

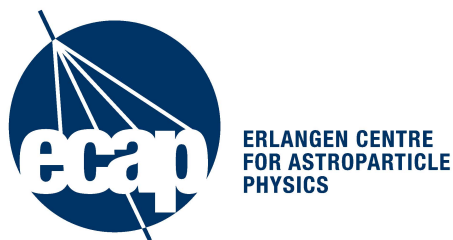
# Analyse des Crosstalks von Siliziumphotomultipliern



Bachelorarbeit aus der Physik

vorgelegt von  
Lukas Maderer  
31. Januar 2017

Erlangen Centre for Astroparticle Physics  
Physikalisches Institut IV  
Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg



- 1. Gutachter: PD Dr. Thilo Michel
- 2. Gutachter: Prof. Dr. Gisela Anton



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>Theorie</b>	<b>7</b>
2.1	Funktionsweise und Aufbau eines SiPM . . . . .	7
2.2	Dunkelrate . . . . .	12
2.3	Korrelierte Avalanches . . . . .	13
2.4	Optischer Crosstalk . . . . .	13
2.4.1	Physikalische Grundlagen . . . . .	14
2.4.2	Abhängigkeit von der Overvoltage . . . . .	16
2.4.3	Abhängigkeit von der Temperatur . . . . .	16
<b>3</b>	<b>Messung</b>	<b>19</b>
3.1	Versuchsaufbau . . . . .	19
3.2	Datennahme . . . . .	22
<b>4</b>	<b>Auswertung</b>	<b>23</b>
4.1	Crosstalkanalyse . . . . .	23
4.2	Ungewichtete Metrik . . . . .	28
4.3	Gewichtete Metrik . . . . .	28
4.4	Ergebnisse und Diskussion . . . . .	29
4.5	Weitere Auswertungen . . . . .	34
4.5.1	KETEK SiPM und Maximumsmethode . . . . .	34
4.5.2	Temperaturabhängigkeit von Crosstalk . . . . .	37
<b>5</b>	<b>Fazit</b>	<b>39</b>
<b>6</b>	<b>Literatur</b>	<b>41</b>



# 1 Einleitung

Silizium Photomultiplier (SiPM) sind pixelierte Halbleiterdetektoren zum Nachweis geringer Lichtintensitäten. Dieser Detektortyp hat große Vorteile gegenüber den bisher verwendeten Photomultipliertubes (PMT). Das Hauptmerkmal eines SiPM ist das diskrete Signals, gegeben durch die Homogenität der Pixel. Dadurch kann man anhand des Signals sehen, wie viele Pixel ausgelöst worden sind und damit die Anzahl der detektierten Lichtquanten bestimmen. Weitere Vorteile von SiPMs sind die geringe Radioaktivität des Detektormaterials, sowie die volle Funktionstüchtigkeit unter Einfluss magnetischer Felder, was sie vielseitig einsetzbar macht.

Die wichtigste Charakteristik von SiPMs ist die Photonachweiswahrscheinlichkeit (PDE). Diese gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der ein am SiPM eintreffendes Photon einen Pixel auslöst. Ein großer Störfaktor bei der Berechnung der PDE ist Crosstalk - ein Effekt, bei dem zusätzlich zum ursprünglich getriggerten Pixel noch weitere angesprochen werden. Dies geschieht durch Sekundärphotonen, die durch die Ladungslawine erzeugt werden. Für den Betrieb von SiPMs ist es unabkömmlich, die genauen Crosstalk-Eigenschaften des Detektors zu untersuchen. In der Literatur finden sich mehrere Metriken für die Analyse von Crosstalk - allerdings mit unterschiedlichen Ergebnissen. In dieser Arbeit werden zwei Metriken anhand desselben Datensatzes miteinander verglichen. Dabei soll gezeigt werden, dass die unterschiedlichen Resultate abhängig von der gewählten Interpretation von Crosstalk sind. Eine davon beschreibt die Wahrscheinlichkeit, mit der Crosstalk auftritt, während die andere den Mittelwert der Crosstalk-Ereignisse pro ursprünglich ausgelöstem Pixel ermittelt. Die erste Methode führt dabei zu einem linearen Zusammenhang zwischen Crosstalk und Betriebsspannung, die zweite zu einem quadratischen.

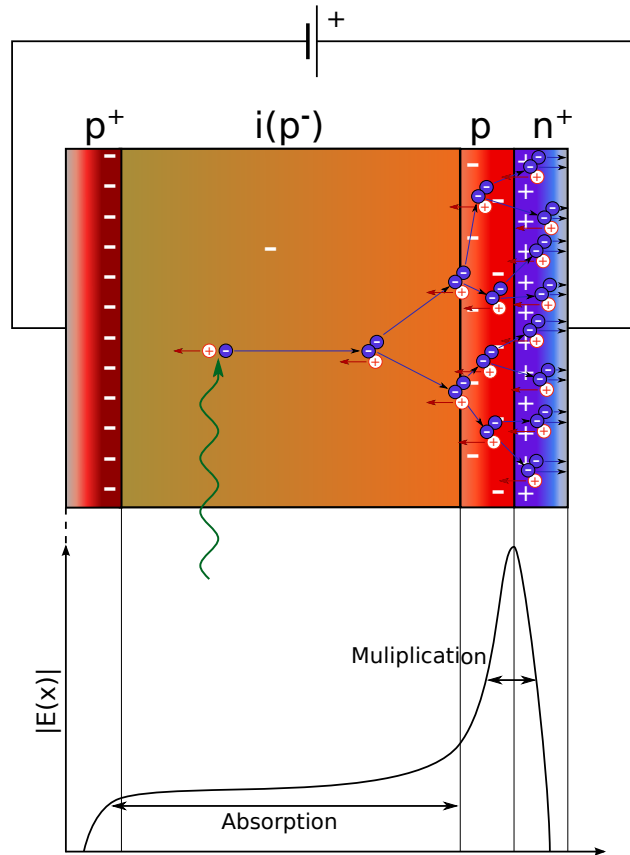


## 2 Theorie

### 2.1 Funktionsweise und Aufbau eines SiPM

Siliziumphotomultiplier (SiPM) bestehen aus bis zu mehreren tausend parallel geschalteten Photodioden, die wiederum aus verschiedenen stark dotierten Siliziumschichten aufgebaut sind. Abb. 2.1 zeigt einen vertikalen Schnitt durch diese Schichten, an dem schematisch die im nächsten Absatz erklärte Ladungsträgervervielfachung, sowie der Verlauf der elektrischen Feldstärke dargestellt sind. Die Indizes + und - geben hier die relative Konzentration der Fremdatome und damit die Stärke der Dotierung an. Am  $pn^+$ -Übergang können die freien Ladungsträger (Elektronen und Löcher) miteinander rekombinieren. Dadurch bildet sich eine Verarmungszone, die nicht mehr elektrisch neutral ist. Diese Zone bildet sich in abgeschwächter Form auch an den Übergängen der anderen Schichten ( $p^+p^-$ ,  $p^-p$ ). Diese sind zwar mit dem selben Material dotiert, durch die unterschiedliche Ladungsträgerkonzentrationen fließt aber trotzdem ein Diffusionsstrom. Durch die Raumladungszonen entstehen elektrische Felder: Einerseits das Driftfeld zwischen den äußeren Schichten ( $p^+$ ,  $n^+$ ) und andererseits das Multiplikationsfeld zwischen  $p$  und  $n^+$ -Schicht. Dessen Feldstärke ist aufgrund der geringen Abstände der Raumladungszonen jedoch um ein Vielfaches größer als beim Driftfeld (vgl. Plattenkondensator:  $E \sim \frac{1}{d}$ ). Dieser Bereich der Diode wird Multiplikationszone genannt. Um die Bildung der Verarmungs- und Raumladungszonen zu unterstützen und damit stärkere E-Felder zu erhalten, wird die Diode in Sperrrichtung betrieben.

In der intrinsischen, d.h. schwach dotierten Zone  $i$  (Absorptionszone), können eintreffende Photonen durch den inneren Photoeffekt ein Elektron-Loch-Paar erzeugen. Das entstehende Elektron und das jeweilige Loch bewegen sich dann entlang der elektrischen Feldlinien des Driftfeldes. Das Photoelektron driftet in Richtung der Multiplikationszone. Dort erfährt es eine hohe Beschleunigung durch das E-Feld. Wenn die kinetische Energie des Elektrons ausreicht, kann es bei Stößen mit anderen Atomen ein weiteres Elektron-Loch-Paar (ELP) erzeugen. Sowohl das Photoelektron als auch das zusätzlich erzeugte Elektron haben nun die Chance, weitere ELPs zu erzeugen usw.. Die Anzahl der freien Ladungsträger vermehrt sich damit exponentiell - eine Lawine aus Elektronen (Avalanche) entsteht. So arbeitende Dioden heißen Avalanche-Photodioden (APD). Pro erzeugtem Photoelektron werden bis zu  $10^5 - 10^6$  weitere Elektronen ausgelöst[8]. Dieser Verstärkungs-Faktor wird Gain (G) genannt und ist eine charakteristische Größe des SiPMs. Er ist u.a. abhängig von der elektrischen Feldstärke der Multiplikationszone. Je größer diese nämlich ist, desto kürzer ist die Strecke, die ein Elektron zwischen zwei



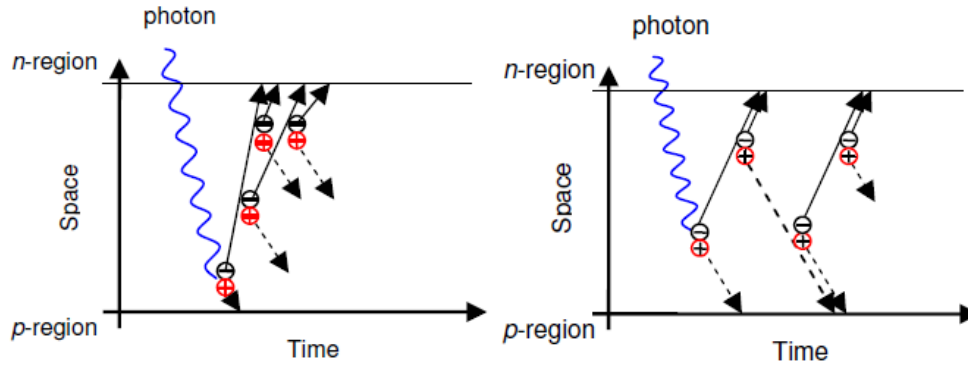
**Abbildung 2.1:** Schematischer Aufbau eines Pixels mit Verlauf der elektrischen Feldstärke. Der Entstehungsprozess einer Avalanche ist graphisch dargestellt.

Stößen zurücklegen muss, um genug kinetische Energie für das Erzeugen eines weiteren ELPs zu erhalten. Bei stärkeren E-Feldern können Elektronen, die die Multiplikationszone durchqueren, somit mehr ELPs erzeugen als bei schwächeren E-Feldern. Da das E-Feld einer Diode mit steigender Betriebsspannung ( $U_{\text{Bias}}$ ) zunimmt, ergibt sich der wichtige Zusammenhang [8] :

$$G \sim U_{\text{Bias}} \quad (2.1)$$

Die Avalanche einer APD bricht ab, wenn die ELPs so nah am Rand der  $n^+$ -Schicht erzeugt werden, dass sie vor dem Verlassen der Multiplikationszone nicht mehr ausreichend beschleunigt werden, um weitere ELPs erzeugen zu können. Der typische Gain einer APD liegt im Bereich 100 – 1000. Um einen Gain der oben erwähnten Größenordnung  $10^6$  zu erreichen, werden die Photodioden eines SiPM im sog. Geiger-mode betrieben. Das bedeutet,  $U_{\text{Bias}}$  liegt oberhalb der Durchbruchspannung  $U_{\text{Break}}$ . Letztere bezeichnet den





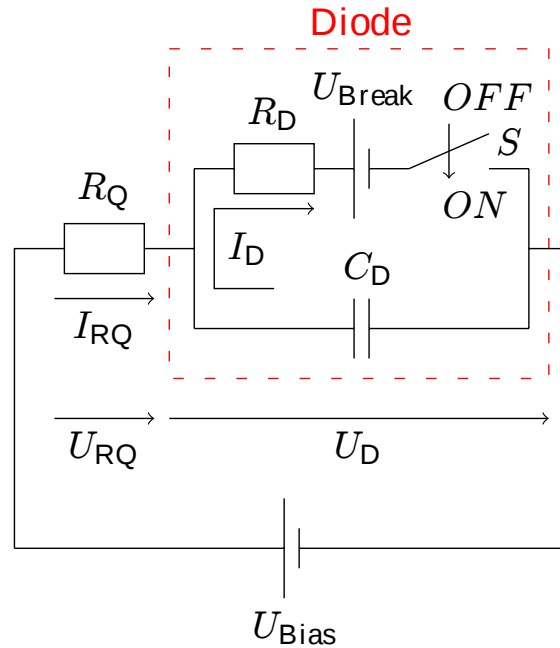
**Abbildung 2.2: Links:** Selbst-stoppende Avalanche einer APD. Elektronen am Rand können nicht mehr genug beschleunigt werden, um ein ELP zu erzeugen. Die Lawine bricht ab, sobald alle freien Elektronen die Multiplikationszone verlassen haben; **Rechts:** Fortlaufende Avalanche einer G-APD. Unabhängig davon, an welcher Stelle in der Multiplikationszone ein ELP erzeugt wird, besteht die Chance, dass ein weiteres ELP entsteht, da sowohl Elektron als auch Loch genug kinetische Energie durch das E-Feld erhalten können. [19]

Wert von  $U_{\text{Bias}}$ , an dem das E-Feld der Multiplikationszone so stark ist, dass auch die entstandenen Löcher ausreichend kinetische Energie aus dem E-Feld erhalten können, um ELPs zu erzeugen [19]. Die Avalanche einer Geiger-mode APD (G-APD) bricht daher nicht von selbst ab und der Gain nimmt signifikant zu. Abb. 2.2 stellt beide Avalanche-Arten grafisch dar.

Damit die Ladungsträgerlawine abbricht und der entstehende Strom nicht die Diode zerstört, besitzt jeder Pixel noch einen in Reihe geschalteten passiven Löschwiderstand (Quenching-Resistor). Er sorgt dafür, dass die Spannung an der Diode nach dem Auslösen des Pixels kurz unter  $U_{\text{Break}}$  fällt und die Lawine abbricht (siehe nächster Abschnitt). Die Quenching-Resistors von SiPMs haben typischerweise Werte von  $R_Q \sim (0.1 - 1) \text{ MOhm}$  [19].

In Abb. 2.3 ist ein Ersatzschaltbild für einen Pixel zu sehen, anhand dessen das Abbruchverhalten der Elektronenlawine und die entstehende Pulsform erklärt wird. Als Ausgangspunkt betrachten wir eine einzelne Diode mit intrinsischem Widerstand  $R_D$ , die im Geiger-mode betrieben wird. Es fließt zunächst kein Strom, veranschaulicht durch den geöffneten Schalter S. Die Sperrschicht im pn-Übergang der Multiplikationszone kann als Plattenkondensator  $C_D$  beschrieben werden. An ihm liegt die gesamte Biasspannung  $U_{\text{Bias}}$  an.

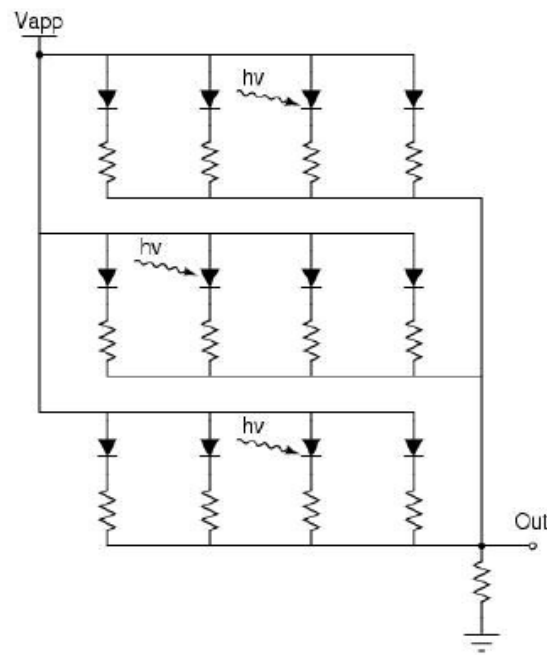
Entsteht im Pixel nun ein Elektronen-Loch-Paar, beginnt wie beschrieben die Elektronen-Lawine, ein Strom fließt bzw. der Schalter wird geschlossen und der Kondensator beginnt, sich zu entladen. Dies geschieht innerhalb weniger Nanosekunden (rise-time). Wegen  $R_Q \gg R_D$  fällt der entstehende Strom anfänglich am Innenwiderstand der Diode ab ( $I_D$ )



**Abbildung 2.3:** Ersatzschaltbild eines SiPM [5]. Jeder Pixel kann als ein Kondensator mit innerem Widerstand betrachtet werden, der sich beim Auslösen einer Avalanche zu entladen beginnt (Schalter  $S$  schließt sich). Der Quenching-Resistor  $R_Q$  lässt die Spannung an der Diode unter die Durchbruchspannung sinken.

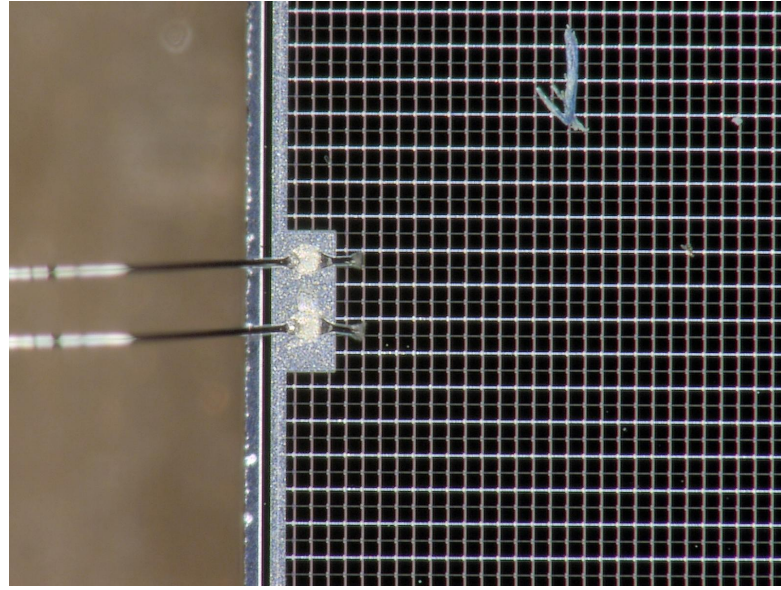
und erst nach und nach zunehmend Löschwiderstand, wodurch  $U_D$  letztendlich abnimmt. Sobald sie unter die Durchbruchspannung fällt, bricht die Avalanche im Pixel ab, wie oben für die APD beschrieben. Ohne Löschwiderstand würde trotz Entladen des Kondensators immer die gesamte Spannung an der Diode anliegen und  $U_D$  immer über  $U_{\text{Break}}$  liegen. Mit Abbruch der Avalanche kann der Schalter wieder als geöffnet betrachtet werden und der Kondensator lädt sich über  $R_Q$  auf. Analog zum Ladevorgang eines Kondensators entsteht die charakteristische Abklingflanke des gemessenen Pulses. Die Dauer dieses Vorgangs (fall-time) beträgt ca. (50-200) ns. Sie ist von der Größe des Löschwiderstandes abhängig.

Nun wird der SiPM als Ganzes betrachtet, also als eine Parallelschaltung aus vielen G-APDs mit in Reihe geschalteten Quenching-Resistors (Abb. 2.4). Jeder Pixel entspricht einer in Sperrrichtung betriebenen Diode. Wird in einem Pixel eine Avalanche ausgelöst, entstehen freie Ladungsträger mit der Elementarladung  $e$ , deren Anzahl dem Gain entspricht. Die ausgelöste Ladung ist für jede Avalanche beinahe gleich, da der Gain nur geringen statistischen Schwankungen unterliegt. Man spricht hier von Photoelektron-Äquivalenten (engl.: photoelectron equivalent, kurz p.e.). Die gesamte freigesetzte Ladung ist damit direkt proportional zur Anzahl der getriggerten Pixel. Misst man den daraus entstehenden Strom, kann man nachvollziehen, wie viele Pixel ausgelöst worden sind. Wenn die PDE bekannt ist, lässt sich aus dieser Information die Anzahl der gesamten



**Abbildung 2.4:** Schematische Schaltung eines SiPM [19].  $V_{\text{app}} \equiv U_{\text{Bias}}$ . Jede Diode steht für einen Pixel, der erst durch Lichteinfall (Photon  $\equiv h\nu$ ) leitend wird. Die Pixel sind parallel geschaltet, mit je einem Quenching-Resistor in Reihenschaltung. Die einzelnen Ströme pro Pixel addieren sich am Ausgang.

eingetroffenen Photonen berechnen [19]. Abb. 2.5 zeigt eine Nahaufnahme eines SiPM. Die Kantenlänge eines SiPM beträgt typischerweise zwischen 1-6 mm. Die Größe der einzelnen Pixel liegt in der Größenordnung um  $\sim 30 \cdot 30 \mu\text{m}^2$ . Die horizontalen Linien auf dem SiPM sind die Quenching-Resistors, die vertikalen Linien Aluminiumleiter, die die einzelnen Pixel mit Spannung versorgen. Diese wird über die Wire-Bonds links zum SiPM geführt. Wie man sieht, nehmen die Leiterbahnen und Widerstände einen nicht vernachlässigbaren Teil der Fläche des SiPMs ein. Photonen, die auf dieser Fläche absorbiert werden, lösen keinen Pixel aus und gehen somit bei der Messung verloren. Die sog. geometrische Effizienz  $\epsilon$  gibt das Verhältnis von aktiver Fläche der Dioden zur gesamten SiPM-Fläche an und sollte im Idealfall bei 100 % liegen. Wegen der kleinen Flächen der Pixel ist besonders auf Reinheit beim Verwenden eines SiPM zu achten. Bereits kleine Fremdkörper wie Haare (siehe Bild) verdecken schon mehrere Pixel und verringern die PDE so weiter.



**Abbildung 2.5:** Nahaufnahme eines SiPM von FBK. Die Pixelstruktur wird hier deutlich sichtbar. Vertikale Linien sind Aluminiumleiter, die jeden Pixel mit der Stromversorgung links verbinden. Die horizontalen Linien sind Quenching-Resistors. Links zu sehen sind die Drähte, die an den SiPM gebondet sind und ihn mit Strom versorgen. Oben mittig auf dem SiPM liegt ein Fremdkörper (Haar o.Ä.).

## 2.2 Dunkelrate

Ein großer Störfaktor von SiPMs ist die Dunkelrate. Sie bezeichnet die Frequenz, mit der Pixel nicht durch einfallendes Licht, sondern durch thermische Anregung eines Elektrons ausgelöst werden (Dunkelereignis). Bei Raumtemperatur liegt die Dunkelrate moderner SiPMs bei  $\sim 0.1\text{--}1 \frac{\text{MHz}}{\text{mm}^2}$  [19]. Sie ist jedoch stark von der Temperatur abhängig und sinkt bei  $-100^\circ\text{C}$  auf  $\sim 1\text{--}10 \frac{\text{Hz}}{\text{mm}^2}$  ab [18], wie auch bei unserem Versuchsaufbau. Das ist entscheidend für die Crosstalkanalyse, die immer bei einer Dunkelmessung, d.h. ohne Lichteinfall, durchgeführt wird. Die niedrige Dunkelrate gewährleistet eine vernachlässigbare Wahrscheinlichkeit für gleichzeitiges Auftreten zweier Dunkelereignisse. Das ist für die Auswertung entscheidend, wie später im Kapitel verdeutlicht wird. Die Wahrscheinlichkeit  $P$ , dass in einem Zeitintervall  $\Delta t$  nach einem Dunkelereignis ein weiteres auftritt, lässt sich mit einer einfachen Näherung abschätzen:

$$P \simeq \dot{N}_{\text{Dark}} \cdot \Delta t = 10^{-7} \quad (2.2)$$

mit  $\dot{N}_{\text{Dark}} = 10 \text{ Hz}$  und  $\Delta t = 10 \text{ ns}$ .

## 2.3 Korrelierte Avalanches

Neben der Dunkelrate gibt es noch weitere Störquellen bei einem SiPM, die korrelierten Avalanches. Im Gegensatz zu einem Dunkelereignis, das zufällig stattfindet, werden korrelierte Avalanches indirekt durch eine andere Avalanche ausgelöst. Die beiden Arten von korrelierten Avalanches sind Afterpulsing und Crosstalk.

Afterpulsing tritt auf, wenn während einer Avalanche ein Elektron temporär in einem Gitterdefekt gefangen wird. Dieses löst sich typischerweise nach 10-100 ns wieder aus dem Gitter - und löst eine neue Avalanche im soeben getriggerten Pixel aus. In dieser Zeit hat sich der Pixel in der Regel nicht wieder vollständig aufgeladen. Die freigewordene Ladungsmenge entspricht also keinem ganzen p.e. In der Pulsform erkennt man also einige ns nach dem eigentlichen Puls einen weiteren mit niedriger Amplitude [6, 19].

Beim Crosstalk wird im Gegensatz zu Afterpulsing ein anderer, meist benachbarter Pixel getriggert. Dies kann auf zwei Arten geschehen. Während einer Avalanche können optische Sekundärphotonen entstehen. Diese können einen anderen Pixel auslösen, wenn sie von diesem absorbiert werden. Diesen Effekt nennt man optischen Crosstalk (siehe nächster Abschnitt). Es ist außerdem möglich, dass das Sekundärphoton nicht in der Diode, sondern im Siliziumsubstrat absorbiert wird. Dort kann es zwar ebenfalls durch den inneren Photoeffekt ein Elektron auslösen, dieses kann im Substrat aber keine Avalanche erzeugen. Es kann jedoch passieren, dass das Photoelektron in eine nahen Pixel driftet. Sobald es diese erreicht, driftet es in deren Multiplikationszone und kann dort den Pixel triggern [2]. Der entstehende korrelierte Puls hat dann, wenn keine weitere korrelierte Avalanche ausgelöst wird, eine Amplitude von 1 p.e., da ein anderer, voll aufgeladener Pixel angesprochen wird. Man spricht in einem solchen Fall von verzögertem Crosstalk, weil der zweite Pixel wie beim Afterpulsing erst nach einigen 10-100 ns getriggert wird, sobald das Elektron vom Substrat in die Multiplikationszone gedriftet ist. Die Zeitverzögerung beim optischen (prompten) Crosstalk ist dagegen nur so lang, wie das Sekundärphoton braucht, um vom getriggerten Pixel in einen anderen zu kommen. Bei den kleinen Abständen der Pixel im SiPM ist diese Zeit kurz und nicht zeitlich auflösbar.

Diese Arbeit beschäftigt sich ausschließlich mit optischem Crosstalk, der im folgenden Abschnitt ausführlich erläutert wird.

## 2.4 Optischer Crosstalk

Optischer Crosstalk schränkt die Messgenauigkeit von SiPMs gravierend ein und sollte daher bei der Arbeit mit diesen Detektoren gut verstanden sein. Obwohl die Crosstalkanalyse mittlerweile zur Standardaufgabe bei einer SiPM Charakterisierung gehört, gibt es noch keine vollständig zufriedenstellende Beschreibung davon. In diesem Kapitel soll das gegenwärtige Modell von optischem Crosstalk dargelegt werden.

### 2.4.1 Physikalische Grundlagen

Im  $pn^+$ -Übergang kann während der Ladungsträgerlawine ein Photon entstehen. Der genaue Ablauf ist dabei noch nicht komplett verstanden. Anhand des Spektrums des erzeugten Lichts geht man aber davon aus, dass es durch Rekombination von einem Elektron und einem Loch entsteht. Die emittierten Photonen haben Energien zwischen 1,15-1,4 eV [15] und liegen damit im infraroten Bereich. Der SiPM ist sensitiv für Wellenlängen zwischen 300-1000 nm [19]. Ein so erzeugtes Sekundärphoton kann folglich in einem anderen Pixel des SiPM absorbiert werden und diesen zusätzlich zum ersten triggern. In diesem Fall misst man 2 p.e., obwohl nur ein Pixel durch ein externes Photon angesprochen wurde. Man spricht von optischem Crosstalk, weil der zweite Pixel durch ein Photon getriggert wurde. Wegen der kleinen Abstände im SiPM ist die hierfür benötigte Zeit nicht auflösbar <sup>1</sup>, weshalb man nicht zwischen zwei koinzidenten Photonen und einem Crosstalk-Event unterscheiden kann.

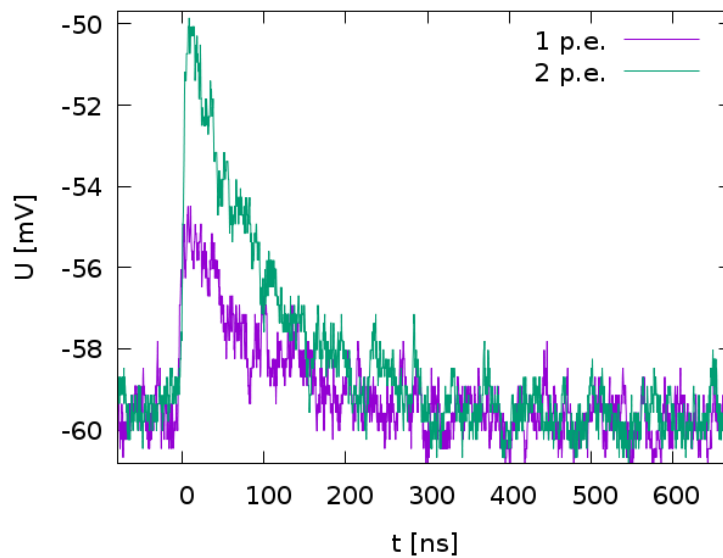
Abb. 2.6 zeigt zwei gemessene Signale des SiPMs. Der violette Peak entspricht dem Signal eines ausgelösten Pixels, also 1 p.e. Der grüne Peak hat die doppelte Amplitude des anderen und ist folglich aus zwei gleichzeitig getriggerten Pixeln entstanden. Aus Gl. 2.2 folgt, dass es sich bei dem hohen Peak mit großer Wahrscheinlichkeit um eine korrelierte Avalanche handelt und nicht um ein weiteres Dunkelereignis. Man erkennt jedoch nicht zwei versetzte Pulse, sondern einen 2 p.e. Puls wie er auch bei zwei exakt koinzidenten Photonen zu erwarten wäre. Es handelt sich demnach um ein promptes Crosstalk-Event, also ein Ereignis, bei dem durch Sekundärphotonen zusätzliche Pixel getriggert werden. Besonders bei höheren Overvoltages kann es zudem vorkommen, dass mehr als ein zusätzlicher Pixel durch optischen Crosstalk getriggert werden. Dabei ist es möglich, dass sowohl der ursprünglich getriggerte Pixel mehrere weitere Pixel auf einmal triggert, oder eine Kettenreaktion von einzelnen Crosstalk-Events hintereinander stattfindet [8].

Die Geometrie eines Arrays aus G-APDs hat einen maßgeblichen Einfluss auf Crosstalk. Je größer der Abstand zwischen zwei Pixeln ist, desto höher ist die Wahrscheinlichkeit, dass Sekundärphotonen im Substrat zwischen den Pixeln absorbiert ist und damit keinen anderen Pixel triggern können. Bei einem Pixelabstand von  $160\text{ }\mu\text{m}$  liegt die Crosstalkwahrscheinlichkeit unter 0,01 % [21]. Die aktive Fläche eines solchen Aufbaus ist allerdings dementsprechend gering und für viele Anwendungen unbrauchbar. Moderne SiPM Layouts erreichen, bei annähernd gleich bleibenden Pixel-Fläche, Abstände bis zu  $20\text{ }\mu\text{m}$  [21]. In diesen Größenordnungen nimmt Crosstalk signifikant zu ( $> 30\%$ )[10] und stellt damit ein ernstzunehmendes Problem dar.

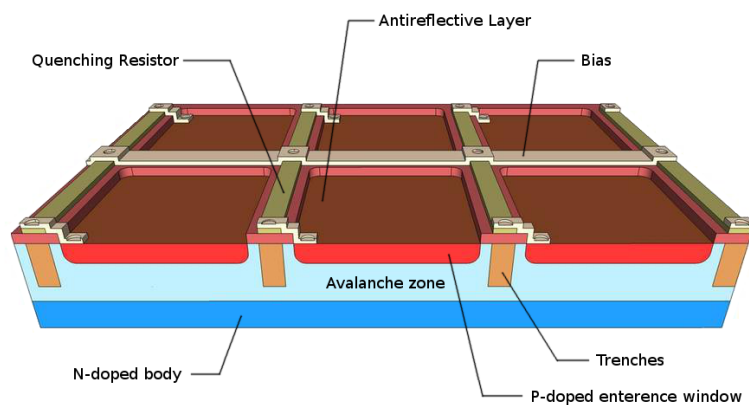
Ein wichtiger Schritt, um optischen Crosstalk zu reduzieren, ist der Einbau optischer Barrieren aus Oxid-beschichtetem Metall zwischen den Pixeln des SiPMs (Abb. 2.7) [19]. Die Trenches sind ca.  $10\text{ }\mu\text{m}$  tief und  $0,8\text{ }\mu\text{m}$  breit. Damit verringern sie die effektive Fläche eines SiPM nur minimal [16][21]. Optischer Crosstalk kann durch Trenches um einen Faktor 9 verringert werden [2]. Emissions-Mikroskopie von SiPMs macht sichtbar, dass kaum noch benachbarte Pixel durch optischen Crosstalk angesprochen werden [16].

<sup>1</sup>Lichtgeschwindigkeit:  $c_0 = 30\text{ }\frac{\text{cm}}{\text{ns}}$ ; Abstand zwischen zwei Pixeln:  $\sim 30\text{ }\mu\text{m} \rightarrow$  Benötigte Zeit: 0.01 ns

Ein direkter Vergleich korrelierter Ereignisse eines Geräts ohne und eines mit optischen Trenches bestätigt deren Effektivität ebenfalls [21].



**Abbildung 2.6:** Zwei verschiedene Pulse einer Dunkelmessung. **Violett:** Typischer 1 p.e. Puls; **Grün:** Crosstalk-Event mit doppelter Amplitude des Vergleichspulses → zwei ausgelöste Pixel.



**Abbildung 2.7:** Schematischer Aufbau eines SiPM mit sechs Pixeln [11]. Die Trenches zwischen den Pixeln reduzieren den Anteil an Sekundärphotonen, die in einen benachbarten Pixel gelangen.

### 2.4.2 Abhängigkeit von der Overvoltage

Das vermehrte Auftreten von Crosstalk-Events mit zunehmender Overvoltage ist ein bekanntes Phänomen. Zu jeder Charakterisierung eines SiPMs gehört eine Bestimmung der Crosstalk-Eigenschaften. Je nach geplanter Anwendung des Gerätes werden dazu verschiedene Metriken verwendet. Diese werden in Kapitel 4 besprochen. In Abb. 2.8 sind Ergebnisse mehrerer Crosstalkanalysen dargestellt [14, 18]. Gleiche Farben der Datenpunkte bedeuten, dass die selbe Metrik verwendet wurde. Die violetten Datenpunkte scheinen quadratisch mit der Overvoltage zuzunehmen, die grünen linear. Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Frage, ob dieser Zusammenhang von der verwendeten Metrik oder dem charakterisierten Gerät kommt. Dazu werden in Kapitel 4 beide Metriken auf den gleichen Datensatz angewendet. Vorher sollen im nächsten Abschnitt die theoretischen Zusammenhänge zwischen optischem Crosstalk und Overvoltage erläutert werden.

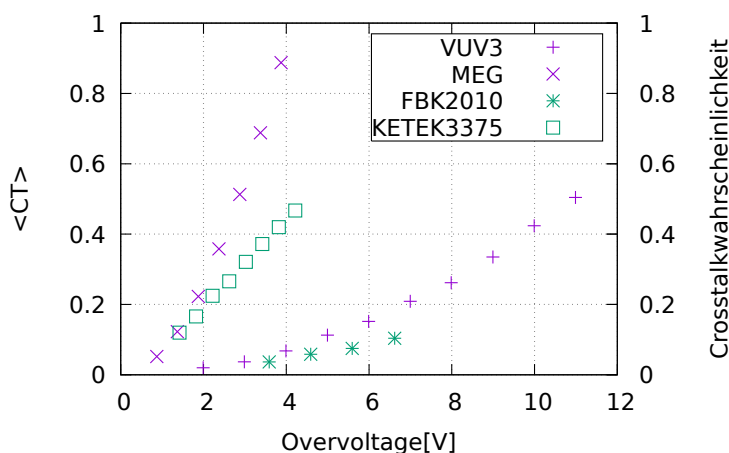
In der Theorie hängt Crosstalk maßgeblich über zwei Faktoren mit der Overvoltage zusammen - dem Gain und der Triggerwahrscheinlichkeit [5, 8]. Diese gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein im Pixel erzeugtes Photoelektron eine Avalanche auslöst und nicht etwa den Pixel verlässt ohne ein Atom zu ionisieren [13]. Beide Faktoren sind direkt proportional zur Overvoltage, woraus sich insgesamt eine quadratische Abhängigkeit ergibt. Pro Ladungsträger, der den pn-Übergang überquert, entstehen im Mittel  $2,9 \cdot 10^{-5}$  Photonen mit Energien  $> 1,14 \text{ eV}$  [12], bzw.  $\sim 30$  Photonen bei einem Gain von  $\sim 10^6$ . Mit steigender Overvoltage erhöht sich der Gain und es entstehen Sekundärphotonen, die einen benachbarten Pixel triggern können. Der lineare Anstieg der Triggerwahrscheinlichkeit mit steigender Overvoltage resultiert aus dem stärker werdenden E-Feld in der Multiplikationszone. Durch dieses muss das Photoelektron genügend Energie für die Erzeugung eines ELPs erhalten, um die Lawine auszulösen. Ist das E-Feld zu klein, kann es außerdem passieren, dass das erzeugte ELP nicht schnell genug auseinander gedriftet wird und stattdessen sofort wieder rekombiniert.

### 2.4.3 Abhängigkeit von der Temperatur

Es ist denkbar, dass sich das Crosstalk-Verhalten von SiPMs mit der Betriebstemperatur verändert. Im Wesentlichen kommen dafür zwei Ursachen in Frage. Zum einen der Gain. Dieser gibt an, wie viele Ladungsträger den pn-Übergang passieren und damit, wie viele Sekundärphotonen entstehen die optischen Crosstalk verursachen können (vgl. Abschnitt 2.4.2). Der Zusammenhang zwischen Temperatur und Gain ist jedoch nicht verstanden. Die Ergebnisse einer Bachelorarbeit der Arbeitsgruppe [20] deuten darauf hin, dass der Gain mit zunehmender Temperatur sinkt. Ramilli konnte dagegen keine Temperaturabhängigkeit des Gains nachweisen [17]. Theoretisch ist es auch denkbar, dass durch die höhere vorhandene thermische Energie leichter ELPs zu erzeugen sind und der Gain damit bei höheren Temperaturen steigt.

Der zweite Zusammenhang zwischen Crosstalk und Temperatur lässt sich aus dem Absorptionskoeffizienten von Silizium herleiten. Dieser steigt mit zunehmender Temperatur





**Abbildung 2.8:** Crosstalk vs Overvoltage verschiedener Devices. Die Farben stehen für die verwendete Auswertungsmetrik. Violette Messwerte geben die mittlere Anzahl durch Crosstalk ausgelöster Pixel pro Primärpixel an, Grün die Wahrscheinlichkeit, dass Crosstalk auftritt. Beim ersten Fall deutet sich ein linearer Zusammenhang an, beim zweiten ein quadratischer.

[4]. Das bedeutet, dass sich der Energiebereich der Photonen, die für optischen Crosstalk verantwortlich sind, zu niedrigeren Energien verschiebt. Höher-energetische Photonen, die bei niedrigen Temperaturen einen Nachbarpixel getriggert hätten, werden bei hohen Temperaturen möglicherweise bereits im Primärpixel absorbiert. Andererseits können niederenergetische Photonen, die vorher nicht innerhalb des SiPM absorbiert wurden, wegen der kürzeren mittleren freien Weglänge nun doch in einem Nachbarpixel absorbiert werden und diesen auslösen. Wie sich die Energie der für optischen Crosstalk verantwortlichen Photonen quantitativ auf das Auftreten von Crosstalk auswirkt, hängt letztendlich vom Emissionsspektrum der Sekundärphotonen ab. Liegt das neue Energieintervall bei höheren/niedrigeren Lichtintensitäten im Spektrum, können folglich mehr/weniger Photonen in benachbarten Pixeln absorbiert werden und diese triggern. Das Emissionsspektrum von Ladungsträgerübergängen im pn-Übergang von Silizium ist jedoch nicht hinreichend erforscht, um diesbezüglich Aussagen über die Temperaturabhängigkeit von Crosstalk zu treffen.

Anhand der oben beschriebenen Physik liegt es nahe, dass sich das Crosstalk-Verhalten eines SiPMs zwischen verschiedenen Betriebstemperaturen unterscheidet. Wie genau dieser Unterschied ausfällt, lässt sich allerdings nicht vorhersagen. Die Ergebnisse von Ramilli deuten auf einen leichten Anstieg der Crosstalkwahrscheinlichkeit bei steigender Temperatur hin [17].



## 3 Messung

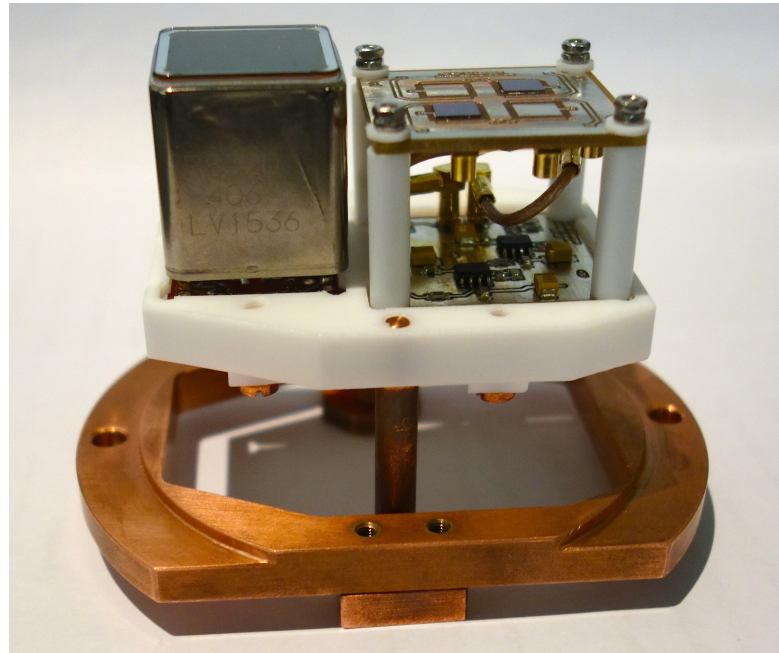
### 3.1 Versuchsaufbau

Zur Crosstalkanalyse wurde ein SiPM der Firma Hamamatu vom Typ FBK VUV-HD 2016 LF vermessen. Dieser Detektor wurde auf einem Halterungsboard angebracht und an die dort befindlichen Leiterbahnen gebondet. Über diese kann der SiPM mit Spannung versorgt und ausgelesen werden. Der SiPM ist mit einer Verstärkerschaltung unter dem Board verbunden, auf dem sich zudem ein PT 100 RTD Temperatursensor sowie verschiedene elektronische Filter gegen Schwankungen der Versorgungsspannung und Rauschen befinden. Das Verstärkerboard mit dem Detektor ist in Abb. 3.1 zu sehen. Rechts erkennt man vier Plätze für SiPMs von denen zwei belegt sind. Es kann immer nur ein SiPM gleichzeitig mit der Verstärkerschaltung verbunden werden. Links daneben ist ein PMT R8520-406 von Hamamatsu [9] befestigt, der für Referenzmessungen verwendet werden kann. Eine Verstärkerschaltung verstärkt das gefilterte Signal noch um einen Faktor 100. Durch die Verstärkung des Signals direkt am SiPM kann die Signal-zu-Rausch-Rate verbessert werden, da kein Rauschen von langen Kabelleitungen mit verstärkt wird. Die Schaltung ist so konzipiert, dass sie auch bei cryogenen Temperaturen funktioniert, bei denen gemessen wurde.

Ein Querschnitt des gesamten Versuchsaufbaus ist in Abb. 3.2 zu sehen. Die folgende Beschreibung beginnt innen beim SiPM und arbeitet sich Schicht für Schicht nach außen vor.

Die Halterung mit dem Board wird kopfüber in einem Kupferbecher verschraubt, der eine hohe Wärmeleitung besitzt. Dadurch wird eine möglichst konstante Temperatur in der inneren Detektorzelle gewährleistet. Am äußerem Rand dieses Bechers befinden sich drei weitere Temperatursensoren in verschiedenen Höhen. Der Becher befindet sich in der inneren Vakuumkammer. Die Kabel der Elektronik werden durch ein Rohr durch den oberen Teil der äußeren Kammer mittels elektrischer Durchführungen aus der Kammer geführt. Dieses Rohr dient gleichzeitig dazu, die innere Kammer von außen zu evakuieren oder zu befüllen.

Die Kammer mit dem Kupferbecher und dem SiPM ist wiederum von einer äußeren Vakuumkammer umgeben. Der Zwischenraum beider Stahlwände kann ebenfalls von außen evakuiert werden. Die innere Kammer wird auf einen Kupferstempel in der äußeren Kammer gepresst. Am Kupferstempel sind mehrere ohmsche Widerstände zum heizen, als auch ein weiterer Temperatursensor angebracht. An die Unterseite des Bodens der äußeren Kammer wird ein Aluminiumstempel angepresst.

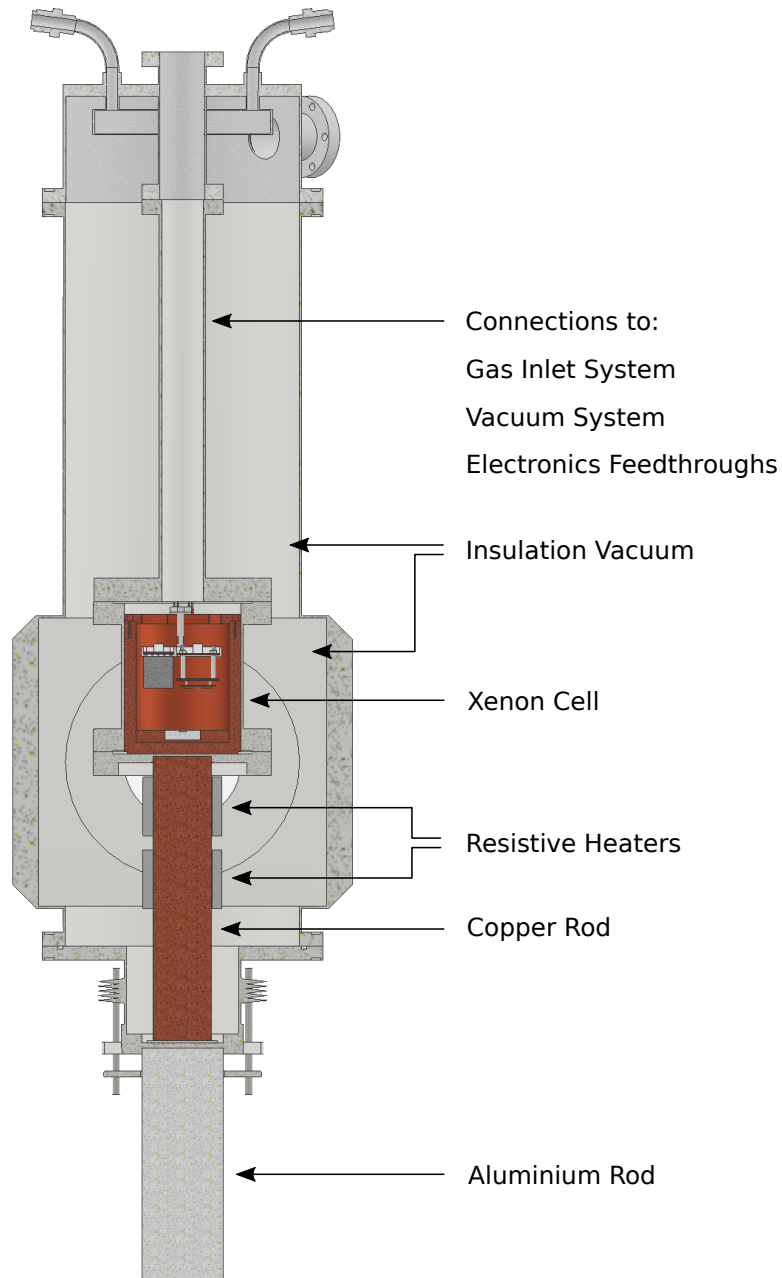


**Abbildung 3.1:** Verstärkerboard mit Detektoren und Halterung zur Fixierung. Rechts oben befinden sich vier Steckplätze für SiPMs von denen zwei besetzt sind. Jeweils einer ist mit der Elektronik darunter verbunden. Der PMT links daneben wurde für die Messung nicht benötigt.

Damit man Crosstalk anhand einer Dunkelmessung analysieren kann, spricht bei einem 2 p.e. Puls von einer korrelierten Avalanche ausgehen kann, wird nach Gl. 2.2 eine geringe Dunkelrate vorausgesetzt. Wie in Kapitel 2 erläutert, kann dies durch eine niedrige Betriebstemperatur erreicht werden. Die Messung wurde zum besseren Vergleich mit älteren Messungen bei  $-100^{\circ}\text{C}$  durchgeführt. Zur Kühlung des SiPM wird der Aluminiumstempel in flüssigen Stickstoff getaucht. Durch Wärmeleitung über Aluminium- und Kupferstempel wird der Kupferbecher und der darin befindliche Detektor gekühlt. Um den thermischen Kontakt zu erhöhen, befindet sich jeweils eine Indiumschicht zwischen Stempel und Kammer. Von den Sensoren erhält ein PC Informationen über die Temperatur in der Kammer. Fällt diese unter den eingestellten Wert, wird mithilfe eines P-Reglers Strom durch die Widerstände am Kupferfinger geleitet, die diesen aufheizen. Die Temperatur kann so mit  $\pm 0,1^{\circ}\text{C}$  Genauigkeit gehalten werden. In der äußeren Kammer wird ein Vakuum mit  $\sim 10^{-3}$  mbar erzeugt, um den Wärmeaustausch mit der Umgebung zu minimieren. Eine Isolierfolie um die innere Kammer hält die Wärmezufuhr durch Wärmestrahlung von außen gering.

Die innere Kammer wird ebenfalls evakuiert. Wasser in der Luft würde vereisen und den SiPM oder die Elektronik beschädigen. Vor dem Messen wird die innere Kammer mit Stickstoff befüllt, um einen möglichst guten Wärmeaustausch zwischen SiPM und Kupferbecher zu garantieren. Weil die elektrische Wärme im Vakuum nicht abgeleitet

wird, ist das Gas im Kupferbecher außerdem notwendig dafür, dass die Elektronik sich nicht selber aufheizt und beschädigt.



**Abbildung 3.2:** Querschnitt des Aufbaus. Im Kupferbecher, der über zwei Stempel gekühlt wird, befindet sich der SiPM. Um die Kammer wird ein Isoliervakuum erzeugt. Kabel werden mittels Durchführungen durch die äußere Kammer nach außen geführt.

## 3.2 Datennahme

Das Signal wird mit einem Oszilloskop der Firma LeCroy Typ WaveRunner® 6000A verwertet. Die verwendeten Einstellungen sind entscheidend für die finale Qualität der Daten. Die wichtigste Rolle spielt die Triggerschwelle des Oszilloskops. Sie ist verantwortlich dafür, wie viel Rauschen mit gemessen wird. Für optimale Resultate sollte die Schwelle den halben Spannungswert eines 1 p.e. Pulses haben, um sicherzugehen, dass kein Puls verloren wird. Weitere Fehlerquellen sind zu klein eingestellte Messfenster, sodass entweder die Spitzen hoher Pulse oder die Abklingflanke der Pulse abgeschnitten wird. Für jede Spannung werden etwa 20.000 Pulse gemessen und gespeichert. Die Spannung wird in 0.5 V Schritten erhöht. Begonnen wird knapp über der Durchbruchspannung, da vorher keine Pulse generiert werden. Deren ungefähre Wert lässt sich mit Hilfe älterer Messungen mit demselben SiPM-Typ abschätzen. Der Bereich der untersuchten Spannungen wird vor allem durch den geringen Gain knapp über der Durchbruchspannung begrenzt, da die 1 p.e. Pulse hier schwer von Rauschpeaks unterscheidbar sind. Für hohe Spannungen  $U_{\text{Over}} > 8 \text{ V}$  ist der Gain so hoch, dass nicht mehr alle Pulse im eingestellten Oszilloskop-Fenster liegen und gleichzeitig die niedrigeren Pulse noch aufgelöst werden. Außerdem zeigt der SiPM bei sehr hohen Overvoltages unverstandenes Verhalten. Die normale Betriebsspannung eines SiPM liegt jedoch selten über  $U_{\text{Over}} > 5 \text{ V}$ , da in diesem Bereich zu viele korrelierte Avalanches auftreten. Daher liegt das Hauptinteresse bei den niedrigeren Overvoltages.

## 4 Auswertung

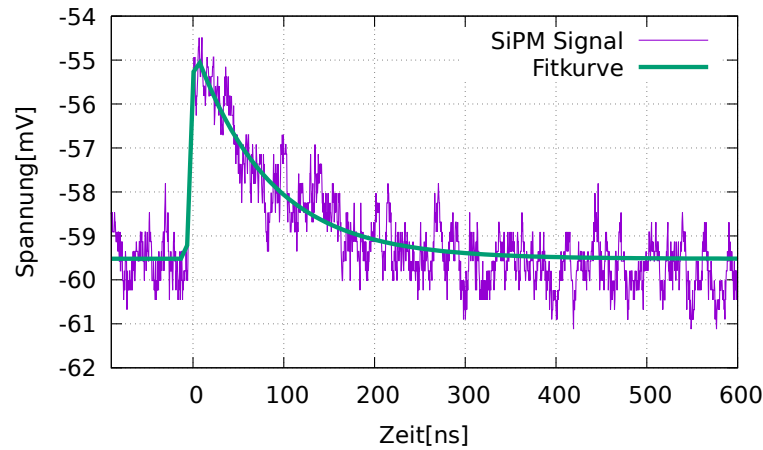
Die Auswertung basiert auf einem Programm der Arbeitsgruppe zur Analyse von SiPM Messdaten. Dieses ist u.a. in der Lage, anhand der Oszilloskop-Daten die Pulsformen zu fitten und so alle wichtigen Puls-Parameter wie Amplitude, rise- und fall-time usw. zu bestimmen. Im Rahmen der Arbeit wurde das Programm dahingehend erweitert, aus den gefitteten Pulsdaten automatisch den Crosstalk anhand zweier Metriken zu bestimmen. Der Algorithmus des Programms wird in diesem Kapitel Schritt für Schritt erläutert und anschließend die Ergebnisse vorgestellt und diskutiert. Alle dargestellten Grafiken zur Veranschaulichung der Arbeitsschritte basieren auf den selbst aufgenommenen Messdaten.

### 4.1 Crosstalkanalyse

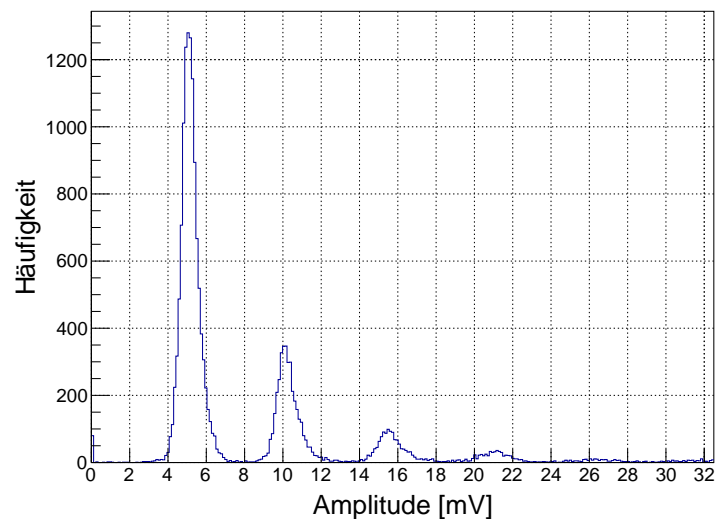
Der erste Schritt zur Crosstalkanalyse besteht darin, alle prompten Pulse zu ermitteln, also die Pulse auf die das Oszilloskop getriggert hat. Damit wird sichergestellt, dass nur optischer Crosstalk analysiert wird. Wie in Kapitel 2 beschrieben, treten andere Arten von korrelierten Avalanches erst einige ns nach dem Primärpuls auf und können durch diese Methode größtenteils ausgefiltert werden. Dadurch reduziert sich die Zahl der betrachteten Puls um ca. 20 % pro Messung bei einer Spannung, womit immer noch eine hinreichend genaue statistische Analyse möglich ist.

Die prompten Pulse werden dann wie in 4.1 zu sehen gefittet und die Pulsamplitude in mV bestimmt. Alle Fitamplituden einer Messung werden anschließend in einem Histogramm (Pulshöhenhistogramm) dargestellt, das als Basis für die weitere Auswertung dient (Abb. 4.2). An diesem zeigt sich bereits deutlich die charakteristische Disrektisierung eines SiPM. Jeder ausgelöste Pixel trägt ca. den selben Betrag zur Spannungsamplitude bei, sodass im Pulshöhenspektrum getrennte Peaks entstehen. Der Peak ganz links bei  $\sim 5$  mV entspricht 1 p.e. Die Positionen der anderen Peaks liegen bei  $\sim x \cdot 5$  mV, entsprechen also  $x$  p.e. Die Spannung, die pro ausgelöstem Pixel zur Amplitude addiert wird, ist proportional zum Gain. Dieser kann nun mithilfe des Pulshöhenhistogramms für jede Messung und Spannung ermittelt werden.

Mit einem in ROOT implementierten Peakfinder-Algorithmus können dazu zunächst die ungefähren Positionen der Maxima der Peaks in Abb. 4.3 und anschließend durch das Fitten einer Gaußfunktion die exakten Werte bestimmt werden. Bevor der Peakfinder-Algorithmus beginnt, erstellt das Programm ein neues Histogramm, bei dem jeder Bin



**Abbildung 4.1:** Fit an einen Puls des SiPM mittels des Analyseprogramms zur Bestimmung der Pulsamplitude.

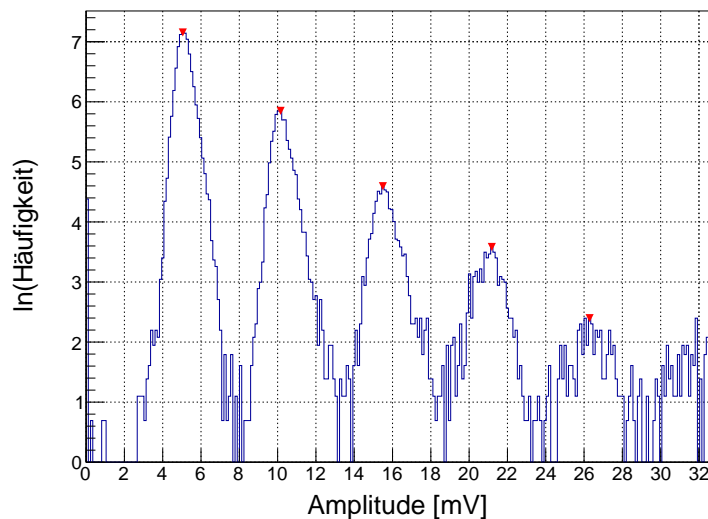


**Abbildung 4.2:** Pulshöhenhistogramm aus gefitteten Pulsamplituden. Die Pulshöhe bzw. -amplitude wird in mV angegeben. Die Peaks resultieren aus den Amplituden, die entstehen, wenn ein, zwei oder mehrere Pixel gleichzeitig ausgelöst werden. Beim linken Peak beginnend sieht man also 1, 2,.. p.e.-Peaks.

die Anzahl an Einträgen hat, die dem natürlichen Logarithmus der Bineinträge des ursprünglichen Histogramms entsprechen<sup>1</sup>. Dadurch liegen die Maxima der Peaks nun alle zahlenmäßig in der selben Größenordnung. Es hat sich herausgestellt, dass der

<sup>1</sup>Beispiel:  $\text{Bin}_{n,\text{alt}}$  des Histogramms in 4.2 hat  $x$  Einträge.  $\text{Bin}_{n,\text{neu}}$  im Histogramm in Abb. 4.3 erhält  $\ln(x)$  Einträge.



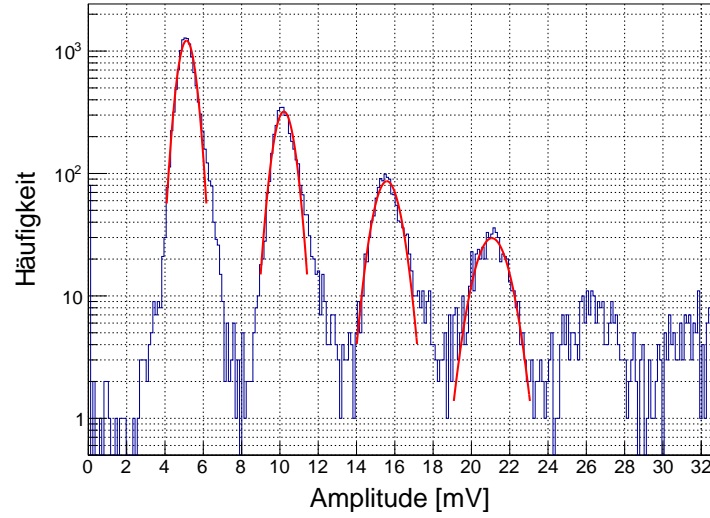


**Abbildung 4.3:** Pulsöhenhistogramm mit logarithmischen Bineinträgen. Die roten Dreiecke markieren die gefundenen Peakkandidaten. Sie geben die Startparameter für die Gaußfunktionen.

Peakfinder-Algorithmus anhand des logarithmischen Histogramms zuverlässiger Peaks findet.

Dies ist jedoch nur eine grobe Methode, um Peaks zu finden. Je nach Qualität des Pulshöhenhistogramms wird dadurch fälschlicherweise Rauschen als Peak identifiziert oder die falsche Peakposition ermittelt. Daher ist es notwendig Abbruchkriterien zu implementieren, die falsche Peaks erkennen, und Gaußfunktionen an die Peaks zu fitten, um deren exakte Position zu bestimmen. Die zwei stärksten Abbruchkriterien sind die minimale Höhe jedes Peaks und der Abstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Peaks. Ersteres filtert Peaks, die zufällig durch Rauschen entstanden sind und solche bei hohen p.e. für die zu wenig Einträge für einen präzisen Gaußfit vorliegt. Das zweite Kriterium verhindert, dass ein Peak irrtümlich doppelt gefunden wird. Die für gut befundenen Peaks liefern im nächsten Schritt die Startparameter für die Gaußfunktion, die an jeden Peak gefittet werden (Abb. 4.4). Hier kann man erkennen, dass nur vier Peaks die festgelegten Kriterien erfüllen. Man kann zwar noch einen weiteren Peak erkennen, dieser hat jedoch zu wenig Einträge und wird daher nicht vom Programm verwertet. Durch die Fits erhält man aus den Mittelwerten der Gaußkurve genaue Spannungswerte für die Lage der Peaks.

Die ermittelten Peakpositionen werden dem jeweiligen Vielfachen eines p.e. zugeordnet. Der Peak bei der niedrigsten Spannung entspricht einem ausgelösten Pixel und damit 1 p.e. Der 2 p.e. Peak liegt bei der doppelten Spannung usw. Der Zusammenhang zwischen der Anzahl an ausgelösten Pixeln und der daraus resultierenden Amplitude des gemessenen Spannungspulses kann jetzt geplottet werden (Abb. 4.5). Man erkennt einen linearen



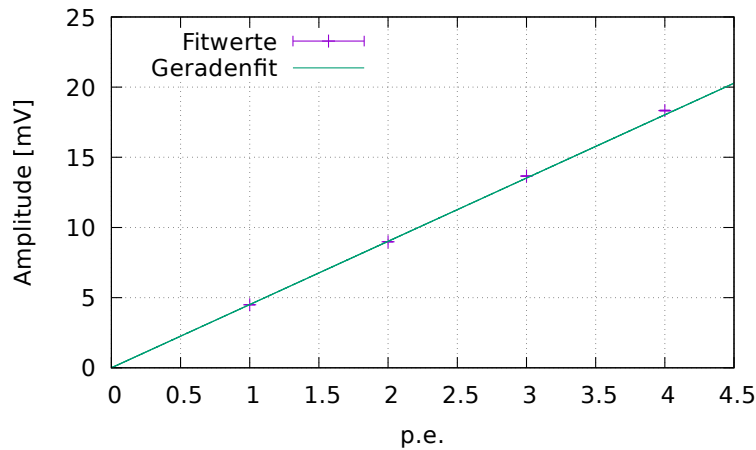
**Abbildung 4.4:** Pulshöhenhistogramm mit logarithmischer y-Achse und gefitteten Gaussfunktionen (rot). Die Abbruchkriterien treten hier nach dem vierten gefundenen Peakkandidaten ein. Diese Daten reichen zur Bestimmung des Gain bereits aus.

Zusammenhang. Die sich ergebende Geradensteigung entspricht dem Gain, also dem Anstieg der Spannungsamplitude pro getriggertem Pixel. Der Gain ist in mV angegeben. Der Fehler auf die Steigung des Geradenfits ist vernachlässigbar gering.

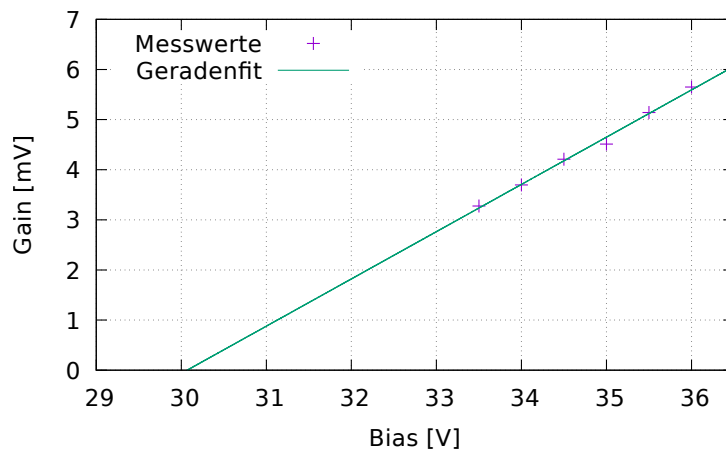
Plottet man nun die unterschiedlichen Werte der Gains verschiedener Messungen über die Betriebsspannung, ergibt sich wie in Kapitel 2 beschrieben ein linearer Zusammenhang (Abb. 4.6). Der Schnittpunkt der gefitteten Gerade mit der x-Achse (Gain = 0) entspricht der Durchbruchspannung. Damit kann die Overvoltage berechnet werden.

$$U_{\text{Over}} = U_{\text{Bias}} - U_{\text{Break}} \quad (4.1)$$

An dieser Stelle ist zu erwähnen, dass eine einheitliche Definition der Durchbruchspannung schwer festzulegen ist. In Kapitel 2 wurde erklärt, dass die Durchbruchspannung der Spannung entspricht, ab der sich eine entstandene Avalanche selbst erhält. Dies widerspricht der hier gestellten Bedingung, es gäbe vor der Durchbruchspannung keine Verstärkung (Gain = 0). Im Vergleich zu einer G-APD ist der Gain unterhalb der Durchbruchspannung jedoch vernachlässigbar gering, weshalb die Annahme hier problemlos verwendet werden kann. Mit Pulshöhenhistogramm und bekannter Durchbruchspannung ist nun Grundlage für die Crosstalkanalyse geschaffen. Die zwei untersuchten Metriken werden im Folgenden vorgestellt.



**Abbildung 4.5:** Bestimmung des Gain aus gefitteten Positionen der Maxima im Pulsöhenhistogramm. Die Peaks werden dem jeweiligen p.e. zugeordnet. Die Geradensteigung entspricht dem Gain.



**Abbildung 4.6:** Bestimmung der Durchbruchspannung aus Gains einzelner Messungen mit verschiedenen Betriebsspannungen. Der Fehler auf die Gainwerte ist vernachlässigbar klein. Der x-Achsenabschnitt markiert die Durchbruchspannung (Gain = 0). Hier:  $U_{\text{Break}} = 30.1 \text{ V}$ .

## 4.2 Ungewichtete Metrik

In den meisten Publikationen findet man folgende Definition der Crosstalkwahrscheinlichkeit ( $P_{CT}$ ):

$$P_{CT} = \frac{N_{CT}}{N_{ges}} = 1 - \frac{N_1}{N_{ges}} \quad (4.2)$$

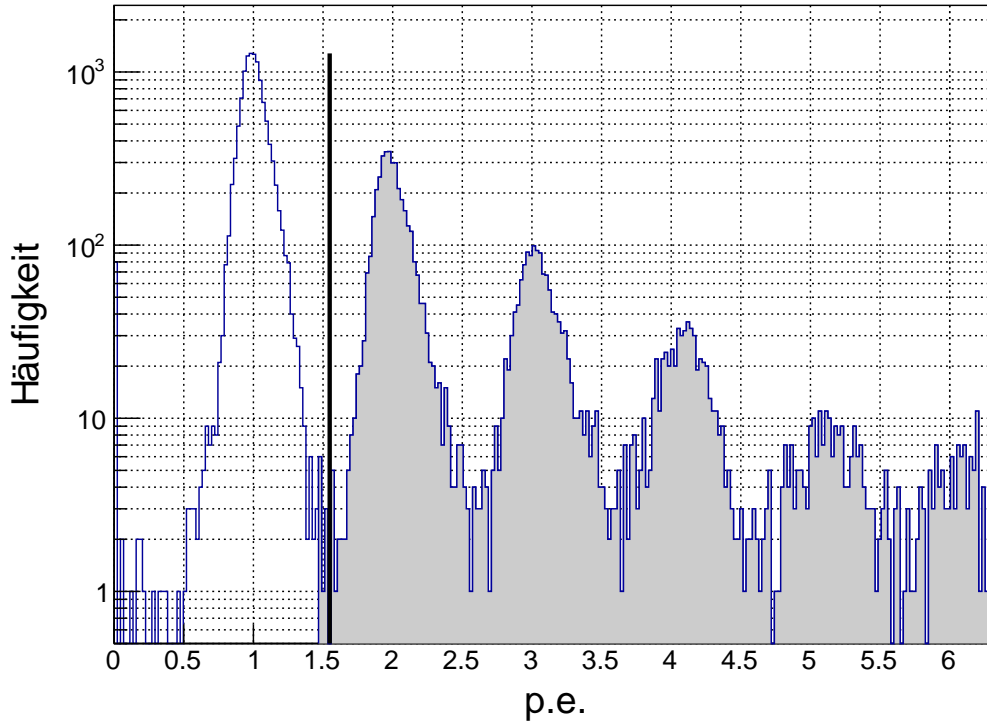
Ein Ereignis, bei dem zusätzlich zum Primärpixel weitere Pixel durch Crosstalk ausgelöst werden, wird als Crosstalk-Event bezeichnet. Alle Events mit mehr als 1,5 p.e. werden, da mindestens ein zusätzlicher Pixel durch optischen Crosstalk ausgelöst wurde, als Crosstalk-Event ( $N_{CT}$ ) gezählt und durch die Gesamtanzahl  $N_{ges}$  der betrachteten Pulse geteilt, um den prozentualen Anteil von Crosstalk-Events zu erhalten. An dieser Stelle wird darauf hingewiesen, dass  $P_{CT}$  per Definition nicht über 100 % steigen kann. Dazu mehr in Abschnitt 4.4.  $N_{CT}$  kann durch Integrieren des Pulshöhenhistogramms ermittelt werden (graue Fläche in Abb. 4.7). Dieses erhält man aus der Normierung jedes Bineintrags.

$$x_{Norm} = \frac{x}{Gain} \quad (4.3)$$

In diesem Beispiel ergibt das Integral der grauen Fläche  $N_{CT} = 9781$  bei einer Gesamtzahl von Einträgen  $N_{ges} = 31011$  und führt zu der Crosstalkwahrscheinlichkeit  $P_{CT} = 31.5\%$ . Die Grenze von 1,5 p.e. ist dabei zunächst willkürlich gesetzt. Es gibt keinen exakten Grenzwert der Amplitude, ab dem man sicher sein kann, dass ein Puls von mehr als einem ausgelöstem Pixel erzeugt wurde. Fits an das Minimum zwischen 1- und 2- p.e. Peak ergaben jedoch, dass das Minimum zwischen zwei Peaks, das dem eben erwähnten Grenzwert am nächsten liegt, mit großer Genauigkeit bei 1,5 p.e. liegt. Der entstehende systematische Fehler auf das Endergebnis bei leicht abweichenden Grenzen ist ohnehin vernachlässigbar, da die Anzahl der Einträge in diesem Bereich gegen null tendiert.

## 4.3 Gewichtete Metrik

Die zweite Metrik, die getestet wurde, berücksichtigt die genaue Anzahl aller einzelnen Crosstalk-Events und unterscheidet somit beispielsweise zwischen einem 2- und einem 4 p.e. Peak. Dadurch wird letzterer stärker gewichtet. Sie liefert somit die mittlere Anzahl der Pixel, die zusätzlich zum ursprünglich getriggertem Pixel durch Crosstalk angesprochen werden. Mathematisch ist dies durch den Mittelwert  $M_{Norm}$  des normierten Pulshöhenhistogramms zu verwirklichen (schwarze Linie in Abb. 4.7). Um die durchschnittliche Anzahl an Crosstalk-Events pro ursprünglich ausgelöstem Pixel  $N_{CT}$  zu bestimmen, wird vom Mittelwert  $M_{Norm}$  noch der Mittelwert einer hypothetischen Messung subtrahiert, die sich bei einem idealen, nicht Crosstalk-behaftetem SiPM ergeben würde. In diesem



**Abbildung 4.7:** Normiertes Pulshöhenhistogramm, aus der Normierung jedes Histogrammeintrags nach Gl. 4.3. Die graue Fläche entspricht der Anzahl an Crosstalk-Events. Die senkrechte schwarze Linie markiert den Mittelwert aller Einträge.

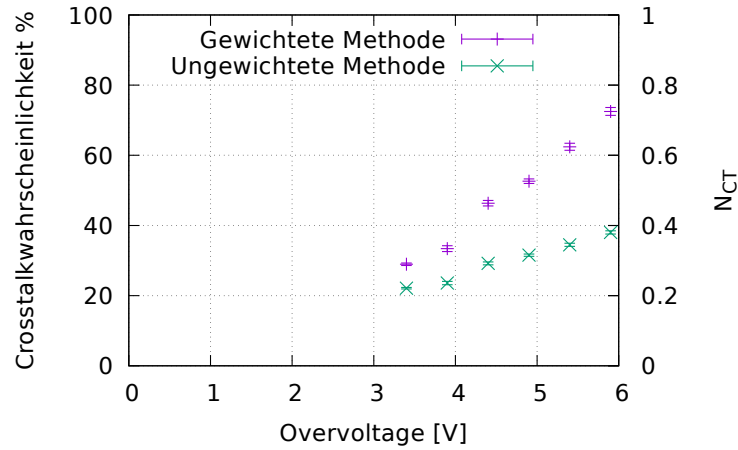
Fall gäbe es nur einen Peak bei 1 p.e. Der Mittelwert wäre daher gleich eins. Daraus ergibt sich:

$$N_{\text{CT}} = M_{\text{Norm}} - 1 \quad (4.4)$$

Im abgebildeten Fall liegt der Mittelwert  $M_{\text{Norm}}$  bei 1.624. Im Mittel wurden pro Primärpixel also 0,624 weitere Pixel durch optischen Crosstalk ausgelöst. Es ist zu berücksichtigen, dass diese Metrik nicht die  $P_{\text{CT}}$  berechnet. Im Gegensatz zu  $P_{\text{CT}}$  ist  $N_{\text{CT}}$  nicht nach oben beschränkt.

## 4.4 Ergebnisse und Diskussion

Die Ergebnisse der Crosstalkanalyse auf Basis der Dunkelmessung eines FBK VUV-HD 2016 LF unter Verwendung beider beschriebenen Metriken sind in Abb. 4.8 dargestellt.



**Abbildung 4.8:** Ergebnisse beider Metriken. Beide basieren auf den selben Daten, liefern aber offensichtlich unterschiedliche Ergebnisse. Die gewichtete Methode liefert  $N_{CT}$ , die ungewichtete die Crosstalkwahrscheinlichkeit  $P_{CT}$ . Zusätzliche Messungen bei höheren und tieferen Overvoltages wurden durchgeführt, lieferten jedoch falsche Ergebnisse.

Ein Unterschied zwischen beiden Methoden ist bereits ersichtlich, obwohl sich beide Metriken auf die selben Daten beziehen. Damit ist die zu Anfang gestellte Behauptung, unterschiedliche Metriken sind verantwortlich für die Crosstalk-Abhängigkeit von der Overvoltage, bestätigt. Der genaue Zusammenhang zwischen Auftreten von Crosstalk-Events und der Overvoltage soll im Folgenden ermittelt werden.

Für die gewichtete Methode erwarten wir wie in Kapitel 2 beschreiben einen quadratischen Zusammenhang, während die Abhängigkeit im ungewichteten Fall linear zu sein scheint. Die in Frage kommenden bzw. überprüften Funktionen haben die Form

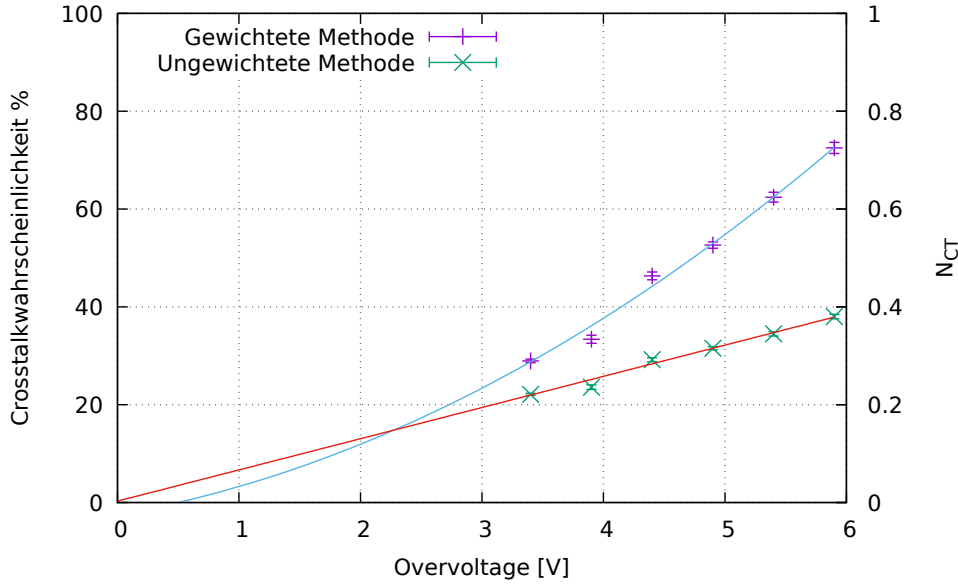
$$ax^2 + bx + c \quad (4.5)$$

und

$$mx + t \quad (4.6)$$

Der Fit ist in Abb. 4.9 zu sehen. Er stimmt mit den Daten überein. Es muss nun qualitativ geprüft werden, welche Parameter physikalisch Sinn ergeben und gleichzeitig zu den Messwerten passen.

Der Parabelfit erreicht bei niedriger Overvoltage negative Werte für  $N_{CT}$ , was unphysikalisch ist. Der Wert für  $P_{CT}$  bei  $U_{Over} = 0$  liegt unter Berücksichtigung des Fitfehlers nah an der null. Dabei bildet diese Messreihe allerdings eine Ausnahme. Bei allen anderen Datensätzen, die analysiert wurden, lag der y-Achsenabschnitt des Geradenfits deutlich unter dem Ursprung.  $U_{Over} = 0$  wurde hier mit derjenigen Spannung gleichgesetzt, bei der der Gain gleich null ist, d.h. die Wahrscheinlichkeit für das Entstehen eines Sekundärphotons verschwindet, weshalb kein optischer Crosstalk auftreten kann.



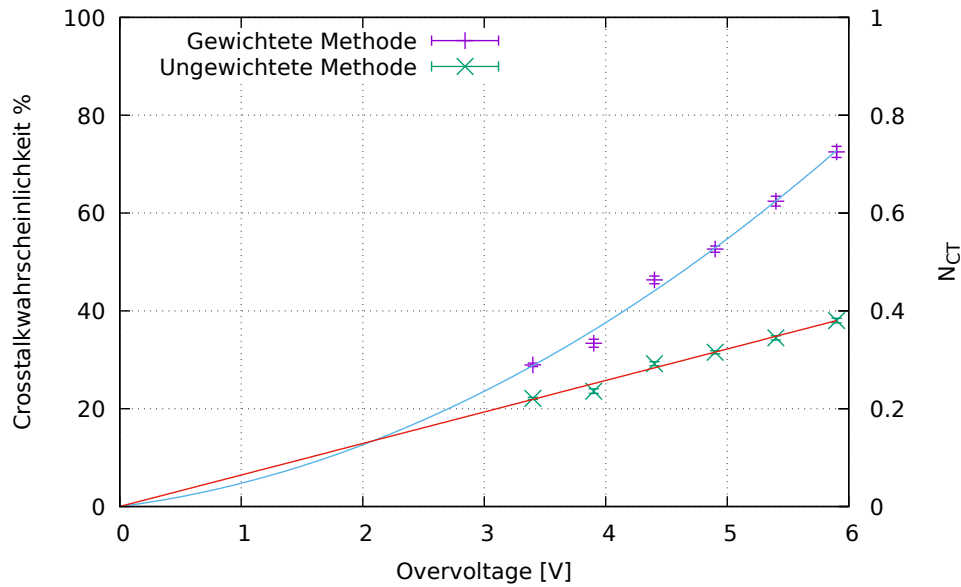
**Abbildung 4.9:** Fit von Gl. 4.5 und Gl. 4.6 an die Ergebnisse beider Metriken.  $N_{CT}$  weicht bei  $U_{Over} = 0$  zu stark vom Ursprung ab und ist daher nicht mit der Theorie vereinbar. Der Fit ergab die Werte  $c = -2.55$ ;  $t = 0.29$ ;  $\chi^2_{Parabel} = 19.1$ ;  $\chi^2_{Gerade} = 16.1$ .

In Abb. 4.10 wird daher der Fit mit der Forderung durchgeführt, dass die Funktionen durch den Ursprung verlaufen, d.h.  $c = t = 0$ . Trotz der Einschränkung der Freiheitsgrade durch die gestellte Bedingung passt der Fit noch zu den Daten, wie auch anhand der  $\chi^2$ -Werte ersichtlich ist.

Eine weitere Überlegung betrifft die Steigung des quadratischen Fits im Ursprung. Aus der obigen Begründung kann man folgern, dass nicht nur kein Crosstalk bei  $U_{Over} = 0$  auftritt, sondern auch, dass Crosstalk hier minimal ist. Für die gewichtete Metrik bedeutet das, dass  $b = 0$  in Gl. 4.5, während es im ungewichteten Fall mathematisch nicht zu bewerkstelligen ist. Dass es hier Unterschiede zwischen den Metriken geben soll, lässt Zweifel an der Überlegung aufkommen. Der deutlich schlechter werdende  $\chi^2$ -Wert des quadratischen Fits bestätigt diesen Zweifel (Abb. 4.11).

Der am Besten zutreffende Zusammenhang zwischen Crosstalk und Overvoltage ergibt sich daher für  $a, b, m > 0$  und  $c = t = 0$  wie in Abb. 4.10. Dies zeigt sich auch an früheren Messdaten des selben SiPM Typs [22]. Abb. 4.12 zeigt die Ergebnisse beider Messreihen und den dazugehörigen Fit. Diese Grafik zeigt außerdem, dass sich die Crosstalk-Eigenschaften zweier Detektoren des selben Typs kaum unterscheiden.

Was an diesen Parametern noch negativ auffällt, ist die Tatsache, dass  $N_{CT} < P_{CT}$  bei kleinen  $U_{Over}$ , was per Definition nicht möglich ist. Mathematisch kann dies gelöst werden, indem  $b = m$  gesetzt wird, sodass sich für den Parabelfit stets größere Werte als für den Geradenfit ergeben (Abb. 4.13). Der Fit verschlechtert sich dadurch jedoch

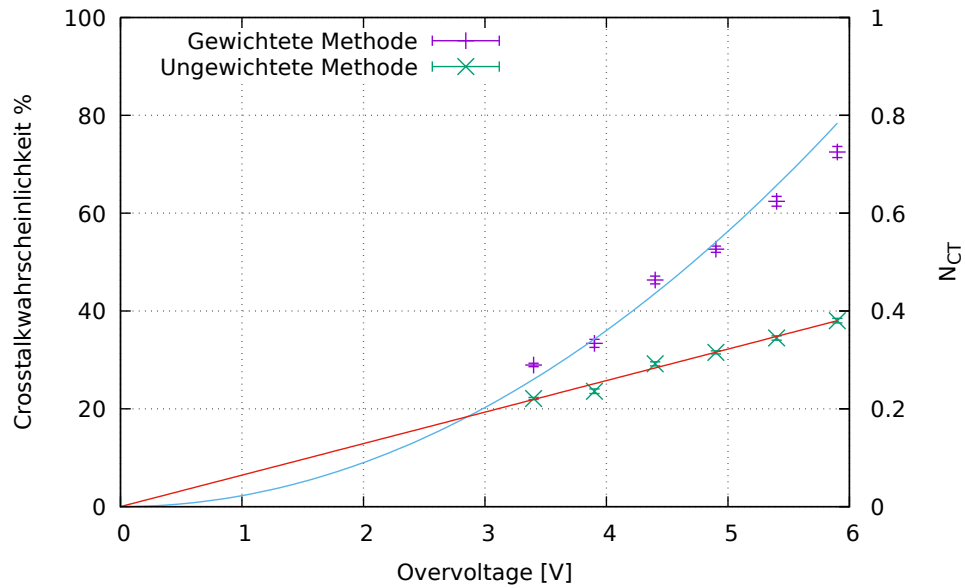


**Abbildung 4.10:** Fit wie in Abb. 4.9, mit gefordertem Verlauf durch den Ursprung.  
 $\chi^2_{\text{Parabel}} = 19.1$ ;  $\chi^2_{\text{Gerade}} = 16.2$ .

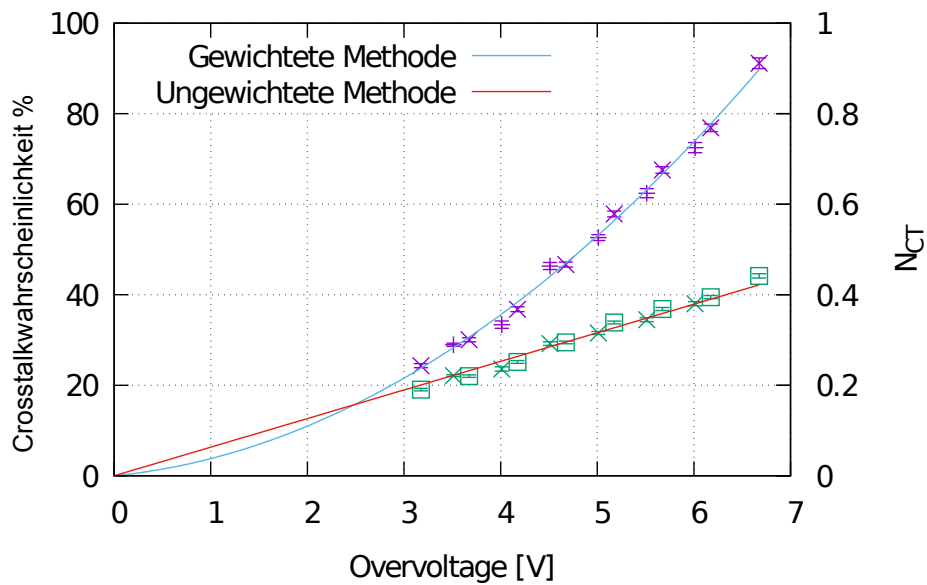
deutlich. Es ist allerdings gut möglich, dass sich  $P_{\text{CT}}$  bei niedrigen  $U_{\text{Over}}$  nicht linear verhält und trotzdem durch den Ursprung verläuft. Grund für diese Annahme liefert Gl. 4.2. Wie erwähnt, kann  $P_{\text{CT}}$  per Definition nicht mehr als 100 % erreichen. Bei großen Overvoltages muss  $P_{\text{CT}}$  daher saturieren und kann damit auf keinen Fall über das gesamte Intervall möglicher Overvoltage-Werte linear mit  $U_{\text{Over}}$  zunehmen. Es ist also gut möglich, dass sich  $P_{\text{CT}}$  nur in dem Abschnitt linear verhält, in dem wir Messdaten zur Verfügung haben.

Zusammenfassend kann man sagen, dass sich  $N_{\text{CT}}$  vs  $U_{\text{Over}}$  nicht vollständig zufriedenstellend mit einer quadratischen Funktion beschreiben lässt. Ein wichtiger Schritt für ein besseres Verständnis wären Messwerte bei niedrigeren Overvoltages. Versuche dahingehend wurden unternommen, scheiterten aber an der schlechten signal-to-noise-ratio (SNR), die es nicht zuließ, Signal von Rauschen zu unterscheiden. Ein wichtiger Arbeitsschritt wäre, das SNR zukünftig durch Optimieren des Verstärkerboards zu verbessern.





**Abbildung 4.11:** Fit wie in Abb. 4.10 mit  $b = 0$ .  $\chi^2_{\text{Parabel}} = 124.7$ .



**Abbildung 4.12:** Plot der Ergebnisse zweier Messreihen desselben SiPM-Typs. Crosstalkwahrscheinlichkeit in violett,  $N_{\text{CT}}$  in grün. Beide Messreihen stimmen gut überein, die Crosstalk-Eigenschaften variieren kaum zwischen zwei Detektoren der selben Bauart. Sowohl quadratischer als auch linearer Fit passen zu den Daten.

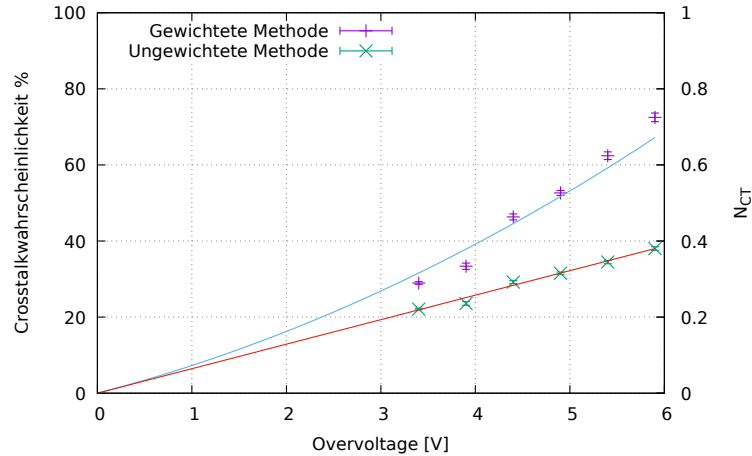


Abbildung 4.13: Fit wie in Abb. 4.10 mit  $b = m$ .  $\chi^2_{\text{Parabel}} = 125.4$ .

## 4.5 Weitere Auswertungen

### 4.5.1 KETEK SiPM und Maximumsmethode

Zusätzlich zu den beiden Messreihen der FBK-Geräte wurden auch noch Daten des SiPM Typs PM 3375 von Ketek ausgewertet, die bei verschiedenen Temperaturen und Spannungen durchgeführt wurden. Bei dieser Dunkelmessung wurde allerdings eine Vorgängerversion des Verstärkerboards verwendet, das starke Schwingungen im SiPM Signal verursachte (Abb. 4.14). Diese Pulsformen können vom Analyseprogramm nicht gefittet werden.

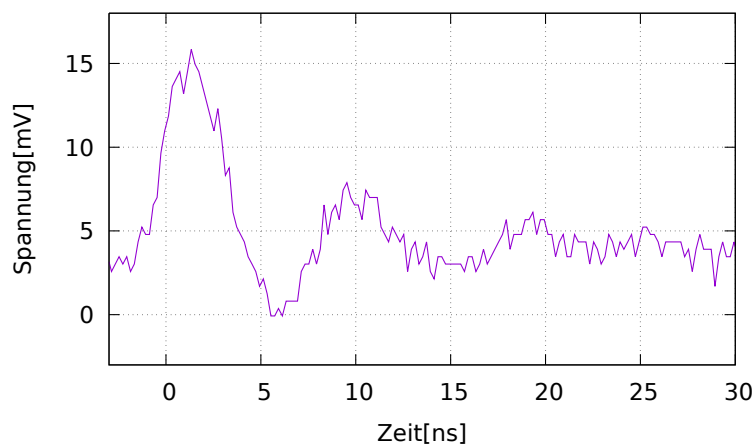
Als Notlösung wurde statt der gefitteten Amplitude das Maximum des Pulses innerhalb 5 ns nach dem Triggerzeitpunkt verwendet (Maximumsmethode). Ein Ergebnis ist in Abb. 4.15 dargestellt. Wie bei den FBK SiPMs ergibt sich ein linearer und ein quadratischer Verlauf. Problematisch erweist sich der Geradenfit. Zwar sieht der Verlauf von  $P_{CT}$  linear aus, die gedachte entstehende Gerade verfehlt den Ursprung jedoch deutlich. Durch die Bedingung  $t = 0$  passt der Geradenfit somit nicht zu den Messwerten.

Das kann daran liegen, dass die Durchbruchspannung und damit die Overvoltage zu niedrig berechnet wurde. Eine mögliche Ursache ist die Sampling-Rate des Oszilloskops in Verbindung mit der Maximumsmethode: Die rise- und fall-time eines Pulses sind unabhängig von der Anzahl an ausgelösten Pixeln. Bei hohen p.e. wird der Puls deshalb immer spitzer. Wenn die Sampling-Rate des Oszilloskops zu niedrig ist, kann es passieren, dass hohe Spannungswerte so kurz auftreten, dass sie vom Oszilloskop verpasst und nicht korrekt gemessen werden. Die Maximumsmethode unterschätzt so die Pulsamplitude. Dadurch rutschen die höherwertigen p.e. Peaks im Pulshöhenhistogramm zu niedrigeren Spannungswerten. Der Plot zur Bestimmung des Gains (siehe Abb. 4.5) ergibt damit keine Gerade mehr, sondern krümmt sich nach rechts. Die Steigung der gefitteten Geraden und damit der Gain fallen zu niedrig aus. Damit werden letztendlich Breakdown- und

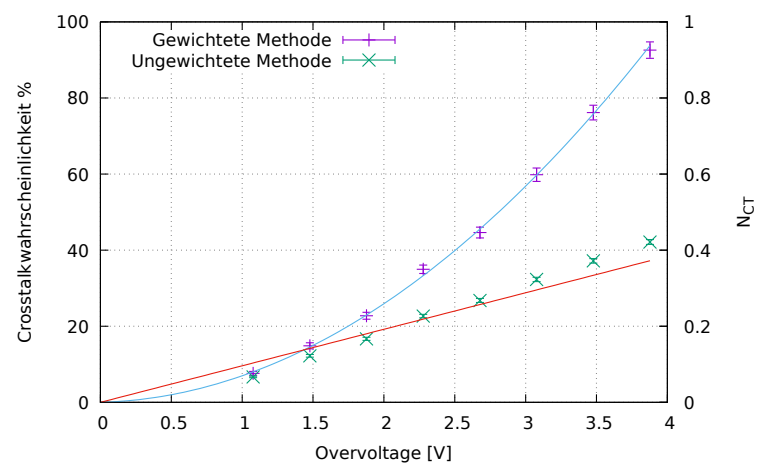
Overvoltage unterschätzt.

Um dem entgegenzuwirken, wurde für Messwerte, die mit der Maximumsmethode analysiert wurden, der Gain nur noch über den 1- und 2 p.e. Peak berechnet. Die fälschlicherweise zu niedrigeren Spannungen verschobenen Peaks im Pulshöhenhistogramm fielen so nicht mehr ins Gewicht. Wie erwartet führte das zu höheren Werten der Breakdownvoltage. Die Korrektur fiel jedoch zu gering aus, um einen signifikanten Unterschied im Fit zu erreichen.

Neben der Methode zur Bestimmung der Pulsamplituden kann der Fehler auch in den Messdaten liegen, da die Auswirkung der durch das Verstärkerboard erzeugten Schwinger im Signal nicht bekannt sind.



**Abbildung 4.14:** Signal eines SiPM von KETEK aus einer früheren Messreihe. Das damals verwendete Verstärkerboard erzeugte Nachschwinger, die den Fit unmöglich machen.

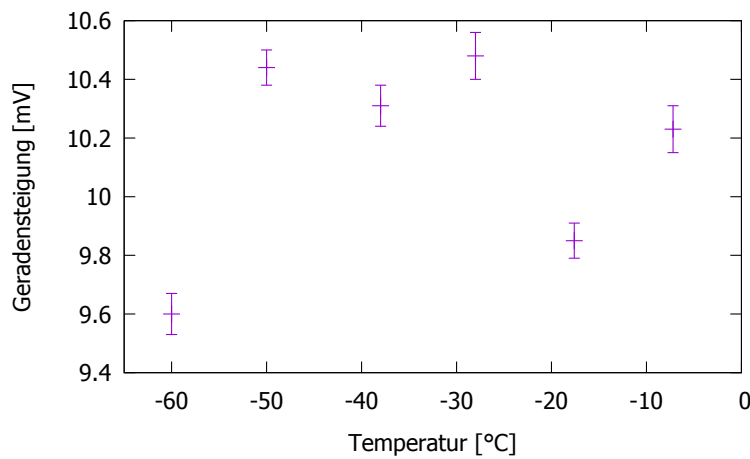


**Abbildung 4.15:** Crosstalkverhalten in Abhängigkeit der Overvoltage eines SiPM von KETEK. Die Pulsamplituden für das Auswertungsprogramm wurden per Maximumsmethode ermittelt.

### 4.5.2 Temperaturabhängigkeit von Crosstalk

Zuletzt wurde anhand der KETEK-Messungen noch die Temperaturabhängigkeit von Crosstalk untersucht. Dazu wurden die gefitteten Geradensteigungen der ungewichteten Metrik über die Temperatur geplottet (Abb. 4.16). Würde die Crosstalk Wahrscheinlichkeit  $P_{CT}$  bei höheren Temperaturen steigen, müsste sich das anhand des Parameters  $m$  aus Gl. 4.6 zeigen. Dergleichen ist nicht erkennbar.

Für die gewichtete Metrik lässt sich die Temperaturabhängigkeit schwer anhand der Ergebnisse abschätzen, da der Fit zwei Parameter ausgibt.



**Abbildung 4.16:** Geradensteigung der Fits an ungewichtete Metrik in Abhängigkeit der Temperatur.



## 5 Fazit

Die Erkenntnis aus dieser Arbeit ist, dass das Verhalten von optischem Crosstalk mit steigender Overvoltage von der jeweils verwendeten Metrik zur Bestimmung von Crosstalk abhängt. Für welche Interpretation von Crosstalk man sich entscheidet, hängt vom individuellen Verwendungszweck des SiPM ab.

Der Mittelwert eines normierten Pulshöhenhistogramms gibt die mittlere Anzahl der getriggerten Pixeln an. Diese wächst passend zur Theorie quadratisch mit steigender Overvoltage an.

Betrachtet man die Crosstalkwahrscheinlichkeit als Bernoulli-Verteilung, unterscheidet also nur zwischen Ereignissen mit und Ereignissen ohne optischen Crosstalk, ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen Crosstalk und Overvoltage. Dieser scheint allerdings nur für den hier betrachteten Spannungsbereich zu gelten, da die Crosstalkwahrscheinlichkeit mathematisch gesehen per Definition bei 100% saturieren muss. Im Zusammenhang mit der gewichteten Metrik liegt die Vermutung nahe, dass sich das Verhalten auch bei niedrigen Spannungen  $U_{\text{Over}} < 1 \text{ V}$  nicht mehr linear verhält, da sich sonst die Ergebnisse beider Metriken widersprechen würden.  $P_{\text{CT}} < N_{\text{CT}}$  ist per Definition nicht möglich und resultierte auch aus keinem Messwert, sondern trat nur bei den Fitkurven auf. Erschwerend gegen das Argument eines linearen Verlaufs kommt hinzu, dass es kein theoretisches Modell für einen linearen Zusammenhang zwischen Crosstalk und Overvoltage gibt.

Die Charakterisierung der Crosstalk-Eigenschaften von SiPMs ist daher, vor allem für  $U_{\text{Over}} < 1 \text{ V}$ , weiterhin ein wichtiger Forschungsgegenstand zum besseren Verständnis dieser Art von Detektoren. Im verwendeten Versuchsaufbau ist dies durch Optimierung der SNR bzw. des Verstärkerboards zu erreichen.





## 6 Literatur

- [1] Nader Akil u. a. “A multimechanism model for photon generation by silicon junctions in avalanche breakdown”. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 46.5 (1999), S. 1022–1028.
- [2] P. Buzhan u. a. “The cross-talk problem in SiPMs and their use as light sensors for imaging atmospheric Cherenkov telescopes”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 610.1 (2009), S. 131–134. DOI: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2009.05.150>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900209010456>.
- [3] A. G. Chynoweth und K. G. McKay. “Photon Emission from Avalanche Breakdown in Silicon”. In: *Phys. Rev.* 102 (2 1956), S. 369–376. DOI: 10.1103/PhysRev.102.369. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.102.369>.
- [4] W. C. Dash und R. Newman. “Intrinsic Optical Absorption in Single-Crystal Germanium and Silicon at 77°K and 300°K”. In: *Phys. Rev.* 99 (4 1955), S. 1151–1155. DOI: 10.1103/PhysRev.99.1151. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.99.1151>.
- [5] I. Dinu. “Instrumentation on Silicon Detectors: from properties characterization to applications”. Habilitation. Université Paris-Sud - Paris XI, 2013.
- [6] Y. Du und F. Retiere. “After-pulsing and cross-talk in multi-pixel photon counters”. In: *Nucl. Instrum. Meth.* A596 (2008), S. 396–401. DOI: 10.1016/j.nima.2008.08.130.
- [7] P. Finocchiaro u. a. “Features of Silicon Photo Multipliers: Precision Measurements of Noise, Cross-Talk, Afterpulsing, Detection Efficiency”. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 56.3 (2009), S. 1033–1041. ISSN: 0018-9499. DOI: 10.1109/TNS.2009.2014308.
- [8] L Gallego u. a. “Modeling crosstalk in silicon photomultipliers”. In: *Journal of Instrumentation* 8.05 (2013), P05010. URL: <http://stacks.iop.org/1748-0221/8/i=05/a=P05010>.
- [9] *Hamamatsu PMT R8520 Datasheet*. URL: [https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/R8520-406\\_TPMH1342E.pdf](https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/R8520-406_TPMH1342E.pdf).
- [10] J. Carl Jackson u. a. “Toward integrated single-photon-counting microarrays”. In: *Optical Engineering* 42.1 (2003), S. 112–118. DOI: 10.1117/1.1524608. URL: <http://dx.doi.org/10.1117/1.1524608>.

- [11] Ketek. URL: <http://www.ketek.net/ketek/ketek-ea.jpg>.
- [12] Andrea L Lacaita u. a. "On the bremsstrahlung origin of hot-carrier-induced photons in silicon devices". In: *IEEE Transactions on electron devices* 40.3 (1993), S. 577–582.
- [13] R. J. McIntyre. "On the avalanche initiation probability of avalanche diodes above the breakdown voltage". In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 20 (Juli 1973), S. 637–641. DOI: 10.1109/T-ED.1973.17715.
- [14] I. Ostrovskiy u. a. "Characterization of Silicon Photomultipliers for nEXO". In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 62.4 (2015), S. 1825–1836. ISSN: 0018-9499. DOI: 10.1109/TNS.2015.2453932.
- [15] A. Nepomuk Otte. "On the efficiency of photon emission during electrical breakdown in silicon". In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 610.1 (2009), S. 105–109. DOI: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2009.05.085>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900209010390>.
- [16] R. Pagano u. a. "Optimized silicon photomultipliers with optical trenches". In: *2011 Proceedings of the European Solid-State Device Research Conference (ESSDERC)*. 2011, S. 183–186. DOI: 10.1109/ESSDERC.2011.6044204.
- [17] M. Ramilli. "Characterization of SiPM: Temperature dependencies". In: *2008 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*. 2008, S. 2467–2470. DOI: 10.1109/NSSMIC.2008.4774854.
- [18] C. Rethmeier. "Characterization of VUV sensitive SiPMs for nEXO". In: *Journal of Instrumentation* 11.03 (2016), S. C03002. URL: <http://stacks.iop.org/1748-0221/11/i=03/a=C03002>.
- [19] V. Saveliev. "Silicon Photomultiplier - New Era of Photon Detection". In: *Advances in Optical and Photonic Devices* (2010).
- [20] J. Schneider. "Charakterisierung von Siliziumphotomultipliern". Bachelorarbeit. Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 2015.
- [21] E Sciacca u. a. "Arrays of Geiger mode avalanche photodiodes". In: *IEEE photonics technology letters* 18.15 (2006), S. 1633–1635.
- [22] T. Ziegler. "Characterisation of Silicon Photomultipliers with Xenon Scintillation Light for the nEXO Experiment". Masterarbeit. Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 2016.

## Danksagung

Abschließend möchte ich mich noch bei allen Leuten bedanken, die mich während der letzten Monate fachlich und menschlich unterstützt haben:

- Thilo Michel für die Vergabe des Bachelorthemas und interessante Einblicke in den Forschungsalltag.
- Gisela Anton, der Inhaberin des Lehrstuhls.
- Sebastian Schmidt für die Hilfe bei diversen Computerproblemen.
- Patrick Hufschmidt für die Erläuterung des Versuchsaufbaus und die vielen Späße.
- Judith Schneider, die mir sehr mit ihren Korrekturen und Ratschlägen geholfen hat.
- Tobias Ziegler, der mir geduldig sein Programm erklärt hat und bei mir vielen Fragen zur Seite stand.
- Meinem Zimmergenossen und Mentor Michael Wagenpfeil, der mir mit seinem umfangreichen Wissen nicht nur eine große Hilfe, sondern auch ein Vorbild war.
- Gerrit Wrede, Katharina Witzmann und der gesamten nEXO-Arbeitsgruppe für die herzliche Aufnahme und die tolle Arbeitsatmosphäre, durch die sich die vielen Arbeitsstunden gut ertragen ließen.
- Besonderer Dank gilt natürlich meinen Eltern, die mich immer tatkräftig unterstützt haben und mir so die Physiker-Laufbahn ermöglichten.



**Erklärung**

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe, dass alle Stellen der Arbeit, die wörtlich oder sinngemäß aus anderen Quellen übernommen wurden, als solche kenntlich gemacht sind und dass die Arbeit in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegt wurde.

Erlangen, den 31.1.2017