Entwicklung eines SiPM-Szintillationstrigger für einen Neutronendetektor

Fabian P. Schmidt

Bachelorarbeit in Physik angefertigt im Physikalischen Institut

vorgelegt der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

Februar 2017

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

Bonn,Datum

Unterschrift

Gutachter: Prof. Dr. Klaus Desch
 Gutachter: Prof. Dr. Ulrike Thoma

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung		leitung	1
2	The	orie	3
	2.1	Neutronenkonverter und Szintillator	3
	2.2	optische Halbleiterdetektoren	3
		2.2.1 (Geigermode-)Avalanche-Photodiode	3
		2.2.2 Silizium-Photomultiplier	4
		2.2.3 Dunkelrate	4
		2.2.4 After-Pulsing	4
		2.2.5 Cross-Talk	4
		2.2.6 Temperaturdrift	5
	2.3	Der Bodelaire-Detektor	5
3	Abs	chätzung der Lichtausbeute eines borbeschichteten Streifenszintillators	7
	3.1	Aufbau des Streifenszintillators	8
	3.2	Lichtleiteffizienz in einer dünnen Glasplatte	8
4	Vers	suchsaufbau	11
	4.1	Szintillator und Lichtleiter	11
	10		
	4.2	Photodetektor	12
	4.2 4.3	Photodetektor	12 12
	4.2 4.3	Photodetektor	12 12 14
	4.2 4.3	Photodetektor Verstärker- und Koinzidenzschaltung 4.3.1 Anschluss der SiPMs 4.3.2 Verstärkerschaltung	12 12 14 14
	4.2 4.3	Photodetektor	12 12 14 14 15
	4.2 4.3	Photodetektor Verstärker- und Koinzidenzschaltung 4.3.1 Anschluss der SiPMs 4.3.2 Verstärkerschaltung 4.3.3 Diskriminatorschaltung 4.3.4 Koinzidenzschaltung	12 12 14 14 15 15
	4.24.34.4	Photodetektor Verstärker- und Koinzidenzschaltung 4.3.1 Anschluss der SiPMs 4.3.2 Verstärkerschaltung 4.3.3 Diskriminatorschaltung 4.3.4 Koinzidenzschaltung Datenaquisitionssysteme	12 12 14 14 15 15 15
	4.2 4.3 4.4	Photodetektor Verstärker- und Koinzidenzschaltung 4.3.1 Anschluss der SiPMs 4.3.2 Verstärkerschaltung 4.3.3 Diskriminatorschaltung 4.3.4 Koinzidenzschaltung Datenaquisitionssysteme Augustor 4.4.1 Mehrkanalanalysator aus Oszilloskop und Rechner	12 12 14 14 15 15 15 15
	4.2 4.3 4.4	PhotodetektorVerstärker- und Koinzidenzschaltung4.3.1Anschluss der SiPMs4.3.2Verstärkerschaltung4.3.3Diskriminatorschaltung4.3.4KoinzidenzschaltungDatenaquisitionssysteme4.4.1Mehrkanalanalysator aus Oszilloskop und Rechner4.4.2Frequenzzähler und Temperatursensor mit einem Mikrocontroller	12 14 14 15 15 15 15 15
5	4.2 4.3 4.4 Mes	Photodetektor Verstärker- und Koinzidenzschaltung 4.3.1 Anschluss der SiPMs 4.3.2 Verstärkerschaltung 4.3.3 Diskriminatorschaltung 4.3.4 Koinzidenzschaltung Datenaquisitionssysteme 4.4.1 4.4.1 Mehrkanalanalysator aus Oszilloskop und Rechner 4.4.2 Frequenzzähler und Temperatursensor mit einem Mikrocontroller	12 12 14 14 15 15 15 15 15 15 15
5	4.2 4.3 4.4 Mes 5.1	Photodetektor Verstärker- und Koinzidenzschaltung 4.3.1 Anschluss der SiPMs 4.3.2 Verstärkerschaltung 4.3.3 Diskriminatorschaltung 4.3.4 Koinzidenzschaltung Datenaquisitionssysteme Datenaquisitionssysteme 4.4.1 Mehrkanalanalysator aus Oszilloskop und Rechner 4.4.2 Frequenzzähler und Temperatursensor mit einem Mikrocontroller Signalausgabe der Triggerelektronik	12 12 14 14 15 15 15 15 15 15 15 17
5	4.2 4.3 4.4 Mes 5.1 5.2	Photodetektor Verstärker- und Koinzidenzschaltung 4.3.1 Anschluss der SiPMs 4.3.2 Verstärkerschaltung 4.3.3 Diskriminatorschaltung 4.3.4 Koinzidenzschaltung 5.000 Mehrkanalanalysator aus Oszilloskop und Rechner 4.4.2 Frequenzzähler und Temperatursensor mit einem Mikrocontroller Signalausgabe der Triggerelektronik Aufnahme des SiPM Dunkelspektrums	12 12 14 14 15 15 15 15 15 15 15 17 17 18
5	4.2 4.3 4.4 Mes 5.1 5.2 5.3	Photodetektor	12 12 14 15 15 15 15 15 15 15 15 17 17 18 18
5	4.2 4.3 4.4 Mes 5.1 5.2 5.3 5.4	Photodetektor	12 12 14 15 15 15 15 15 15 15 15 17 17 18 18 18
5	4.2 4.3 4.4 Mes 5.1 5.2 5.3 5.4 5.5	Photodetektor	12 12 14 15 15 15 15 15 15 15 15 17 17 18 18 18 20

6	Ausv 6.1 6.2 6.3	wertung Analoger Teil der Triggerschaltung - Dunkelspektrum eines SiPMs Digitaler Teil der Triggerschaltung - Charakterisierung der Triggerpulse Temperaturcharakteristik der SiPMs	 23 23 23 23 		
	6.4	Zusammenfassung & Ausblick	27		
Lit	Literatur				
Α	Prog A.1 A.2	Jrammcode Python3-Bibliothek zur Auslese eines Tektronix Oszilloskops	31 31 33		
	A.3	Firmware des Arduinos (Frequenzzähler&Temperatursensor)	35		
Ab	Abbildungsverzeichnis				
Tal	Tabellenverzeichnis				

KAPITEL 1

Einleitung

Aufgrund des rasanten Preisanstiegs für He-3 werden Neutronendetektoren auf Basis von alternativen Konvertern gesucht, welche die bisherigen Proportionalzähler ersetzen können. Ein vielversprechendes Konzept, welches ebenfalls deutlich bessere Detektoren hinsichtlich Orts- und Zeitauflösung erlaubt, ist der Einsatz von Bor-10 zur Neutronenkonversion. Darauf aufbauend wird in Bonn der Bodelaire-Detektor (Boron detector with light and ionization reconstruction) entwickelt, ein Neutronendetektor, welcher erstmals das Prinzip der Zeitprojektionskammer umsetzt. Die bei einer Neutronenkonversion entstandenen Ionenpaare werden mit einem schnellen Szintillationstrigger und einer räumlich hochauflösender Silizium-Pixel-Detektor mit Micromegas Gasverstärkungsstufe eingesetzt (Timepix mit InGrid). Der Szintillationstrigger liefert das Startsignal für die Auslese der Spurkammer. Auf diese Weise ist eine zeitlich und räumlich hochaufgelöste Spurrekonstruktion möglich.

Auch über diesen Neutronendetektor hinaus werden schnelle Szintillationstrigger benötigt, beispielsweise zur Identifikation von Untergrundereignissen aus kosmischen Myonen in vielen verschiedenen Experimenten der Teilchenphysik. Ein Szintillationstrigger besteht aus einem schnellen Szintillator, in dem ein zu detektierendes geladenes Teilchen Photonen erzeugt, welche von einer Ausleseeinheit in ein elektrisches Triggersignal umgewandelt werden.

Ursprünglich verwendete man zur Auslese des Szintillators einen Photomultiplier (PMT), bei dem ein einfallendes Photon in einer Photokathode durch den Photoeffekt in ein freies Elektron umgewandelt wird. Dieses wird durch eine hohe angelegte Spannung in einem Sekundärelektronenvervielfacher zu einen messbaren elektrischen Strom verstärkt. Photomultiplier besitzen einen großen Formfaktor, sind empfindlich gegenüber externen magnetischen Feldern und benötigen eine hohe Spannung zur Elektronenverstärkung.

Als robuste und preisgünstige Alternative zu PMTs bieten sich Silizium-Photomultiplier (SiPMs) an. Ein SiPM ist im Gegensatz zum konventionellen Photomultiplier billig und benötigt eine deutlich niedrigere Spannung im Betrieb (weniger als 100 V). Demgegenüber steht eine hohe Dunkelrate, welcher durch den Einsatz von zwei SiPMs in Koinzidenzschaltung entgegengetreten werden kann.

Der Inhalt dieser Bachelorarbeit ist die Inbetriebnahme eines Szintillations-Triggers auf Basis von zwei Silizium-Photomultipliern. Dazu wurde eine vorhandene Triggerschaltung modifiziert und charakterisiert.

KAPITEL 2

Theorie

2.1 Neutronenkonverter und Szintillator

Zum effizienten Nachweis von thermischen Neutronen werden Isotope verwendet, deren Neutroneneinfangswirkungsquerschnitt möglichst groß ist, da Neutronen weder ionisieren, noch aufgrund ihrer geringen Energie (0 bis 100 meV) kalorimetrisch nachgewiesen werden können. Treffen thermische Neutronen auf Bor-10, so kann es zu den Kernreaktionen

$^{10}\text{B} + n \longrightarrow ^7\text{Li} + ^4\text{He}$	2,78 MeV(6%),
$^{10}\text{B} + n \longrightarrow ^{7}\text{Li} + ^{4}\text{He} + \gamma(478 \text{ keV})$	2,30 MeV(94 %)

kommen[1]. Die Ionen haben in Borkarbit nur eine Reichweite von wenigen Mikrometern[2]. Beschichtet man einen Szintillator mit einer dünnen Borkarbit-Schicht, so ist das Energiespektrum der aus der Schicht austretenden Ionen im Szintillator abhängig von der Schichtdicke. Nimmt man exemplarisch eine Schichtdicke von 1 µm und einfallende thermische Neutronen einer Wellenlänge von 1,8 Å an, so besitzen die ⁷Li-Ionen eine mittlere Energie von etwa 0,5 MeV und die ⁴He-Ionen eine mittlere Energie von etwa 1,2 MeV[2]. Bei vollständiger Absorption in einem Plastikszintillator vom Typ Saint-Gobain BC400 bedeutet dies eine Ausbeute von von etwa 100 resp. 300 Photonen, mit einem Intensitätsmaximum bei einer Wellenlänge von 423 nm[3].

Die Reichweite der Konversionsprodukte im Szintillator beträgt nur wenige Mikrometer. Um die Hintergrundrate an Szintillationsereignissen durch kosmische Muonen und γ -Strahlung aus Kernzerfällen möglichst gering zu halten, sollte die Dicke des Szintillators gering gehalten werden. Ein solch dünner und langer Streifenszintillator besitzt jedoch eine sehr schlechte Lichtleiteffizienz. Um dennoch eine genügend hohe Lichtleiteffizienz zu erhalten, wird auf der Rückseite des Szintillators ein Lichtleiter (Glasstreifen) angebracht, der das Licht aus dem Szintillator an die Streifenenden zu den SiPMs führt.

2.2 optische Halbleiterdetektoren

2.2.1 (Geigermode-)Avalanche-Photodiode

Eine Avalanche-Photodiode (APD) ist ein Halbleiterdetektor, der basierend auf dem Photoeffekt (sichtbares) Licht in ein elektrisches Signal umwandelt. Durch den Einsatz des Avalanche-Effektes beim Diodendurchbruch ist mit einer APD die Detektion von einzelnen Photonen möglich. APDs bestehen aus einer $p^+ - i - p - n^+$ -dotierten Diode, an die in Sperrichtung eine Bias-Spannung U_{bias} angelegt wird. Dies sorgt für eine voll verarmte aktive Zone, in der die Absorption des Lichtes stattfindet, und eine sehr kurze Zone mit sehr hoher Feldstärke, in der die Multiplikation des Signals stattfindet. Trifft ein geladenes Teilchen auf die Verarmungszone, so werden freie Ladungsträger gebildet. Durch das elekrische Feld driften die Elektronen zur Anode und die Ionen zur Kathode. Dabei werden die Elektronen in der Multiplikationszone so weit beschleunigt, dass sie weitere Elektronen ablösen können und ein Lawineneffekt eintritt. Dieser Durchbruch kann erst durch das Verringern der Bias-Spannung (genannt Quenching) wieder beendet werden. Man unterscheidet zwischen passivem und aktivem Quenching. Beim passivem Quenching sorgt ein Vorwiderstand für einen Spannungsabfall über der Diode, sobald die Diode durch den Lawineneffekt leitend wird. Dadurch kommt es zu keiner weiteren Bildung von freien Ladungsträgern und und die Diode sperrt wieder. Beim aktiven Quenching sorgt eine aktive externe Schaltung dafür, dass die Bias-Spannung nach einem Signal verringert wird, damit die Diode wieder sperren kann. Aktives Quenching ermöglicht kürzere Totzeiten im Gegensatz zu passivem Quenching, erhöht allerdings auch den Schaltungsaufwand.

2.2.2 Silizium-Photomultiplier

Silizium-Photomultiplier bestehen aus einem Array von Avalanche-Photodioden. Diese werden mit einer gemeinsamen Bias-Spannung U_{bias} oberhalb der Durchbruchsspannung U_{brd} betrieben (Geiger-Modus). Dadurch besitzen sie eine große Verstärkung und Effizienz und sind zum Nachweis von Einzelphotonen geeignet.

2.2.3 Dunkelrate

Neben der Absorption von Photonen könne auch thermisch erzeugte freie Ladungsträger in APDs (und damit auch SiPMs) zu einem Lawinendurchbruch und einem Signal führen. Da die Signalentwicklung in beiden Fällen die gleiche ist, ist die Ursache eins Signals nicht an der Signalform ablesbar. Diese Dunkelrate ist temperaturabhängig und beträgt bei den in diesem Versuch verwendeten SiPMs laut Herstellerangaben typischerweise 100 kHz/400 kHz [4].

2.2.4 After-Pulsing

Eine weitere Art von internem Rauschen in APDs ist das After-Pulsing. Störstellen im Si-Kristall fangen Elektronen während eines Lawienendurchbruchs ein und geben sie erst nach eine charakteristischen Zeit τ ab. Dies sorgt mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit zu einem weiteren Signal nach der Zeit τ .

2.2.5 Cross-Talk

Während eines Durchbruchs einer Diode können die beweglichen Ladungsträger Photonen im sichtbaren Bereich emittieren [5]. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon, emittiert wird, welches ein Elektron-Loch-Paar erzeugen kann, beträgtt $3 \cdot 10^{-5}$ pro Ladungsträger des Durchbruchs. Bei einem SiPM mit einer Verstärkung von $1 \cdot 10^6$ werden somit etwa 30 Photonen pro Lawienendurchbruch produziert[6]. Diese Photonen können in Nachbarpixeln absorbiert werden und dort einen weiteren Durchbruch auslösen, welcher identisch zur Absorption eines externen Photons ist. Dieser als optischer Cross-Talk bezeichnete Effekt vergrößert die Anzahl der vermeintlich detektierten Photonen. Er tritt nicht nur bei einem Durchbruch durch externe Photonen auf, sondern auch bei thermisch bedingten (Dunkel-)Ereignissen. Damit ist er maßgeblich für die Form des Dunkelspektrums eines SiPMs.

2.2.6 Temperaturdrift

Die Durchbruchsspannung U_{bd} , bei der es zu einem Lawinendruchbruch einer Diode kommt, besitzt einen positiven Temperaturkoeffizienten $\delta T U_{op}$, da mit steigender Temperatur die Si-Atome im Bulk der Diode stärker thermisch angeregt werden und damit der Energieverlust der Elektronen durch inelastische Streuung steigt[7]. Aus diesem Grund weisen die empfohlene Betriebsspannung U_{op} und der Gain eines SiPMs ebenfalls einen (positiven) Temperaturkoeffizienten auf.

2.3 Der Bodelaire-Detektor

Der Bodelaire (Boron detector with light and ionization reconstruction) Detektor soll das Prinzip der Zeitprojektionskammer [8] für die hochaufgelöste Neutronendetektion umsetzen. Der Nachweis geschieht über Neutronenkonverter. Nach der Absorption von thermischen Neutronen zerfallen die Kerne des Konverters in geladene Fragmente. Ist der Konverter hinreichend dünn, können die Spuren in einem Gasdetektor nachgewiesen werden. Für höchste Auflösungen bei mittleren Zählraten sind Zeitprojektionskammern gut geeignet. Insbesondere erlauben es Gasdetektoren mit Driftfeldern die Ausleseelektronik, welche durch Neutronen stark geschädigt wird, außerhalb des Interaktionspunktes und damit des Intensitätsmaximums zu platzieren. Allerdings benötigen diese Systeme einen Trigger, welcher es erlaubt bei bekannter Driftzeit den Ursprungsort der Spur zu bestimmen. In der Hochenergiephysik ist solch ein Trigger beispielsweise durch die bunch crossing rate gegeben, welche sich in Größenordnung von Nanosekunden befindet. Für die Detektion von Neutronen gibt es solch einen Mechanismus nicht, selbst die beschleunigergetriebene European Spallation Source verwendet Pulslängen im Millisekundenbereich [9]. Bei manchen Konvertern, wie etwa Bor-10, kommt allerdings zugute, dass immer jeweils zwei Ionen produziert werden. Hier soll nun die Spur des einen Ions zur hochaufgelösten Ortsbestimmung verwendet werden, wohingegen das Zweite als schneller Trigger dient. So ist es erforderlich, eine dünne Borschicht auf einen Szintillator aufzubringen. Da die Eindringtiefe von Ionen in den Szintillator aber ebenfalls sehr niedrig ist, muss der Szintillator ebenfalls dünn sein, um nicht Falschereignisse mit ähnlicher Lichtmenge wie etwa Photonen oder Photoelektronen zu detektieren. Daher muss der Szintillator mit möglichst geringer Strahlungslänge auf einem Substrat aufgebracht sein, welches mechanische Halterung und Lichtleiter darstellt. Dieses Prinzip wird als Trigger&Track bezeichnet. Der Bodelaire Detektor besteht daher aus einem Neutronenkonverter auf einem Szintillator, welcher sich seinerseits auf einem Lichtleiter befindet. Dieser ist gekoppelt an eine koinzidente Auslese zweier SiPMs, welche als Trigger dienen. Das Gesamtelement befindet sich in einem Feldkäfig, welcher ein homogenes Driftfeld für das Gasvolumen generiert. Die Spurrekonstruktion geschieht dort mit Hilfe des hochgranularen TimePix [10], welcher mit InGrids zur Gasverstärkung ausgestattet ist [11]. Der Gesamtdetektor setzt sich aus mehreren solcher Einzelzellen zusammen, wie sie in Abbildung 2.1 dargestellt sind.



Abbildung 2.1: Modell des Bodelaire Detektors, bestehend aus mehreren Einzelzellen.[12] Bei den senkrechten Modulen handelt es sich um die Streifenszintillatoren, auf deren Innenseite sich eine ¹⁰B-Beschichtung als Neutronenkonverter befindet. Das Gasvolumen zwischen den Szintillatoren ist die Zeitprojektionskammer, welche am oberen und unteren Ende durch je einen Timepix ausgelesen wird.

KAPITEL 3

Abschätzung der Lichtausbeute eines borbeschichteten Streifenszintillators

Um die Machbarkeit eines Szintillationstriggers zur Detektion von thermischen Neutronen aus den Konversionsprodukten eines Kerneinfangs zu testen, wird in diesem Abschnitt abgeschätzt, wieviele der durch eines der beiden Ionen erzeugten Photonen am Ende des Lichtleiters zur Detektion ankommen.



Abbildung 3.1: Querschnitt des geplanten Streifen-Szintillators mit ¹⁰B-Beschichtung und Lichtleiter (modifiziert aus [2]). Ein Neutron konvertiert in der ¹⁰B-Schicht, die Reaktionsprodukte (ein Li-7- und ein He-4-Kern) fliegen antiparallel (back-to-back) zueinander weg. Durch Stoßprozesse verlieren beide Ionen Energie bis sie den Szintillator respektive das Gasvolumen erreichen. Der Kern im Szintillator (hier ⁷Li³⁺) erzeugt Photonen, während der Kern im Gasvolumen (hier ⁴He²⁺) eine Ionisationsspur hinterlässt.

3.1 Aufbau des Streifenszintillators

Ein dünner Streifen-Plastikszintillator (Maße des Prototyps: $15 \times 150 \times 1.4 \text{ mm}^3$) soll auf der Oberseite mit Aluminium als Reflektor und wenigen Mikrometern Borkarbit als Neutronenkonverter beschichtet werden. Auf der Unterseite befindet sich ein dünner Streifen Quarzglas als Lichtleiter. In Abbildung 3.1 ist ein Querschnitt des geplanten Streifenszintillators dargestellt.

3.2 Lichtleiteffizienz in einer dünnen Glasplatte

Nach der Neutronenkonversion in der Borschicht und der vollständigen Abbremsung eines der beiden Konversionsprodukte im Szintillator werden etwa 300 Photonen isotrop im Szintillator ausgestrahlt (siehe Abschnitt 2.1). Diese Photonen werden mit einem Lichtleiter zu den SiPMs geleitet. Da die Dicke des Szintillators (wenige Mikrometer) um drei Größenordnungen kleiner als die Dicke des Lichtleiters (2 mm) ist, wird in dem hier verwendeten Modell die Schichtung aus Reflektor, Lichtleiter, Szintillator, Reflektor als ein einzelner Lichtleiter angesehen. Um nun ein Maß für die Lichtleiteffizienz in diesem dünnen Lichtleiter zu bekommen, kann man ihn in zwei Dimensionen als Rechteck modellieren und die Transporteffizienz des Lichtleiters für alle durch Reflexion möglichen Pfade berechnen. Die Photonen werden im Szintillator isotrop emittert, und müssen in den Lichtleiter gelangen. Da der Brechungsindex des Szintillatormaterials $n_{SC} = 1.58[3]$ größer als der Brechungsindex des Lichtleiters ($n_{LG} = 1.45$) ist, findet eine Transmission der Szintillationsphotonen nur bei Einfallswinkeln zwischen 0° und dem kritischen Winkel $\theta_c = \arcsin \frac{n_{LG}}{n_{SC}}$ statt. Bei Einfallswinkeln oberhalb des kritischen Winkels α findet eine Totalreflektion an der Grenzschicht statt, so dass kein Licht aus dem Szintillator in den Lichtleiter auskoppeln kann. Für alle Emissionswinkel $0^{\circ} \le \theta < \alpha$ kommt es somit zur Transmission von Licht in den Lichtleiter, welcher es durch mehrfache Reflexion an den Reflektoren ober- und unterhalb an ein eines der seitlichen Enden führt.

Für die Brechung an der Grenzfläche zwischen dem Szintillator und Lichtleiter gilt das Snelliussche Brechungsgesetz,

$$n_{LG}\sin(\beta) = n_{SC}\sin(\theta). \tag{3.1}$$

Damit ist die Anzahl an Reflexionen $N(\theta)$ die das Licht bei einem gegebenen Emissionswinkel θ benötigt, um ein Ende des Lichtleiters der Länge L zu erreichen, gegeben durch

$$N(\theta) = \frac{L}{\Delta L} \tag{3.2}$$

$$=\frac{L}{d\cdot\tan\beta}\tag{3.3}$$

$$= \frac{L}{d \cdot \tan\left(\arcsin\left(\frac{n_{SC}}{n_{LG}}\sin\theta\right)\right)}.$$
(3.4)

Ist die mit dieser Formel berechnete Anzahl an Reflexionen $N(\theta)$ für einen Winkel θ kleiner als eins, so entsprechen diese Emissionswinkel den direkten Pfaden ohne Reflexion und die Lichtleiteffizienz für ist $E(\theta) = 1$. Für alle anderen Pfade/Winkel finden jedoch $N(\theta)$ Reflexionen statt, bei einem Reflexionsgrad ρ beträgt die Lichtleiteffizienz somit nur noch $\rho^{N(\theta)}$. Zusammengefasst gilt

$$E(\theta) = \begin{cases} 1 & \text{für } N(\theta) < 1, \\ \rho^{N(\theta)} & \text{sonst.} \end{cases}$$
(3.5)



Abbildung 3.2: Skizze zur Herleitung der Lichtleiteffizienz in einem dünnen Streifenszintillator. Der Winkel α ist der maximale Emissionswinkel, bei dem an der Grenzschicht zwischen Szintillator und Lichtleiter noch Totalreflektion stattfindet. Unterhalb dieses Winkels wird das Licht in den Lichtleiter gebrochen, so dass es nach *N* Reflexionen mit dem Reflexionsgrad ρ das Ende des Lichtleiters erreicht.



Abbildung 3.3: Analytisch berechnete Lichtleiteffizienz des Streifenszintillators in Abhängigkeit der Länge L für zwei verschiedene Lichtleiterdicken d. Es wurde ein Reflektionsgrad von $\rho = 95\%$ angenommen.

Integriert man nun $E(\theta)$ numerisch über die möglichen Emissionswinkel θ von 0 bis zum Grenzwinkel α , so erhält man die gesamte Lichtleiteffizienz des Streifenszintillators *Eff* für eine Lichtemission im Szintillatormaterial hin zu den Seiten des Lichtleiters

$$Eff = \int_0^\alpha E(\theta) \,\mathrm{d}\theta. \tag{3.6}$$

In Abbildung 3.3 ist die so mit Mathematica berechnete Lichtleiteffizienz für Streifenszintillatoren verschiedener Dicken (2 mm und 3 mm) aufgetragen. Schon nach etwa 10 mm fällt die Lichtleiteffizienz unter 50 %. Nach 75 mm (die Hälfte der geplante Länge des 2 mm dicken Streifenszintillators) beträgt die Lichtleiteffizienz noch etwa 12,7 %. Somit stehen von den initial verfügbaren 300 Photonen an den beiden Enden des Streifenszintillators jeweils etwa 38 Photonen zur Detektion mit den SiPMs zur Verfügung. Das das Gesamtsystem koinzident ausgelesen werden soll, ergibt sich die Gesamtlänge aus der maximal möglichen Länge für eine Lichtdetektion an beiden Photodetektoren gleichzeitig. Die Lichtleiteffizienz ist somit nach etwa 150 mm bei 2 mm Dicke auf 5,6 % abgefallen, so dass dies als maximale Ausdehnung

eines Lichtleiters festzuhalten ist.

KAPITEL 4

Versuchsaufbau

4.1 Szintillator und Lichtleiter

In einen $2 \times 2 \times 1$ mm³ großen Plastikszintillatorblock ist eine wellenlängenschiebende Faser (WLS-Faser) eingeklebt. Die SiPMs sind jeweils an die Enden der Faser platziert. In Abbildung 4.1 ist der eingepackte Szintillatorblock hinter einem der SiPMs abgebildet. Lediglich ein Stück der WLS-Faser ist durch ein Loch in der lichtdichten Verpackung um den Szintllator sichtbar. Um eine möglichst gute optische Kopplung der Faserenden mit den SiPMs zu erreichen, wurden jene Seiten des Szintillators, an denen die Faser heraussteht, plan abgeschliffen. Die Kopplung der SiPMs mit der WLS-Faser erfolgt durch den Anpressdruck der Verpackung, ein zugeschnittenes Stück Schrumpfschlauch dient als Abstandshalter. In Abbildung 4.1 ist einer der auf diese Weise eingepackten SiPMs dargestellt. Der Szintillator ist in eine Schicht Aluminiumfolie eingepackt, lediglich an beiden Faserenden dient eine Öffnung der Auskopplung der Photonen. Das Paket aus Szintillator, WLS-Faser, SiPMs und Aluminiumfolie ist mit mehreren Lagen schwarzer Folie und und schwarzem Isolierband lichtdicht verpackt.



Abbildung 4.1: Bild des Szintillators mit eingeklebter WLS-Faser (rechts) und des SiPM2 (im Vordergrund links)

		S10943-8584(X) (SiPM0 & SiPM1)	S12571-050P (SiPM2 & SiPM3)	
typ. Dunkelrate	R_{dc}	472	100	kHz
Verstärkung	G	$7,52 \cdot 10^{5}$	$1,25 \cdot 10^{6}$	-
Temperaturkoeff. Verstärkung	ΔTM	unbek.	$2,7\cdot 10^4$	$^{\circ}C^{-1}$
Durchbruchsspannung	U_{bd}	unbek.	$65,0 \pm 1,0$	V
empfohlene Betriebsspannung	U_{op}	71,67 V	$U_{br} + 2,6$	V
Temperaturkoeff. Betriebspannung	$\Delta T U_{op}$	unbek.	60	$mV \circ C^{-1}$

Tabelle 4.1: Charakteristische Eigenschaften der verwendeten SiPMs bei 25 °C[4]

4.2 Photodetektor

In dieser Arbeit wurden zwei Silizium-Photomultiplier der Firma Hamamamtsu mit einem Pixelpitch (Schrittweite) von 50 µm eingesetzt. In Tabelle 4.1 sind einige charakteristische Eigenschaften beider SiPMs aufgelistet. Die hohe Dunkelrate von SiPM0 und SiPM1 (in Kombination mit der bei diesem Typ großen Cross-Talk-Wahrscheinlichkeit) machen sie ungeeignet für die Messung von Szintillationsereignissen mit einer niedrigen Triggerschwelle, da die zufällige Koinzidenzrate zu hoch wäre. Sie eignen sich jedoch aus demselben Grund hervorragend zum Testen der Triggerschaltung auch ohne Szintillator. Als solche wurden sie bei Aufbau ebendieser eingesetzt. Für die weitergehenden Messungen wurden SiPM2 und SiPM3 verwendet.

4.3 Verstärker- und Koinzidenzschaltung

Die SiPMs sind sind über kurze Anschlusskabel mit einer Triggerschaltung verbunden, welche sie mit der benötigten Biasspannung versorgt und die erzeugten analogen Signale in einen TTL-Triggerpuls umformt. In Abbildung 4.2 ist der verwendete Versuchsaufbau dargestellt. Die Biasspannung (typ. 64,5 V) wird durch ein iseg HV Modul[**iseg**] erzeugt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Kommandozeilenprogramm iseg – ctl entwickelt, um die Biasspannung automatisiert anpassen zu können. Wie sich in der Arbeit gezeigt hat, ergab es aber vorerst nicht den Bedarf einer solchen automatisierten Anpassung (siehe Abschnitt 6.3). Die Triggerschaltung ist auf einem PCB realisiert, dargestellt in Abbildung 4.3 Das analoge Signal jedes SiPMs wird verstärkt und durch einen Diskriminator in ein digitales Signal definierter Pulsdauer umgewandelt. Die beiden digitalen Signale SiPMs werden dann durch ein Logikgatter verglichen, so dass die Triggerschaltung eine positives TTL-Flanke ausgibt, sobald beide SiPMs innerhalb der durch die Pulsdauer eingestellten Koinzidenzzeit ein Ereignis detektiert haben. Im Folgenden wird der Schaltungsaufbau im Detail beschrieben. Alle Kapazitäten an den Versurgungsleitungen nun dargestellten integrierten Schaltungen dienen der Unterdrückung von Rauschen und tragen weiter nicht zur Signalverarbeitung bei.



Abbildung 4.2: Schematische Darstellung des verwendeten Versuchsaufbaus. Die SiPMs werden durch die Triggerschaltung mit Hochspannung versorgt und ausgelesen. Zur Aufnahme des Dunkelspektrums wurde das Oszilloskop verwendet (A), zur Aufnahme der Zählrate in Abhängigkeit der Temperatur der Arduino (B).



Abbildung 4.3: Bild der in diser Arbeit aufgebauten Triggerschaltung. Die SiPMs werden über die Pin-Header(mitte) angeschlossen, das Triggersignal wird über die LEMO-Buchse (links) ausgegeben. Die Poteniometer (blau, links) dienen der Einstellung der Triggerschwellen und der Pulsdauer des ausgegebenen Signals.



Abbildung 4.4: Schaltungsbild der analogen Eingangsstufe eines Kanals

4.3.1 Anschluss der SiPMs



Der SiPM wird an der Anode über den Widerstand R_{1_1} mit negativer Hochspannung versorgt. Dieser Widerstand dient zusätzlich zu den SiPM-internen Widerständen dem passiven Quenching. Die Kathode des SiPMs ist über den Widerstand R_{2_1} geerdet. Das über R_{2_1} abfallende Spannungssignal wird kapazitiv ausgekoppelt.

Abbildung 4.5: Schaltplan mit Anschluss der Biasspannung an den SiPM und kapazitiver Auskopplung des Signals; C_{1_1} dient lediglich der Rauschunterdrückung

4.3.2 Verstärkerschaltung



Abbildung 4.6: Schaltung des invertierenden Verstärkers; Der Eingang ist als *MPPC_Signal_*1, der Ausgang als *CH*1 markiert

Das Spannungssignal des SiPMs $MPPC_Signal_1$ wird mit einem invertierenden Verstärker mit einem Verstärkungsfaktor von G = 20 verstärkt, entsprechend den Widerständen R_{5_1} und R_{3_1} . Da die Anstiegszeit des Signals des SiPMs nur wenige Nanosekunden beträgt, wird ein Operationsverstärker (Texas Instruments LMH6609) mit einer großen Bandbreite von 900 MHz verwendet[13].

4.3.3 Diskriminatorschaltung



Abbildung 4.7: Schaltung des Diskriminators; Mit dem Potentiometer *POT*1 kann die Pulsdauer und damit die Zeitspanne zur Messung der Koinzidenz fein eingestellt werden, die Referenzspannung zur Einstellung der Triggerschwelle ist als *THR_CH*1 markiert

4.3.4 Koinzidenzschaltung

NOR¹

INA

INB

GND

TI_SN74AHC1G02

Abbildung 4.8: Schaltbild der Koinzidenz-

schaltung; Die digitalen (invertierten) Signale

der SiPMs sind mit *TRIG_CH1/TRIG_CH1*, das Ausgangssignal ist *TRIG_OUT* markiert.

TRIG_CH11

TRIG_CH2

GND



Die beiden invertierten digitalen TTL-Signale der SiPMs werden mit einem NOR-Logikgatter verglichen. Liefern beide Kanäle ein negatives TTL-Signal (d.h. beide SiPMs haben innerhalb der eingestellten Zeitspanne ein Ereignis detektiert), so schaltet das Gatter den TTL-Ausgang innerhalb von 6,5 ns auf den HIGH-Pegel[16]. Dieses Signal wird über eine BNC-Buchse an die Ausleseelektronik weitergegeben.

4.4 Datenaquisitionssysteme

OUT

4.4.1 Mehrkanalanalysator aus Oszilloskop und Rechner

RIG_OUT

Um die Signalform des SiPMs zu analysieren wird ein digitales Oszilloskop vom Typ Tektronix DPO3034 verwendet[17]. Dieses Oszilloskop ermöglicht das Auslesen der Signalform via Ethernet mit einem konventionellen Rechner[18]. Dadurch ist eine automatische Aufnahme von vielen Ereignissen und eine digitale Auswertung möglich. Limitiert durch das zur Verfügung stehende Protokoll des Oszilloskopes, erreicht das zur Datenaufnahme geschriebene Programm eine Ausleserate von wenigen Hertz. Bei entsprechend langen Messzeiten ist so die Aufnahme von Spektren möglich. Nach einem Firmware-Update konnte das verwendete Oszilloskop zusätzlich die Triggerfrequenz ausgeben, so dass die Messung der Dunkelrate der SiPMs auch direkt möglich wurde.

4.4.2 Frequenzzähler und Temperatursensor mit einem Mikrocontroller

Um die Temperaturabhängigkeit der Verstärkung der SiPMs und die damit verbundene Schwankung der relativen Triggerschwelle zu untersuchen, wird eine kostengünstige Ausleseelektronik gesucht,

welche die Frequenz des Triggersignals und die Temperatur aufzeichnen kann. Hierzu eignet sich ein interruptfähiger Mikrocontroller mit entsprechend großer Taktfrequenz. In dieser Arbeit wird ein Arduino Mega 2560[19] verwendet, der via USB mit einem Computer zur Aufzeichnung der gemessenen Daten verbunden ist. Er besitzt einen (interruptfähigen) digitalen Eingang, womit die Messung der instantanen Triggerrate durch Zählen der Interrupts (Triggerereignisse) in einem definierten Zeitintervall möglich ist. Zur Temperaturmessung wird der Temperatursensor DS18B20 über eine serielle Schnittstelle (1-Wire) mit dem Arduino verbunden. So ist eine Temperaturmessung im Bereich von -10 °C bis 85 °C mit einer garantierten Messgenauigkeit von ± 0.5 V möglich[20]. Der Arduino wird so programmiert, dass er in regelmäßigen Abständen die Anzahl der gemessenen Ereignisse (Interrupts), die aktuelle Temperatur und eine laufende Nummer auf der (virtuellen) seriellen Schnittstelle via USB ausgibt. Auf dem Computer wurde ein Skript geschrieben, welches via USB von der (virtuellen) seriellen Schnittstelle liest und die Daten zusammen mit einem Zeitstempel in eine Textdatei schreibt.

KAPITEL 5

Messungen

5.1 Signalausgabe der Triggerelektronik

Nachdem die Triggerschaltung aufgebaut wurde, konnten erste Signale mit dem lichtdicht eingepackten SiPM3 aufgenommen werden. Um die generelle Funktionsfähigkeit des analogen Teils der Schaltung sicherzustellen, wurde das analoge Signal dieses SiPMs hinter dem Verstärker mit einem Oszillokop betrachtet. Abbildung 5.1 zeigt die resulierende Kurvenschar. Die Triggerschwelle des Oszilloskop wurde für diese Aufnahme auf –20 mV (entsprechend etwa 0,5 p.e.) gestellt. Die oberste Kurvenschar (1 p.e.) entspricht somit den Signalen des Durchbruchs einer einzelnen Zelle des SiPMs. Die Kurven darunter



Abbildung 5.1: Signal des lichtdicht eingepackten SiPM3 bei einer Bias-Spannung von 64,5 V. Die oberste Kurvenschar entspricht dem Signal von 1 p.e., die Kurven darunter dem Signal von 2 p.e., usw. Es ist deutlich das Dunkelspektrum mit Cross-Talk und After-Pulsing zu erkennen. Zusätzlich dazu befinden sich zwischen den 1 p.e.und 2 p.e.-Signalen Kurven, deren Herkunft im Abschnitt 6.1 diskutiert wird.

(2 p.e., 3 p.e., etc.) entsprechen den Signalen des Durchbruchs von zwei, drei und mehr Zellen des SiPMs (Cross-Talk). Die Peaks im rechten Teil der Grafik repräsentieren den erneute Durchbruch enzelner Zellen (Afterpulses). Die Kurvenschar zwischen 1 p.e. und 2 p.e. respektive 2 p.e. und 3 p.e. wurde nicht erwartet, auf diese Beobachtung wird in Abschnitt 6.1 näher eingegangen.

Da der SiPM lichtdicht eingepackt ist, können die Signale nicht durch externe Photonen ausgelöst werden. Es handelt sich stattdessen um das zufällige Durchbrechen einzelner Zelle im SiPM (Dunkelrate). Dass neben den 1 p.e. Signalen auch der Durchbruch mehrerer Zelle gleichzeitig gemessen wird, liegt an der nicht-verschwindenden Cross-Talk-Wahrscheinlichkeit des verwendeten SiPMs. Um dieses Spektrum an Signalen näher zu untersuchen, wurde es gemessen.

5.2 Aufnahme des SiPM Dunkelspektrums

In einer weiteren Messung wurden über eine Zeitraum von 39 min alle Kurven des für die vorherige Messung lichtdicht eingepackten SiPM3 an einen Rechner übertragen (insgesamt 8802 einzelne Signalverläufe). Der Rechner speicherte für jede dieser Signalverläufe den Minimalwert der Spannung auf (entspricht bei negativen Signalen dem maximalen Stromfluss durch den SiPM). Aus diesen Daten wurde ein Histogramm erstellt, das in Abschnitt 6.1 interpretiert wird.

5.3 Analoge Signalantwort durch kurze LED-Lichtpulse

Um die Detektionsfähigkeit für externe Photonen nachzuweisen, wurden zwei SiPMs (SiPM2 und SiPM3) zusammen mit dem Szintillorblock lichtdicht eingepackt. Übere eine Glasfaser konnte Licht aus einer externen LED in den lichtdicht eingepackten Szintillator eingekoppelt werden. Die LED wurde so beschaltet, dass sie etwa 8 µs lange Lichtpulse emittierte. In Abbildung 5.2 ist die resultierende Signalantwort der beiden SiPMs dargestellt. Um diese Aufnahme zu erhalten wurde mit dem Oszilloskop auf koinzidente Signale innerhalb einer Zeitspanne von 200 ns mit einer Amplitude von mehr als 252 mV (entpricht 6 p.e.) getriggert. Durch diese Art des Triggers ist deutlich das Ein- und Ausschalten der LED messbar. Für eine bessere Unterscheidbarkbeit wurde das Signal des SiPM2 (blaue Kurvenschar) um einen Offset verschoben zu SiPM3 (rote Kurvenschar) dargestellt. Desweiteren ist der Messbereich des Oszilloskops für SiPM3 um einen Faktor fünf größer gewählt. Durch diese Vergrößerung wird für den SiPM3 auch das interne Rauschen (dark pulses) sichtbar.

5.4 Eventbasierte Koinzidenz der Triggerschaltung

Um nachzuweisen, dass mit der Triggerschaltung und Photonen aus Szintillationsereignissen im Szintillator detektiert werden können, wurde mit dem Oszilloskop auf 340 mV (entsprechend 8,5 p.e.) pro SiPM getriggert. In Abbildung 5.3 ist ein Event dargesetellt, welches durch diese Art der Triggerung gemessen werden konnte. Es ist abzulesen, dass beide SiPMs gleichzeitig ein Signal von mehr als 30 p.e. detektieren. Ein solch großes Signal lässt sich nicht durch die zufällige Koinzidenz von dark pulses erklären, sondern kann damit nur von einem Lichtpuls im Szintillator stammen.

Zudem wurde für diese Messung das digitale Ausgangssignal der Triggerschaltung betrachtet. Mit dem Sprung des Signals von 0 V auf 3 V zeitgleich zu den Signalen der beiden SiPMs ist nachgewiesen, dass die Triggerschaltung funktioniert.

Abbildung 5.2: Analoge Signalantwort von SiPM2 und SiPM3 auf einen 8 µs langen LED-Lichtpuls, der über eine Glasfaser in den Szintillator eingekoppelt wurde

Abbildung 5.3: Analoges Signal des SiPM2 und SiPM3 und digitales Ausgangssignal der Triggerschaltung für ein Szintillationsereignis

Abbildung 5.4: Ganggenauigkeit f_a der Frequenzmessung des Arduino aufgetragen gegenüber der Frequenz f_{in} des Signalgenerators

5.5 Validierung der Frequenzmessung des Frequenzzählers

Um zu validieren, dass die mit dem Arduino MEGA gemessene Rate mit der wahren Triggerrate des Eingangssignals übereinstimmt, wurden Rechtecksignale mit ausgewählten Frequenzen generiert und dann mit dem Arduino gemessen. Mit einem Funktionsgenerator vom Typ HP 33120A[21] wurde ein Rechtecksignal mit einer Amplitude von 5 V erzeugt und auf den (interruptfähigen) digitalen Eingang des Arduino gelegt. Für verschiedene Eingangsfrequenzen f_{in} wurde die Frequenz mit dem Arduino gemessen f_m . Die Ganggenauigkeit (Accuracy) der Frequenzmessung f_a gemessen in ppm ist dann durch

$$f_a = \frac{f_m - f_{in}}{f_{in}} \cdot 10^6 \tag{5.1}$$

gegeben. In Abbildung 5.4 ist die Ganggenauigkeit der Frequenzmessung des Arduinos in Abhängigkeit der Frequenz des Signalgenerators angegeben. Es ist zu erkennen, dass sie innerhalb des gesamten betrachteten Frequenzbereiches immer kleiner als 1 % ist. Alle Frequenzmessungen im betrachteten Bereich waren maximal um 0,7 % zu klein. Somit ist der Arduino zur Frequenzmessung geeignet.

5.6 Temperaturcharakteristik der Triggerrate

Die Verstärkung und damit die Signalamplitude von SiPMs weist eine negativen Temperaturkoeffizienten auf. Bei einer Erhöhung der Raumtemperatur um 8 °C verkleinert sich die Verstärkung um einen Faktor von 8 °C $\cdot \frac{2.7 \cdot 10^4 \, ^\circ C^{-1}}{1.25 \cdot 10^6} = 17,28 \, \%$ (siehe Tabelle 4.1). Ist die Triggerschaltung beispielsweise vor einer Temperaturänderung auf eine Triggerschwelle von 200 mV (entsprechend 5 p.e.) eingestellt, und steigt die Temperatur nun um 8 °C an, so entspricht die Triggerschwelle danach 6 p.e.. Die gemessene Triggerrate

Abbildung 5.5: In diesem Diagramm ist die Messung der Temperatur T (oben) und der instantanen Zählrate N (unten) gegebüber der Zeit t dargestellt. Die garantierte Genauigkeit des Temperatursensors beträgt 0,5 °C[20].

wird durch einen Temperaturanstieg also kleiner.

Für die Messung dieses Effekts wurde ein Versuchsaufbau entwickelt, mit dem die Triggerrate der Triggerschlaltung und die Temperatur für einen längeren Zeitraum aufgezeichnet werden konnte. Die Klimaanlage im Labor sorgte dabei für eine periodische Temperaturänderung. Um eine entsprechend lange Messzeit zu erhalten wurde die Messung über Nacht durchgeführt. In Abbildung 5.5 ist der Temperaturverlauf und die instantane Zählrate gegenüber der Zeit aufgetragen. Wie erwartet sorgte die Klimaanlage für einen periodischen Temperaturverlauf. In den Phasen, in denen die Klimaanlage ausgeschaltet ist, steigt die gemessene Temperatur durch die Erwärmug des Labors an, bis sie einen Wert von 24 °C erreicht. Dann kühlt sie den Raum und damit die Versuchsanordnung innerhalb einer kurzen Zeit auf 21 °C herunter und schaltet sich ab. Auf den ersten Blick ändert sich die instantane Zählrate durch diese Temperaturschwankungen nicht. Eine weiter Analyse bestätigt dieses Ergebnis (siehe Abschnitt 6.3).

KAPITEL 6

Auswertung

6.1 Analoger Teil der Triggerschaltung - Dunkelspektrum eines SiPMs

Mit dem analogen Schaltungsteil der Triggerschaltung wurde unter Verwendung des Oszilloskops und des Rechners zur Datenaquisition das Dunkelspektrum eines SiPMs aufgenommen, dargestellt in Abbildung 6.1. Da auf Signale mit einer minimalen Amplitude von 20 mV (etwa 0,5 p.e.) getriggert wurde, entspricht der erste Peak von links in dem Spektrum einem Signal von 1 p.e.. Daran anschließend folgen die Peaks zu den Signalen von 2 p.e., 3 p.e. bis zu 7 p.e.. Die Häufigkeit der Signale fällt mit steigender Anzahl an Photoelektronen exponentiell ab, wie es für das Dunkelspektrum eines SiPMs zu erwarten ist. Nicht zu erwarten sind allerdings die vergleichsweise selteneren Signale mit einer Amplitude von (59 ± 5) mV und (103 ± 5) mV, die keinem Vielfachen von (42 ± 5) mV respektive 1 p.e. entsprechen. Sie können also nicht dem Signal eines Durchbruchs von N Zellen des SiPMs zugeordnet werden. Damit scheidet jede Form von Cross-Talk als Ursache aus. Auch kann es sich nicht um Effekte durch After-Pulses handeln, da ein After-Pulse nie ein Signal mit einer größeren Amplitude als der Amplitude des initialen Durchbruchs generieren kann. Auch in der Darstellung des zeitlichen Signalverlaufes (siehe Abbildung 5.1) sind diese Signale sichtbar. Somit ist die Ursache der Signale, welche diesen Peaks zugeordnet werden können, weiterhin unklar.

6.2 Digitaler Teil der Triggerschaltung - Charakterisierung der Triggerpulse

Die Triggerschaltung liefert an am Ausgang ein digitales Signal. In Abbildung 6.2 ist zu sehen, dass dieses Signal wie gewünscht genau dann den positiven Pegel besitzt, wenn beide Diskriminatoren ein positives Signal liefern.

6.3 Temperaturcharakteristik der SiPMs

Bei der Messung der instantanen Triggerrate für einen längeren Zeitraum konnte durch einen direkten Blick auf die Daten keine Abhängigkeit der Triggerrate von der Temperatur beobachtet werden. Um diesen Eindruck zu verifizieren, wurden für Temperaturintervalle von 0,06 °C die mittlere Rate berechnet (Binning). In Abbildung 6.3 ist die so ermittelte mittlere Rate gegenüber der Temperatur aufgetragen.

Abbildung 6.1: Dunkelspektrum eines SiPMs(S12571-050P). Der erste Peak bei (42 ± 5) mV entspricht 1 p.e. (Photoelektron-Equivalent), der nächste Peak bei (87 ± 5) mV entspricht 2 p.e., usw. Die ersten drei Hauptpeaks besitzen einen Nebenpeak mit einem konstanten Offset, auf die Herkunft dieses Peaks wird in Abschnitt 6.1 näher eingegangen

Die Triggerrate beträgt über den gesamten Temperaturbereich etwa (11 ± 1) Hz, mit einem minimalen abfallenden Trend. Die erwartete relative Änderung der Verstärkung beträgt bei der beobachteten Temperaturschwankung von 3 °C etwa

$$3 \,^{\circ}\mathrm{C} \cdot \frac{2.7 \cdot 10^4 \,^{\circ}\mathrm{C}^{-1}}{1.25 \cdot 10^6} = 6.48 \,\%.$$
(6.1)

(siehe Abschnitt 5.6). Diese Änderung ist zu klein, als dass man eine signifikante Änderung der Triggerrate hätte erwarten können.

Abbildung 6.2: Signalform des Ausgangs der beiden Diskriminatoren für SiPM2 und SiPM3 und des Ausgangs der Triggerschaltung. Die Triggerschaltung liefert ein HIGH-Signal, solange beide Diskriminatoren ein Signal liefern.

Abbildung 6.3: Der obere Graph stellt die mittlere Zählrate bei einer gegebenen Temperatur dar, der untere Graph ist ein Histogramm über die Anzahl der Messungen je Temperaturschritt. Die Breite der Temperaturintervalle entspricht der Messauflösung des Temperatursensors und beträgt 0,06 °C.

6.4 Zusammenfassung & Ausblick

Ziel dieser Arbeit war es, eine Triggerschaltung aufzubauen und zu testen. Diese soll in Kombination mit einem borbeschichteten Streifenszintillator als Zeitgeber im Bodelaire-Detektor eingesetzt werden, welcher das Prinzip der Zeitprojektionskammer für den hochaufgelösten Nachweis von Neutronen umsetzt. Im Bodelaire-Detektor werden zur Photonendetektion Silizium-Photomultiplier (SiPMs) eingesetzt. Dies macht aufgrund der hohen Dunkelrate von SiPMs den Einsatz einer Koinzidenzschaltung erforderlich. In der vorliegenden Arbeit konnte gezeigt werden, dass die dazu entwickelte Triggerschaltung den Anforderungen genügt. Diese Anforderung sind die Detektion von Einzelphotonen ab einer einstellbaren unteren Triggerschwelle und die darauf folgende Ausgabe eines schnellen Triggersignales bei zeitlichen Koinzidenz.

Desweiteren wurde ein Versuchsaufbau entwickelt, mit dem der Einfluss der Temperaturabhängigkeit der SiPMs auf die Triggerschaltung geprüft werden kann. Unter den vorliegenden Laborbedingungen konnte keine signifikante Abhängigkeit festgestellt werden, da es sich nur um kleine Temperaturschwankungen von zirka 3 °C handelte. Da dennoch der Bedarf einer aktiven Kompensation in anderen Arbeiten gezeigt wird[7], ist im Rahmen dieser Arbeit das Kommandozeilenprogramm iseg – ctl zur Änderung der Betriebsspannung entwickelt worden.

Bei der in dieser Arbeit verwendeten Version der Triggerschaltung ist die Wahl der Triggerschwelle über Drehpotentiometer möglich. In der kommenden Version werden diese durch digitale Potentiometer ersetzt. Dadurch wird die automatisierte Einstellung der Triggerschwelle und die Aufnahme von differenziellen Spektren (treshold-Scan) möglich. Desweiteren ist eine aktive Anpassung der Triggerschwelle in Abhängigkeit der Temperatur denkbar.

Über die Eignung für den Bodelaire-Detektor hinaus konnte gezeigt werden, dass diese Triggerschaltung Photonen aus einem Szintillatorblock mit eingeklebter WLS-Faser detektieren kann. Damit kann sie in einem weiteren Projekt, dem Röntgendetektor des CAST-Experiments[22], als Veto für kosmische Myonen verwendet werden.

Literatur

- M. Chadwick u. a., ENDF/B-VII.1 Nuclear Data for Science and Technology: Cross Sections, Covariances, Fission Product Yields and Decay Data, Nuclear Data Sheets 112 (2011) 2887, Special Issue on ENDF/B-VII.1 Library, ISSN: 0090-3752, URL: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S009037521100113X (siehe S. 3).
- M. Köhli u. a., Efficiency and spatial resolution of the CASCADE thermal neutron detector, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 828 (2016) 242, ISSN: 0168-9002, URL: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900216303722 (siehe S. 3, 7).
- [3] Saint-Gobain, Organic Scintillation Materials and Assemblies, 2016, URL: http://www.crystals.saintgobain.com/sites/imdf.crystals.com/files/documents/organics-brochure.pdf (siehe S. 3, 8).
- [4] Hamamatsu, MPPC (multi-pixel photon counter) S12571-025, -050, -100C/P, Cat. No.KAPD1042E04, 2015, URL: https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s12571-025_etc_kapd1042e.pdf (siehe S. 4, 12).
- [5] R. Newman, Visible Light from a Silicon p n Junction, Phys. Rev. 100 (2 1955) 700, URL: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.100.700 (siehe S. 4).
- P. Eckert, R. Stamen und H.-C. Schultz-Coulon, Study of the response and photon-counting resolution of silicon photomultipliers using a generic simulation framework, Journal of Instrumentation 7 (2012) P08011, URL: http://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/7/08/P08011/pdf (siehe S. 4).
- [7] L. S. Weinstock, Development of front-end electronics for detectors with SiPM readout, Masterarbeit: RWTH Aachen University Faculty of Mathematics, Computer Science und Natural Sciences, 2014, URL: https://www.rwth-aachen.de/global/show_document.asp?id=aaaaaaaaaltpfz (siehe S. 5, 27).
- [8] D. Nygren, "The Time Projection Chamber: A New 4pi Detector for Charged Particles", 1974 PEP summer study, Bd. C740805, 1974 58, URL: http://lss.fnal.gov/conf/C740805/p58.pdf (siehe S. 5).

- [9] Peggs, S. u. a., European Spallation Source Technical Design Report, Technical Design Report ESS, ESS-2013-001, ESS, 2013, URL: https://europeanspallationsource.se/sites/default/files/tdr.pdf (siehe S. 5).
- [10] X. Llopart u. a., *Timepix, a 65k programmable pixel readout chip for arrival time, energy and/or photon counting measurements*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **581** (2007) 485, VCI 2007, Proceedings of the 11th International Vienna Conference on Instrumentation, ISSN: 0168-9002, URL: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900207017020 (siehe S. 5).
- [11] M. Lupberger, The Pixel-TPC: first results from an 8-InGrid module, Journal of Instrumentation 9 (2014) C01033, URL: http://stacks.iop.org/1748-0221/9/i=01/a=C01033 (siehe S. 5).
- [12] M. Köhli, Persönliche Korrespondenz, 2017 (siehe S. 6).
- [13] Texas Instruments, LMH6609 900MHz Voltage Feedback Op Amp, 2013, URL: http://www.ti.com/lit/ds/symlink/lmh6609.pdf (siehe S. 14).
- [14] I. Rubinskiy, TLU 0.2c discriminator board, 2013, URL: https: //twiki.cern.ch/twiki/pub/MimosaTelescope/TLU/TLU_discboard_180913.pdf (siehe S. 15).
- [15] Maxim Integrated, Low-Cost, 7ns, Low-Power Voltage Comparators, 2005, URL: https://datasheets.maximintegrated.com/en/ds/MAX9201-MAX9203.pdf (siehe S. 15).
- [16] SN74AHC1G02 SINGLE 2-INPUT POSITIVE-NOR GATE, SCLS342M, Texas Instruments, 2014, URL: http://www.ti.com/lit/ds/symlink/sn74ahc1g02.pdf (siehe S. 15).
- [17] Textronix, Mixed-Signal-Oszilloskope MSO/DPO3000, 2016, URL: http://de.tek.com/oscilloscope/mso3000-dpo3000 (siehe S. 15).
- [18] Tektronix, MSO3000 and DPO3000 Series Digital Phosphor Oscilloscopes Programmer Manual, Revision C, 2012, URL: http://de.tek.com/bench-oscilloscopes/mso3000-dpo3000manual/mso3000-and-dpo3000-series-0 (siehe S. 15).
- [19] Arduino AG, Arduino Mega 2560, 2016, URL: https://www.arduino.cc/en/Main/ArduinoBoardMega2560 (siehe S. 16).
- [20] Maxim Integrated, DS18B20 Programmable Resolution 1-Wire Digital Thermometer, (2015), URL: https://datasheets.maximintegrated.com/en/ds/DS18B20.pdf (siehe S. 16, 21).
- [21] Hewlett Packard, HP 33120A Function Generator/Arbitrary Waveform Generator, 2002, URL: https://www.keysight.com/upload/cmc_upload/All/6C0633120A_USERSGUIDE_ ENGLISH.pdf (siehe S. 20).
- [22] C. Krieger, J. Kaminski und K. Desch, *InGrid-based X-ray detector for low background searches*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **729** (2013) 905, ISSN: 0168-9002 (siehe S. 27).

ANHANG A

Programmcode

A.1 Python3-Bibliothek zur Auslese eines Tektronix Oszilloskops

```
# Python3 library to readout a Tektronix Scope via Ethernet
# Copyright (C) 2017 Fabian P. Schmidt <fabian-schmidt(at)uni-bonn.de>
#
# This program is free software: you can redistribute it and/or modify
# it under the terms of the GNU General Public License as published by
# the Free Software Foundation, either version 3 of the License, or
# (at your option) any later version.
#
# This program is distributed in the hope that it will be useful,
# but WITHOUT ANY WARRANTY; without even the implied warranty of
# MERCHANTABILITY or FITNESS FOR A PARTICULAR PURPOSE. See the
# GNU General Public License for more details.
#
# You should have received a copy of the GNU General Public License
# along with this program. If not, see <http://www.gnu.org/licenses/>.
import socket
from io import StringIO, BytesIO
from time import sleep
import numpy as np
import logging
logger = logging.getLogger(__name__)
fetch_delay_time = 0.01
class gpib_ethernet:
    def __init__(self, address):
        self.socket = socket.create_connection(address)
```

```
def write (self, data):
        logger.debug("SEND: [}".format(data))
        return self.socket.send(data.encode('ASCII'))
    def read(self):
        return self.read_bin().splitlines()[0]
    def read_bin(self):
        buf = StringIO()
        while True:
            data = self.socket.recv(4096)
            buf.write(data.decode('ASCII'))
            if b'\n' in data: break
        message = buf.getvalue()
        logger.debug("RECV: ...{}".format(message))
        return message
    def set (self, command):
        self.write (command + " \setminus n")
    def get(self, command):
        self.write (command + "\n")
        sleep(fetch_delay_time)
        return self.read()
class my_scope:
    def __init__(self, address):
        self.scope = gpib_ethernet(address)
    def get_scale(self):
        y_0 = float(self.scope.get("WFMO:YZE?"))
       y_m = float(self.scope.get("WFMO:YMU?"))
        y_off = float (self.scope.get ("WFMO:YOF?"))
        return y_0, y_m, y_off
    def set_channel(self, number):
        assert (number in [1, 2, 3, 4])
        self.scope.set(":DATA:SOURCE_CH{:d}".format(number))
    def init_channel(self):
        self.set_channel(1)
        self.scope.set(":DATA:START_1")
        self.scope.set(":DATA:STOP_10000")
        self.scope.set(":DATA:ENCdg_ASCII")
```

```
self.scope.set(":DATA:WIDTH_1")
self.scope.set(":HEADER_0")

def get_waveform(self):
    self.scope.set(":CURVE?")
    data = self.scope.read_bin()
    curve = np.genfromtxt(BytesIO(data.encode('ASCII')), delimiter=',')
    return curve
```

A.2 Programm zur Aufzeichnung eines Pulshöhenspektrums

```
#!/usr/bin/env python3
import os
from datetime import datetime
import argparse
import numpy as np
import peakutils
import logging
from gpib_osci import my_scope
HOST = "tpcoszi02.physik.uni-bonn.de"
PORT = 4000
def get_minima(scope, count):
    scope.init_channel()
    minima = []
    last_sum = 0
    while (len(minima) < count):</pre>
        try:
            # Fetch waveform
            waveform = scope.get_waveform()
            # Reject duplicates
            waveform_sum = sum(waveform)
            if waveform_sum == last_sum:
                 print('Duplicate')
                 continue
            else :
                 last_sum = waveform_sum
            # Detect minima
            indexes = peakutils.indexes(waveform, thres=0.5, min_dist=1000)
```

```
if len(indexes) == 1:
                 minima.append(waveform[indexes[0]])
             else:
                 print("Pile -Up")
             print('{}_{{}'}}'.format(len(minima),
                                    list (waveform[index] for index in indexes)))
         except KeyboardInterrupt:
             print('')
             break
    return minima
def get_spectrum (minima):
    hist, bin_edges = np.histogram(minima, bins=256, range=(-127, 129))
    return hist, bin_edges
def save_scale(f, s):
    y_0, y_m, y_off = s
    f. write ("\#_{u}y_{u}=_{u}y_{0}+_{u}y_{m}=_{u}(byte_{u}-_{u}y_{0}ff) \setminus n")
    f. write ("\#_y_0 = \{ \} \setminus n". format (y_0))
    f. write ("\#_y_m_= \{ \} \setminus n". format (y_m))
    f. write ("\#_y off = \{ \} n". format (y_off))
def save_spectrum(f, spectrum):
        i = -127
        for x in spectrum:
             f.write("{}\t{}\n".format(i, x))
             i += 1
if __name__ == "__main__":
    parser = argparse. ArgumentParser(
              description = "Fetch_N_waveforms_from_oscilloscope"
                            "_and_save_a_spectrum.")
    parser.add_argument('N', type=int, help="requested_number_of_wavforms.")
    parser.add_argument("-v", "--verbose", help="increase_output_verbosity",
                          action="store_true")
    parser.add_argument('-O', '--out', type=argparse.FileType('w'),
                          help="An_optional_filename_of_the_output_file._By_"
                          "default_the_spectrum_is_written_in_the_current_"
                          "directory_as_ 'YYYYMMDD-HHMM. dat '. ")
    parser.add_argument('--comment', type=str, help="An_optional_"
                          "comment_string,_added_to_the_output_file.")
    args = parser.parse_args()
    if args.verbose:
```

```
logging.basicConfig(level=logging.DEBUG)
# Get data
scope = my_scope((HOST, PORT))
start time = datetime.now()
scale = scope.get_scale()
minima = get_minima(scope, args.N)
spectrum, bin_edges = get_spectrum(minima)
end_time = datetime.now()
# Choose output file name
if args.out:
    file_out = args.out.name
else:
    file_out = os.path.join(os.getcwd(),
                             start_time.strftime("%Y%m%d-%H%M.dat"))
# Save data
with open(file_out, 'w') as f:
    if args.comment:
        f. write ("\#_Comment:\n\#_{}\n". format(args.comment))
    f. write ("\#_Start:_{{}} n". format(start time))
    f.write("\#\_End: \_{}\n".format(end_time))
    save_scale(f, scale)
    save_spectrum(f, spectrum)
```

A.3 Firmware des Arduinos (Frequenzzähler&Temperatursensor)

```
#include <FreqCount.h>
#include <OneWire.h>
#include <DallasTemperature.h>
#define SERIAL_BAUD_RATE 57600
#define ONE_WIRE_BUS 3
#define GATE_INTERVAL 2000
OneWire oneWire(ONE_WIRE_BUS);
DallasTemperature temp_sensors(&oneWire);
void setup() {
    Serial.begin(SERIAL_BAUD_RATE);
    Serial.println("#_Arduino-based_SiPM_Readout_v0.2");
    Serial.print(GATE_INTERVAL);
```

```
Serial.print("_ms_\n");
  FreqCount.begin(GATE_INTERVAL);
  temp_sensors.begin();
}
double sum=0;
int count=0;
void loop() {
  if (FreqCount.available()) {
      const unsigned long time = millis();
      temp_sensors.requestTemperatures();
      const float temperature = temp_sensors.getTempCByIndex(0);
      const unsigned long count = FreqCount.read();
      Serial.print(time/1000);
      Serial.print(',');
      Serial.print(count);
      Serial.print(',');
      Serial.print(temperature);
      Serial.print('\n');
  }
}
```

Abbildungsverzeichnis

2.1	Modell des Bodelaire Detektors, bestehend aus mehreren Einzelzellen.[12] Bei den senkrechten Modulen handelt es sich um die Streifenszintillatoren, auf deren Innenseite sich eine ¹⁰ B-Beschichtung als Neutronenkonverter befindet. Das Gasvolumen zwischen den Szintillatoren ist die Zeitprojektionskammer, welche am oberen und unteren Ende durch je einen Timepix ausgelesen wird.	6
3.1	Querschnitt des geplanten Streifen-Szintillators mit ¹⁰ B-Beschichtung und Lichtleiter (modifiziert aus [2]). Ein Neutron konvertiert in der ¹⁰ B-Schicht, die Reaktionsprodukte (ein Li-7- und ein He-4-Kern) fliegen antiparallel (back-to-back) zueinander weg. Durch Stoßprozesse verlieren beide Ionen Energie bis sie den Szintillator respektive das Gasvo- lumen erreichen. Der Kern im Szintillator (hier ⁷ Li ³⁺) erzeugt Photonen, während der	
3.2	Kern im Gasvolumen (hier 'He ²⁺) eine Ionisationsspur hinterlässt	7
	Reflexions grad ρ das Ende des Lichtleiters erreicht	9
3.3	Analytisch berechnete Lichtleiteffizienz des Streifenszintillators in Abhängigkeit der Länge L für zwei verschiedene Lichtleiterdicken d . Es wurde ein Reflektionsgrad von $\rho = 95\%$ angenommen.	9
4.1	Bild des Szintillators mit eingeklebter WLS-Faser (rechts) und des SiPM2 (im Vorder- grund links)	11
4.2	Schematische Darstellung des verwendeten Versuchsaufbaus. Die SiPMs werden durch die Triggerschaltung mit Hochspannung versorgt und ausgelesen. Zur Aufnahme des Dunkelspektrums wurde das Oszilloskop verwendet (A), zur Aufnahme der Zählrate in	10
4.3	Abhangigkeit der Temperatur der Arduino (B)	13
4.4	und der Pulsdauer des ausgegebenen Signals.	13
4.4 4 5	Schaltnan mit Anschluss der Biasspannung an den SiPM und kapazitiver Auskopplung	14
т.Ј	des Signals; $C_{1,1}$ dient lediglich der Rauschunterdrückung	14
4.6	Schaltung des invertierenden Verstärkers; Der Eingang ist als MPPC_Signal_1, der	
	Ausgang als <i>CH</i> 1 markiert	14

4.7	Schaltung des Diskriminators; Mit dem Potentiometer <i>POT</i> 1 kann die Pulsdauer und damit die Zeitspanne zur Messung der Koinzidenz fein eingestellt werden, die Referenzspannung zur Einstellung der Triggerschwelle ist als <i>THR_CH</i> 1 markiert	15
4.8	Schaltbild der Koinzidenzschaltung; Die digitalen (invertierten) Signale der SiPMs sind mit <i>TRIG_CH1/TRIG_CH1</i> , das Ausgangssignal ist <i>TRIG_OUT</i> markiert	15
5.1	Signal des lichtdicht eingepackten SiPM3 bei einer Bias-Spannung von 64,5 V. Die oberste Kurvenschar entspricht dem Signal von 1 p.e., die Kurven darunter dem Signal von 2 p.e., usw. Es ist deutlich das Dunkelspektrum mit Cross-Talk und After-Pulsing zu erkennen. Zusätzlich dazu befinden sich zwischen den 1 p.e und 2 p.eSignalen Kurven, daren Harkunft im Abschrift 6 1 dieleutiert wird	17
5.2	Analoge Signalantwort von SiPM2 und SiPM3 auf einen $8\mu s$ langen LED-Lichtpuls, der	17
	über eine Glasfaser in den Szintillator eingekoppelt wurde	19
5.3	Analoges Signal des SiPM2 und SiPM3 und digitales Ausgangssignal der Triggerschal-	
	tung für ein Szintillationsereignis	19
5.4	Ganggenauigkeit f_a der Frequenzmessung des Arduino aufgetragen gegenüber der Fre-	• •
	quenz f_{in} des Signalgenerators	20
5.5	In diesem Diagramm ist die Messung der Temperatur T (oben) und der instantanen Zählrate N (unten) gegebüber der Zeit t dargestellt. Die garantierte Genauigkeit des	
	Temperatursensors beträgt 0,5 °C[20].	21
6.1	Dunkelspektrum eines SiPMs(S12571-050P). Der erste Peak bei (42 ± 5) mV entspricht 1 p.e. (Photoelektron-Equivalent), der nächste Peak bei (87 ± 5) mV entspricht 2 p.e., usw. Die ersten drei Hauptpeaks besitzen einen Nebenpeak mit einem konstanten Offset, auf die Herkunft dieses Peaks wird in Abschnitt 6.1 näher eingegangen	24
6.2	Signalform des Ausgangs der beiden Diskriminatoren für SiPM2 und SiPM3 und des Ausgangs der Triggerschaltung. Die Triggerschaltung liefert ein HIGH-Signal, solange	
	beide Diskriminatoren ein Signal liefern.	25
6.3	Der obere Graph stellt die mittlere Zählrate bei einer gegebenen Temperatur dar, der untere Graph ist ein Histogramm über die Anzahl der Messungen je Temperaturschritt.	
	Die Breite der Temperaturintervalle entspricht der Messauflösung des Temperatursensors	
	und beträgt 0,06 °C	26

Tabellenverzeichnis