, zum anderen aber einen längeren. Trägt man die Position als Funktion der Zeitdifferenz auf, so gibt die Steigung der Geraden nur die halbe Lichtgeschwindigkeit im Medium an:

$$x(\Delta t) = a + \frac{1}{2}c \cdot \Delta t \quad (4.6)$$

In Abbildung 4.5 (unten) ist die Abweichung von der linearen Regression gezeigt. Die Werte liegen innerhalb ihrer Fehler auf einer Geraden. Allerdings zeigt sich ein wellenartiges Muster, dessen Ursache nicht geklärt ist. Eine mögliche Ursache ist, dass die Faser in Schlangenlinien im Metallrohr liegt. Dies kann aber aus geometrischen Gründen nicht eine derart große Schwankung verursachen. Eine andere mögliche Ursache sind Unregelmäßigkeiten im Szintillatormaterial, die zu unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten führen.

Anhand der exemplarisch in Abbildung 4.4 angepassten Parameter lässt sich die Ortsauflösung der Szintillatoren und die relative Detektoreffizienz berechnen. Beide Größen können als Funktion der Position bestimmt werden. Der

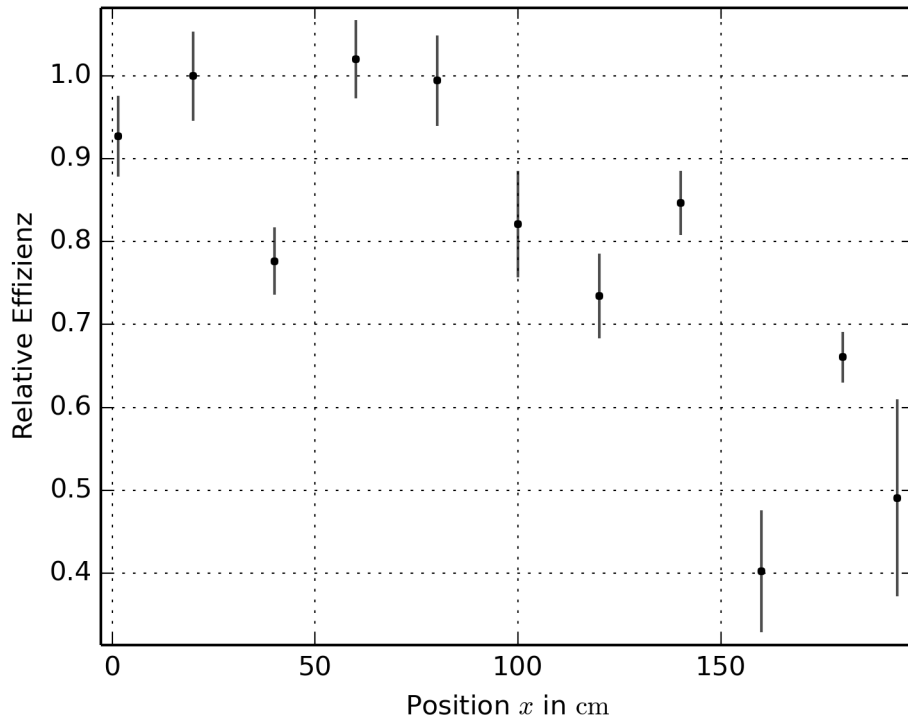


Abbildung 4.7: Darstellung der Ortsauflösung als Funktion der longitudinalen Position.

Parameter s entspricht der zeitlichen Auflösung. Um daraus die Ortsauflösung σ zu bestimmen, muss die in Abbildung 4.5 bestimmte Steigung verwendet werden. Die räumliche Auflösung ist dann $\sigma = s \cdot \frac{1}{2}c$. Die Werte sind in Abbildung 4.6 aufgetragen.

In Abbildung 4.7 ist die relative Effizienz dargestellt. Die relative Effizienz entspricht dem Parameter A aus Gleichung (4.2), der auf einen Wert normiert wurde. Die Effizienz fällt, wie auch schon in Abbildung 4.3 sichtbar, zur einen Seite hin ab und reduziert sich dort sogar auf weniger als die Hälfte. Das heißt, auch bei den $50\mu\text{m}$ -SiPM spielt die Exemplarstreuung eine große Rolle.

Kapitel 5

Fazit und Ausblick

Die durchgeführten Messungen haben eindrucksvoll gezeigt, dass mit Silizium Photomultipliern zeitaufgelöst einzelne Photonen gezählt werden können. Dabei wurde nicht nur gezeigt, dass das Ausgangssignal diskrete Pulshöhen aufweist, sondern auch, dass ein einzelnes Photon ausreicht um eine Mikrozele auszulösen. Für den praktischen Einsatz der Silizium Photomultiplier muss aber abgewägt werden, inwiefern die hohe Dunkelzählrate die Eigenschaften der Anwendung beeinträchtigen und ob durch Wahl eines Schwellwerts oder durch Kühlung die Dunkelzählrate reduziert werden kann bzw. muss. Der Hersteller der verwendeten Silizium Photomultiplier hat im August diesen Jahres, also im Endstadium meiner Arbeit, eine neue Serie an Silizium Photomultipliern vorgestellt, die eine weitaus geringere Dunkelzählrate aufweisen [12].

In den Messungen hat sich aber auch gezeigt, dass sich die vier Exemplare zum Teil deutlich in ihren Eigenschaften unterscheiden, obwohl jeweils zwei Exemplare baugleich sind. Es muss somit im Einzelfall getestet werden, ob die Exemplare den Vorgaben genügen.

Die in Kapitel 4 vorgestellte und untersuchte Anwendung stellt einen Prototyp dar, der an anderer Stelle zum Einsatz kommen kann. Lange szintillierende Fasern könnten zum Beispiel am CERN beim COMPASS Experiment zum Einsatz kommen. Das COMPASS Experiment untersucht bei hohen Energien die Struktur von Hadronen. Eine Komponente des Versuchsaufbaus ist die sog. Camera: ein Detektor aus ringförmig angeordneten langen Szintillatorplatten an deren Enden sich klassische Photomultiplier befinden. Ähnlich, wie in Kapitel 4 kann anhand der Zeitdifferenz die longitudinale Position eines Ereignisses rekonstruiert werden. Um die Kalibrierung der Szintillatoren zu verbessern, bietet es sich an szintillierende Fasern um die ringförmig angeordneten Szintillatorplatten zu spannen. Diese Fasern wäre dann rechtwinklig zu den bisherigen Szintillatoren, so dass beim Durchflug eines Teilchens durch beide Szintillatoren

eine genau longitudinale Ortsinformation vorhanden ist. Aber auch hier müssen die hohen Dunkelzählraten mit den zu erwartenden Signalen verglichen werden, ob sich dadurch eine bessere Kalibrierung ergeben kann.

Silizium Photomultiplier stellen ein interessantes Forschungsgebiet dar. Welche Rolle Silizium Photomultiplier in Zukunft spielen werden, und wo sie in der Medizin und der Forschung zum Einsatz kommen, wird sich in der nächsten Zeit zeigen. Durch neue technologische Schritte wird dem Silizium Photomultiplier sicherlich zu neuen Einsatzgebieten verhelfen.

Literaturverzeichnis

- [1] ADVANCED LASER DIODE SYSTEMS: *PiLas Datasheet*.
<http://www.alsgmbh.com/ds/PiLas.pdf>. Version: 2013
- [2] ARFKEN, G. B. ; WEBER, H. J. ; HARRIS, F. E.: *Mathematical Methods for Physicists*. 7. Auflage. Elsevier, 2013
- [3] COWAN, G.: *Statistical Data Analysis*. Oxford Science Publications, 1998
- [4] DEMTRÖDER, W.: *Experimentalphysik 3*. 4. Auflage. Springer, 2010
- [5] KLEINKNECHT, K.: *Detektoren für Teilchenstrahlung*. 4. Auflage. B. G. Teubner Verlag, 2005
- [6] LIGHTFOOT, P. K. ; BARKER, G. J. ; MAVROKORIDIS, K. ; RAMACHERS, Y. A. ; SPOONER, N. J. C.: Characterisation of a silicon photomultiplier device for applications in liquid argon based neutrino physics and dark matter searches. In: *Journal of Instrumentation* (2008).
<http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/3/10/P10001>. – DOI 10.1088/1748-0221/3/10/P10001
- [7] MILLMAN, J. ; GRABEL, A.: *Microelectronics*. 2. Auflage. McGraw-Hill Book Company, 1987
- [8] MINI CIRCUITS: *Low Noise Amplifier ZFL-1000LN+ Datasheet*.
<http://217.34.103.131/pdfs/ZFL-1000LN+.pdf>. Version: 2013
- [9] SENSL: *Introduction to the SPM; Technical Note*. <http://www.sensl.com/downloads/ds/TN%20-%20Intro%20to%20SPM%20Tech.pdf>.
Version: 2011
- [10] SENSL: *B-Series: Fast, Blue-Sensitive Silicon Photomultiplier Sensors; Datasheet*.
<http://www.sensl.com/downloads/ds/DS-MicroBseries.pdf>.
Version: 2013
- [11] SENSL: *B-Series: Fast, Blue-Sensitive Silicon Photomultiplier Sensors; User Manual*. <http://www.sensl.com/downloads/ds/UM-MicroB.pdf>.
Version: 2014
- [12] SENSL: *C-Series: Low Noise, Fast, Blue-Sensitive Silicon Photomultiplier Sensors; Datasheet*.

<http://www.sensl.com/downloads/ds/DS-MicroCseries.pdf>.
Version: 2014

- [13] STEWART, A. G. ; WALL, L ; JACKSON, J. C.: Properties of silicon photon counting detectors and silicon photomultipliers. In: *Journal of Modern Optics* 56 (2009), S. 240–252.
<http://dx.doi.org/10.1080/09500340802474425>. – DOI
10.1080/09500340802474425
- [14] SZE, S. M.: *Semiconductor Devices: Physics and Technology*. 2. Auflage. Wiley John & Sons, 2002
- [15] SZE, S. M. ; NG, K. K.: *Physics of Semiconductor Devices*. 3. Auflage. Wiley John + Sons, 2007
- [16] TEKRONIX: *TDS5000B Series Oscilloscopes*. PDF Version of Online Help. <http://exodus.poly.edu/~kurt/manuals/manuals/Tektronix/TEK%20TDS%205000B%20SERIES%20DOCUMENTATION/Documents/Bin/Online/PHP0237.pdf>. Version: 2004