

# Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit  
im Studiengang Physik  
vorgelegt von  
**Tobias Harion**  
aus **Lebach**  
Mai 2010



# Entwicklung eines hochauflösenden Zeitauslesesystems für Silizium-Photomultiplier

Die Diplomarbeit wurde von Tobias Harion  
ausgeführt am  
Kirchhoff-Institut für Physik  
unter der Betreuung von  
Herrn Prof. Dr. Hans-Christian Schultz-Coulon



## Zusammenfassung

Silizium-Photomultiplier (SiPM) sind neuartige Halbleiter-Photodetektoren, die durch ihre besonderen Eigenschaften, wie die geringe Größe, Insensitivität gegenüber Magnetfeldern und gute Zeitauflösung, bestehende Detektorsysteme verbessern können. Insbesondere Detektoren der Positronen-Emissions-Tomographie (PET) können von den Eigenschaften der SiPMs profitieren, da sich mit ihnen die Ortsauflösung und Sensitivität bestehender System verbessern lässt.

Diese Arbeit beschreibt die Entwicklung und den Aufbau eines modularen Auslesesystems für Zeitmessungen mit SiPMs, welches die gute Zeitauflösung dieser Sensoren für Messungen zugänglich macht. Durch den flexiblen Aufbau ist das System vielseitig anwendbar und wurde für die Auslese der Detektormodule eines PET-Prototypen eingesetzt, welcher SiPMs zur Auslese  $3 \times 3 \times 15 \text{ mm}^3$  großer Szintillator-Kristalle verwendet. Dabei wurden Untersuchungen zur Energie- und Zeitauflösung des Detektorsystems durchgeführt.

Die Ergebnisse zeigen, dass die angewandte Time-over-Threshold Methode mit einer Energieauflösung von 23 % für Koinzidenzmessungen geeignet ist. Die Zeitauflösung des Systems wurde mit unterschiedlichen Diskriminationsmethoden untersucht. Dazu konnte eine erste Version des STiC Chips verwendet werden, womit eine maximale Zeitauflösung von 600 ps erreicht wurde.

Ergänzend zum Auslesesystem wurden Messungen zur Temperaturabhängigkeit der SiPM-Verstärkung durchgeführt und eine aktive Kompensation basierend auf Spannungskorrekturen untersucht. Die Messungen zeigen, dass die Temperaturabhängigkeit mit dieser Methode bis auf eine relative Abweichung von 0,14 %/K stabilisiert werden kann.

## Abstract

Silicon-Photomultipliers (SiPM) are a novel type of photodetectors, with the potential to improve existing detector systems due to their special properties like small size, insensitivity to magnetic fields and good timing resolution. In particular, the spatial resolution and sensitivity of detector systems used in Positron-Emission-Tomography (PET) can be improved with SiPMs.

This thesis describes the development and construction of a modular readout system for time measurements with SiPMs, which allows to exploit the good time resolution of these sensors in measurements. The modular design makes the system appropriate for a variety of applications and was used as a readout system for the detector elements of a PET prototype consisting of SiPMs and  $3 \times 3 \times 15 \text{ mm}^3$  scintillating crystals. This setup was used to investigate the energy and time resolution of the detector system.

The results show that the used Time-over-Threshold method achieves an energy resolution of 23 % and is suitable for coincidence measurements. The temporal resolution of the system was studied using different discrimination methods. For this purpose, a first version of the STiC chip was available and achieved a temporal resolution of 600 ps.

Complementary to the readout system, the temperature dependence of the SiPM gain was measured and compensated by an active adjustment of the bias voltage. Measurements show, that this method can compensate the temperature dependence to a remaining deviation of 0.14 %/K.



---

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einführung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Einführung in die Positronen-Emissions-Tomographie</b>	<b>4</b>
2.1	Mögliche Fehlerquellen der Bildrekonstruktion . . . . .	6
2.2	Charakterisierung von Positronen-Emissions-Tomographen . . . . .	7
2.3	Ausnutzen der Signalzeiten in Positronen-Emissions-Tomographen . . . . .	10
<b>3</b>	<b>Teilchendetektion</b>	<b>12</b>
3.1	Wechselwirkungen von Teilchen und Strahlung mit Materie . . . . .	12
3.2	Szintillatoren . . . . .	20
3.3	Lichtdetektion . . . . .	23
<b>4</b>	<b>Methoden der Signalauslese</b>	<b>34</b>
4.1	Auslese und Verarbeitung von Detektorsignalen . . . . .	34
4.2	Der STiC Chip . . . . .	42
4.3	Testergebnisse . . . . .	48
<b>5</b>	<b>Der PET Prototyp</b>	<b>50</b>
5.1	Mechanischer Aufbau . . . . .	50
5.2	Auslese der Detektorsignale . . . . .	53
5.3	Datenverarbeitung . . . . .	58
5.4	Temperaturkompensation . . . . .	71
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>74</b>
<b>A</b>	<b>Installation des Auslesesystems</b>	<b>75</b>
A.1	Serielle Kommunikation . . . . .	75
A.2	Installation des Betriebssystems . . . . .	75
A.3	Das VME-Interface . . . . .	78
A.4	Ausleseprogramme für das V1290A TDC-Modul . . . . .	83
<b>B</b>	<b>Konfigurationsschnittstelle für STiC</b>	<b>86</b>
B.1	Steuerung der Konfiguration . . . . .	86
B.2	Kommunikation mit dem Labor-PC . . . . .	88
B.3	Kommunikation mit dem STiC Chip . . . . .	89
B.4	Graphische Benutzerschnittstelle . . . . .	91

# Einführung

Die Suche nach neuen elementaren Teilchen und Antworten auf die Frage, woraus unser Universum besteht haben in der Teilchenphysik zu Experimenten mit immer höherer Komplexität und Teilchenenergie geführt. Die eingesetzten Konzepte für die Teilchendetektion haben sich dabei mit den wachsenden Ansprüchen der physikalischen Experimente weiterentwickelt. Mit dem Start des *Large Hadron Colliders* (LHC) am CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) hat die neueste Detektorgeneration ihren Betrieb aufgenommen. Der LHC ist ein Ringbeschleuniger, welcher Protonen bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 14$  TeV zur Kollision bringt und somit als erster Ringbeschleuniger Einblicke in die Physik auf der Tera-skala gibt. Die Ereignisse bei diesen hohen Energien sollen, neben der Suche nach dem Higgs-Teilchen, auch die Existenz weiterer Teilchen prüfen, welche von Theorien wie zum Beispiel der Supersymmetrie vorhergesagt werden. Die physikalischen Prozesse, die dabei ablaufen, können sehr komplex sein und stellen daher sehr hohe Anforderungen an die Detektoren.

Da für die Teilchenkollisionen in den LHC-Experimenten Hadronen verwendet werden, ist die Genauigkeit, mit der die Ereignisse gemessen werden können, eingeschränkt. Bei den Kollisionen wechselwirken die Partonen der Teilchen, sodass keine vollständigen Informationen über den Anfangszustand der einzelnen Kollisionen zur Verfügung stehen. Zudem entsteht durch die stark wechselwirkenden Quarks und Gluonen ein großer QCD-Untergrund. Diese Einschränkungen der Messgenauigkeit treten bei Leptonbeschleunigern nicht auf. Sie erlauben es, den Anfangszustand mit hoher Genauigkeit festzulegen und besitzen keinen QCD-Untergrund, weshalb für die Präzisionsvermessungen der Entdeckungen des LHC Experiments ein Leptonbeschleuniger geplant ist.

Das für diesen Zweck entworfene Projekt ist der *International Linear Collider* (ILC). Anders als bei LHC handelt es sich bei ILC um einen Linearbeschleuniger, welcher Elektronen und Positronen bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 200$  GeV bis  $\sqrt{s} = 500$  GeV mit hoher Luminosität zur Kollision bringen soll. Die Planung des ILC sieht zusätzlich ein Upgrade vor, welches die Schwerpunktsenergie auf  $\sqrt{s} = 1$  TeV erhöhen soll.

Um die bei den Teilchenkollisionen stattfindenden physikalischen Ereignisse mit einer hohen Präzision messen zu können, müssen auch die Detektoren als Präzisionsmaschinen entwickelt werden. Diese müssen die Teilchenspuren und den Typ der Teilchen sehr exakt messen können. Die Komponenten des ILC-Detektors wurden deshalb mit dem Ziel entworfen, eine Energieauflösung von  $30\%/\sqrt{E_{\text{jet}}}$  zu erreichen.  $E_{\text{jet}}$  ist dabei die Energie des hadronisierenden Teilchenstrahls. Diese Auflösung für Jets wäre damit um einen Faktor 2 besser als die bisheriger Detektorsysteme.

Um dieses Ziel zu realisieren untersucht die *CALICE* (Calorimeter for the ILC) Kollaboration den Einsatz eines Kalorimeters mit einer hohen Granularität. Durch die feine Segmentierung wird der Einsatz einer neuen Rekonstruktionsmethode, der Particle-Flow-Ansatz, ermöglicht. Particle-Flow-Algorithmen erlauben es, die Informationen aus den Teilchenspuren mit denen des Kalorimeters zu kombinieren. Den Teilchenspuren in den Kalorimetern können so die Teilchenidentitäten zugeordnet werden und für jedes erkannte Teilchen die Energiemessung mit der höchsten Auflösung gewählt werden.

Hadronische Kalorimeter bestehen typischerweise aus einer Samplingstruktur. In dieser Struktur wechseln sich eine passive Absorberschicht aus einem Material mit hoher Dichte mit einer Schicht aus aktivem Szintillationsmaterial für den Teilchennachweis ab. Das Szintillationslicht wird dabei von Photodetektoren, wie zum Beispiel Photomultipliern, ausgelesen.

Herkömmliche Photomultiplier sind durch ihre Größe für die Auslese des hochgranularen hadronischen Kalorimeters nicht geeignet. Stattdessen kommen moderne Halbleiter-Photodetektoren, sogenannte Silizium-Photomultiplier (SiPM) zum Einsatz. Diese Detektoren sind aufgrund ihrer kompakten Bauform, Insensitivität gegenüber Magnetfeldern und der hohen Verstärkung bestens für den Einsatz in einem Kalorimeter geeignet.

Die Detektortechnik findet nicht nur in der Teilchenphysik Anwendung, sondern wird auch in Bereichen des alltäglichen Lebens eingesetzt. Bestandteile der Detektortechnologie finden sich in den bildgebenden Verfahren der medizinischen Diagnostik wieder, zum Beispiel in *Magnetresonanz-* (MRT), *Computer-* (CT) und *Positronen-Emissions-Tomographen* (PET). So sind SiPMs aufgrund ihrer besonderen Eigenschaften prädestiniert für den Einsatz in der Positronen-Emissions-Tomographie. Wie auch das hadronische Kalorimeter von den Eigenschaften der SiPMs profitiert, können die geringe Größe und Insensitivität gegenüber Magnetfeldern dazu beitragen PET-Scanner zu verbessern. Eine Kombination von MRT- und PET-Scanner scheiterte bislang an den Photomultiplier-Röhren, welche durch ihren Aufbau aus Dynoden in den hohen Magnetfeldern des Magnet-Resonanz-Tomographen nicht verwendet werden können. Eine Kombination der beiden Verfahren bietet den Vorteil simultaner unterschiedlicher Einblicke in den Körper.

Eine besondere Eigenschaft der SiPMs ist ihre gute Zeitauflösung, welche in vielen unterschiedlichen Detektorsystemen eingesetzt werden kann. In den Detektoren eines Teilchenbeschleunigers lässt sich die Zeitinformation dazu verwenden, die Detektorsignale den Kollisionen der einzelnen Teilchenpakete zuzuordnen. Besonders bei Beschleunigern mit sehr kurzen zeitlichen Abständen zwischen den Teilchenpaketen, wie es zum Beispiel bei dem vorgeschlagenen Compact Linear Collider (CLIC) vorgesehen ist, ist eine hohe Zeitauflösung wichtig um physikalische Ereignisse aus Teilchenkollisionen von Untergrundereignissen trennen zu können. Desweiteren können die Zeitinformationen in den Rekonstruktionsalgorithmen der Detektoren, wie dem Particle-Flow-Algorithmus, verwendet werden um diese zu verbessern.

In einem PET-Detektor eröffnet der Einsatz von SiPMs durch die gute Zeitauflösung eine weitere Dimension für die Bildrekonstruktion. Bei einer zeitlichen Auflösung der Signalzeiten von wenigen hundert Picosekunden kann die Sensitivität der PET-Scanner wesentlich verbessert werden, wodurch weniger radioaktives Material für die Untersuchungen benötigt wird.

---

Neben den Kosten für eine Untersuchung wird dadurch vor allem die Strahlenbelastung für den Patienten verringert.

Im Rahmen der hier vorgestellten Arbeit wurde ein hochauflösendes Auslesesystem für Zeitmessungen mit SiPMs entwickelt, welches die gute Zeitauflösung dieser Photodetektoren für Messungen zugänglich macht. Das System wurde erstmals als Auslesesystem eines PET-Prototypen eingesetzt, welcher Silizium-Photomultiplier zur Auslese schneller Szintillatorkristalle verwendet. Mit dem Auslesesystem wurden Messungen zur Energie und Zeitauflösung dieses PET-Detektors durchgeführt.

# Einführung in die Positronen-Emissions-Tomographie

Die *Positronen-Emissions-Tomographie* (PET) ist ein nichtinvasives bildgebendes Verfahren der Nuklearmedizin. Der Einsatz von PET-Scannern erlaubt es, die Verteilung eines sogenannten Tracermoleküls im Körper des Patienten darzustellen. Verwendet man für den Tracer Glukose oder eine andere Substanz, welche am Stoffwechsel des Körpers teilnimmt, so lassen sich die Stoffwechselfunktionen des Körpers mit dieser Methode beobachten. Bei der Suche nach Krebszellen macht dies die Positron-Emissions-Tomographie zu einem sehr wichtigen Werkzeug.

Die Informationen für die Bildrekonstruktion werden aus dem  $\beta^+$ -Zerfall eines radioaktiven Nukleids, welches in das Tracermolekül eingebaut wird, gewonnen.

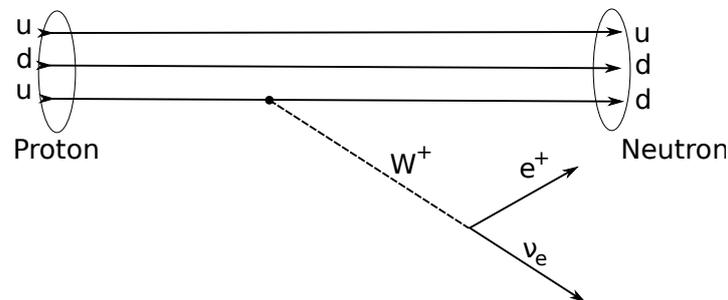


Abbildung 2.1:  $\beta^+$ -Zerfall eines Protons

Wie man aus dem Feynmandiagramm (Abbildung 2.1) des  $\beta^+$ -Zerfalls sehen kann, ist der Endzustand ein Dreikörpersystem, bestehend aus dem Positron, einem Elektronneutrino und dem zurückbleibenden Kern:

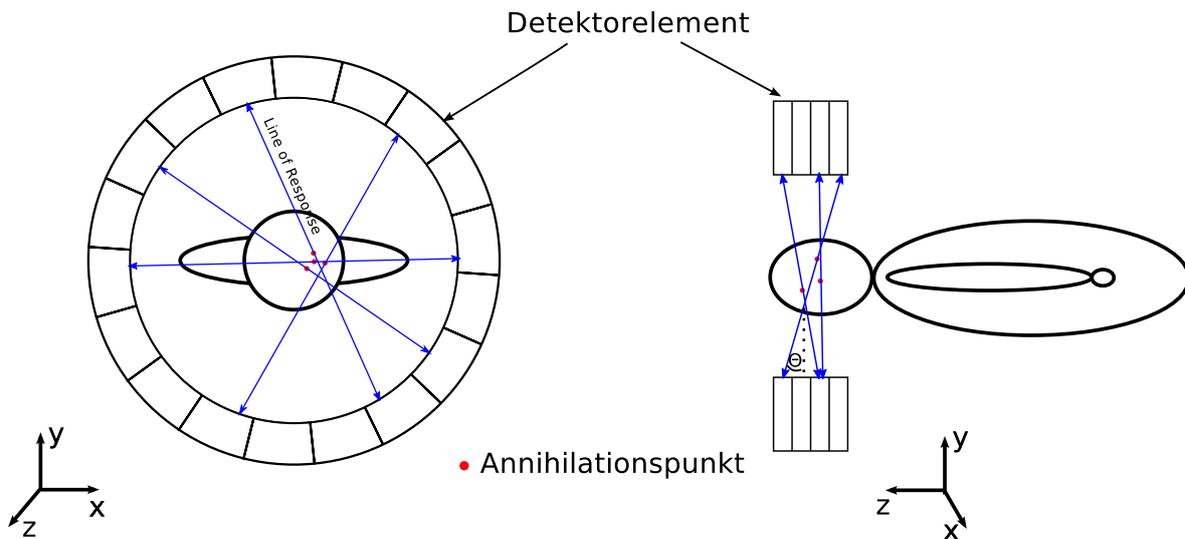


Die maximale kinetische Energie, welche bei diesem Zerfall auf das Positron übertragen wird, kann anhand der Massen der Zerfallsprodukte gemäß

$$E_{\max} = (m({}^A X) - m({}^A Y) - 2m_e) \cdot c^2 \quad (2.2)$$

berechnet werden.

Das freie Positron gibt diese kinetische Energie im umliegenden Gewebe des Patienten ab und wird dadurch abgebremst, bis es schließlich mit einem Elektron annihiliert. Dabei entstehen



**Abbildung 2.2:** Bildung der Lines-of-Response anhand der detektierten Annihilationsphotonen

auf Grund der Impulserhaltung zwei Photonen mit einer Energie von jeweils 511 keV, die sich in entgegengesetzte Richtungen fortbewegen müssen.

Der Detektor eines Positronen-Emissions-Tomographen besteht im einfachsten Fall aus einem Ring, welcher mit Hilfe von Szintillatoren und Photodetektoren die beiden Annihilationsphotonen detektieren kann. Die Szintillatoren werden dabei für die Umwandlung der  $\gamma$ -Photonen in sichtbares Licht, welches mit Hilfe von Photomultipliern gemessen werden kann, benötigt.

Werden zwei Annihilationsphotonen innerhalb eines Zeitfensters von wenigen Nanosekunden in zwei unterschiedlichen Detektorelementen gemessen, so werden diese zu einem Koinzidenzereignis zusammengefasst. Der Ursprungsort der beiden Photonen muss auf einer Verbindungslinie zwischen den beiden Detektorelementen liegen. Diese Verbindungslinie wird als *Line-of-Response* (LoR) bezeichnet (Abbildung 2.2). Für die Bildrekonstruktion werden von dem PET-Detektor viele Koinzidenzereignisse aufgezeichnet. Gebiete, in denen sich viele Schnittpunkte der LoRs befinden, deuten auf eine erhöhte Konzentration des Tracerstoffes und damit auf Regionen mit verstärktem Metabolismus hin.

Die Datenaufnahme für die Bildrekonstruktion kann im Wesentlichen in zwei Methoden unterteilt werden:

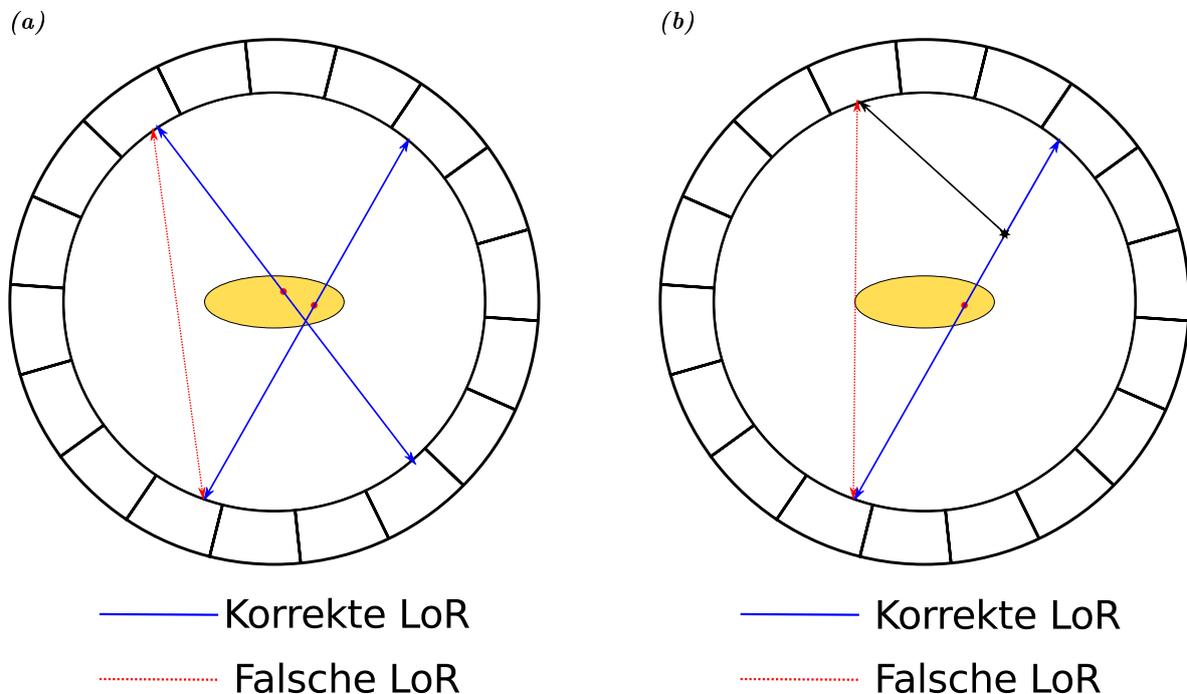
- Bei der 2D-Rekonstruktion werden nur Ereignisse mit einem polaren Winkel  $\theta = 0$  aufgenommen. Die dreidimensionale Abbildung des Metabolismus lässt sich aus den 2D-Aufnahmen für verschiedene z-Koordinaten gewinnen.
- Bei der 3D-Rekonstruktion sind die registrierten Ereignisse nicht auf die Ebene mit  $\theta = 0$  beschränkt. Die zusätzlichen Ereignisse aus Ebenen mit  $\theta \neq 0$  führen zu einer höheren Ereignisrate des Scanners bei gleichbleibender Dosis. Obwohl sich die Sensitivität des Scanners damit erhöht hat, bedeutet der größere Öffnungswinkel auch einen Anstieg in

der Zahl der falschen Koinzidenzbildungen, welche in dem folgenden Abschnitt beschrieben werden.

Die Ortsauflösung der Bildrekonstruktion in klinischen PET-Detektoren liegt im Bereich von 4 mm bis 6 mm. Sie wird beschränkt durch die Reichweite der Positronen im Gewebe des Patienten und durch den Restimpuls des annihilierenden Elektron-Positron-Paares, welcher die Kolinearität der Annihilationsphotonen stört.

## 2.1 Mögliche Fehlerquellen der Bildrekonstruktion

Die Kriterien für eine Koinzidenz werden nicht ausschließlich von den Annihilationsphotonen erfüllt. Viele der Ereignisse, welche als Koinzidenzen registriert werden, sind unerwünscht, da sie von Ereignissen stammen, welche nicht auf den Annihilationpunkt der Photonen zurückschließen lassen und dadurch zum Untergrund der Bildrekonstruktion beitragen. Eine der Herausforderungen heutiger PET Scanner ist es, solche Untergrundereignisse effizient von wahren Koinzidenzen zu unterscheiden.



**Abbildung 2.3:** Mögliche Fehlerquellen bei der Bildung der Lines-of-Response; (a) Zufällig Koinzidenz; (b) Gestreute Koinzidenz

### 2.1.1 Zufällige Koinzidenzen

Eine zufällige Koinzidenz kann auftreten, wenn zwei Kerne innerhalb eines kurzen Zeitraums zerfallen. Die vier Photonen, welche aus der Annihilation der zwei Positronen resultieren, können innerhalb des Koinzidenzzeitfensters auf den Detektorring treffen und lassen sich nicht eindeutig zu Koinzidenzen zuordnen (Abbildung 2.3a). Werden zwei Photonen unterschiedlicher Annihilationen zu einer Koinzidenz zusammengefasst, so steht die hieraus gebildete Line-of-Response nicht mehr mit den Zerfallsorten des Nuklids in Zusammenhang.

Die Rate mit der diese zufälligen Koinzidenzen zwischen zwei Detektorelementen auftreten ist abhängig von der Aktivität des Tracers. Für zwei Elemente A und B lässt sie sich berechnen zu [14]:

$$R_{AB} = 2\tau N_A N_B \quad (2.3)$$

Hierbei bezeichnet  $\tau$  das Koinzidenzzeitfenster und  $N_A$ ,  $N_B$  die Ereignisraten der Detektorelemente A und B.

### 2.1.2 Gestreute Koinzidenzen

Eine gestreute Koinzidenz ist das Resultat von Comptonstreuung der Annihilationsphotonen in der Materie. Das gestreute Photon wird von seiner ursprünglich kollinearen Bahn mit dem zweiten Annihilationsphoton abgelenkt, trifft jedoch innerhalb des Koinzidenzzeitintervalls auf den Detektorring (Abbildung 2.3b). Da sich die Annihilationsphotonen nach der Streuung nicht mehr kollinear voneinander fortbewegen, ist die aus ihnen gebildete Line-of-Response nicht mehr mit dem Annihilationspunkt korreliert.

Die gestreuten Photonen verlieren bei der Comptonstreuung Energie und lassen sich daher, bei guter Energieauflösung des Detektors, von den ungestreuten 511 keV Photonen unterscheiden. Die Energiemessung der Photonen wird deshalb verwendet, um in der Koinzidenzlogik die Streukoinzidenzen herauszufiltern.

## 2.2 Charakterisierung von Positronen-Emissions-Tomographen

PET Systeme können sich in vielen Punkten unterscheiden. Beginnend bei der Wahl der verwendeten Szintillatoren, bis hin zu den verwendeten Bildrekonstruktionsalgorithmen, existieren viele verschiedene Realisierungsmöglichkeiten. Um die Leistung von Positronen-Emissions-Tomographen untereinander zu vergleichen werden daher verschiedene Bestimmungsgrößen verwendet, welche in diesem Abschnitt beschrieben werden.

### 2.2.1 Ortsauflösung

Die Ortsauflösung eines Detektors gibt die kleinstmögliche Einheit an, mit der ein Objekt aufgelöst werden kann. Sie kann über die Breite der Verteilung bestimmt werden, die eine

punktförmige Probe aufweist, deren Ausmaße kleiner sind als die erwartete Auflösung, wenn sie von dem System abgebildet wird. Nach dem  $\beta^+$ -Zerfall des Kerns bewegt sich das Positron durch die Materie, bevor es mit einem Elektron annihiliert. Der überschüssige Impuls des Positrons bei der Annihilation bewirkt, dass die beiden entstehenden Photonen sich nicht exakt kollinear voneinander fortbewegen. Diese zwei Effekte beschränken die Ortsauflösung und können nicht durch bessere Detektoren verringert werden. Zu den Eigenschaften des PET Systems, welche die Ortsauflösung beeinflussen zählen:

- der Abstand zwischen den Detektormodulen,
- die Granularität des Detektors,
- der verwendete Szintillator,
- die Zahl der aufgenommenen Ereignisse,
- sowie die verwendete Bildrekonstruktionsmethode.

### 2.2.2 Energieauflösung

Die Energieauflösung ist die Präzision mit welcher die Energie der in den Detektorelementen eintreffenden Photonen gemessen werden kann. Sie wird vor allem von dem verwendeten Szintillator festgelegt. Ein Szintillator mit einer geringeren Lichtausbeute weist eine größere statistische Ungenauigkeit auf und dadurch eine geringere Energieauflösung.

Abbildung 2.4 zeigt die schematische Darstellung des Energiespektrums einer radioaktiven Quelle. Der Breite des Photon-Peaks dient als Referenz für die Bestimmung der Energieauflösung. Meist wird die Breite bei halber Höhe (engl.: Full Width at Half Maximum; FWHM) als Wert für die Auflösung angegeben.

Eine gute Energieauflösung erlaubt der Koinzidenzmessung, gestreute Photonen anhand ihrer Energie von ungestreuten 511 keV Photonen zu trennen und somit die Fehlerrate durch Streukoinzidenzen zu minimieren.

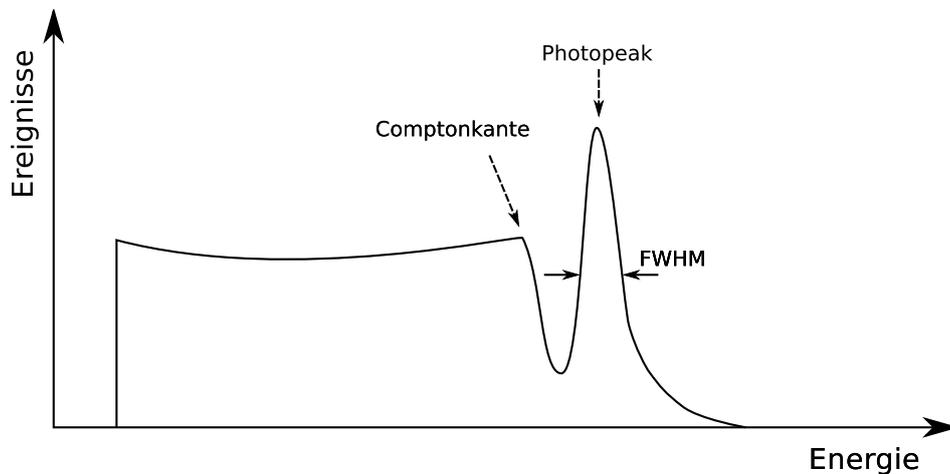


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung des Energiespektrums einer radioaktiven Quelle

### 2.2.3 Zählrate und Detektorsensitivität

Ein weiterer Bestimmungsfaktor für die Leistung eines PET-Systems ist die Zählrate der Koinzidenzen. Die Totzeit des Systems nach dem Eintreffen eines Photons in einem Detektorelement begrenzt dabei die mögliche Rate an aufgezeichneten Koinzidenzen. Sie wirkt sich wesentlich auf die effektive Sensitivität des Systems aus und dadurch auf die Aufnahmedauer, die für einen PET-Scan benötigt wird. Um die Zählraten der unterschiedlichen PET-Architekturen zu vergleichen wird häufig die *Noise Equivalent Count Rate* (NECR) als Bewertungskriterium verwendet. Die NECR gibt die Zählrate an, welche zu dem gleichen Signal-Untergrund Verhältnis führt wie die beobachtete Zählrate, wenn Streu- und Zufallskoinzidenzen nicht auftreten. Sie ist formal definiert als [35]:

$$\frac{\text{NECR}}{T} = \frac{T}{T + S + 2R} \quad (2.4)$$

Dabei ist  $T$  die Rate der wahren Koinzidenzen (Trues),  $S$  die Rate der Streukoinzidenzen (Scatter) und  $R$  die Rate der Zufallskoinzidenzen (Randoms).

Unter der Sensitivität eines Positronen-Emissions-Tomographen versteht man die Rate der Koinzidenzen, die das System bei einer radioaktiven Quelle bekannter Aktivität aufzeichnet. Die Sensitivität eines PET Detektors ist eine seiner wichtigsten Eigenschaften, da sie die Bildqualität und Aufnahmedauer bestimmt. Die *absolute Sensitivität* lässt sich durch Messen einer radioaktiven Quelle bestimmen, welche von Aluminiumummantelungen unterschiedlicher Dicke abgeschirmt wird. Aus der Extrapolation der aufgezeichneten Zählraten bei verschiedenen Abschirmungen kann die absolute Sensitivität  $C_{\text{abs}}$  bestimmt werden. Durch Streu- und Zufallsereignisse, sowie die Totzeit der Detektorelemente ist die *effektive Sensitivität*  $C_{\text{eff}}$  deutlich geringer als die absolute Sensitivität.  $C_{\text{eff}}$  bezeichnet die Rate der wahren Koinzidenzen – Koinzidenzen welche nicht aus Streu- oder Zufallsereignissen gebildet werden – pro Zeiteinheit für eine radioaktive Quelle mit einer bestimmten Aktivität. Um dies zu quantifizieren lässt sich die effektive Sensitivität anhand der NECR mit der gemessenen absoluten Sensitivität verknüpfen [14]:

$$C_{\text{eff}} = \frac{\text{NECR}(a)}{T_{\text{ideal}}(a)} \cdot C_{\text{abs}} \quad (2.5)$$

$T_{\text{ideal}}$  ist die Rate der wahren Koinzidenzen. Sie ist, wie auch die NECR, abhängig von der Aktivität in dem untersuchten Körper.

PET-Scanner mit einer höheren Sensitivität benötigen eine geringere Menge des radioaktiven Tracerstoffes für die Bildrekonstruktion, wodurch die Strahlenbelastung für den Patienten verringert wird. Da der Tracer eine geringe Halbwertszeit besitzt wird er für jede Anwendung erneut hergestellt. Eine höhere Sensitivität bedeutet damit auch niedrigere Kosten für den Betrieb des PET-Systems.

## 2.3 Ausnutzen der Signalzeiten in Positronen-Emissions-Tomographen

Die Auftreffzeiten der Photonen werden bei Positronen-Emissions-Tomographen für die Zuordnung der Photonen zu Koinzidenzen in einem bestimmten Zeitfenster verwendet. Die benötigte Größe des Zeitfenster wird dabei von dem Durchmesser des Detektorrings und der Auflösung der Zeitmessung bestimmt. Ist die Auflösung ausreichend hoch, lässt sich das verwendete Koinzidenzzeitfenster verringern, wodurch weniger zufällige Koinzidenzen auftreten. Dies erhöht die Sensitivität des Tomographen. Auch in der Bildrekonstruktion lassen sich die Zeitinformationen der Signale ausnutzen. Bei einer Auflösung von weniger als 1ns besteht zusätzlich die Möglichkeit, anhand der Zeitinformationen einen Flugzeit-Positronen-Emissions-Tomographen zu realisieren.

### 2.3.1 Time-of-Flight in PET

Ein Flugzeit- oder *Time-of-Flight*-PET (ToF-PET) System verwendet die Zeitinformation der Photonen um auf ihren Entstehungsort entlang der aus ihnen gebildeten Line-of-Response zurückzuschließen. Abbildung 2.5 zeigt das Prinzip der Flugzeitmessung. Die Annihilation findet in diesem Fall im Abstand  $d_1$  vom Mittelpunkt der beiden Detektorelemente, welche die Photonen registrieren, statt. Dadurch trifft das Photon an Element B des Detektor um  $dT = \frac{d_1}{c}$  verzögert zum Photon an Element A ein. Der Abstand  $d_1$  kann somit durch eine Messung der Zeitdifferenz über den Zusammenhang  $d_1 = c \cdot dT$  bestimmt werden.

Bereits zu Beginn der Entwicklung von PET-Systemen wurde dieses Prinzip der Time-of-Flight-Tomographie untersucht, fand jedoch aufgrund der zu geringen Zeitauflösung damaliger Systeme keine Anwendung, sodass die Entwicklung dieser Methode vernachlässigt wurde. Mit

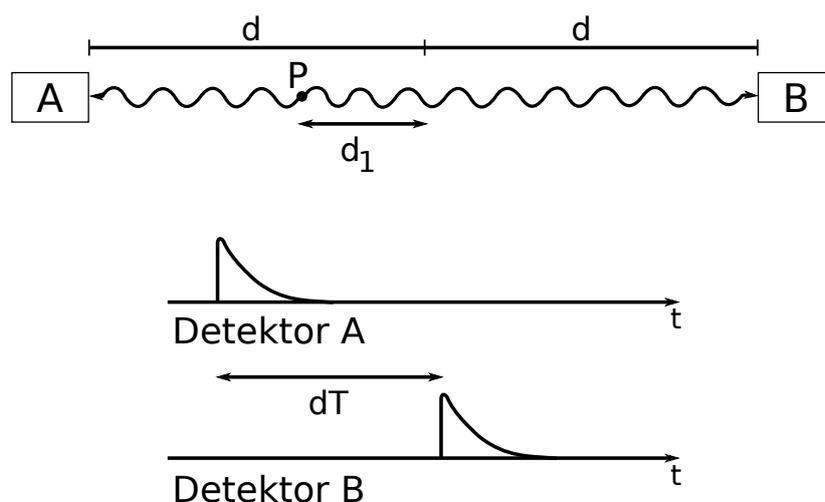


Abbildung 2.5: Ortsrekonstruktion bei der Flugzeitmessung in einem Positronen-Emissions-Tomographen

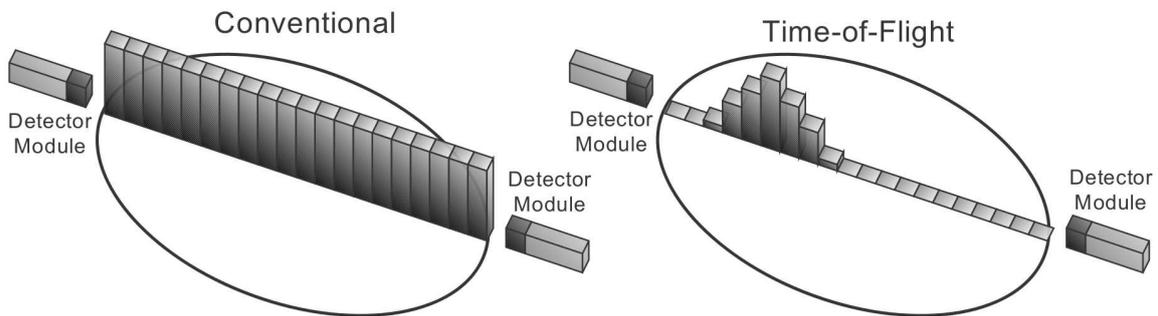
Hilfe neuartiger Photodetektoren wie den Silizium-Photomultipliern und schnellen Szintillatorkristallen ist es heute möglich, das Flugzeit-Prinzip in der Positron-Emissions-Tomographie zu realisieren [21].

### 2.3.2 Verbesserungen durch Time-of-Flight Messungen

Das Flugzeit-Prinzip bietet keine direkte Verbesserung in der Ortsauflösung. Um eine Ortsrekonstruktion zu erreichen, welche vergleichbar ist mit heutigen klinischen PET-Systemen, müsste die Zeitmessung der Photonen eine Genauigkeit von weniger als 16ps aufweisen.

Der große Vorteil der Flugzeitmessungen zeigt sich in der Verbesserung der Sensitivität des Detektorsystems. Abbildung 2.6 verdeutlicht die Unterschiede bei der Rekonstruktion zwischen herkömmlichen PET-Systemen und einem ToF-PET. Die herkömmliche Rekonstruktionsmethode gewichtet alle Positionen entlang der LoR gleichmäßig, während die Flugzeitmethode die Positionen gemäß der Wahrscheinlichkeitsverteilung der Annihilationsposition entlang der Linie gewichtet. Bereits eine Zeitauflösung von 500ps ermöglicht dadurch eine Reduktion der Varianz des Untergrundes um 80% [35].

Der in dieser Arbeit vorgestellte PET-Prototyp ermöglicht die Implementierung einer Flugzeitmessungen. Mit Hilfe der entwickelten Auslese wurden zudem Messungen zur Zeitauflösung des Systems durchgeführt.



**Abbildung 2.6:** Flugzeitmessungen in der Positronen-Emissions-Tomographie: Durch die zusätzliche Zeitinformation lässt sich der Untergrund deutlich verringern und somit die Sensitivität des Systems erhöhen [35]

# Teilchendetektion

Hochenergetische Teilchen und Photonen, wie die in der Positronen-Emissions-Tomographie verwendeten Photonen aus der Positronannihilationen, lassen sich ausschließlich über ihre Wechselwirkungen mit Materie nachweisen. Die Interaktionen der Teilchen in dem Medium sind dabei spezifisch für die Teilchenart, so unterscheiden sich die Wechselwirkungen geladener Teilchen von denen ungeladener Teilchen. Dabei lässt sich im Grunde jede Interaktion als Detektionsprinzip ausnutzen, weshalb eine Vielzahl an möglichen Detektorarten für Teilchen und Strahlung existiert. Für die Detektion eines bestimmten Teilchens können zudem in verschiedenen Energiebereichen unterschiedliche Interaktionsprozesse relevant sein, wodurch sich die Detektoren weiter differenzieren.

Im Gegensatz zu früheren Teilchendetektoren, welche die Teilchenwechselwirkungen mit Materie ausgenutzt haben um eine optische Messung zu ermöglichen, wie zum Beispiel bei Nebel- oder Funkenkammern, nutzen moderne Detektoren fast ausschließlich die Wechselwirkungen um ein elektrisches Signal zu erzeugen. Dadurch lässt sich die Rate der aufgezeichneten Ereignisse wesentlich erhöhen und gleichzeitig die Auflösung in Bereichen wie der Zeitauflösung verbessern. Der vorgestellte PET-Prototyp nutzt Szintillatoren um die hochenergetischen Photonen in sichtbare Lichtpulse umzuwandeln. Um dieses Licht in ein elektrisches Signal umzuwandeln werden spezielle Lichtdetektoren, sogenannte Silizium-Photomultiplier eingesetzt, deren Signale von einem Auslesesystem aufgenommen und automatisch ausgewertet werden.

In diesem Kapitel werden zunächst die Wechselwirkungen geladener Teilchen und Photonen mit der Materie untersucht und anhand von Szintillatoren eine mögliche Art der Teilchendetektion vorgestellt. Anschließend werden die Konzepte zur Photondetektion behandelt und die in dieser Arbeit verwendeten Silizium-Photomultiplier eingehender betrachtet.

## 3.1 Wechselwirkungen von Teilchen und Strahlung mit Materie

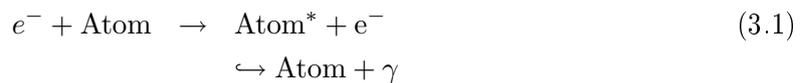
Der indirekte Nachweis von geladenen Teilchen und Strahlung basiert auf der Produktion von Sekundärteilchen in Wechselwirkungsprozessen mit der Materie, welche für Messungen zugänglich sind. Photonen und geladene Teilchen deponieren ihre Energie in der Materie dabei in unterschiedlichen Prozessen.

### 3.1.1 Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie

Geladene Teilchen können ihre kinetische Energie in der Materie durch Ionisation und Anregung der in den Atomen gebundenen Elektronen verlieren. Neben diesen Stößen mit Elektronen können sie zudem in den Coulombfeldern der Kerne und Elektronen gestreut werden oder Bremsstrahlung emittieren. Diese Prozesse werden im Folgenden genauer betrachtet.

#### Anregung und Ionisation

Durch elektromagnetische Wechselwirkungen mit den Elektronen der Atome können geladene Teilchen die Atome eines Mediums ionisieren oder in einen angeregten Zustand versetzen. Ein angeregter Zustand zerfällt anschließend wieder in den Grundzustand, wobei die Anregungsenergie in Form von Lumineszenz abgestrahlt oder als Phononen an das Gitter des Festkörpers abgegeben wird. Anregungsprozesse wie



führen zu Photonemissionen mit niedriger Energie und werden in Szintillatoren ausgenutzt um Teilchen nachzuweisen (siehe Abschnitt 3.2). Schwere geladene Teilchen, wie zum Beispiel Kerne, verlieren ihre Energie hauptsächlich durch Ionisation. Der Energieverlust pro Wegstrecke eines Teilchens wird dabei durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben[16]:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left( \ln \frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right) \quad (3.2)$$

Dabei bezeichnet

- $z$  die Ladung des einfallenden Teilchens,
- $Z$  die Ladungszahl des Absorbers,
- $A$  die Massenzahl des Absorbers,
- $m_e$  die Masse des Elektrons,
- $r_e$  den klassischen Elektronradius,
- $N_A$  die Avogadrozahl,
- $I$  die Anregungsenergie des Absorbermaterials und
- $\delta$  einen Parameter, welcher die Abschirmung des elektrischen Feldes eines auftreffenden relativistischen Teilchens durch die Ladungsdichte der atomaren Elektronen beschreibt.

Der Energieverlust durch Ionisation ist damit nur durch die Geschwindigkeit  $\beta$  und die Ladung  $z$  des Teilchens, sowie die Materialeigenschaften des Absorbers bestimmt. Daher wird der Energieverlust eines vorgegebenen Teilchens in einem bestimmten Absorber meist als Funktion des  $\beta\gamma$ -Faktors angegeben.

## Bremsstrahlung

Schnelle geladene Teilchen können, neben den Energieverlusten durch Ionisation und Elektronenanregung, in dem Coulombfeld der Kerne abgebremst werden. Bei dieser Beschleunigung wird ein Teil der kinetischen Energie des Teilchens in Form von Photonen (Bremsstrahlung) abgestrahlt. Der Energieverlust durch Bremsstrahlung bei hohen Energien kann durch [16]

$$-\frac{dE}{dx} \approx 4\alpha \cdot N_A \frac{Z^2}{A} z^2 \left( \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{mc^2} \right) \cdot E \cdot \ln \frac{183}{Z^{1/3}} \quad (3.3)$$

beschrieben werden.

Energieverluste durch Bremsstrahlung spielen bei Elektronen aufgrund ihrer geringen Masse eine besondere Rolle. Für Elektronen lässt sich Gleichung 3.3 schreiben als

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{E}{X_0} \quad (3.4)$$

$X_0$  ist dabei die Strahlungslänge der Elektronen, welche die Strecke angibt, nach der das Elektron  $(1 - \frac{1}{e})$  seiner Anfangsenergie verloren hat. Die Strahlungslänge ist abhängig von dem Absorbermaterial und kann unter Berücksichtigung der Abschirmeffekte atomarer Elektronen genähert werden durch [16]

$$X_0 \approx \frac{716,4 \cdot A[\text{g/mol}]}{Z(Z+1)\ln(287/\sqrt{Z})} \frac{g}{\text{cm}^2} \quad (3.5)$$

Abbildung 3.1 zeigt den Energieverlust von Elektronen und Positronen in einem Bleiabsorber als Funktion der Teilchenenergie. Der Beitrag der Bremsstrahlung zum Energieverlust dominiert bereits ab einer Teilchenenergie von wenigen MeV.

### 3.1.2 Photonwechselwirkungen mit Materie

Auch für den Nachweis von Photonen werden die in Wechselwirkungen mit Materie erzeugten Sekundärteilchen für die Detektion verwendet. In diesen Prozessen werden geladene Teilchen erzeugt, welche anschließend in dem sensitiven Volumen des Detektors nachgewiesen werden. Die Photonprozesse unterscheiden sich dabei grundsätzlich von den Ionisationsprozessen geladener Teilchen. Bei der Erzeugung der geladenen Teilchen wird das Photon entweder vollständig absorbiert (Photoelektrischer Effekt und Paarbildung) oder in einem relativ großen Winkel gestreut (Compton-Effekt). Da es sich bei der Absorption und Streuung um statistische Prozesse handelt, lässt sich für ein einzelnes Photon keine Reichweite in Materie definieren. Stattdessen eignet sich für quantitative Betrachtungen die Abschwächung eines Photonstrahles in dem Medium. Ein einfallender Strahl der Intensität  $I_0$  wird dabei in dem Medium gemäß

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu x} \quad (3.6)$$

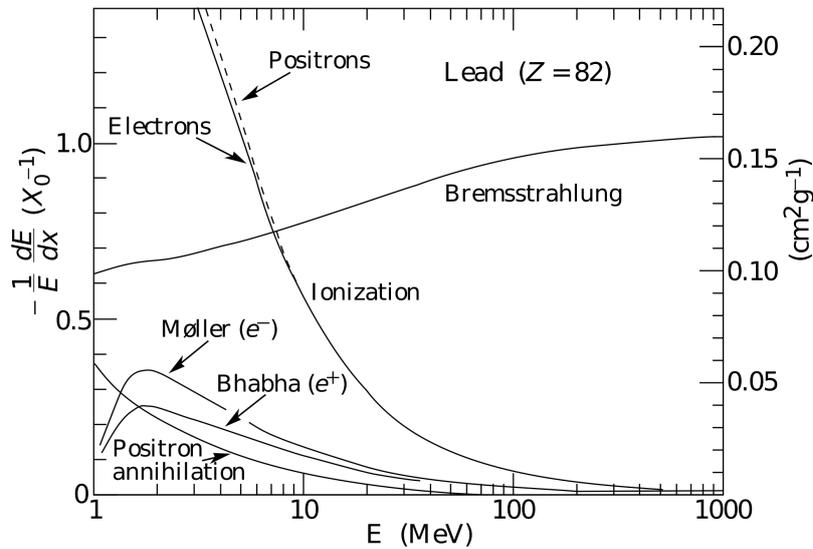


Abbildung 3.1: Energieverlust von Elektronen und Positronen in einem Bleiabsorber als Funktion der Teilchenenergie [28]

exponentiell abgeschwächt.  $\mu$  wird dabei Massenabschwächungskoeffizient genannt.

Im Folgenden werden die einzelnen Wechselwirkungsprozesse von Photonen mit Materie aufgeführt.

### Photoelektrischer Effekt

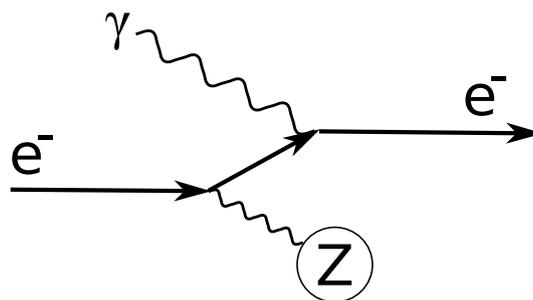


Abbildung 3.2: Feynmandiagramm des Photoelektrischen Effekts

Bei dem Photoelektrischen-Effekt handelt es sich um die vollständige Absorption von Photonen durch Elektronen, welche in einem Atom oder dem Leitungsband eines metallischen Körpers gebunden sind. Dabei wird zwischen dem inneren und dem äußeren Photoeffekt unterschieden. Der äußere Photoeffekt bezeichnet das Herauslösen von Elektronen bei der Bestrahlung von Metalloberflächen, wohingegen der innere Photoeffekt in Halbleitern auftritt.

In diesen können die Photonen Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband anheben. Die so entstandenen freien Ladungsträger können ausgenutzt werden um ein Signal zu erzeugen (vgl. Abschnitt 3.3) oder um die Photonenergie in elektrische Energie umzuwandeln (Photovoltaik). Um die Energie-Impuls-Erhaltung bei der Absorption zu erfüllen, muss ein Teil des Photonimpulses von den Kernen der Materie aufgenommen werden. Abbildung 3.2 zeigt das Feynmandiagramm dieses Prozesses. Der Wirkungsquerschnitt für die Photonabsorption durch Elektronen der K-Schale ist besonders groß, da hier der Kern als dritter Stoßpartner sehr nah ist. Freie Elektronen hingegen können keine Photonen absorbieren, da die Energie-Impuls-Beziehung in diesem Fall nicht erfüllt werden kann. Um ein Elektron durch den Photoeffekt aus seiner Bindung an das Atom lösen zu können, muss die Energie des Photons mindestens so groß sein wie die Bindungsenergie  $W$  dieses Elektrons.  $W$  wird in diesem Zusammenhang auch als Austrittsarbeit bezeichnet. Die kinetische Energie des freien Photoelektrons ergibt sich als Energiedifferenz von Photonenergie und Bindungsenergie:

$$E_{\text{Elektron}} = E_{\text{Photon}} - W \quad (3.7)$$

Der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{Photo}}$  des Photoelektrischen Effekts ist abhängig von der Photonenergie und der Ordnungszahl  $Z$  des Materials und kann durch

$$\sigma_{\text{Photo}} \approx \frac{Z^5}{E_{\text{Photon}}^{7/2}} \quad (3.8)$$

genähert werden.

Die Bindungsenergie eines Elektrons hängt davon ab, in welcher Schale des Atoms es sich befindet. Der Wirkungsquerschnitt des Photoeffekts zeigt daher in diskreten Abständen eine Erhöhung des Wirkungsquerschnittes  $\sigma_{\text{Photo}}$  bei steigender Photonenergie. Dieser Effekt ist in Gleichung 3.8 nicht berücksichtigt, zeigt sich jedoch in dem Verlauf des Wirkungsquerschnittes in Abb. 3.5. Die Positionen der Unstetigkeiten entsprechen den Energien, an denen die Photonen genug Energie besitzen, um Elektronen einer tieferen Schale herauszulösen. Wird ein Elektron aus der inneren Schale eines Atoms wie zum Beispiel der K-Schale herausgelöst, so treten Sekundäreffekte auf, da der freie Platz der inneren Schale von einem Elektron eines höheren Energieniveaus eingenommen werden kann. Die Energie, welche bei diesem Prozess frei wird, kann in der Form von Röntgenstrahlung abgestrahlt oder alternativ auf ein Elektron des selben Atoms übertragen werden. Ist die auf dieses Elektron übertragene Energie dabei größer als seine Bindungsenergie so kann es ebenfalls das Atom verlassen. Dieser Effekt wird als *Auger*-Effekt bezeichnet und das entstandene freie Elektron als Auger-Elektron.

### Compton-Effekt

Der Compton-Effekt bezeichnet die Streuung der Photonen an schwach gebundenen oder freien Elektronen (Abbildung 3.3). Die Bindungsenergie der Elektronen verglichen mit der Photonenergie ist bei diesen Prozessen vernachlässigbar klein. Das Photon überträgt dabei einen Teil

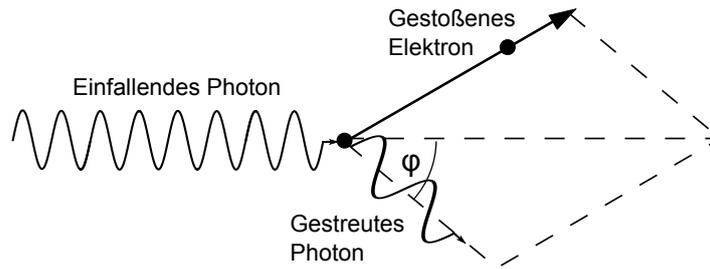


Abbildung 3.3: Streuung eines Photons an einem schwach gebundenen Elektron

seiner Energie auf das Elektron. Die Energien von Elektron und Photon nach dem Stoß lassen sich aus der Viererimpulserhaltung berechnen:

$$E'_{\text{Elektron}} = h\nu \left( 1 - \frac{1}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos(\theta))} \right) \quad (3.9)$$

$$E'_{\gamma} = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos(\theta))} \quad (3.10)$$

Dabei bezeichnet  $\nu$  die Frequenz des Photons,  $\theta$  den Streuwinkel des Photons und  $m_e$  die Elektronenmasse. Der maximale Energieübertrag von dem Photon auf das Elektron wird für  $\cos(\theta) = -1$ , also bei einem Streuwinkel von  $180^\circ$ , erreicht.

Der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{Compton}}$  der Comptonstreuung ist in der Näherung freier Elektronen durch die Klein-Nishina-Formel gegeben [39]. Für hohe Energien lässt sich die Abhängigkeit von  $\sigma_{\text{Compton}}$  von der Photonenergie annähern durch:

$$\sigma_{\text{Compton}} \propto \frac{\ln(E_{\text{Photon}})}{E_{\text{Photon}}} \quad (3.11)$$

### Paarproduktion

Besitzen die Photonen ausreichend Energie, so können sie Elektron-Positron Paare erzeugen. Dieser Prozess wird als Paarproduktion bezeichnet und muss, wie auch der Photoeffekt, in dem Coulombfeld eines Kerns stattfinden, damit die Viererimpulserhaltung erfüllt werden kann. Die Paarproduktion wird möglich, sobald die Photonenergie größer ist, als die Summe der Ruhmassen der erzeugten Teilchen und der Energie des auf den Kern übertragenen Rückstoßes.

$$E_{\text{Photon}} \geq 2m_e c^2 + 2 \frac{m_e^2}{m_{\text{Kern}}} c^2 \quad (3.12)$$

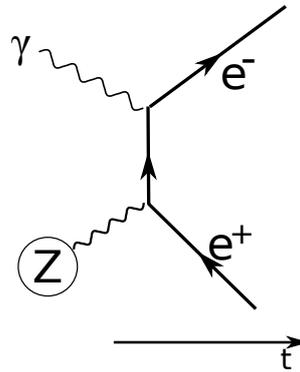


Abbildung 3.4: Feynmandiagramm des Paarproduktionprozesses

Abbildung 3.4 zeigt das Feynmandiagramm für diesen Prozess. Da  $m_{\text{Kern}} \gg m_e$  gilt, kann man bei der Paarproduktion im Coulombfeld eines Kerns die Energieschwelle für die Paarproduktion durch

$$E_{\text{Photon}} \geq 2m_e c^2 \approx 1,02 \text{ MeV} \quad (3.13)$$

nähern.

Ab einer Photonenergie von  $E_{\text{Photon}} \geq 2 \text{ MeV}$  ist die Paarbildung der dominierende Prozess der Wechselwirkungen von Photonen mit Materie. Für hohe Photonenergien wird der Wirkungsquerschnitt für die Paarerzeugung durch [33]

$$\sigma_{\text{Paar}} = r_e^2 4\alpha Z^2 \left[ \frac{7}{9} \ln \frac{2E_\gamma}{m_e c^2} - \frac{109}{54} \right] \quad (3.14)$$

gegeben. Mit steigender Photonenergie nähert er sich dabei asymptotisch einem Grenzwert  $\sigma_{\text{Paar}}^0$ , welcher sich unter Vernachlässigung des letzten Terms aus 3.14 zu

$$\sigma_{\text{Paar}}^0 \approx r_e^2 4\alpha Z^2 \frac{7}{9} \ln \frac{183}{Z^{1/3}} \approx \frac{7}{9} \frac{A}{N_A} \frac{1}{X_0}. \quad (3.15)$$

ergibt. Die in dieser Gleichung definierte Strahlungslänge  $X_0$  bezeichnet eine Schichtdicke, in der mit einer Wahrscheinlichkeit  $P = 1 - e^{-\frac{7}{9}} \approx 54\%$  Paarbildung bei hohen Photonenergien stattfindet.

Für die Absorption von Photonen in Materie ergibt sich aus diesen einzelnen Prozessen der Gesamtwirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{tot}}$  als Summe der einzelnen Wirkungsquerschnitte:

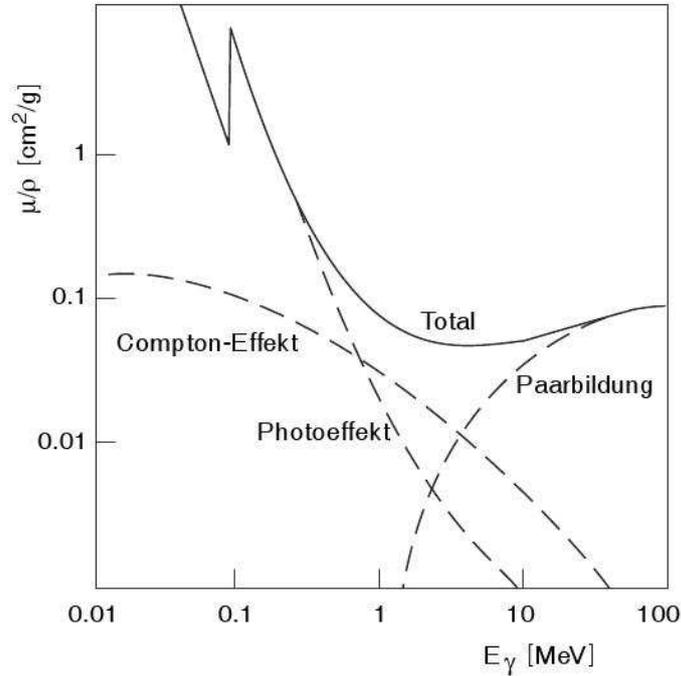


Abbildung 3.5: Wirkungsquerschnitt der Photonabsorption als Funktion der Photonenergie.[36]

$$\sigma_{tot} = \sum_i \sigma_i \quad (3.16)$$

Abbildung 3.5 zeigt den Gesamtwirkungsquerschnitt für die Photonabsorption und die Beiträge der einzelnen Wechselwirkungsprozesse.

### Weitere Wechselwirkungen

Neben den bereits genannten Prozessen existieren weitere Wechselwirkungen der Photonen mit der Materie. Bei niedrigen Energien können Photonen elastisch an den Atomen streuen, was als Rayleigh-Streuung bezeichnet wird. Die Photonen verlieren dabei keine Energie, übertragen jedoch Impuls auf das Elektron und verändern somit ihre Ausbreitungsrichtung. Moleküle lassen sich durch Photonen zu höheren Energiezuständen anregen. Diese Molekülanregungen zerfallen unter Emission von UV-Licht und werden in organischen Szintillatoren, welche in den folgenden Abschnitten behandelt werden, für die Teilchendetektion ausgenutzt.

## 3.2 Szintillatoren

Szintillatoren zählen zu den ältesten Instrumenten, welche für die Detektion von Teilchenstrahlen eingesetzt wurden. Erste Teilchendetektoren verwendeten Zinksulfat um geladene Teilchen in sichtbare Lichtpulse umzuwandeln, welche mit dem bloßen Auge detektiert wurden. Heute existiert eine Vielzahl an szintillierenden Materialien, welche von Photodetektoren ausgelesen werden. Die physikalische Grundlage der Szintillationsprozesse hat sich dabei nicht verändert. Der Prozess beruht darauf, dass Photonen oder geladene Teilchen ihre Energie in einem Absorbermaterial deponieren. Die dabei entstehenden höherenergetischen Zustände können durch Emission von sichtbarem Licht zerfallen, welches für den Nachweise der Teilchen ausgenutzt wird.

Ein Szintillator muss für die Teilchendetektion dabei zwei Funktionen erfüllen. Zunächst muss die Anregung der Materie durch den Energieverlust eines Teilchens in sichtbares Licht umgewandelt werden. Dieses Licht muss dann von dem Szintillator entweder direkt oder über einen Lichtleiter zu einem optischen Empfänger, wie zum Beispiel einem Photomultiplier oder einer Photodiode, geleitet werden. Der Mechanismus der Szintillation ist dabei völlig verschieden für anorganische Kristall-Szintillatoren einerseits und organische Szintillatoren andererseits, welche als Kristall, Flüssigkeit oder polymerisierter Festkörper vorliegen können.

### 3.2.1 Anorganische Szintillatoren

*Anorganische Szintillatoren* sind Kristalle, welche mit sogenannten Farbzentren schwach dotiert sind. Der Szintillationsprozess in anorganischen Substanzen ist in Abbildung 3.6 dargestellt. Ein einfallendes Teilchen oder Photon kann ein Elektron aus dem Valenzband in das Leitungsband anheben und dabei ein Loch in dem Leitungsband erzeugen. Das in dem Leitungsband frei bewegliche Elektron kann anschließend mit dem Loch rekombinieren oder mit einem weiteren Loch einen gebundenen Zustand eingehen und so ein Exziton bilden, welches sich in dem Kristall frei bewegen kann. Bei der Rekombination oder dem Zerfall eines Exzitons entstehen Photonen, deren Energie  $E_\gamma$  vergleichbar ist mit der Energie der Bandlücke und für eine weitere Elektronanregung ausreicht, sodass der Szintillator für diese Photonen nicht transparent ist. Durch Unreinheiten werden deshalb bewusst Farbzentren in dem Kristall erzeugt, sodass zwischen Valenz- und Leitungsband einzelne Energieniveaus bei einer Energie  $E_{\text{Farb}}$  erzeugt werden. Die freien Ladungsträger und Exzitonen können diese Energieniveaus

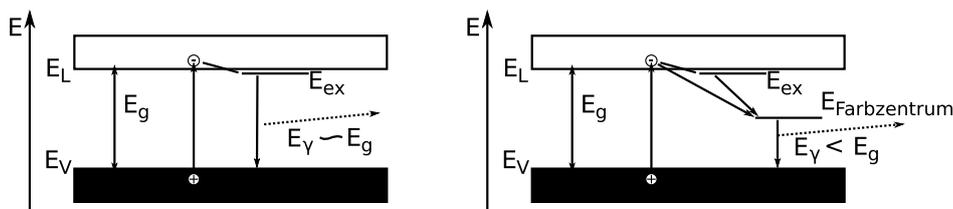


Abbildung 3.6: Photonemission in undotierten (links) und dotierten (rechts) Szintillatorkristallen

durch strahlungslose Übergänge besetzten und anschließend wieder in freie Zustände des Valenzbandes zerfallen. Die Anregungsenergie der Farbzentren wird bei deren Zerfall in Form von Phononen an das Kristallgitter abgegeben oder als Photon emittiert. Die Energie der emittierten Photonen ist zu gering um weitere Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband anzuregen, sodass der Szintillatorkristall für diese Photonen transparent ist.

Die Abklingzeit des Szintillationsprozesses ist durch die Lebensdauer der besetzten Farbzentren gegeben und ist somit temperaturabhängig gemäß [32]

$$\tau_{fall} \propto \exp\left(-\frac{E_{\text{Farbzentrum}}}{kT}\right). \quad (3.17)$$

Typische Werte für die Abklingzeiten anorganischer Szintillatormaterialien liegen im Bereich von vielen Nanosekunden und sind in Tabelle 3.1 gegeben. Wegen ihrer höheren Ladungszahl werden anorganische Szintillatoren in PET-Systemen gegenüber organischen Szintillatormaterialien bevorzugt, da die Photonen in dem Szintillator stärker absorbiert werden (vgl. Formel 3.8).

#### 3.2.2 Organische Szintillatoren

Im Gegensatz zu den Kristall-Szintillatoren haben organische Szintillatoren sehr kurze Abklingzeiten, die im Bereich von wenigen Nanosekunden liegen können. Der Szintillationsmechanismus beruht in diesem Fall auf der Anregung von Molekülzuständen eines fluoreszierenden Stoffes. Die durch einfallende Teilchen angeregten Zustände zerfallen unter Emission von UV-Licht. Da die Absorptionslänge für UV-Licht in den meisten durchsichtigen, organischen Materialien sehr kurz ist, muss das Licht mit Hilfe von weiteren Fluoreszenzzentren, welche in den Szintillator eingebracht werden, in sichtbares Licht umgewandelt werden. Dieser zusätzliche Fluoreszenzstoff dient somit als Wellenlängen-Schieber und wird so ausgewählt, dass seine Absorptionswellenlänge an die Wellenlänge der primären Fluoreszenzphotonen und das von ihm emittierte Licht an die Sensitivität des Photodetektors angepasst ist. Um eine optimale Leistung des Szintillators zu erreichen werden dabei oft mehr als ein weiterer Fluoreszenzstoff verwendet um Absorption und Photodetektion zu optimieren.

Die Fluoreszenzstoffe können in einer organischen Flüssigkeit gelöst oder einer zu polymerisierenden Substanz beigefügt werden. Dadurch lassen sich Plastikszintillatoren in jeder beliebigen Form und Größe herstellen. Dies wird ausgenutzt, um Szintillationskacheln unterschiedlicher Größe herzustellen, welche in dem Prototypen des AHCAL Kalorimeters für die Teilchendetektion eingesetzt werden [22].

#### 3.2.3 Charakterisierung von Szintillatoren

Um zu unterscheiden, welche Szintillatormaterialien für die Teilchendetektion und die gewünschten Messungen geeignet sind werden einige charakteristische Merkmale der Szintillatoren verwendet. Zu diesen Merkmalen zählen

- die Szintillationseffizienz,
- die Strahlungslänge,
- die Lichtausbeute,
- das Emissionsspektrum und
- die Abklingzeit des Szintillationslichtes.

Unter der Szintillationseffizienz  $\epsilon_{sc}$  versteht man das Verhältnis aus der Energie der emittierten Photonen zu der in dem Szintillator absorbierten Teilchenenergie. Die Lichtausbeute gibt an, wie viele Photonen pro 1 MeV absorbiertes Teilchenenergie emittiert werden. Die Photonstatistik steigt mit einer höheren Lichtausbeute, weshalb diese maßgeblich die mit diesem Szintillationsmaterial erreichbare Energieauflösung bestimmt. Das Emissionsspektrum des Stoffes weist ein oder mehrere Maxima bei für den Szintillator charakteristischen Wellenlängen auf. Um eine optimale Auslese der Lichtpulse zu erreichen müssen die spektrale Sensitivität des Photodetektors und das Emissionsspektrum des Szintillators aufeinander abgestimmt sein. Der bei einer Teilchendetektion entstehende Lichtblitz besteht dabei aus einem schnellen Anstieg und einem wesentlich längeren Zerfall mit einer Zerfallskonstanten  $\tau_{fall}$ . Um eine gute Zeitauflösung für das Signal zu erreichen müssen diese Zeitkonstanten möglichst klein sein. Organische Szintillatoren weisen hier deutlich kürzere Zerfallszeiten als anorganische Szintillatoren auf, weshalb mit ihnen eine bessere Zeitauflösung erreichbar ist.

In Tabelle 3.1 sind die charakteristischen Werte für einige in der Positronen-Emissions-Tomographie verwendeten Szintillatormaterialien angegeben.

Szintillator	Strahlungslänge [cm]	Lichtausbeute [ $\frac{\text{Photonen}}{\text{MeV}}$ ]	Emissions- Wellenlänge [nm]	Zerfallszeit [ns]
Anorganische Szintillatoren				
NaI(Tl)	2,59	38000	410	230
BGO	1,12	6000	480	300
LSO	1,2	29000	420	40
LFS-3	1,15	32000	425	35
Organische Szintillatoren				
BC-408 (BICRON)	43	10000	425	2,1
UPS-91F (AMCRYS-H)	$\sim 100$	6500	390	0,6

**Tabelle 3.1:** Charakteristische Eigenschaften verschiedener organischer und anorganischer Szintillatoren [14, 16]

### 3.2.4 Lutetium-Fine-Silicate

*Lutetium-Fine-Silicate* (LFS) ist ein mit Cer dotierter Lutetiumoxyorthosilicat-Szintillatorkristall, patentiert von Zecotek Photonics [13], welcher ähnliche Eigenschaften wie LSO-Szintillatoren aufweist (siehe Tabelle 3.1). Die gute Zeitauflösung und geringe Strahlungslänge

machen LFS besonders gut geeignet für den Einsatz in PET-Systemen, weshalb dieser Szintillatorkristall für die Photondetektion in dem PET-Prototypen eingesetzt wird.

Ein Nachteil der verwendeten LFS-Kristalle ist ihre sehr schwache eigene Radioaktivität. Die Strahlung, welche bei den Zerfällen entsteht, wird von dem Szintillator in Lichtpulse umgewandelt, was bei den in dem PET-Prototypen verwendeten Kristallen zu einer Rate von  $\sim 40$  Hz an Untergrundereignissen führt. Da die Aktivität der Kristalle sehr gering ist, werden die Untergrundereignisse durch die Koinzidenzbildung, welche bei den Zeitmessungen durchgeführt wird, unterdrückt. In den Spektren der  $^{22}\text{Na}$ -Quelle, welche ohne Koinzidenzbildung aufgenommen wurden, sind diese Untergrundereignisse jedoch im Bereich des Comptonkontinuums der 511 keV Photonen sichtbar (siehe Abschnitt 5.3.2).

## 3.3 Lichtdetektion

Für die Detektion von einzelnen Lichtquanten im sichtbaren Wellenlängenbereich wurden viele unterschiedliche Methoden entwickelt. Die Halbleitertechnik hat dabei viele neue Möglichkeiten eröffnet, und zu neuen Instrumenten wie den Silizium-Photomultipliern geführt. Die folgenden Abschnitte geben einen Überblick über die verwendeten Photondetektoren und stellen die in dieser Arbeit verwendeten SiPMs vor.

### 3.3.1 Konventionelle Photomultiplerröhren

Photomultiplerröhren (eng.: Photomultiplier-Tube, PMT) zählen zu den am häufigsten eingesetzten Photondetektoren. Ihre grundlegende Struktur hat sich seit ihrer Erfindung kaum verändert und ist in Abbildung 3.7 schematisch dargestellt. Licht im sichtbaren oder ultravioletten Wellenlängenbereich, wie es von Szintillatoren emittiert wird erzeugt in einer Photokathode freie Elektronen durch den Photoelektrischen Effekt. Diese Elektronen werden von einer fokussierenden Elektrode auf eine sogenannte Dynode geleitet. Beim Auftreffen auf diese Dynode erzeugt das Elektron durch Stoßionisation weitere Sekundärelektronen, welche durch ein elektrisches Feld auf weitere Dynoden geleitet werden. Das elektrische Feld für die Beschleunigung der Elektronen wird dabei aus einer Hochspannung von üblicherweise 1 bis 2 kV mit Hilfe eines Spannungsteilers erzeugt. Bei jeder Dynode vervielfacht sich die Elektronenzahl um einen Faktor von 2 bis 10, sodass die an der Anode ankommende Elektronenlawine ein messbares Signal erzeugt. Die Zahl der an der Anode gesammelten Elektronen pro Photonelektron wird als Verstärkungsfaktor  $M$  bezeichnet und kann anhand der mittleren Elektronmultiplikation an den Dynoden und der Zahl der Dynoden berechnet werden :

$$M = n^d. \tag{3.18}$$

$n$  bezeichnet die mittlere Anzahl an Sekundärelektronen pro Dynode und  $d$  die Zahl der Dynoden in dem Photomultiplier. Übliche Verstärkungsfaktoren liegen im Bereich von  $10^6$  bis  $10^7$ . Eine hohe Verstärkung ist wichtig für die Detektion von einzelnen Photonen und zur

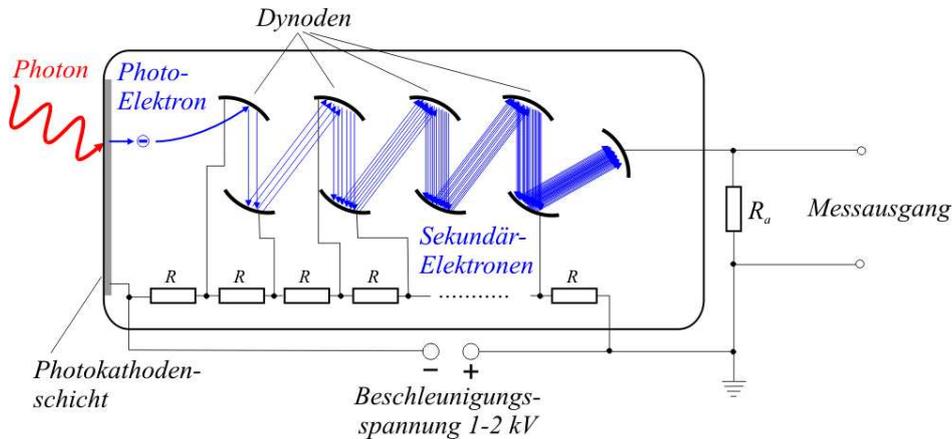


Abbildung 3.7: Funktionsprinzip einer Photomultiplieröhre

Erreichung eines guten Signal-Rausch-Verhältnisses (engl.: Signal-to-Noise ratio, SNR). Ein Nachteil der Dynodenstruktur ist, dass nahezu alle Photomultiplieröhren für den Einsatz in Magnetfeldern nicht geeignet sind, da die Elektronen zwischen den Dynoden durch das Magnetfeld abgelenkt werden und sich somit die Verstärkung verringert. Ist das Magnetfeld stark genug kann der Lawineneffekt sogar ganz unterbrochen werden. Desweiteren sind die Photomultiplieröhren durch ihre Größe und die benötigte Hochspannung für bestimmte Anwendungen ungeeignet. Für Anwendungen, welche PMTs nicht verwenden können müssen daher andere physikalische Konzepte zur Photodetektion ausgenutzt werden.

### 3.3.2 PIN-Dioden

Das Detektionsprinzip der Halbleiterphotodetektoren lässt sich anhand der Bandstruktur des Festkörpers erklären. Halbleiter besitzen im Gegensatz zu Isolatoren eine kleinere Bandlücke zwischen dem Valenz- und Leitungsband von  $\sim 1$  eV, sodass Elektronen durch thermische Anregung in das Leitungsband angehoben werden können und dort zur elektrischen Leitfähigkeit beitragen. Der spezifische Widerstand eines solchen Halbleiters liegt typischerweise in dem Bereich von  $10^9$  bis  $10^{-2} \Omega\text{cm}$ . Trifft ein Photon auf den Halbleiter, dessen Energie größer ist als die Bandlücke, so kann ein Elektron-Loch-Paar erzeugt werden, indem ein Elektron aus

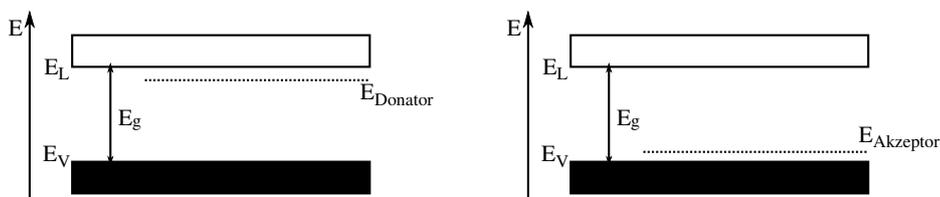
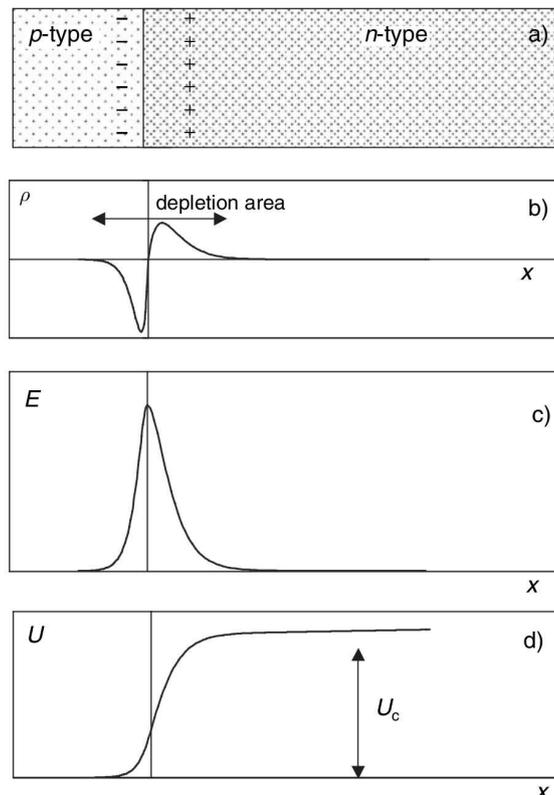


Abbildung 3.8: Links: Energieniveaus in einem n-dotierten Halbleiter. Rechts: Energieniveaus in einem p-dotierten Halbleiter

dem Valenzband in einen unbesetzten Zustand des Leitungsbandes angehoben wird. Neben den Energieniveaus in dem Leitungsband können weitere Energieniveaus durch Unreinheiten in dem Kristall erzeugt werden. Um Halbleiter mit speziellen Eigenschaften zu erzeugen wird ein Dotierungsprozess verwendet. Dabei werden gezielt Verunreinigungen mit Fremdatomen erzeugt, welche ein Valenzelektron mehr (n-Dotierung) oder weniger (p-Dotierung) als das Halbleitersubstrat besitzen. Die dadurch entstehenden Energieniveaus sind in Abbildung 3.8 gezeigt und liegen bei n-Dotierungen knapp unter dem Leitungsband bzw knapp über dem Valenzband bei p-Dotierung.

Bringt man einen n-dotierten Halbleiter mit einem p-dotierten Halbleiter in Kontakt, so kommt es durch die unterschiedliche Ladungsträgerkonzentrationen zu einer Diffusion der Ladungsträger. Elektronen diffundieren aus dem n-dotierten in den p-dotierten Bereich, Löcher aus dem p-dotierten in den n-dotierten Bereich. Durch die Rekombination der Ladungsträger entsteht so an der Kontaktstelle eine Verarmungszone, welche kaum freie Ladungsträger aufweist. Die Separation der Ladungsträger aufgrund des Konzentrationsgefälles erzeugt ein elektrisches Feld, welches von den Elektronen in dem p-dotierten Bereich und den Löchern in dem n-dotierten Bereich erzeugt wird. Dieses Feld bewirkt einen elektrischen Strom, welcher dem Diffusionsstrom entgegengesetzt ist. Dadurch stellt sich ein Gleichgewicht ein, sobald der Diffusionsstrom

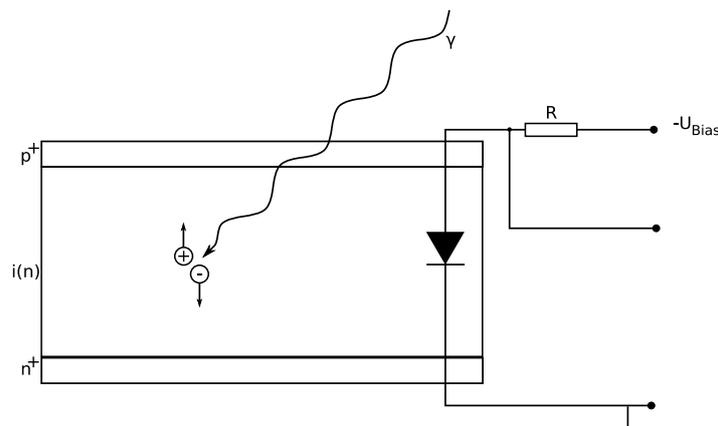


**Abbildung 3.9:** (a) Schematische Darstellung des pn-Halbleiterkontaktes; (b) Ladungsträgerkonzentration in dem Halbleiter; (c) resultierendes elektrisches Feld; (d) Verlauf des Potentials [16]

und der Strom durch das elektrischem Feld sich gegenseitig kompensieren. Die Potentialdifferenz welche aus der Ladungsverteilung entsteht wird als Kontaktspannung bezeichnet. In Abbildung 3.9 ist der pn-Kontakt und die daraus entstehende Ladungsträgerkonzentration, sowie das erzeugte elektrische Feld und der Potentialverlauf dargestellt. Da der pn-Kontakt die Eigenschaften einer Diode besitzt wird er auch als Halbleiterdiode bezeichnet.

Für die Lichtdetektion wird die Halbleiterdiode in Sperrrichtung betrieben. Durch das positive Potential an der n-dotierten Region und das negative Potential an der p-dotierten Region wird die Verarmungszone weiter vergrößert. Wird die Diode mit Licht bestrahlt, so können Photonen in der Verarmungszone durch den inneren Photoeffekt Elektron-Loch-Paare erzeugen, welche durch die Potentialdifferenz getrennt werden. Die Elektronen driften in den n-dotierten Bereich, Löcher in den p-dotierten Bereich und können dort von den Elektroden gesammelt werden, wo sie einen Strompuls erzeugen. Die Zahl der durch ein Photon erzeugten Elektron-Loch-Paare ist dabei proportional zu der Photonenergie, sodass die Größe des erzeugten Strompulses für die Energiebestimmung verwendet werden kann. Außerhalb der Verarmungszone erzeugen Elektron-Loch-Paare keinen Strompuls, da hier das elektrische Feld aufgrund der hohen Ladungsträgerkonzentration vernachlässigbar ist, sodass die Elektron-Loch-Paare nicht getrennt werden und rekombinieren.

Um das sensitive Volumen der Halbleiterdetektoren für den Einsatz in der Teilchendetektion zu vergrößern werden daher PIN-Dioden verwendet, deren Aufbau und elektrische Beschaltung in Abb. 3.10 zu sehen ist. Sie bestehen aus dünnen, stark dotierten  $p^+$ - und  $n^+$ -Schichten, zwischen denen sich eine schwach n-dotierte intrinsische  $i(n)$ -Schicht mit hohem Widerstand befindet. Der pn-Kontakt tritt an der  $p^+ - i(n)$  Grenze und erstreckt sich über den gesamten Bereich der schwach dotierten  $i(n)$  Schicht bis zu der  $n^+$ -Schicht. Dadurch wird der für Strahlung sensitive Bereich deutlich vergrößert. Diese Sensoren sind jedoch nicht für die Detektion von einzelnen Photonen geeignet, da sie keine intrinsische Verstärkung besitzen und PIN-Dioden somit ein schlechtes Signal-Rausch-Verhältnis aufweisen.



**Abbildung 3.10:** Schematischer Aufbau einer PIN-Diode für die Teilchendetektion und ihre elektrische Signalauslese

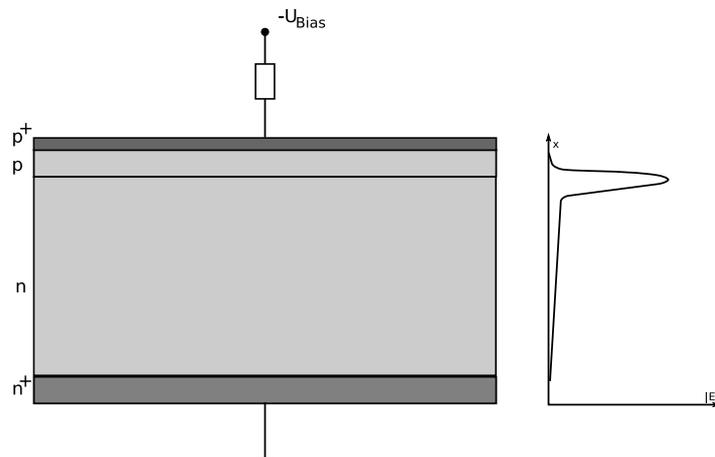
Eine detaillierte Beschreibung der Halbleiterbauelemente und PIN-Dioden findet sich in [16].

### 3.3.3 Avalanche-Photodioden

Der Aufbau von Avalanche-Photodioden (APD) ähnelt dem der PIN-Dioden, weist jedoch ein komplexeres Dotierungsprofil auf, welches in Abbildung 3.11 dargestellt ist. Durch das Dotierungsprofil wird an der Kontaktstelle zwischen p- und n-Dotierung ein starkes elektrisches Feld erzeugt, welches bis zu 160 kV/cm erreichen kann. Einfallende Photonen erzeugen, abhängig von ihrer Wellenlänge, in dem p- oder n-dotierten Bereich Elektron-Loch-Paare, welche von dem schwachen elektrischen Feld in diesen Regionen getrennt werden. Elektronen aus dem p-dotierten Bereich und Löcher aus dem n-dotierten Bereich driften zu dem pn-Kontakt, wo die Elektronen durch die hohe Feldstärke genug Energie erhalten um durch Stoßionisation weitere Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband anzuregen. Durch diese Stoßionisation ergibt sich eine Vervielfachung der ursprünglichen Ladungsträger als Folge eines Lawineneffekts um einen Faktor  $\sim 1000$ . APDs weisen somit im Gegensatz zu PIN-Dioden eine intrinsische Verstärkung auf und sind besser geeignet um schwache Lichtpulse nachzuweisen.

Dabei ist der bereits erwähnte Ionisationskoeffizient  $\alpha$  ein wichtiger Parameter. Er gibt die Zahl der Sekundärteilchen an, welche pro Längeneinheit von den Ladungsträgern erzeugt werden und ist abhängig von der Sperrspannung, der Bandlücke des Halbleiters, sowie der Ladungsträgerart. Da der Ionisationskoeffizient für Elektronen deutlich größer ist als der Ionisationskoeffizient für Löcher  $\alpha_e \gg \alpha_L$ , tragen bei einer moderaten Sperrspannung nur die Elektronen zu dem Lawineneffekt bei. Dadurch erzeugen Photonen, welche in dem n-dotierten Bereich der APD Elektron-Loch-Paare produzieren, kein Signal.

Überschreitet die Sperrspannung jedoch die sogenannte Durchbruchsspannung  $V_{\text{Break}}$  der Diode, so erhalten auch die positiven Ladungsträger genügend Energie um Stoßionisationen innerhalb des aktiven Volumens durchzuführen. Die Spannungsdifferenz zwischen Sperrspannung



**Abbildung 3.11:** Dotierungsprofil einer Avalanche-Photodiode und der daraus resultierende Potentialverlauf

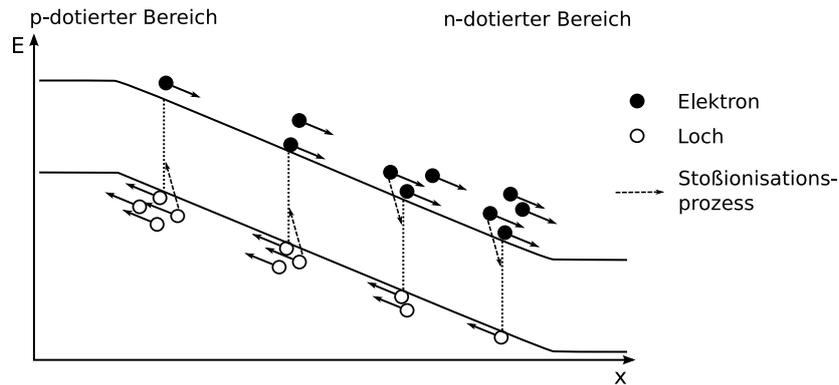


Abbildung 3.12: Selbsterhaltender Lawineneffekt einer Avalanche-Photodiode im Geigermodus [38]

$V_{\text{Bias}}$  und Durchbruchsspannung  $V_{\text{Break}}$  wird als Overvoltage  $V_{\text{Over}}$  bezeichnet.

Da sich die Ladungsträger mit unterschiedlichem Ladungsvorzeichen in entgegengesetzte Richtungen ausbreiten, erhält sich die Lawine in diesem Zustand selbst, was anschaulich in Abbildung 3.12 dargestellt ist.

Für Sperrspannungen  $V_{\text{Bias}} > V_{\text{Break}}$  hängt das Ausgangssignal einer APD nicht mehr von der Energie des einfallenden Photons ab, sondern ist, wie bei einem Geigerzähler im Sättigungsbereich, einheitlich für alle detektierten Photonen. Dieser Modus wird daher auch Geiger-Modus genannt und bildet die Grundlage der Silizium-Photomultiplier.

Um die Erzeugung weiterer Ladungsträger in dem Verarmungsbereich des Sensors zu unterbinden und somit den Lawineneffekt zu stoppen muss die Sperrspannung aktiv oder passiv durch Erzeugen eines Spannungsabfalls reduziert werden. Dieser Prozess wird als Quenching bezeichnet. Die Schaltung für das passive Quenchen einer APD im Geigermodus ist in Abbildung 3.13 gezeigt. Kommt es bei dieser Schaltung zu einer Lawine, so fällt an dem Widerstand  $R_{\text{Quench}}$  durch den fließenden Strom eine Spannung ab, welche der Sperrspannung entgegen wirkt. Dadurch fällt die an der Diode anliegende Spannung unter die Durchbruchsspannung und der Lawineneffekt kann sich nicht länger selbst erhalten.

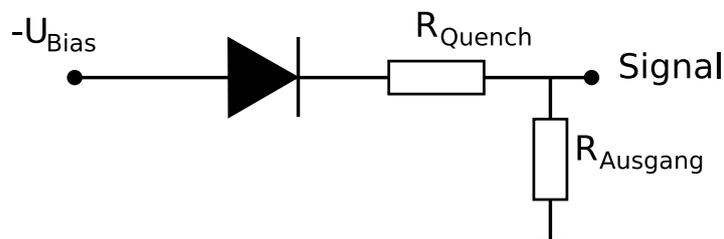


Abbildung 3.13: Schaltbild der passiven Quenchmethode

Anders als im Betrieb unterhalb der Durchbruchsspannung, ist die Amplitude des Ausgangssignals im Geigermodus nicht mehr abhängig von der Energie des detektierten Photons. Durch den selbsterhaltenden Lawineneffekt werden bei jeder Teilchendetektion die gleiche Anzahl an Ladungsträgern erzeugt, sodass selbst bei der Detektion von hochenergetischen Teilchen ein

einheitliches Ausgangssignal erzeugt wird.

### 3.3.4 Silizium-Photomultiplier

*Silizium-Photomultiplier* (SiPM) bestehen aus einer Pixelmatrix von Avalanche-Photodioden, welche an einen gemeinsamen Ausgang angeschlossen sind. Die APDs werden im Geigermodus betrieben und verwenden einen Siliziumwiderstand für das passive Quenchen eines feuernden Pixels. In Abb. 3.14 ist eine Mikroskopaufnahme der Pixelstruktur eines SiPMs zu sehen. Typische Abmessungen dieser Photodetektoren betragen  $1 \times 1 \text{ mm}^2$  bei Pixelgrößen im Mikrometerbereich. Man erkennt, dass zwischen den einzelnen Pixeln insensitive Bereiche existieren, welche durch Widerstände und Signalleitungen erzeugt werden. Das Verhältnis aus sensitiver Detektionsfläche zu der Gesamtfläche des Detektors wird als Füllfaktor bezeichnet und beträgt je nach Pixelgröße zwischen 40% und 70%.

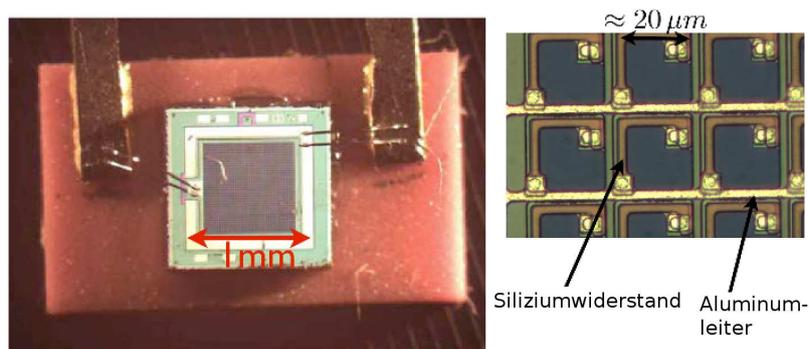


Abbildung 3.14: Mikroskopaufnahme der Pixel eines Silizium-Photomultipliers

Wird in einer Zelle des Sensors eine Lawine ausgelöst, so erzeugt diese wie in dem vorherigen Abschnitt beschrieben ein Einheitssignal. Die Amplitude dieses einzelnen Signals ist proportional zur Kapazität  $C$  der Zelle und zur Overvoltage  $V_{\text{Over}}$ :

$$A_i \propto C \cdot (V_{\text{Bias}} - V_{\text{Break}}). \quad (3.19)$$

Die höhere Kapazität einer APD bedeutet eine größere Verarmungszone in der sich der Lawineneffekt ausbreiten kann. Dadurch können Elektronen und Löcher auf der längeren Driftstrecke mehr Stoßionisationen durchführen, was eine größere Anzahl an freien Ladungsträgern und damit eine höhere Signalamplitude bewirkt.

Treffen mehrere Photonen gleichzeitig auf unterschiedliche Pixel des Sensors, so ergibt sich das Ausgangssignal des SiPMs als Summe der einzelnen Pixelsignale.

$$A = \sum_i A_i \quad (3.20)$$

Durch diesen Aufbau weisen SiPMs eine sehr hohe Verstärkung von  $10^5$  bis  $10^7$  auf und können damit wie auch Photomultiplerröhren einzelne Photonen detektieren.

Durch den Lawineneffekt und den Quenchprozess benötigen die einzelnen Pixel nach einem detektierten Photon eine bestimmte Erholungszeit um ein weiteres Photon nachweisen zu können. Treffen zwei Photonen innerhalb der Erholungszeit auf einen Pixel, so unterscheidet sich das Ausgangssignal dieses Pixels nicht von dem eines einzelnen auftreffenden Photons. Diese Erholungszeit bewirkt damit ein nichtlineares Verhalten des SiPM-Signals bei der Detektion von Lichtpulsen, deren Photonzahl vergleichbar mit der Pixelzahl ist. Dieser Effekt ist in Abbildung 3.15 für SiPMs mit unterschiedlichen Pixelgrößen dargestellt. Das Diagramm zeigt die Zahl der ausgelösten APD-Pixel von SiPMs mit unterschiedlicher Pixelanzahl für einen Lichtpuls mit einer definierten Anzahl an Photonen. Man erkennt deutlich die Sättigung für Lichtpulse mit großer Photonanzahl.

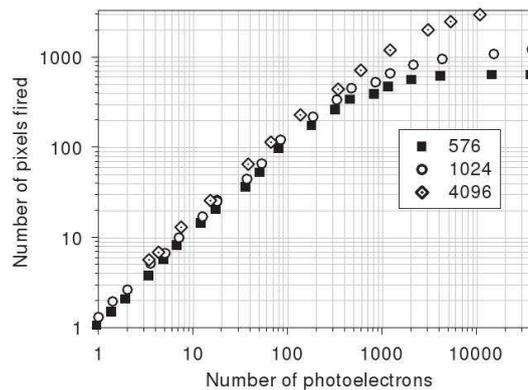


Abbildung 3.15: Nichtlineares Verhalten der SiPMs bei Lichtpulsen mit vielen Photonen. [25]

### Bestimmung der Verstärkung von Silizium-Photomultipliern

Die Verstärkung eines Silizium-Photomultipliers lässt sich anhand der Ladungsspektren von Lichtpulsen mit geringer Intensität bestimmen. Dazu wird der Sensor mit einer gepulsten Lichtquelle beleuchtet und das resultierende Signal des Detektors integriert. Der Aufbau für diese und weitere Messungen wurde von Alexander Tadday und Patrick Eckert entwickelt [38, 18] und ist in Abb. 3.16 dargestellt. Ein mit diesem Setup aufgezeichnetes Pulshöhenspektrum ist in Abb. 3.17a für den in dieser Arbeit verwendeten Silizium-Photomultiplier gezeigt.

Ein Pulsgenerator erzeugt mit Hilfe einer Leuchtdiode Lichtpulse geringer Intensität, welche auf den SiPM geleitet werden. Der synchrone Triggerausgang des Pulsgenerators wird dazu verwendet, um mit einem Schwellen-Diskriminator ein Integrationszeitfenster für den

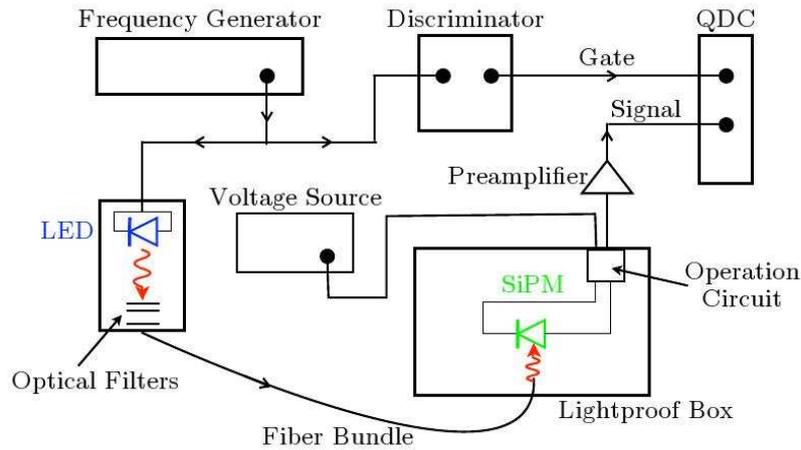


Abbildung 3.16: Messaufbau zur Bestimmung der SiPM-Verstärkung [38]

Ladungsmesser (QDC) zu erzeugen. Die Ladungsmessungen des SiPM-Signals ergeben die benötigten Pulshöhenspektren. Jeder Peak des Spektrums entsteht aus einer bestimmten Anzahl an ausgelösten APD-Pixeln. Der erste Peak entspricht dabei dem Signal, wenn kein Photon detektiert wurde und somit bei der Messung nur Signalauschen integriert wurde. Der zweite Peak entspricht einem ausgelösten APD Pixel, der dritte Peak zwei ausgelösten Pixeln und so weiter. Die deutliche Separierung der Peaks zeigt die gute Photonaufösung dieser Detektoren. Die Verstärkung des SiPMs entspricht gerade dem Abstand zwischen zwei Peaks und kann durch eine Fourier-Transformation des Spektrums bestimmt werden. Die dabei angewandte diskrete Fouriertransformation des Spektrums ist definiert als:

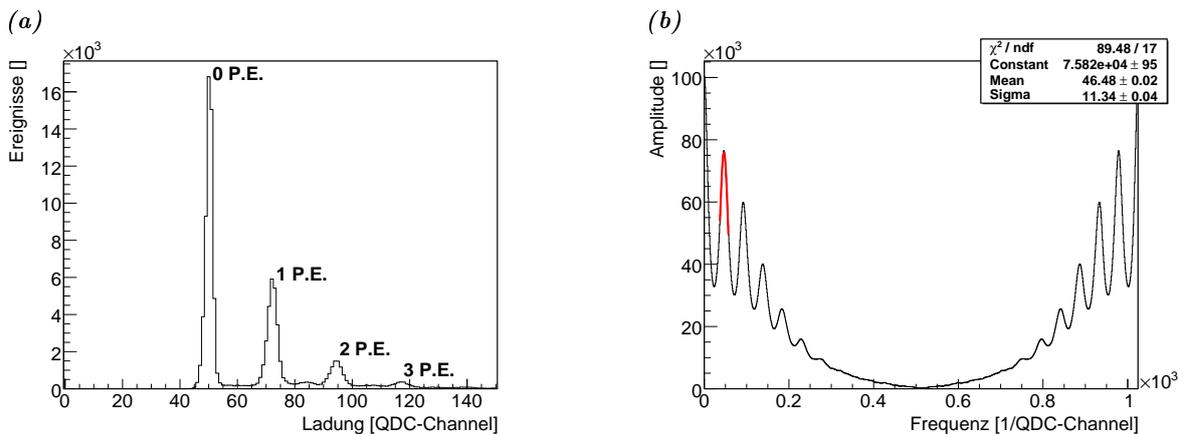


Abbildung 3.17: Aufgezeichnete Pulshöhenspektren zur Bestimmung der SiPM-Verstärkung; (a) Pulshöhenspektrum von Lichtpulsen mit geringer Intensität. Jeder Peak entspricht einer Anzahl an gefeuerten Pixel; (b) Fast-Fourier-Transformation des Pulshöhenspektrums

$$X_k = \sum_{j=0}^{N-1} x_n \cdot e^{\frac{2\pi i}{N}kj} \quad k = 0, \dots, N-1 \quad (3.21)$$

Dabei bezeichnet  $N$  die Anzahl der Bins in dem Histogramm und  $x_n$  die Werte in den einzelnen Bins. Aus dem zweiten Maximum  $\nu$  des berechneten Fourierpektrums in Abbildung 3.17b lässt sich damit die Verstärkung in QDC-Channel bestimmen als [38]:

$$M[\text{QDC} - \text{Channel}] = \frac{1024}{\nu} \quad (3.22)$$

Die Verstärkung ist abhängig von der Overvoltage  $V_{\text{Bias}} - V_{\text{Break}}$  des SiPMs, was aus den Gleichungen 3.19 und 3.20 hervorgeht. Aus diesen Gleichungen ist auch ersichtlich, dass der Punkt  $V_{\text{Bias}} = V_{\text{Break}}$  aus einer Extrapolation des Verlaufs der Verstärkung mit der Sperrspannung gewonnen werden kann. Dies wird in den Messungen ausgenutzt, um die Durchbruchspannung  $V_{\text{Break}}$  eines SiPMs zu bestimmen, wie sie in Abschnitt 5.4 durchgeführt wurden. Eine ausführliche Beschreibung der Messungen für die Charakterisierung von Silizium-Photomultipliern findet sich in [38, 18].

### Temperaturabhängigkeit der Eigenschaften von SiPMs

Die Verstärkung der Silizium-Photomultiplier weist eine starke Abhängigkeit von der Temperatur auf, welche durch Wechselwirkungen der Ladungsträger mit den Gitterschwingungen des Kristalls zu erklären sind. Die freien Elektronen und Löcher in einer Lawine streuen an den Phononen des Festkörpers und verlieren dadurch einen Teil ihrer kinetischen Energie, sodass sie auf dem Weg zu den Elektroden weniger Elektron-Loch-Paare erzeugen können. Dies hat zur Folge, dass eine größere Durchbruchsspannung  $V_{\text{Break}}$  nötig ist, um einen selbsterhaltenden Lawineneffekt zu erzeugen. Bei einer höheren Temperatur des Sensors steigt die Phonondichte in dem Kristall und damit die Wahrscheinlichkeit für Streuprozesse der Ladungsträger mit den Phononen. Bei konstanter Sperrspannung verringert sich somit die Overvoltage bei steigender Temperatur, was eine geringere Verstärkung des Silizium-Photomultipliers zur Folge hat.

Um eine Stabilisierung der Verstärkung zu erreichen muss die Temperatur sehr genau kontrolliert werden. Die Messungen der hier verwendeten SiPMs zeigen, dass eine Temperaturänderung von 0,3 K eine Abweichung der Verstärkung von 1% des Nominalwertes bewirkt. Eine alternative und einfacher zu realisierende Methode für die Temperaturstabilisierung ist die Anpassung der Sperrspannung  $V_{\text{Bias}}$  an die veränderte Durchbruchsspannung.

Die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen für die Temperaturstabilisierung werden in Abschnitt 5.4 vorgestellt.

#### **Zeiteigenschaften von SiPMs**

Eine wichtige Eigenschaft der Photodetektoren in der Positronen-Emissions-Tomographie ist die Zeitauflösung der Signale. Silizium-Photomultiplier besitzen durch ihren Aufbau aus Avalanche-Photodioden im Geigermodus sehr gute Eigenschaften für die Zeitmessung. Die aktive Siliziumschicht eines Pixels ist mit  $2\ \mu\text{m}$  bis  $4\ \mu\text{m}$  sehr dünn. Zudem geschieht die Ausbreitung des Lawineneffektes sehr schnell, wodurch die Zeitdifferenz zwischen Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares und resultierendem Strompuls sehr kurz ist. Desweiteren bewirkt die große Pixelkapazität eine hohe Signalamplitude, wodurch Zeitaufösungen im Pikosekundenbereich mit Silizium-Photomultipliern möglich sind. Eine Messung der Zeitdifferenz zwischen einem Laserpuls, welcher einen SiPM beleuchtet, und dem aus dem Puls resultierenden Detektorsignal wurde in [24] durchgeführt, und weist eine Standardabweichung der gemessenen Zeitdifferenz von 123 ps (FWHM) auf. Für die Teilchendetektion werden Szintillatoren benötigt, um messbare Lichtpulse zu erzeugen. Bei Messungen mit SiPMs und kleinen organischen Szintillatoren wurde dabei eine Zeitauflösung von  $\sim 50$  ps gemessen [20].

Untersuchungen zu der erreichbaren Zeitauflösung mit den im PET-Prototypen verwendeten LFS-Szintillatorkristallen und SiPMs der Firma Hamamatsu wurden in [23] durchgeführt. Aus den Messungen geht hervor, dass eine Zeitauflösung von 650 ps (FWHM) mit den verwendeten Detektorkomponenten erreichbar ist.

Diese Ergebnisse zeigen, dass der Einsatz von Silizium-Photomultipliern in der Positronen-Emissions-Tomographie die Zeitauflösung bestehender Detektorsysteme verbessern kann und somit neue Ansätze wie Time-of-Flight-Bildrekonstruktionen ermöglicht.

# Methoden der Signalauslese

Für viele Anwendungen ist nicht nur der Teilchennachweis, sondern auch die Vermessung der Eigenschaften der detektierten Strahlung, wie die Teilchenenergie, Teilchenidentität oder Ankunftszeit des Teilchens in dem Detektor notwendig. Diese Informationen können aus den unterschiedlichen Pulsformen der Detektorsignale gewonnen werden. Die folgenden Abschnitte geben einen kurzen Überblick über die dabei verwendeten Methoden und stellen mit dem STiC Chip die Implementierung einer Signalauslese für Zeitmessungen mit SiPMs vor.

## 4.1 Auslese und Verarbeitung von Detektorsignalen

Bei Detektorsignalen handelt es sich meist um analoge bzw. lineare Pulsformen, welche Informationen über das detektierte Teilchen anhand ihrer Amplitude und Form beinhalten. Durch Auswerten der unterschiedlichen Signalformen lassen sich die Informationen über das Teilchen rekonstruieren. In Szintillationszählern lässt sich zum Beispiel anhand der Amplitude des Signals die Energie des detektierten Teilchens bestimmen. Im Gegensatz zu den linearen Pulsformen besitzen logische Pulse vorgegebene Amplituden, welche für gewöhnlich durch die Logiklevel des verwendeten Standards vorgegeben sind. Diese logischen Pulse tragen Informationen nur in Form ihres Zustands (High oder Low) und der Pulsdauer, während der das Signal einen bestimmten Zustand annimmt, mit sich.

In nahezu allen Strahlungsdetektoren beginnt die Extraktion der Teilcheninformation mit der Auslese analoger Signale, welche zu einem späteren Zeitpunkt in logische Signale umgewandelt werden.

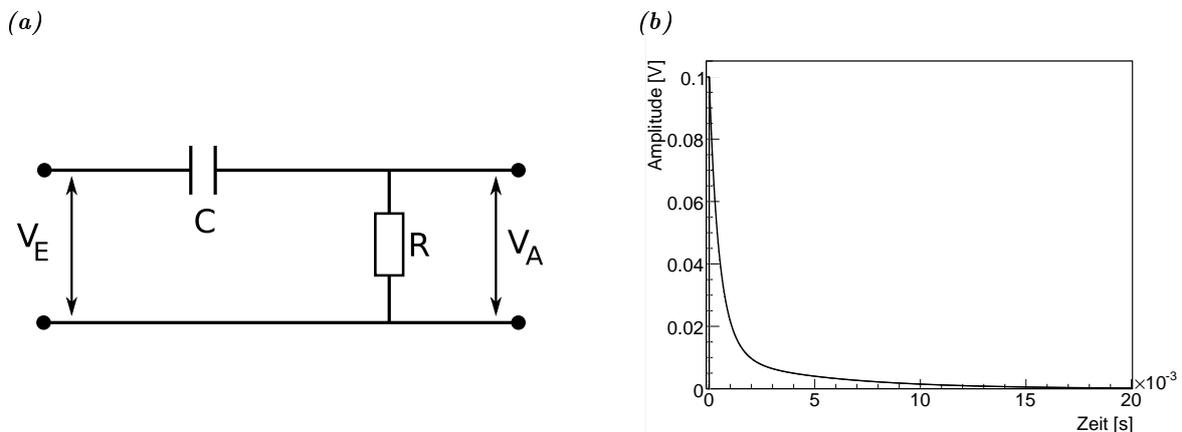
### 4.1.1 Pulsformung

In Strahlungsdetektoren ist es oft notwendig, die Form der analogen Signale für die Messungen zu verändern. Diese Pulsformung lässt sich dazu verwenden, unerwünschte Effekte, wie lange Abklingzeiten der Signale nach einem Vorverstärker, zu entfernen oder bei Zeitmessungen die Pulse so zu formen, dass die Ankunftszeiten der geformten Signale unabhängig von der ursprünglichen Amplitude sind.

## RC-Glieder

RC-Glieder sind elektrische Schaltungen, welche aus einem Widerstand und einem Kondensator bestehen. Sie ermöglichen es, die Frequenzbereiche eines Signals herauszufiltern, die nützliche Informationen beinhalten und unerwünschte Frequenzkomponenten zu unterdrücken. Durch das veränderte Frequenzspektrum des Signals ändert sich auch dessen Pulsform, was an den folgenden Beispielen erläutert wird. Um die Signalantworten der einzelnen Schaltungen zu simulieren wurde *SPICE* (Simulation Program with Integrated Circuit Emphasis) verwendet.

**Differenzierung und Integration von Signalen** Die Schaltung aus Kondensator und Widerstand, wie sie in Abbildung 4.1a zu sehen ist, dient dazu niedrige Frequenzen herauszufiltern. Der Widerstand und die Kapazität können dabei so gewählt werden, dass das Ausgangssignal der Ableitung des Eingangssignals entspricht. In Abb. 4.1b ist die Signalantwort dieser Schaltung auf eine Stufenfunktion als Eingangssignal gezeigt. Dieses Ausgangssignal ist für die weitere Signalverarbeitungen ungeeignet, da sich die Pulshöhe aufgrund einer zu geringen Signalbreite nur schwer bestimmen lässt. Zudem gelangen hochfrequente Komponenten wie Rauschen ungehindert durch die Schaltung, so dass das Signal-Rausch-Verhältnis solcher Schaltungen in der Regel sehr schlecht ist. Eine gängige Methode der Pulsformung ist daher, das differenzierte Signal mit Hilfe eines Tiefpassfilters zu integrieren. Diese sogenannte CR-RC Schaltung ist in Abbildung 4.2 zusammen mit ihrer Signalantwort auf eine Stufenfunktion dargestellt. Die Glieder werden dabei durch einen idealen Operationsverstärker voneinander getrennt um zu verhindern, dass die einzelnen Netzwerke sich gegenseitig beeinflussen. Die erzeugten Pulsformen weisen durch den Tiefpassfilter ein deutlich besserer Signal-Rausch-Verhältnis auf und sind besser für weitere Pulsanalysen geeignet.



**Abbildung 4.1:** Signalformung mit einem Hochpassfilter; (a) Schaltbild; (b) Signalantwort des Hochpassfilters auf eine Stufenfunktion als Eingangssignal

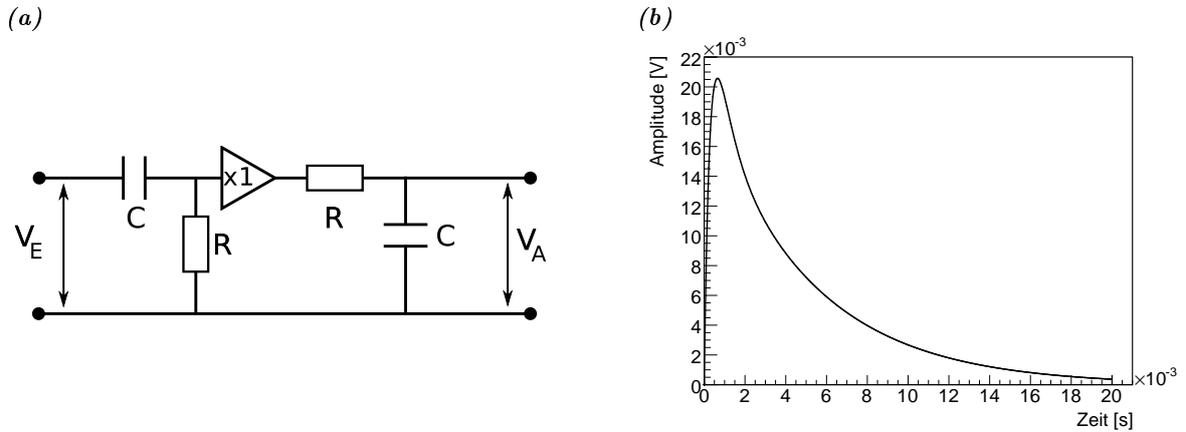


Abbildung 4.2: Signalformung mit einem CR-RC Glied; (a) Schaltbild; (b) Signalantwort auf eine Stufenfunktion

**Bipolare Pulsformung** Bipolare Signalformungen werden in Zeitmessungen dazu verwendet, einen Diskriminationspunkt zu erzeugen, welcher unabhängig von der Amplitude des Eingangssignals ist. Um dies zu erreichen wird meist der Nulldurchgang des geformten Signals für die Erzeugung eines Triggerpulses verwendet.

Die Schaltung in Abbildung 4.3a verwendet ein zusätzliches Differentiationsglied um aus der CR-RC-Signalantwort das gewünschte bipolare Signal (Abb. 4.3b) zu formen. Eine solche Pulsformung wird zum Beispiel in der später vorgestellten Crossover-Zeitmessung verwendet (siehe 4.1.3).

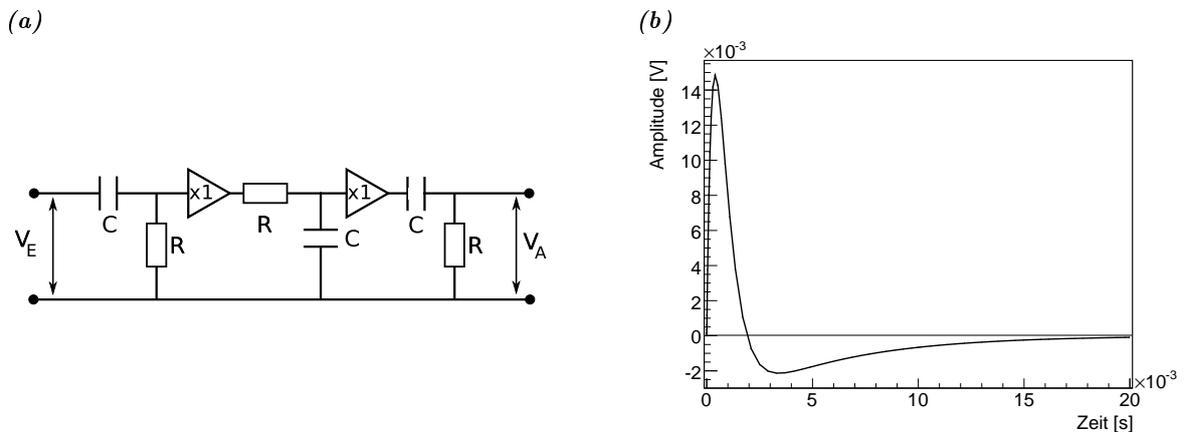
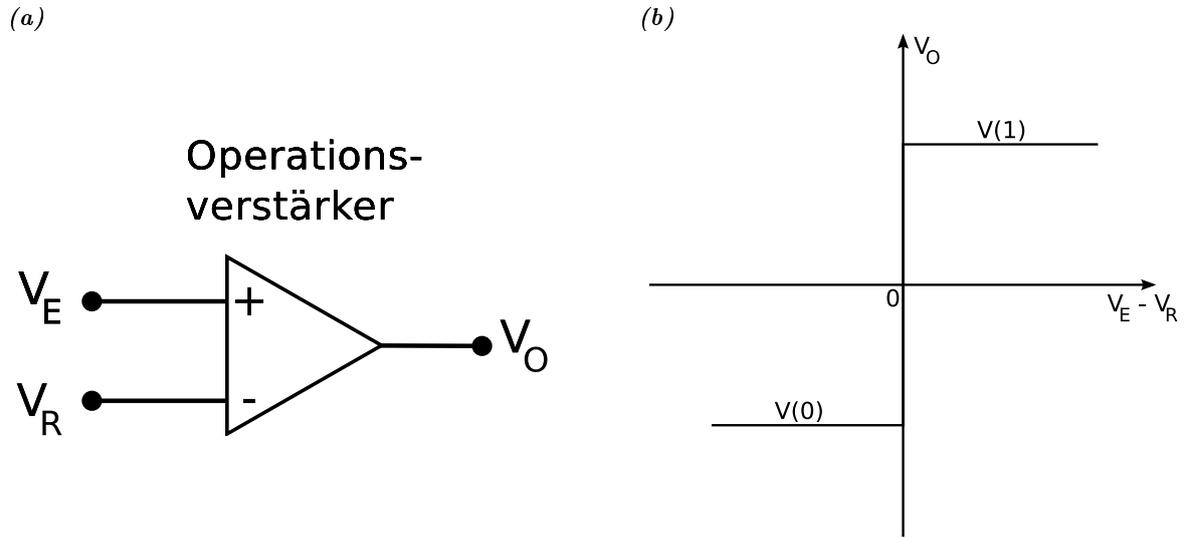


Abbildung 4.3: Bipolare Signalformung mit einem RC-(CR)<sup>2</sup> Glied; (a) Schaltbild; (b) Signalantwort auf eine Stufenfunktion



**Abbildung 4.4:** Signaldiskriminierung mit Hilfe eines Operationsverstärkers; (a) Komparatorschaltung mit einem Operationsverstärker; (b) Übertragungscharakteristik eines idealen Komparators [34]

#### 4.1.2 Umwandlung analoger in logische Pulse

In Detektorsystemen wird die Pulsformung als Zwischenschritt verwendet, bevor die Ausgangssignale für die weitere Analyse in logische Signale umgewandelt werden. Diese beinhalten die benötigten Informationen über ein Ereignis. Für eine einfache Pulsratenmessung wird dabei keine besondere Pulsformung vor der Umwandlung in logische Signale benötigt, wohingegen die genaue Messung der Zeitinformationen eines Signals durch vorherige Pulsformung deutlich verbessert werden kann (siehe Abschnitt 4.1.3). Die Umwandlung der analogen Pulse in logische Signale kann dabei auf unterschiedliche Arten erfolgen, von denen die Wichtigsten hier vorgestellt werden.

##### Integral-Diskriminatoren

Der Integral- oder Schwellen-Diskriminator ist das einfachste Instrument, welches für die Konvertierung der Detektorsignale verwendet werden kann. Er besteht im Wesentlichen aus einem Komparator, welcher die Eingangsspannung  $V_E$  mit einer Referenzspannung  $V_R$  vergleicht und ein logisches Signal erzeugt, sobald  $V_E$  diese Diskriminationsschwelle über- bzw. unterschreitet. Im einfachsten Fall lässt sich dies mit einem Operationsverstärker realisieren. Die entsprechende Schaltung ist zusammen mit ihrer Übertragungscharakteristik in Abb. 4.4 dargestellt.

Bei der Komparatorschaltung ist das logische Ausgangssignal hoch, solange die Eingangsspannung größer ist als die Referenzspannung. Diese Arbeitsweise der Diskriminatoren wird als "Updating-Modus" bezeichnet und kann für Time-over-Threshold-Messungen der Detektorsignale verwendet werden, welche in Abschnitt 5.3.2 vorgestellt werden. Im Gegensatz hierzu

erzeugt der “Non-Updating-Modus” ein logisches Signal fester Breite, sobald die Referenzspannung überschritten wird. Diese Arbeitsweise lässt sich zum Beispiel dazu verwenden, ein Freigabe- oder Vetosignal in einer Messung zu erzeugen. Die Leistung der Diskriminatoren kann durch komplexere Schaltungen deutlich verbessert werden [34].

## Differential-Diskriminatoren

Differential-Diskriminatoren verwenden zwei unabhängige Referenzspannungen für die Umwandlung von analogen Signalen in logische Pulse. Das logische Signal wird dabei nur dann erzeugt, wenn die Amplitude des Eingangssignals sich zwischen den Diskriminatorschwellen befindet. Mit diesen Diskriminatoremodellen lässt sich so eine Signalselektion anhand der Amplituden durchführen, was bei den Signalen der Photomultiplier für eine Energieselektion verwendet werden kann. Da der erzeugte logische Puls keine feste zeitliche Korrelation mit dem Eingangssignal aufweist, sind diese Diskriminatoren für Zeitmessungen jedoch ungeeignet. Bei Koinzidenzmessungen wird diese Methode daher mit den im Folgenden diskutierten Methoden für die Zeitmessung kombiniert, sodass die erzeugten Pulse mit den Ereigniszeiten wieder enger verknüpft sind.

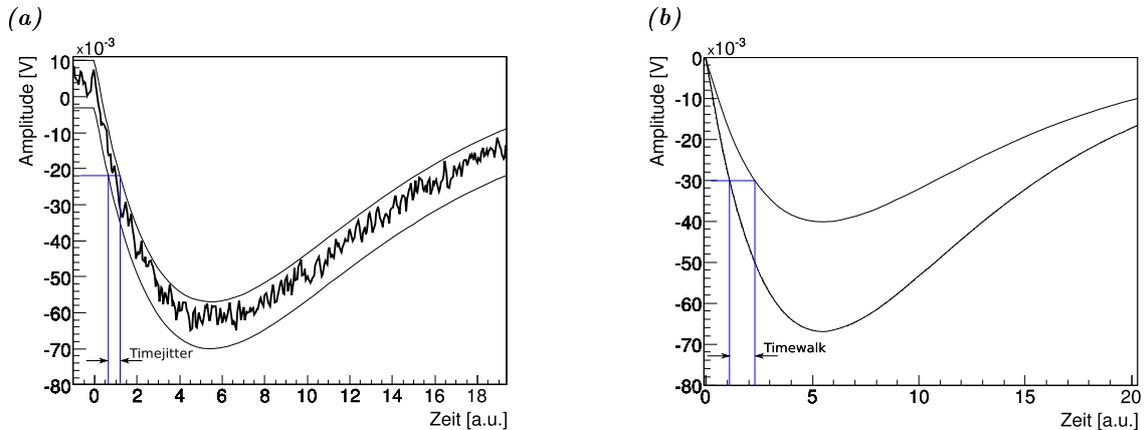
### 4.1.3 Zeitmessungen

Ist in einer Messung die Zeitinformation der Ereignisse von großer Bedeutung, werden für die Verarbeitung der Detektorsignale Methoden verwendet, welche sich von den Messungen für eine exakte Bestimmung der Signalamplitude deutlich unterscheiden. Die Genauigkeit, mit der sich die Ereigniszeiten messen lassen, wird dabei durch die spezifischen Eigenschaften des Detektors und der verwendeten Elektronik bestimmt. Die wichtigsten Eigenschaften der Detektorelemente für Zeitmessungen sind die Zahl der pro Ereignis erzeugten Ladungsträger und die Zeit, in der diese Ladungsträger gesammelt werden. Werden die Ladungsträger schnell aufgesammelt ergibt sich eine schnelle Anstiegszeit des Signals, wodurch der Detektionszeitpunkt genauer bestimmt werden kann.

Die grundlegende Operation einer Zeitmessung ist die Umwandlung des analogen Signals in einen logischen Puls, dessen steigende Flanke die Ankunftszeit des Ereignisses angibt. Elektronische Komponenten, welche eine solche Konversion durchführen, werden Trigger genannt und lassen sich auf unterschiedliche Arten implementieren.

#### Leading-Edge Zeitmessung

Die Leading-Edge-Diskrimination ist der direkte Weg für die Implementierung eines Triggers und kann mit einem Integral-Diskriminator realisiert werden. Als Zeitmarke wird dabei der Zeitpunkt verwendet, an dem das Eingangssignal die Referenzspannung des Integral-Diskriminators überschritten hat. Diese Triggermethode ist weit verbreitet und kann sehr



**Abbildung 4.5:** Fehlerquellen bei der Zeitmessung mit Leading-Edge Diskrimination; (a) Fehler durch Signalrauschen; (b) Fehler durch den Timewalk-Effekt [33]

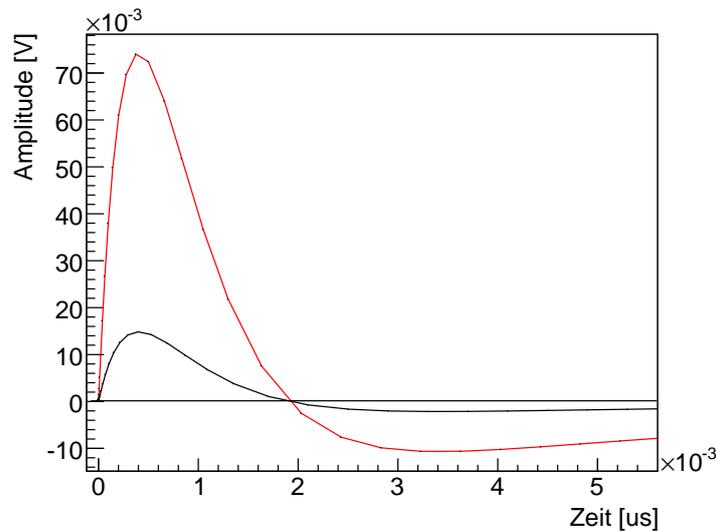
effektiv sein, besonders dann, wenn der dynamische Bereich des Eingangssignals, das heißt die Variationen in der Signalamplitude, nicht zu groß ist.

Die Messgenauigkeit wird bei dieser Methode maßgeblich durch den Timewalk-Effekt und das Signalrauschen beschränkt.

**Signalrauschen** Der Effekt des Signalrauschens auf die Zeitmessung wird auch als Time-Jitter bezeichnet und ist in Abbildung 4.5a dargestellt. Das Signalrauschen, welches den Pulsen überlagert ist, bewirkt bei Pulsen gleicher Form und Amplitude, dass die Triggersignale zu leicht unterschiedlichen Zeiten erzeugt werden. Der entstehende Fehler ist statistisch verteilt und wird mit kürzeren Anstiegszeiten, und damit größerer Steigung des Eingangssignals, kleiner.

**Timewalk-Effekt** Der Timewalk-Effekt tritt bei Eingangssignalen unterschiedlicher Amplitude oder Pulsform auf und ist in Abbildung 4.5b gezeigt. Durch die unterschiedlichen Amplituden bei konstanter Anstiegszeit überschreiten die Signale die Referenzspannung des Diskriminators zu unterschiedlichen Zeiten, sodass die erzeugten Triggersignale sich deutlich in ihren Zeiten unterscheiden. Auch bei konstanter Signalamplitude kann ein solcher Timewalk-Effekt auftreten, wenn sich die Pulsformen in ihren Anstiegszeiten unterscheiden.

Der Einfluss des Timewalk-Effekts auf die Leading-Edge Zeitmessung kann minimiert werden, indem die Diskriminationsschwelle so niedrig wie möglich gewählt wird. Eine spezielle Form der Leading-Edge-Diskriminierung ist daher die "First-Photoelectron-Diskriminierung". Die Referenzspannung wird bei dieser Methode so niedrig gewählt, dass bereits die Signale von einzelnen Photoelektronen ein Triggersignal erzeugen, wodurch eine deutlich bessere Zeitauflösung erreicht werden kann. Für die First-Photoelectron-Diskriminierung müssen Triggersignale wahrer Ereignisse von Triggersignalen durch Rauschen unterschieden werden können, sodass diese Methode nur in wenigen Messungen möglich ist.



**Abbildung 4.6:** Signalantwort einer  $(CR)^2$ -RC Kette auf eine Stufenfunktion mit unterschiedlicher Amplitude

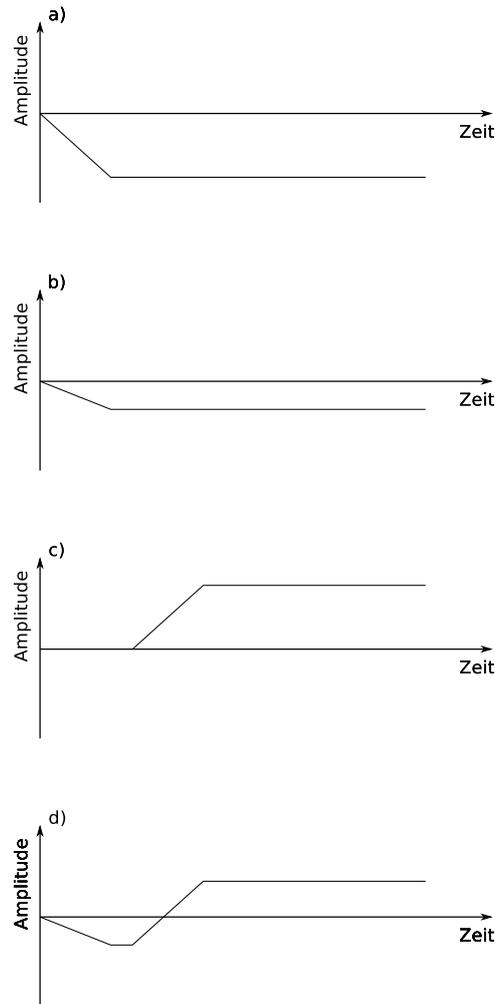
Die Auflösung der Leading-Edge-Zeitmessungen ist zudem abhängig von der Signalamplitude. Eine größere Amplitude bewirkt einen geringeren Timewalk-Effekt, wie auch bei einer niedrigeren Diskriminatorschwelle. Auf Grund der schnelleren Anstiegszeit des Signals werden zudem Fehler durch Signalrauschen reduziert.

### Crossover Zeitmessung

Der Timewalk-Effekt durch die unterschiedlichen Amplituden des Eingangssignals kann durch die Crossover-Zeitmessung deutlich reduziert werden. Das Eingangssignal muss für diese Messung zu einem bipolaren Signal geformt werden, wie es mit der CR-RC-CR Kette aus Abschnitt 4.1.1 möglich ist. Abbildung 4.6 zeigt die Signalantwort einer CR-RC-CR Kette auf eine Stufenfunktion mit unterschiedlicher Amplitude. Obwohl die Amplituden der Signale sich unterscheiden, geschieht der Nulldurchgang des bipolaren Signals zu gleichen Zeiten. Bei der Diskriminierung des Nulldurchgangs ist daher, verglichen mit der Leading-Edge Zeitmessung, der Timewalk-Effekt deutlich reduziert, jedoch steigt der Einfluss des Signalrauschens auf die Messung durch das Rauschen der benötigten Pulsformung.

### Constant-Fraction Diskrimination

Bei der Constant-Fraction-Diskrimination wird das Triggersignal nach einem festen Zeitintervall erzeugt, nachdem die steigende Flanke des Eingangssignals einen bestimmten Bruchteil  $f$  der Gesamtamplitude überschritten hat. Dieser Zeitpunkt ist für alle Pulse mit gleicher Anstiegszeit unabhängig von der Signalamplitude. Dadurch können Detektorsignale in einem großen dynamischen Bereich, wie bei der Crossover Methode, unabhängig von der Signalam-

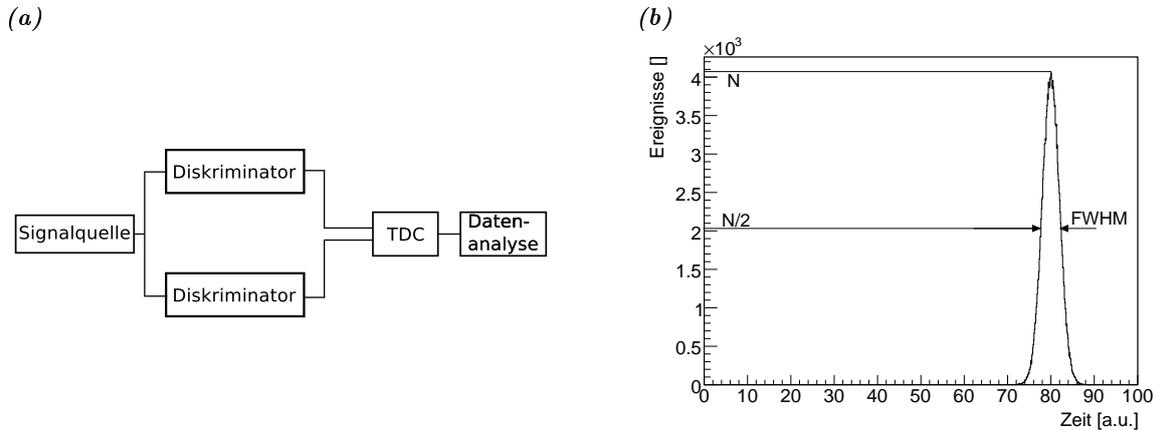


**Abbildung 4.7:** Constant-Fraction Signaldiskriminierung: a) Eingangssignal; b) abgeschwächtes Signal; c) invertiertes und verzögertes Signal; d) Summe der Signale aus b) und c)

plitude gemessen werden, jedoch mit einem geringeren Einfluss des Signalrauschens auf die Messung.

Die benötigten elektronischen Signalverarbeitungen für eine Constant-Fraction Zeitmessung sind in Abbildung 4.7 aufgeführt. Das Signal wird dabei zunächst um den Faktor  $f$  abgeschwächt, was dem Bruchteil  $f$  der Gesamtamplitude für die Diskrimination entspricht. Eine Kopie des Signals wird invertiert und um die Zeit  $t_d$ , welche größer als die Anstiegszeit  $t_r$  des Signals ist, verzögert. Dieses Signal wird zum abgeschwächten Signal addiert, um so eine bipolare Pulsform zu erzeugen, deren Nulldurchgang unabhängig von der Signalamplitude ist und dem Zeitpunkt entspricht, an dem die steigende Flanke den Bruchteil  $f$  der Gesamtamplitude überschritten hat.

Anstelle der Signalverzögerung kann auch ein Hochpassfilter verwendet werden, um das bipolare Signal zu erzeugen. Diese Methode wird unter anderem in dem STiC Chip angewendet und in 4.2.1 erläutert.



**Abbildung 4.8:** Bestimmung der Zeitauflösung eines Systems aus Diskriminator und TDC; (a) Aufbau für die Messung von Zeitspektren; (b) Zeitauflösung als FWHM des gemessenen Zeitspektrums

#### 4.1.4 Bestimmung der Zeitauflösung eines Messsystems

In Detektoren werden die von den Diskriminatoren erzeugten logischen Pulse von Time-to-Amplitude- (TAC) oder Time-to-Digital (TDC)-Konvertern in Zeitmarken umgewandelt. Eine Übersicht über die Messmethoden bei Zeitmessungen ist in [31] zu finden.

Um die Auflösung eines Systems aus Detektorelement, Signaldiskriminator und Zeitmesser zu bestimmen, bieten sich Mehrkanal-Zeitspektren an. Der Aufbau einer solchen Messung ist in Abbildung 4.8a zu sehen. Eine Signalquelle, wie zum Beispiel ein Pulsgenerator, erzeugt zwei simultane analoge Signale, welche von den Diskriminatoren in logische Signale umgewandelt werden. Die von dem TDC gemessene Zeitdifferenz zwischen den beiden Triggersignalen liefert ein Zeitspektrum, wie es in Abbildung 4.8b dargestellt ist. Die Breite der Verteilung bei halber Höhe (FWHM) dieser Verteilung wird verwendet, um die Zeitauflösung des Systems zu beschreiben.

Bei der Bestimmung der Gesamtzeitauflösung des hier entwickelten Auslesesystems, wurde für die Erzeugung simultaner Signale die Koinzidenzphotonen aus der Positronen-Annihilation verwendet, welche von den Detektormodulen ausgelesen werden. Durch die Verwendung der Detektormodule werden somit die Eigenschaften der Kristalle, wie die Abklingzeit des Szintillationslichtes und die Kristallgröße, in den Messungen ebenfalls berücksichtigt.

## 4.2 Der STiC Chip

Für die Auslese der Silizium-Photomultiplier wurde am Kirchhoff-Institut für Physik der STiC Chip (SiPM Timing Chip) entwickelt [26]. Die Arbeitsweise und Leistungsmerkmale dieses Chips werden hier kurz vorgestellt.

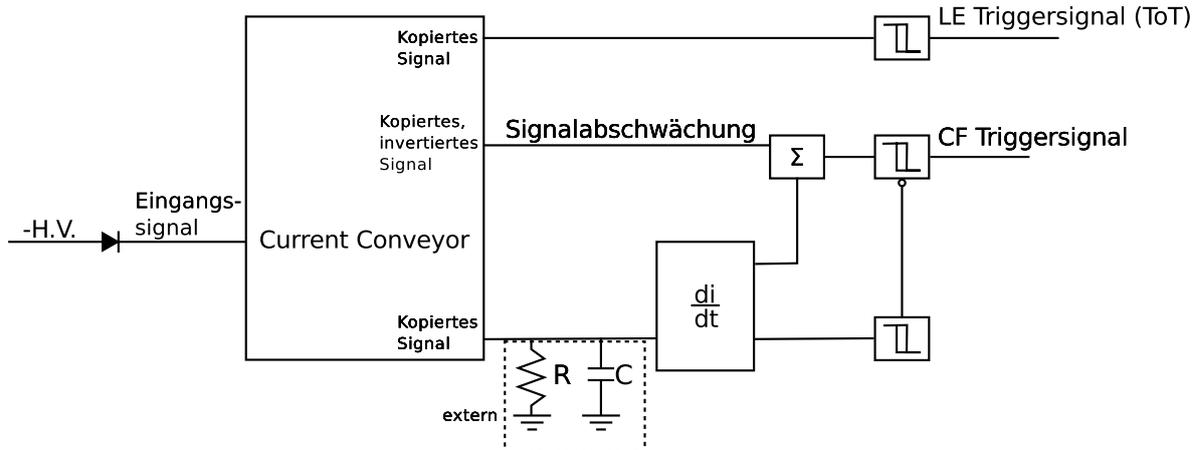


Abbildung 4.9: Constant-Fraction Diskriminatorkanal des STiC Chips

#### 4.2.1 Diskriminationsmethode

Die Triggersignale werden von einem sogenannten Current-Mode-Constant-Fraction Diskriminator erzeugt. Der hohe Ausgangsstrom der Detektormodule aus Szintillatorkristallen und SiPMs ermöglicht es, die Auslese anhand der Signalströme zu realisieren. Diese Stromfluss-Signalverarbeitung (engl.: Current-Mode, CM) erlaubt es, sehr schnelle integrierte Schaltungen zu entwickeln, welche sich für die Zeitmessungen eignen. Anders als in der zuvor erläuterten Constant-Fraction-Methode, verwendet diese Implementierung für die Erzeugung eines bipolaren Signals aus dem Eingangssignal einen Hochpassfilter, dessen Ausgangssignal mit einer weiteren Kopie des Eingangssignals zu einem bipolaren Signal geformt wird. Abbildungen 4.9 und 4.10 zeigen eine schematische Darstellung eines Kanals des STiC-Chips, sowie die einzelnen Ausgangssignale der Signalkette.

Der Strom des SiPM Signals fließt zunächst in einen sogenannten Current-Conveyor, welcher von dem Signal Kopien erstellt, von denen eine anschließend von einem Current-Mode-Differentiator differenziert wird. Eine invertierte Kopie des Signal wird abgeschwächt und zum Ausgangssignal des Differentiators addiert. Der Nulldurchgang des entstehenden bipolaren Signals ist unabhängig von der Signalamplitude des SiPM Signals, was sich anhand der mathematischen Beschreibung des Signals [26] zeigen lässt. Die Summe aus dem invertierten Signal und der Ableitung ergibt sich aus der Parametrisierung des Signals

$$A \cdot f(t) = A \cdot \left( \exp\left(-\frac{t}{\tau_{rise}}\right) - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{fall}}\right) \right)$$

zu:

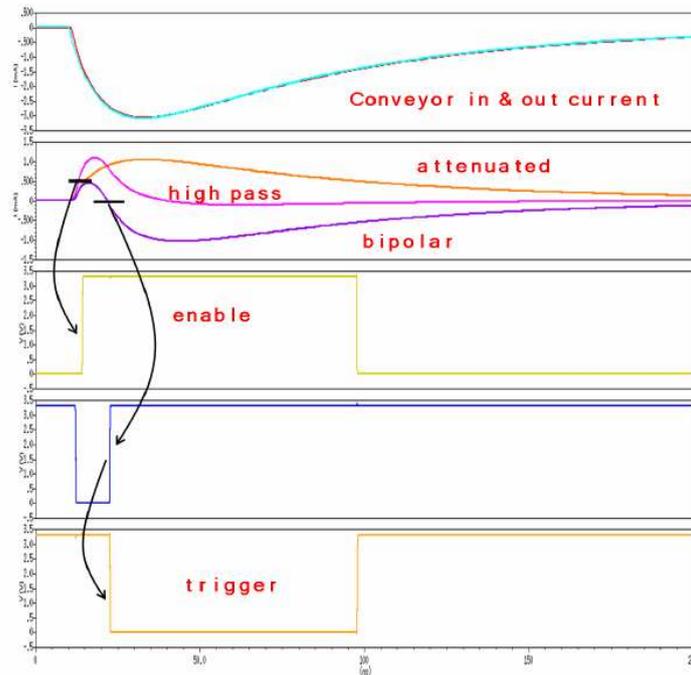


Abbildung 4.10: Signalkette bei der Erzeugung des Constant-Fraction-Triggers [26]

$$A \cdot \frac{df(t)}{dt} - A \cdot K \cdot f(t) = 0 \quad K \in (0; 1) \quad (4.1)$$

$$\Leftrightarrow \frac{df(t)}{dt} - K \cdot f(t) = 0 \quad (4.2)$$

$K$  gibt den Faktor an, um den die invertierte Signalkopie abgeschwächt wird. Wie man an Gleichung 4.2 sieht, ist der Nulldurchgang und damit das bei der Diskrimination erzeugte Triggersignal bei dieser Methode unabhängig von der Signalamplitude. Dabei wurde davon ausgegangen, dass die Signale die gleiche Pulsform haben. Diese Annahme ist für den PET-Prototypen nicht zutreffend, da die Anstiegs- und Zerfallszeiten der Signale leichten Schwankungen unterworfen sind. Da das erzeugte Triggersignal nicht unabhängig von diesen Schwankungen ist, sind für die Messungen mit dem PET-System daher geringere Zeitaufösungen zu erwarten.

Die Diskriminierung des bipolaren Signals wird von einem schnellen Current-Mode-Komparator übernommen. Eine Kopie des differenzierten Eingangssignals wird verwendet, um ein Freigabesignal für diesen Diskriminator zu erzeugen. Mit Hilfe des Freigabesignals lassen sich Eingangssignale vorselektieren, um zum Beispiel Ereignisse mit niedrigen Photonenergien zu unterdrücken.

### 4.2.2 Leistungsmerkmale

Der STiC Chip wurde speziell für die Auslese der Zeitinformationen von Silizium-Photomultipliersignalen entworfen, insbesondere für den Einsatz in der Positronen-Emissions-Tomographie. Neben der beschriebenen Constant-Fraction Diskriminierung verfügt der Chip daher über weitere Komponenten für die Signalauslese der SiPMs.

- Das Eingangssignal des Differentiators kann extern an eine Kapazität angeschlossen werden, welche den Strom integriert. Dadurch lässt sich die Ladung des Signals bestimmen, welche bei den Szintillationsmessungen proportional zu der Teilchenenergie ist.
- Jeder Eingangskanal verfügt neben dem Triggersignal des Constant-Fraction-Diskriminators eine Leading-Edge-Diskriminierung, deren Ausgangssignal für Time-over-Threshold Messungen verwendet werden kann. Alternativ kann dieser Diskriminator als Low-Threshold-Diskriminator für die Erzeugung des Triggersignals verwendet werden, wobei sich die Energieinformation des Ereignisses über die externe Kapazität bestimmen lässt.
- Der STiC Chip ermöglicht es die Sperrspannung der SiPMs um bis zu 1,5 V für jeden der Eingangskanäle einzeln zu erhöhen. Dadurch kann eine gemeinsame Hochspannungsquelle für alle SiPMs verwendet werden, deren Betriebsspannungen sich um weniger als 1,5 V unterscheiden. Dies ermöglicht es auch durch Anpassen der Sperrspannungen eine einheitliche Verstärkung für alle angeschlossenen Sensoren zu erhalten.

Simulationen, basierend auf realen Messdaten für SiPM-Signale, ergeben für einen dynamischen Bereich von 10 : 1 der Signalamplitude einen Zeitfehler von weniger als 80 ps durch den Timewalk-Effekt. Der bei diesen Eingangssignalen entsprechende Fehler durch Rauschen beträgt in den Simulationen weniger als 15 ps. Diese Simulationen geben nur den Einfluss des Rauschens durch die Elektronik wieder, da als Eingangssignale die analytische Beschreibung der Signale verwendet wurde. In realen Messungen verschlechtert das Signalausrauschen des Silizium-Photomultipliers und Variationen in den Pulsformen die Auflösung der Zeitmessungen.

Durch die Stromflusslogik weist der Chip zudem eine sehr geringe Leistungsaufnahme auf, welche  $\sim 10$  mW pro Eingangskanal beträgt.

### 4.2.3 Konfiguration des STiC-Chips

Die Einstellungen der einzelnen Kanäle des STiC-Chips, zu denen die Anpassung der Sperrspannung und die Schwellen der einzelnen Diskriminatoren zählen, werden durch einen 136-Bit Speicherbereich eingestellt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde für die Konfiguration des Chips von einem Labor-PC aus eine logische Schaltung für die Implementierung in einem FPGA (Field-Programmable-Gate-Array) programmiert. FPGAs bestehen aus universellen Bausteinen, welche zum Beispiel mit Hilfe von Lookup-Tabellen logische Operationen ausführen können. Diese Bausteine können untereinander beliebig verbunden werden um so logische Schaltungen zu realisieren.

Für die Chipkonfiguration, die hier vorgestellt wird, wurde ein Evaluation-Board mit einem

Spartan3A FPGA der Firma Xilinx verwendet, welches in Abbildung 4.11 (Rechts) zu sehen ist. Eine ausführliche Dokumentation der entworfenen Konfiguration des FPGAs, welche mit *VHDL* (Very High Speed Integrated Circuit Hardware Description Language) geschrieben wurde, findet sich in Anhang B.

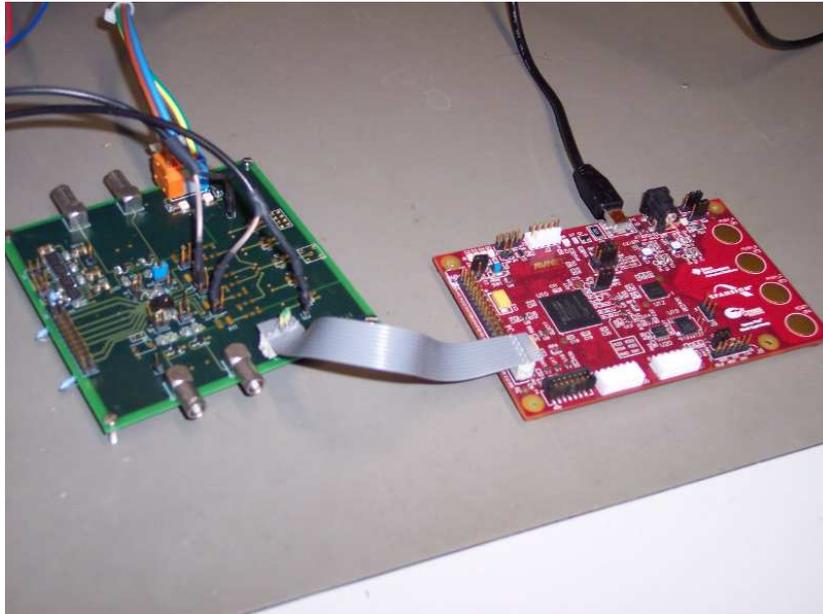


Abbildung 4.11: Spartan3A Evaluation Board (rot) mit angeschlossenem STiC-Testboard (grün)

### Interner Aufbau des Konfigurationsspeichers

Der Konfigurationsspeicher des Chips besteht aus D-FlipFlops, welche in einer sogenannten Daisychain angeordnet sind (Abb. 4.12). Bei jeder steigenden Flanke des Taktsignals propagiert die Konfiguration ein Speicherelement in der Kette weiter. Das erste Element übernimmt dabei den aktuell an seinem Eingang anliegenden Datenwert, sodass eine serielle Übertragung der Konfiguration mit Bit 135 beginnen und mit Bit 0 enden muss. Der Ausgang des letzten Elements der Kette kann dazu verwendet werden, um die vorherige Konfiguration des Chips bei einer Übertragung auszulesen.

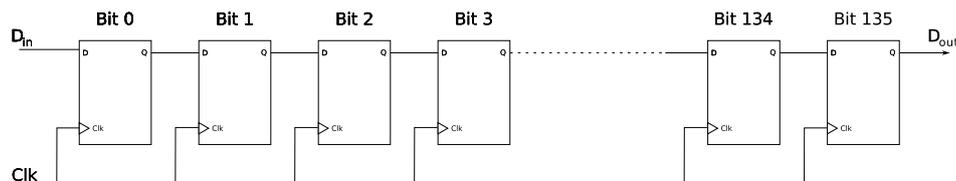


Abbildung 4.12: Aufbau des STiC Konfigurationsspeichers als Daisychain aus D-FlipFlops



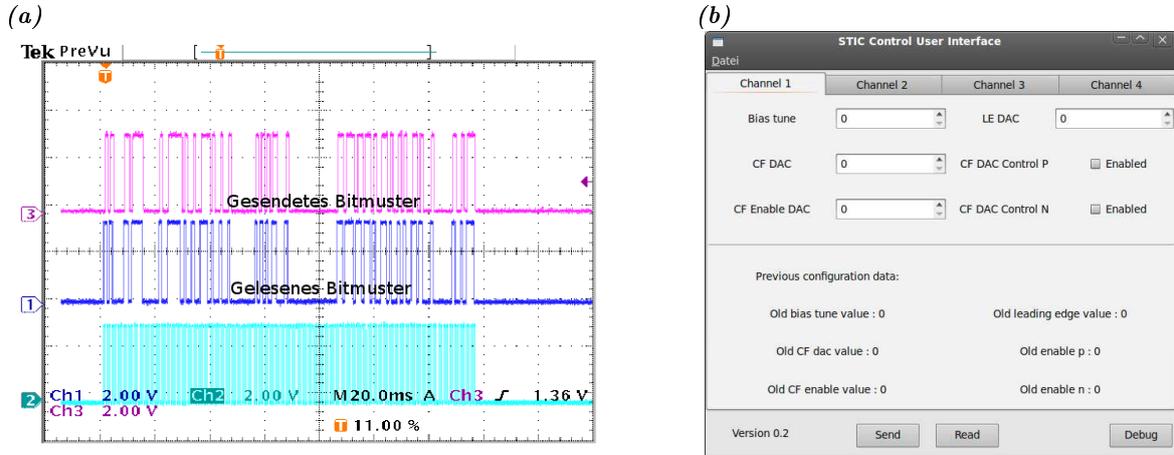
Abbildung 4.13: Diagramm der Zustandsmaschinen für die Übertragung einer Konfiguration

Um die Konfigurationsdaten von einem PC zu empfangen und an den Chip weiterzuleiten, wurden mehrere Zustandsmaschinen (engl. State Machine, SM) auf dem FPGA implementiert, deren Aufteilung in einem vereinfachten Diagramm in Abb. 4.13 gezeigt ist.

- Die Datenkommunikation mit dem PC geschieht über eine serielle Schnittstelle. Das verwendete Evaluation-Board stellt dafür eine UART-Schnittstelle (Universal Asynchronous Receiver Transmitter) zur Verfügung, welche es erlaubt, für die Kommunikation den USB-Port des PCs zu verwenden. Die SM ermöglicht es, Daten mit dem PC auszutauschen und so Steuerbefehle und Daten zu empfangen, sowie Konfigurationseinstellungen an den PC zurück zu senden.
- Eine weitere Zustandsmaschine wertet die empfangenen Daten aus, welche einen Steuerbefehl für den weiteren Konfigurationsprozess enthalten. Wird eine neue Konfiguration übermittelt, so werden die auf den Befehl folgenden Konfigurationsdaten in den lokalen Speicher des FPGAs übernommen.
- Wird der Befehl für die Übertragung der Konfigurationsdaten an den STiC erhalten, wird eine weitere Zustandsmaschine aktiviert. Diese erzeugt das Taktsignal für die Speicherelemente des Chips und sorgt dafür, dass zu jeder steigenden Flanke das korrekte Konfigurationsbit an dem Dateneingang der Daisychain anliegt. Der Ausgang der Kette wird dabei in jedem Takt gespeichert, um die vorherige Konfiguration des Chips auszulesen. Die Übertragung eines Bitmusters an den Chip lässt sich mit einem Oszilloskop verfolgen und ist in Abbildung 4.14a zu sehen.

### Graphische Benutzeroberfläche für die Konfiguration

Der Konfigurationsprozess lässt sich mit Hilfe einer eigenständig programmierten graphischen Benutzeroberfläche steuern (Abb. 4.14b). Das zu sendende Bitmuster wird aus den Werten berechnet, die sich in den einzelnen Registerkarten der Kanäle einstellen lassen. Der Knopf “Send” übermittelt die Konfigurationseinstellungen durch senden des entsprechenden Befehls mit dem erzeugten Bitmuster an den FPGA. Anschließend wird der Befehl für die Konfiguration des Chips gesendet, wodurch das Bitmuster in den Speicher des Chips geschrieben wird. Die bei der Übertragung erhaltene vorherige Chipkonfiguration lässt sich mit dem “Read”-Knopf abfragen.



**Abbildung 4.14:** Graphisches Interface der Konfiguration und resultierendes Bitmuster; (a) Übertragung des Bitmusters zu dem STiC-Chip. Kanal 2 (hellblau) zeigt das Taktsignal, Kanal 3 (rot) das Signal  $D_{in}$  und Kanal 1 (blau)  $D_{out}$ ; (b) Graphische Benutzeroberfläche

Durch die Benutzeroberfläche ist somit eine komfortable und schnelle Konfiguration des Chips möglich.

### 4.3 Testergebnisse

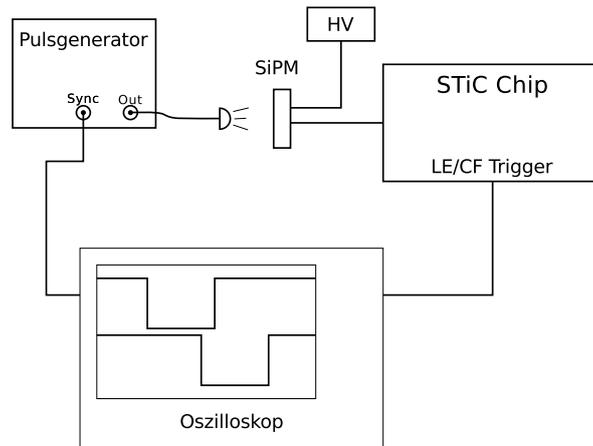
Um die Leistung des STiC Chips bezüglich der erreichbaren Zeitaufösung und Energieaufösung in PET-Systemen zu bestimmen, wurden mehrere Messungen mit Hilfe eines Oszilloskops durchgeführt.

Der Messaufbau zur Bestimmung des Time-Jitters der Constant-Fraction- und Leading-Edge-Diskriminatoren mit einem SiPM ist in Abbildung 4.15 dargestellt. Der Silizium-Photomultiplier wird bei dieser Messung von einer gepulsten LED beleuchtet und das dabei entstehende Signal von dem STiC-Chip diskriminiert. Das Synchronisationssignal des Pulsgenerators dient als Startsignal für die Zeitmessung, das Triggersignal des STiC als Stoppsignal. Durch die direkte Beleuchtung des SiPMs mit einer LED wird ein einheitliches Signal mit annähernd konstanter Pulsform und Amplitude erzeugt. Zudem sind durch die schnelle Anstiegszeit des SiPM-Signals Timewalk-Effekte bei dieser Messung vernachlässigbar.

Die Zeitaufösung wurde mit diesem Aufbau entsprechend der Methode in Abschnitt 4.1.4 bestimmt und ist in Tabelle 4.1 angegeben.

Diskriminator	Timejitter
Leading-Edge	< 60 ps
Constant-Fraction	< 65 ps

**Tabelle 4.1:** Zeitaufösung des STiC Chips für die Diskrimination eines SiPM-Signals konstanter Form und Amplitude [37]



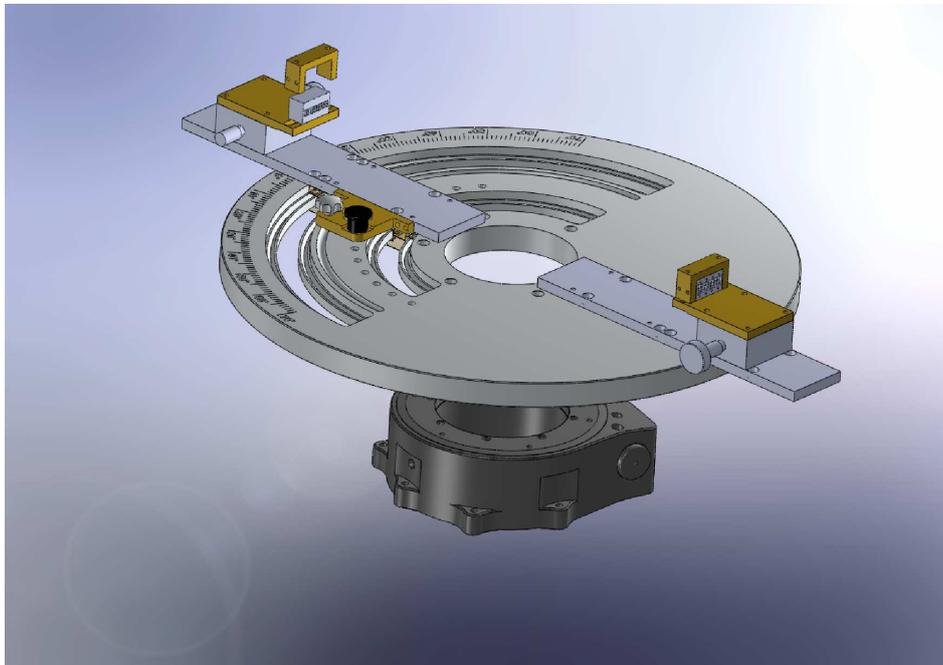
**Abbildung 4.15:** Aufbau für die Messung der Zeitauflösung des STiC Chips

Die Ergebnisse zeigen eine gute Zeitauflösung beider Diskriminationsmethoden. Für den Einsatz in dem PET-Prototypen müssen jedoch die Variationen in den Pulsformen und Amplituden berücksichtigt werden, welche bei dieser Messung nicht mit einbezogen wurden. Um die erreichbare Zeitauflösung des STiC Chips bei dem Einsatz in dem Prototypen zu untersuchen, wurden daher weitere Messungen durchgeführt, in denen der STiC-Chip für die Diskrimination der Detektorsignale verwendet wurde. Diese Messungen werden in dem nächsten Kapitel in Abschnitt 5.3.3 diskutiert.

# Der PET Prototyp

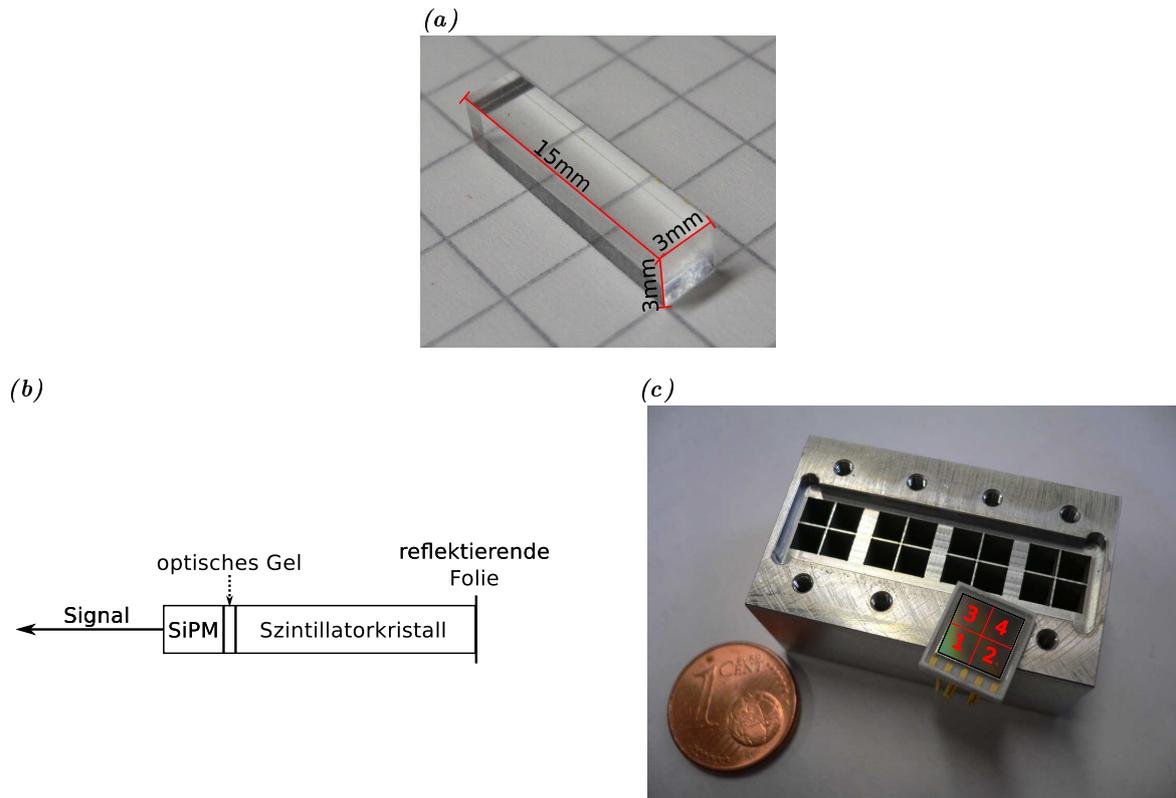
Um die Eigenschaften und Potentiale eines Positronen-Emissions-Tomographen zu untersuchen, welcher schnelle Szintillatorkristalle in Kombination mit Silizium-Photomultipliern zum Photonnachweis verwendet, wurde ein Detektor Prototyp entwickelt. Dieser Prototyp entstand in einer Zusammenarbeit des Kirchhoff-Instituts für Physik und des Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg. In Rahmen dieser Diplomarbeit wurde ein Auslesesystem für SiPMs entwickelt, welches es ermöglicht den Zeitpunkt des Nachweises eines Photons, sowie dessen Energie mithilfe von Zeitmessungen zu bestimmen. Mit dem System können Studien zur Zeitauflösung des Detektors durchgeführt werden, welche von großer Bedeutung für eine mögliche Anwendung von Time-of-Flight PET-Systemen ist.

## 5.1 Mechanischer Aufbau



*Abbildung 5.1:* Entwurfszeichnung des PET Prototypen

Die Entwurfszeichnung des Prototypen ist in Abbildung 5.1 zu sehen. Er besteht aus zwei Detektormodulen, welche auf einem rotierbaren Tisch angebracht sind. Die Halterungen erlauben es, Abstand und Winkel zwischen den Modulen beliebig einzustellen. Für die Drehung des Tisches um eine radioaktive Quelle, welche zwischen den Detektormodulen eingesetzt werden kann, sorgt ein präziser Schrittmotor. Dieser wird von einem Labor-PC gesteuert und erlaubt es somit, bei Messungen einen vollen PET-Detektorring zu simulieren. Der Aufbau der Detek-



**Abbildung 5.2:** Detektorelemente für die Photondetektion im PET-Prototypen; (a) Szintillatorkristall; (b) Aufbau eines Detektorelements; (c) Detektormodul für 16 Elemente

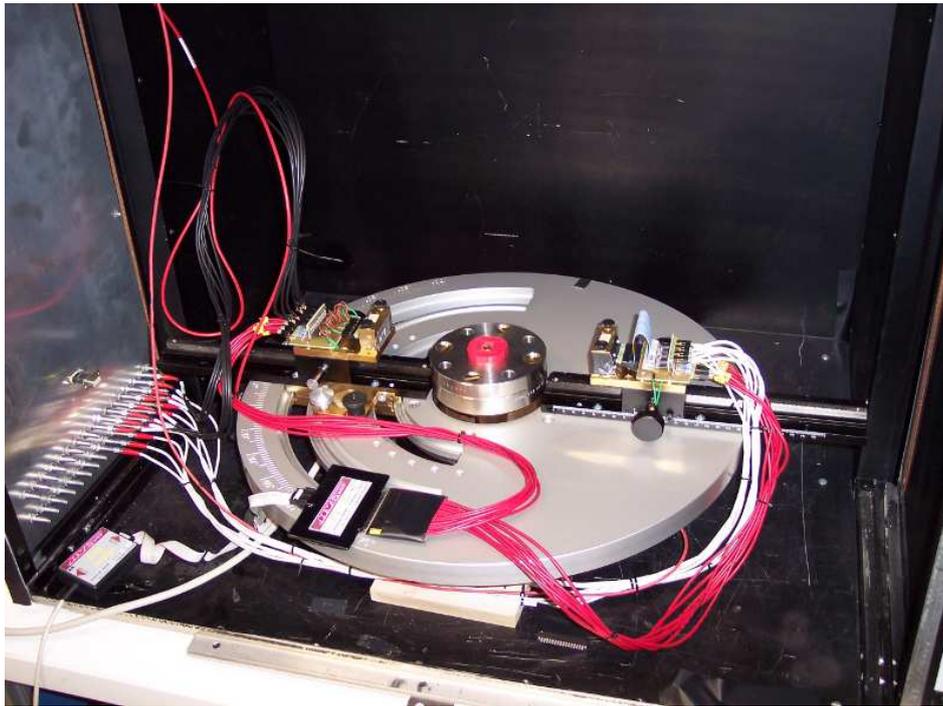
torelemente ist in Abbildung 5.2b schematisch dargestellt. Für die Umwandlung der 511 keV Photonen in sichtbares Licht werden Lutetium-Fine-Silicate-Kristalle als Szintillatoren verwendet, welche von Silizium-Photomultipliern der Firma Hamamatsu ausgelesen werden. Die aktive Fläche der SiPMs ist dabei in vier separate Kanäle unterteilt, welche individuell ausgelesen werden können.

Die Zahl der detektierten Szintillationsphotonen hat einen wesentlichen Einfluss auf die Energie- und Zeitaufösung des Systems. Bei der Photonenerzeugung in dem Kristall handelt es sich um einen statistischen Prozess, weshalb für die Schwankung der Anzahl an erzeugten Photonen

$$\Delta N = \sqrt{N} \quad (5.1)$$

gilt. Da die Gesamtzahl der detektierten Szintillations-Photonen proportional zu der Energie des Primärteilchens ist, gilt aufgrund der Photonstatistik:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta N}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (5.2)$$



*Abbildung 5.3:* Der PET-Prototyp mit SiPMs und LFS-Kristallen für die Photondetektion

Dies bedeutet, dass mit steigender Zahl an ausgelesenen Photonen sich die Photonstatistik und damit auch die Energieauflösung der Ereignisse verbessert. Durch die damit verbundene größere Amplitude des SiPM-Signals kann zudem die Zeitauflösung verbessert werden (vgl. Kapitel 4.1.3). Um die Energie- und Zeitauflösung zu verbessern wurde daher an den Enden der Kristalle eine reflektierende Folie angebracht, um die Verluste durch aus dem Kristall entweichende Photonen zu reduzieren. Die einzelnen Detektorelemente werden in speziell gefertigten Aluminiumhalterungen zu Modulen mit jeweils 16 Elementen zusammengefasst, welche in dem Prototypen eingesetzt werden. Die Aluminiumhalterung sorgt zugleich dafür, dass die Reflektivität an den Seitenflächen der Kristalle erhöht wird, wodurch an diesen Flächen der Verlust an Szintillationslicht auch ohne reflektierende Folie gering ist. Die SiPMs werden an der Rückseite der Halterungen auf die Kristalle gelegt (Abbildung 5.2c). Um die optische Kopplung zwischen Sensor und Szintillator zu verbessern, befindet sich zwischen den Kristallen und dem SiPM zusätzlich ein optisches Kontaktmittel (engl.: optical grease), welches die Totalreflexion durch Anpassung des optischen Brechungsindex minimiert und so die Lichtausbeute verbessert.

Die Spannungsversorgung der Silizium-Photomultiplier wird von einem USB-Hochspannungs-Modul der Firma HV Sys [6] bereitgestellt, welches sich über einen USB-Anschluss konfigurieren lässt. Der integrierte Temperatursensor des Spannungs-Moduls ermöglicht die Stabilisierung der SiPM-Verstärkung bei Temperaturschwankungen durch Anpassung der Sperrspannungen. Die Messungen zur Temperaturabhängigkeit und Stabilisierung des Systems, welche in dieser Arbeit durchgeführt wurden, werden in Abschnitt 5.4 vorgestellt.

Erste Messungen mit dem Aufbau des Prototypen, wie er in Abbildung 5.3 zu sehen ist, wurden am DESY Hamburg durchgeführt.

## 5.2 Auslese der Detektorsignale

Für die Detektion von Koinzidenzen müssen aus den Signalen der Silizium-Photomultiplier Energie und Zeitinformationen extrahiert werden. Das hierfür benötigte Auslesesystem lässt sich auf unterschiedliche Arten implementieren, die sich in ihrer Komplexität, Messgenauigkeit und Verarbeitungsgeschwindigkeit unterscheiden.

Für die Energiemessung der detektierten Photonen bietet sich eine Ladungsmessung des SiPM-Signals an, da die Ladung direkt proportional zu der in dem Szintillatorkristall deponierten Energie des Photons ist, sofern keine Sättigungseffekte auftreten. Die Integration des Signals für die Ladungsmessung macht diese Methode zudem weniger rauschanfällig, da der Beitrag des Rauschens statistisch verteilt ist und sich bei der Integralbildung weitestgehend aufhebt. Der Nachteil dieser Methode liegt darin, dass die Ladungsmessung keine präzisen Zeitinformationen über die Ankunftszeit des Photons liefert. Aus diesem Grund muss das Detektor-Signal für Koinzidenzmessungen dupliziert werden, um eine separate Zeitmessung durchzuführen. Die auf diese Weise ermittelten Energie- und Zeitwerte müssen anschließend wieder dem ursprünglichen Detektorsignal zugeordnet werden, was zusätzliche Logikschaltungen erfordert. Das in dieser Arbeit entwickelte System für die Signalauslese und Koinzidenzbildung nutzt ausschließlich die Zeitinformationen der Detektorsignale für die Koinzidenzbildung. Da die Zeitinformationen auch für die Energiemessung genutzt werden, wird keine weitere Messmethode benötigt und das SiPM-Signal muss nicht dupliziert werden, womit sich der Aufbau des Auslesesystems wesentlich vereinfacht, was in Abbildung 5.4 zu sehen ist. Bei der Entwicklung wurde darauf geachtet, den Aufbau modular zu gestalten, sodass einzelne Elemente zu einem späteren Zeitpunkt durch neuere Komponenten ausgetauscht werden können. Die verwendeten Komponenten des Auslesesystems werden im Folgenden vorgestellt.

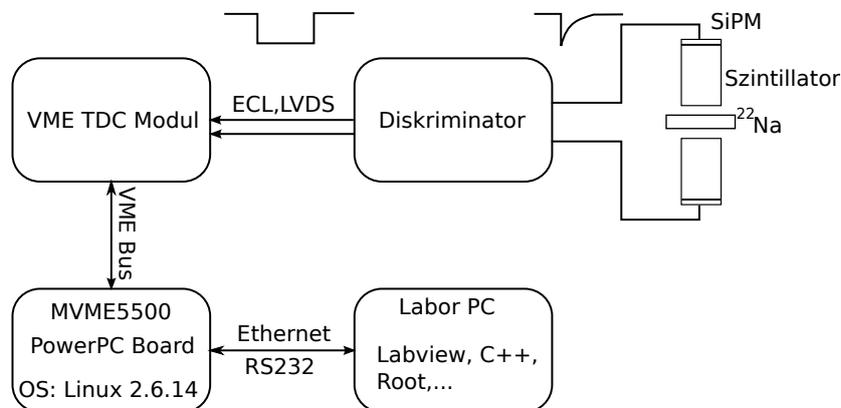


Abbildung 5.4: Schematische Darstellung des Auslesesystems für Zeitmessungen

### 5.2.1 Diskrimination

Für die Auslese der SiPM-Signale wird ein Integralkriminator verwendet, wie er in Abschnitt 4.1.2 vorgestellt wurde. Die Eingangssignale weisen eine typische Amplitude im Bereich von  $\sim 10$  mV bis  $\sim 150$  mV auf, wodurch keine Vorverstärkung nötig ist. Die Pulsform der Detektorsignale erlaubt es, die Energie des Ereignisses anhand der Time-over-Threshold-Methode zu bestimmen. Die Information über die Energie ist dabei in der Breite des erzeugten Diskriminatorspulses enthalten (siehe Abschnitt 5.3.2). Bei dem für die Auslese eingesetzten Diskriminator handelt es sich um ein CAMAC-Modul, welches im Updating-Modus betrieben werden kann (vgl. Kapitel 4.1.2). Das differentielle Ausgangssignal (ECL) lässt sich direkt von dem eingesetzten Time-to-Digital Konverter messen. Durch den modularen Aufbau des Auslesesystems kann dieses Modul zu einem späteren Zeitpunkt durch den STiC Chip ersetzt werden, um bessere Zeit- und Energieauflösungen zu erreichen.

### 5.2.2 Zeitmessung



**Abbildung 5.5:** CAEN V1290A HPTDC Board für Zeitmessungen mit 25 ps Auflösung

Die Diskriminatorsignale in ECL-Logik werden von einem Time-to-Digital-Converter (TDC) VME-Modul der Firma CAEN gemessen (Abbildung 5.5). Das Modul verwendet den am CERN entwickelten HPTDC Chip, um Zeitmessungen mit einer Auflösung von 25 ps für 32 Kanäle zur Verfügung zu stellen. Somit eignet sich dieses Modul für die simultane Auslese aller 32 Kanäle des Detektorprototyps. Das TDC-Modul verwendet für die Konfiguration und die Datenauslese den Versa-Module-Eurocard-Bus (VME-Bus).

### 5.2.3 Datenauslese

Das entwickelte Auslesesystem verwendet ein MVME5500 CPU-Board von Motorola (heute zu Emerson Network Power[3] gehörig) für den Datenaustausch mit dem TDC. Diese Module verwenden einen PowerPC-Prozessor mit einer Taktrate von 1 GHz und wurden zuvor für das Triggersystem des H1-Detektors am DESY eingesetzt. Ein Blockdiagramm der einzelnen Komponenten des Boards ist in Abbildung 5.6 dargestellt. Die Kommunikation mit dem VME-Bus wird durch den Tundra Universe II Chip[7] ermöglicht, welcher den PCI-Bus des Prozessors mit dem VME-Bus verbindet. Zu Beginn dieser Arbeit wurde auf dem PowerPC-Board ein geeignetes Betriebssystem installiert und eine Schnittstelle für den Zugriff auf den VME-Bus programmiert.

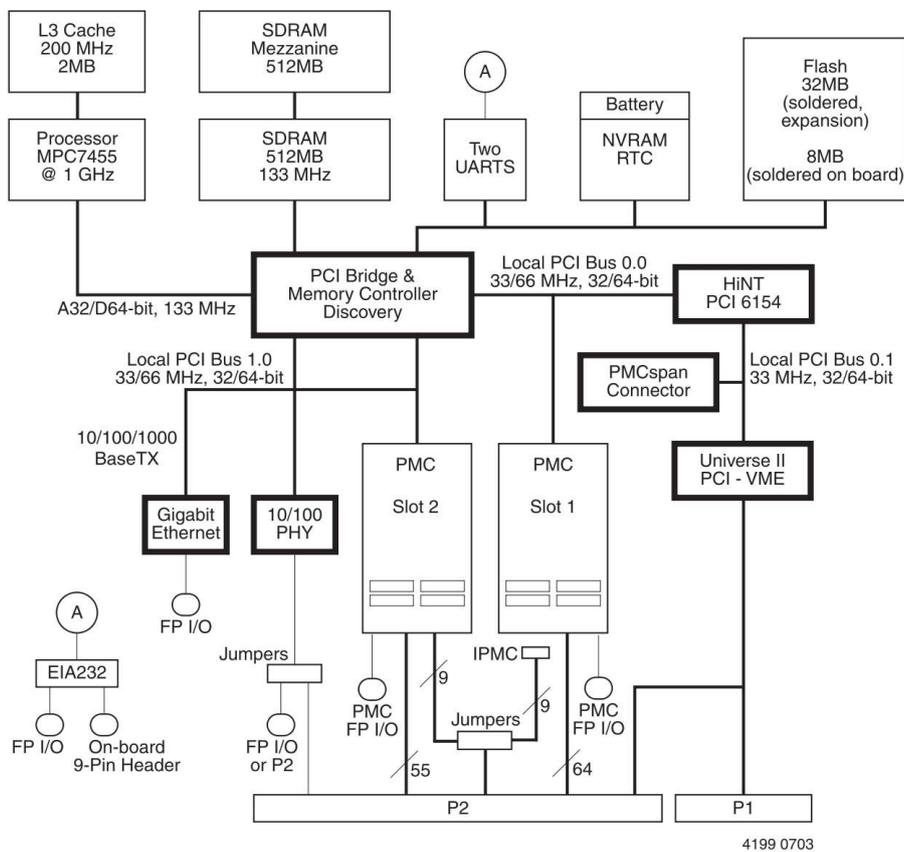


Abbildung 5.6: Blockdiagramm des MVME5500 Boards[29]

### Installation des Betriebssystems

Für die Wahl des Betriebssystems standen mehrere Möglichkeiten zur Auswahl:

- Linux Kernel 2.6.14:

Für den Linux Kernel der Version 2.6.14 stellt Motorola Treiber bereit, welche eine Installation auf dem Board ermöglichen. Zusätzliche Erweiterungen für den Kernel bieten die Möglichkeit, Unterstützung für Echtzeitanwendungen zu implementieren und so falls nötig die Leistungsfähigkeit zu erhöhen.

- Wind River VxWorks:

*VxWorks* [11] ist ein kommerzielles Betriebssystem, welches für eingebettete Systeme ausgelegt ist. Sogenannte Board-Support-Pakete des Betriebssystems stellen Treiber für unterschiedliche Plattformen zur Verfügung. VxWorks unterstützt das MVME5500 CPU-Board und wurde in dem Triggersystem des H1 Detektors verwendet.

- RTEMS:

*Real-Time Executive for Multiprocessor Systems* (RTEMS)[10] ist ein freies Echtzeitbetriebssystem für eingebettete Systeme. Für das System existiert ein Board-Support-Paket, welches es ermöglicht, RTEMS auf dem MVME5500-Board zu installieren. Für die Prozesssteuerung und Datenauslese besteht die Möglichkeit, das EPICS (Experimental Physics and Industrial Control System)[4] Softwarepaket zu verwenden.

Die vorgesehenen Messungen stellen keine zeitkritischen Bedingungen an das Auslesesystem, weshalb die Linux-Betriebssysteme ausreichende Leistungsfähigkeit liefern. Der Einsatz eines Betriebssystems wie Linux erfordert zudem keine Einarbeitungszeit, da bereits bekannte Software eingesetzt werden kann, was die Entwicklung von Programmen erleichtert. Eine Untersuchung der Leistungen verschiedener freier Linux-Kernel Varianten und VxWorks wurde in [19] durchgeführt. Die Messungen zeigen, dass die Leistungen der nicht-kommerziellen Linux Systeme ausreichend für das Auslesesystem sind, weshalb ausgehend von dieser Untersuchung für die hier verwendete Implementation der Linux-Kernel 2.6.14 gewählt wurde.

Der Kernel benötigt ein Root-Dateisystem, welches alle für den Betrieb nötigen Systemanwendungen und Werkzeuge beinhaltet. Dazu zählen unter anderem eine Kommandozeile für die Befehlseingabe, Konfigurationsdateien, sowie die nötigen Kernelmodule für Hardwareunterstützung.

Das für das CPU-Board erstellte Root-Dateisystem verwendet für die benötigten Unix-Dienstprogramme BusyBox[1]. BusyBox ist eine Softwaresammlung, welche viele der Unix-Dienste in einer kompakten ausführbaren Datei vereint. Neben den grundlegenden Diensten wie einer Shell und Dateisystem-Werkzeugen, stellt BusyBox auch Programme wie einen Telnet-Server zur Verfügung, wodurch der Zugriff auf die Kommandozeile nicht auf die serielle Schnittstelle beschränkt ist, sondern auch über das Netzwerk erfolgen kann. Nach der vollständigen Installation beträgt die Größe des Dateisystems ca. 13 MByte und ist damit klein genug für die Installation in dem Flash-Speicher des Boards.

Um während der Entwicklungsphase nicht für jede Änderung den Speicher des Boards erneut beschreiben zu müssen, wurde das Dateisystem über einen Labor-PC mit Hilfe des *Network-File-Systems* exportiert. Die ausgelesenen Daten der VME-Module werden ebenfalls durch das NFS direkt auf der Festplatte des Labor-PCs gespeichert, sodass kein spezieller Datenaustausch zwischen dem Labor-PC und dem PowerPC-Board erforderlich ist.

Aufgrund der unterschiedlichen Prozessorarchitekturen von Labor-PC (x86-Architektur) und PowerPC Board, müssen der Linux-Kernel, sowie alle Programme des Root-Dateisystems mit Hilfe eines Cross-Compilers für die PowerPC-Architektur übersetzt werden. In dieser Arbeit

wurde für diesen Zweck das *DENX Embedded Linux Development Kit*[2] eingesetzt, welches Cross-Compiler für verschiedene Architekturen bereitstellt, unter anderem für den verwendeten PowerPC.

Um die Installation des Systems komfortabel auf weiteren Labor-PCs durchzuführen, wurde die Installation inklusive der vorhandenen Ausleseprogramme in einem Debian-Paket zusammengefasst.

### VME-Bus Schnittstelle

Die Konfiguration und Auslese von VME-Modulen erfolgt über Lese- und Schreibzugriffe auf Speicherbereiche der Module. Die Adressierung dieser Register erfolgt über den VME-Adressraum. Den Modulen lässt sich dabei über Rotationsknöpfe auf dem Board eine Basisadresse zuordnen, wohingegen die Register der Module relativ zu dieser Basisadresse einen festen Adress-Offset besitzen. Die Adresse eines Registers berechnet sich dann aus der Summe von Basisadresse und Offset. In Abbildung 5.7 ist der Zugriff auf ein Modulregister mit der Basisadresse  $0xC00000$  und einem Adressoffset von  $0x1000$  dargestellt. Die absolute Adresse des Registers ist damit  $0xC01000$ .

Die Kernel-Erweiterungen von Motorola beinhalten einen Treiber für den Universe II Chip, mit dessen Hilfe der Zugriff auf den VME-Bus ermöglicht wird. Der Adressraum des VME-Bussystems lässt sich über diesen Chip in den lokalen Adressraum des Programmspeichers abbilden. Zugriffe auf Adressen in dem lokalen Speicherbereich eines Prozesses ermöglichen dadurch den transparenten Zugriff auf Speicherbereiche des VME-Adressraums.

Die Programmierung einer Auslesesoftware für ein VME-Modul über den bereitgestellten Treiber ist unkomfortabel. Zudem sind viele der verwendeten Systemaufrufe für alle VME-Module identisch, sodass eine Schnittstelle zwischen Treiber und Ausleseprogrammen die Entwicklung deutlich vereinfacht. Im Rahmen dieser Arbeit wurde deshalb für die Kommunikation mit dem VME-Bus ein Interface programmiert, welches einen einfachen Zugriff auf die Module erlaubt. Die wichtigsten Eigenschaften dieser Schnittstelle umfassen:

- Zugriff auf Module in unterschiedlichen VME-Adressbereichen
- Schreib- und Lesezugriff auf die Register der VME-Module

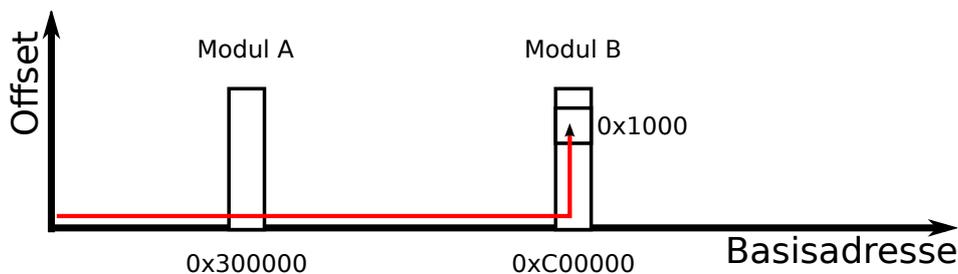
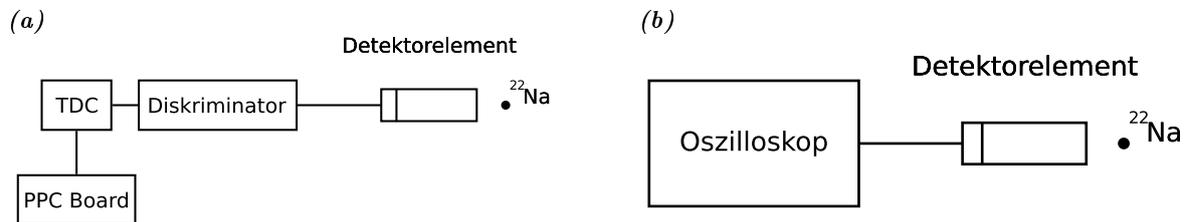


Abbildung 5.7: Adressierung eines Modulregisters in dem VME-Adressraum

- Unterstützung von Direct-Memory-Access-Übertragungen (DMA) für schnelle Datenübertragungen
- Unterstützung von Interrupts der VME-Module

Eine ausführliche Beschreibung des installierten Betriebssystems mit einer Dokumentation der VME-Schnittstelle, sowie der programmierten Ausleseprogramme befindet sich in Anhang A dieser Arbeit.

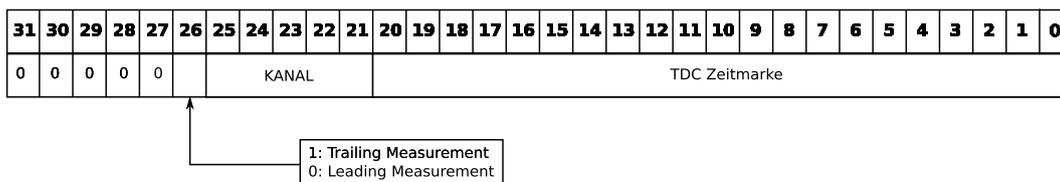
### 5.3 Datenverarbeitung



**Abbildung 5.8:** Schematischer Aufbau der Auslesesysteme; (a) Auslesesystem mit einem TDC Modul; (b) Auslesesystem mit einem Oszilloskop

Das entworfene Auslesesystem, wie es in Abbildung 5.8a skizziert ist, erlaubt es, unterschiedliche Messungen anhand der Zeitinformationen der SiPM-Signale durchzuführen. Neben den Messungen mit dem beschriebenen System wurden die SiPM-Signale alternativ direkt mit einem Oszilloskop ausgelesen, um Vergleichs- und Kalibrationsmessungen durchzuführen (Abb. 5.8b).

Die Zeitinformationen werden von dem TDC als 32-Bit-Wörter an das PowerPC-Board übertragen, in denen jeweils der Kanal, der Flankentyp (Leading/Trailing) und die Zeitmarke kodiert enthalten sind (Abb. 5.9). Das Board extrahiert aus diesen Daten die gewünschten Informationen und führt die weitere Datenanalyse durch. Alternativ bietet es sich für eine detailliertere Analyse an, die extrahierten Informationen für jedes Ereignis unverarbeitet an den Labor-PC zu übermitteln. Für die Analyse können dann unterschiedliche Auswertungen auf dem aufgezeichneten Datensatz durchgeführt werden. Listing 5.1 zeigt ein Beispiel für einen solchen Datensatz. Die erste Spalte enthält die Kanalnummer, auf der das Signal gemessen wurde. Die Zeitmarke und Flankeninformation sind in der zweiten und dritten Spalte



**Abbildung 5.9:** Bitmuster des TDC-Outputbuffers [15]

---

```

22 146143 0
22 154642 1
22 481225 0
22 487516 1
22 640838 0
22 644399 1
22 170164 0
22 178398 1
22 1278073 0
22 1288117 1
22 485200 0
22 492099 1

```

---

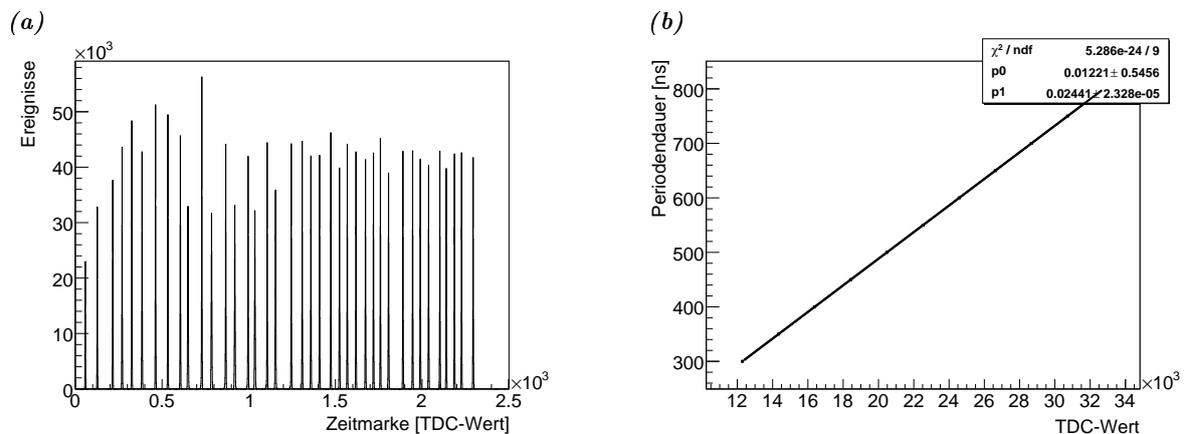
*Listing 5.1:* Unverarbeiteter Datensatz einer TDC Messung

gegeben.

Die weitere Auswertung der erhaltenen Daten lässt sich mit Hilfe des ROOT[9] Datenanalyse-Framework durchführen.

### 5.3.1 Kalibration des Time-to-Digital-Converters

Um die Dimension der gemessenen Zeitmarken von TDC-Werten in Zeit zu konvertieren muss zunächst eine Kalibrationsmessung durchgeführt werden. Ein Pulsgenerator erzeugt zu diesem Zweck ein Signal mit konstanter Periode, welches von einem Diskriminator in differentielle



**Abbildung 5.10:** Messung zur Kalibration des Time-to-Digital Konverters; (a) TDC-Zeitspektrum der Pulsperioden; (b) Bestimmung der TDC-Bingröße aus den Zeitspektren

ECL-Signale umgewandelt wird. Die steigenden Flanken der Diskriminatorsignale werden von dem TDC gemessen, wobei die Differenz zwischen zwei aufeinanderfolgenden TDC-Werten der eingestellten Pulsperiode entspricht. Erhöht man die Pulsperiode in konstanten Schritten, lässt sich so ein Zeitspektrum erzeugen wie es in Abbildung 5.10a zu sehen ist. Die Abstände zwischen den einzelnen Peaks entsprechen der Schrittweite mit der die Pulsperiode erhöht wurde, sodass aus ihnen die Breite der TDC-Bins bestimmt werden kann. In Abbildung 5.10b wurde die Zeitdifferenz der TDC-Werte gegen die eingestellte Periodendauer aufgetragen. Aus dem linearen Fit ergibt sich eine Breite der Bins von  $(24, 41 \pm 0, 02)$  ps, was sehr nah am vom Hersteller angegebenen Wert von 25 ps liegt.

### 5.3.2 Energiemessungen

Als Positronenquelle für die durchgeführten Messungen dient das Natriumisotop  $^{22}\text{Na}$ , dessen Zerfallsschema in Abbildung 5.11 zu sehen ist. Es zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von 99,94% in einen angeregten Zustand von  $^{22}\text{Ne}$ , welcher durch  $\gamma$ -Strahlung in den Grundzustand übergeht. Neben den 511 keV Annihilationsphotonen durch Elektron-Positron-Annihilationen weist das Photonspektrum der Quelle deshalb einen weiteren Übergang bei 1.274 MeV auf.

Wie bereits in Abschnitt 5.2 beschrieben, lässt sich die Energiebestimmung der Photonen auf unterschiedliche Arten durchführen. Für den Aufbau des Auslesesystems wurde die Photonenergie anhand von Ladungsmessungen der SiPM-Signale und durch Zeitmessungen der Diskriminatorsignale bestimmt. Beide Methoden ermöglichen die Unterscheidung der 511 keV Annihilationsphotonen von Comptongestreuten Photonen und den höherenergetischen 1,274 MeV Photonen des  $^{22}\text{Na}$ -Zerfalls.

#### Energiebestimmung durch Ladungsmessung

Aus den SiPM-Signalen kann die Ladungsinformation durch Integration bestimmt werden (Abbildung 5.12a). Für die Messungen wurde der Aufbau aus Abbildung 5.8b verwendet und die Detektorsignale mit Hilfe eines digitalen Oszilloskops (Modell: LeCroy Wavesurfer

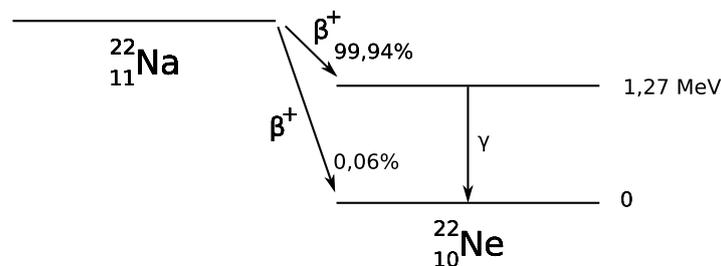
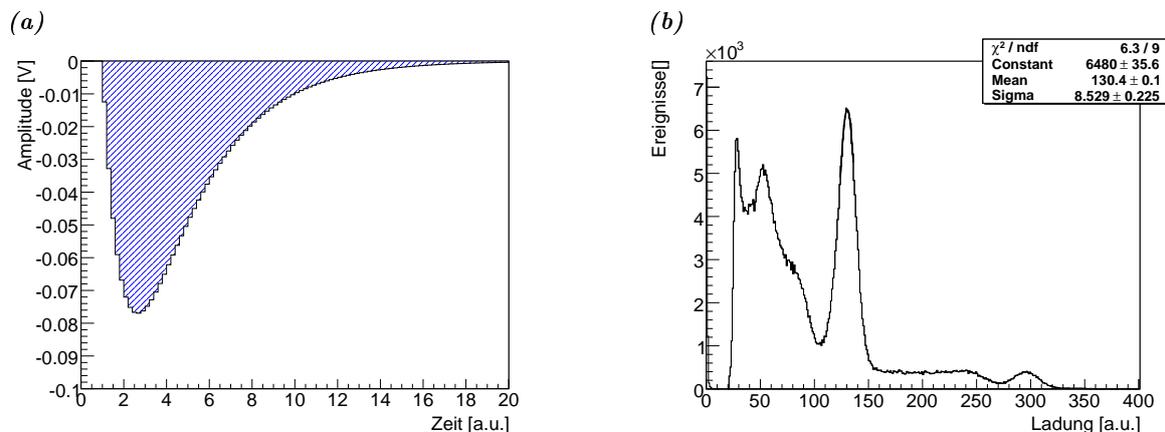


Abbildung 5.11: Zerfallsschema von  $^{22}\text{Na}$  [40]



**Abbildung 5.12:** Bestimmung der Energie anhand der Ladungsinformation; (a) Das gemessene Integral entspricht der blau schraffierten Fläche unter dem Signal; (b) Ladungsspektrum der  $^{22}\text{Na}$ -Quelle

Xs44) aufgezeichnet. Die anschließende Datenanalyse mit ROOT integriert die aufgezeichneten Pulsformen für die Ladungsmessung und generiert ein Ladungsspektrum der  $^{22}\text{Na}$  Quelle welches in Abbildung 5.12b zu sehen ist. Man erkennt deutlich die Photopeaks der 511 keV und 1,274 MeV Photonen. Durch die gewählte Triggerschwelle für die Selektion von SiPM-Signalen wurde das Comptonpektrum der Annihilationsphotonen bei niedrigen Energien unterdrückt. Der zusätzliche Peak im Bereich des Comptonpektrums wird durch die Radioaktivität der LFS-Kristalle erzeugt.

Bei der Datenanalyse wurde der Nullpunkt der Ladungsmessung aus den aufgezeichneten Daten bestimmt und von den ermittelten Ladungswerten abgezogen. Die Messgenauigkeit dieser Methode lässt sich daher direkt durch die Breite des 511 keV-Peaks bei halber Höhe bestimmen. Für das gemessene Energiespektrum in Abbildung 5.12b ergibt sich daraus eine Auflösung von 15 % für den Photopeak. In weiteren Messungen konnte diese Auflösung bis auf einen Wert von  $\sim 11\%$  verbessert werden (siehe Abschnitt 5.3.3).

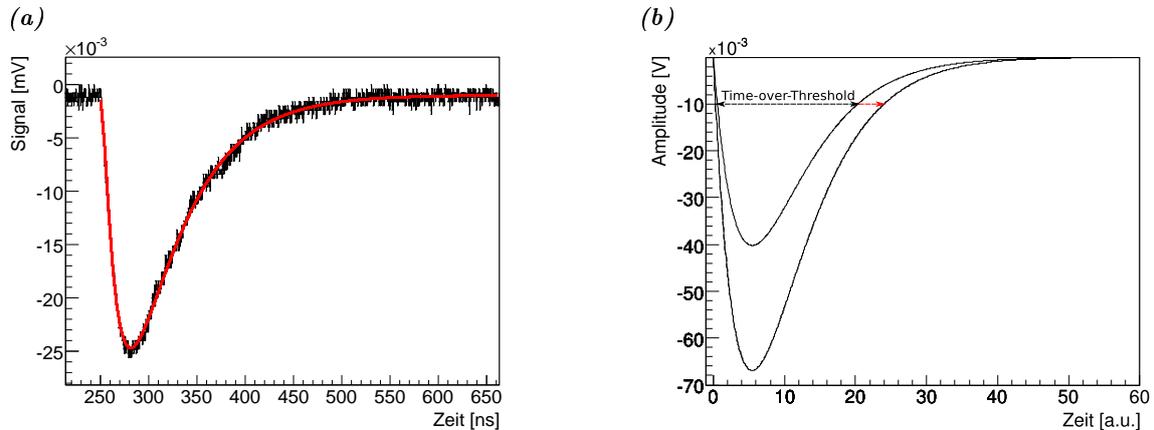
### Energiebestimmung durch Zeitmessung

Für die Energiebestimmung der Photonen anhand der Zeitinformationen der Detektorsignale wird das Diskriminatormodul im Updating-Modus betrieben (vgl. Abschnitt 4.1.2). Bei Überschreiten einer frei wählbaren Diskriminatorschwelle wird ein logisches Signal erzeugt, dessen zeitliche Dauer der Zeit über der Diskriminatorschwelle (Time-over-Threshold, ToT) entspricht. In Abbildung 5.13b ist die Breite des Diskriminatorsignals für zwei Photonsignale unterschiedlicher Energie eingezeichnet.

Für die Detektorsignale wurde dabei folgende Parametrisierung gewählt (Gleichung 4.1):

$$S(t) = A_0(E_{\text{Photon}})(e^{-t/\tau_{\text{rise}}} - e^{-t/\tau_{\text{fall}}}).$$

Die Funktion ist durch zwei Zeitkonstanten,  $\tau_{\text{rise}}$ ,  $\tau_{\text{fall}}$  und eine Signalamplitude  $A_0(E_{\text{Photon}})$  charakterisiert, welche durch einen Fit an aufgezeichnete Detektorsignale bestimmt werden



**Abbildung 5.13:** Energiebestimmung durch Messung der Time-over-Threshold; (a) Aufgezeichnetes Detektorsignal mit Fit; (b) ToT für unterschiedliche Photonenergien

(Abbildung 5.13a). Es wurde festgestellt, dass die ermittelten Zeitkonstanten  $\tau_{rise}$  und  $\tau_{fall}$  im Gegensatz zur Signalamplitude keine Abhängigkeit von der Photonenergie aufweisen und nur geringfügigen Schwankungen unterworfen sind. Aus diesem Grund wächst die ToT mit steigender Signalamplitude, sodass diese Größe auf die Photonenergie rückschließen lässt.

Die ermittelten ToT-Werte sind abhängig von der verwendeten Diskriminatorschwelle und weisen aufgrund der Pulsform der Detektorsignale eine nichtlineare Abhängigkeit von der Teilchenenergie auf. Der Zusammenhang zwischen der ToT-Messung und der Signalamplitude, welche proportional zu der Teilchenenergie ist, kann anhand der Parametrisierung der Signalform aus Gleichung 4.1 untersucht werden. Dazu wurde die transzendente Gleichung

$$A_0(e^{-t/\tau_{rise}} - e^{-t/\tau_{fall}}) = V_{\text{thresh}} \quad (5.3)$$

mit Hilfe von Mathematica[12] numerisch für verschiedene Werte von  $A_0$  gelöst. Die Werte  $\tau_{rise}$  und  $\tau_{fall}$  wurden dabei von den gefitteten Werten aus Abbildung 5.13a übernommen und die Schwelle  $V_{\text{thresh}}$  auf einen konstanten Wert gesetzt.

Aus den gefundenen Lösungen von Gleichung 5.3 wurde der ToT-Wert bestimmt und gegen die Amplitude  $A_0$  in einem Diagramm aufgetragen (Abbildung 5.14). Der Verlauf dieses Graphen zeigt deutlich den nichtlinearen Zusammenhang zwischen ToT-Messung und Signalamplitude. Um die Energieauflösung zu bestimmen sind daher Kalibrationsmessungen notwendig. Die Abhängigkeit der ToT-Messungen von der Diskriminatorschwelle wurde ebenfalls anhand numerischer Berechnungen untersucht. Dabei wurde die Time-over-Threshold für zwei SiPM-Signale mit den konstanten Amplituden  $A_0$  und  $2A_0$  in Abhängigkeit der Diskriminatorschwelle  $V_{\text{thresh}}$  wie zuvor numerisch berechnet. Das Ergebnis dieser Berechnung ist in Abbildung 5.15a zu sehen. Um die beiden Ereignisse voneinander unterscheiden zu können ist der Abstand ihrer ToT-Werte von Bedeutung. Dieser wurde aus den ermittelten Werten der beiden Signale errechnet und ist in Abbildung 5.15b dargestellt. Die Differenz der ToT-Werte nimmt mit steigender Diskriminatorschwelle zu und erreicht ihr Maximum für eine Schwelle, die der Amplitude des niedrigeren Signals entspricht. Um Signale in einem bestimmten

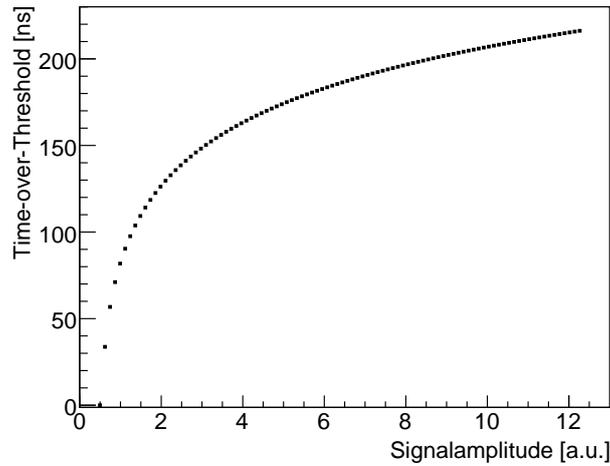


Abbildung 5.14: ToT-Werte für verschiedene Signalamplituden bei konstanter Diskriminatorschwelle

Amplitudenbereich präzise messen zu können, muss die Diskriminatorschwelle daher passend gewählt werden, um bei einer Amplitudenänderung die größtmögliche ToT-Änderung zu erhalten.

In realen Messungen muss das Signalrauschen mit berücksichtigt werden, das bei niedrigen Diskriminatorschwellen oder hohen Signalamplituden die Energieauflösung der ToT-Methode beschränkt. Der Einfluss des Rauschens auf die ToT-Messungen ist in Abbildung 5.16 für zwei Diskriminatorschwellen dargestellt. Während bei der höheren Schwelle die fallenden Flanken der beiden Signale auch mit Rauschen noch getrennt werden können, ist dies bei der niedrigeren Schwelle nicht mehr der Fall. Der Energiebereich, für den die ToT-Methode sensitiv ist, wird daher durch die Wahl der Diskriminatorschwelle bestimmt. Um Ereignisse mit hoher Signalamplitude und damit hoher Teilchenenergie auflösen zu können, muss auch die Diskri-

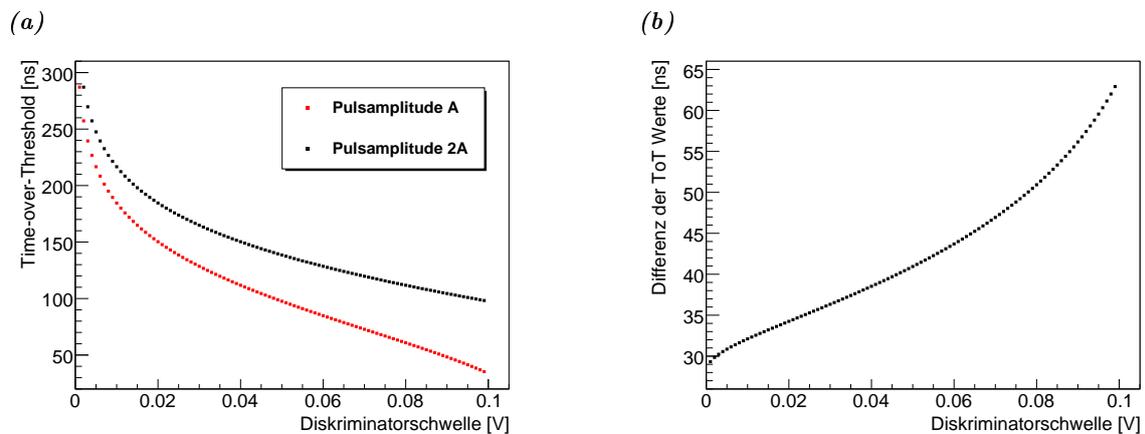
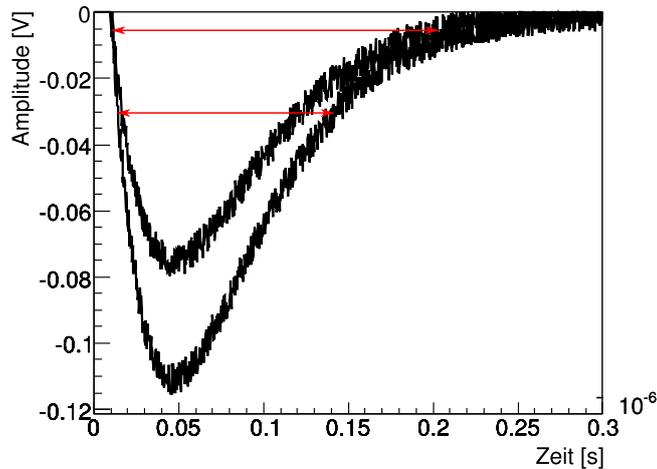


Abbildung 5.15: Numerische Berechnung der ToT-Werte zweier SiPM-Signale konstanter Amplitude bei unterschiedlichen Diskriminatorschwellen; (a) Verlauf der ToT-Werte; (b) Verlauf der Differenz der ToT-Werte

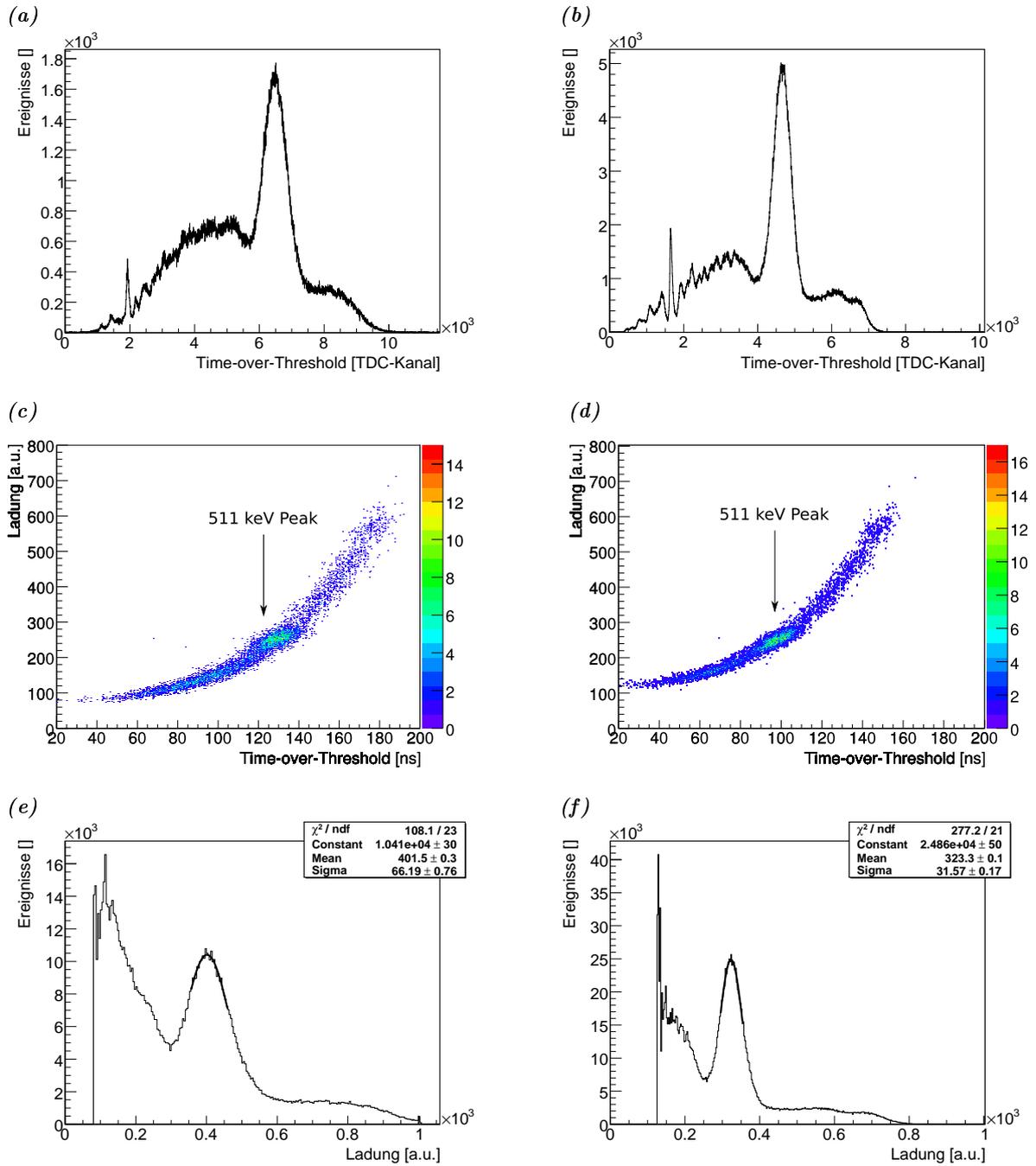


**Abbildung 5.16:** Einfluss des Signalrauschens auf die ToT-Messung bei niedrigen Diskriminatorschwellen

minatorschwelle ausreichend hoch gewählt werden, sodass die Trennung der fallenden Flanken der Signale möglich ist.

Dieser Einfluss des Rauschens zeigt sich auch in den ToT-Spektren der radioaktiven Quelle. Um diese zu messen wurde für das TDC Modul ein Ausleseprogramm erstellt, welches aus den Zeitmessungen für jedes Ereignis die Time-over-Threshold bestimmt und sie in ein Histogramm einfügt. Somit lassen sich die ToT-Spektren für unterschiedliche Diskriminatorschwellen aufzeichnen. Die Ergebnisse dieser Messungen für zwei unterschiedliche Schwellen sind in Abbildungen 5.17a und 5.17b zu sehen. Ein Vergleich der beiden Spektren zeigt, dass der sensitive Energiebereich der ToT-Messung wie erwartet von der Diskriminatorschwelle abhängig ist. Um Photonen bei höheren Energien zu messen, wurde der sensitive Energiebereich in Abbildung 5.17b durch Erhöhen der Diskriminatorschwelle verschoben. Dadurch wurde der 1,274 MeV Peak des  $^{22}\text{Na}$  Zerfalls sichtbar, welcher in 5.17a nicht aufgelöst werden kann. Die Messungen zeigen, dass die Strukturen bei niedrigen ToT-Werten auf das verwendete Diskriminatormodul zurückzuführen sind. Der Grund für dieses Verhalten des Moduls ist noch ungeklärt.

Um die Energieauflösung des Photopeaks sinnvoll bestimmen zu können, müssen diese zunächst wegen der Nichtlinearitäten kalibriert werden. Diese Kalibration lässt sich aus den Pulsen gewinnen, welche für die Ladungsmessungen mit dem Oszilloskop aufgezeichnet wurden (vgl. Abbildung 5.8b). Für jeden Puls wird der Time-over-Threshold-Wert bei einer bestimmten Diskriminatorschwelle ermittelt und gleichzeitig die Ladung wie zuvor beschrieben durch Integration des Signals bestimmt. Die erhaltenen Messwerte werden dann gegeneinander aufgetragen. Die Kalibrationskurven für die zuvor verwendeten Diskriminatorschwellen von  $-14.5\text{ mV}$  und  $-25.0\text{ mV}$  sind in Abbildung 5.17 in der mittleren Zeile zu sehen. Der 511 keV Peak ist in beiden Kalibrationskurven sichtbar und bewegt sich mit höherer Diskriminatorschwelle wie erwartet zu kleineren ToT-Werten. Die Breite der Kalibrationskurven entsteht durch den zuvor beschriebenen Einfluss des Signalrauschens und die Energieauflösung



**Abbildung 5.17:** Energiebestimmung anhand der ToT-Methode für zwei Diskriminatorschwellen; linke Seite: Schwelle  $-14,5 \text{ mV}$ ; rechte Seite: Schwelle  $-25,5 \text{ mV}$ ; Oben: ToT-Spektren; Mitte: Kalibrationskurven; Unten: Kalibrierte Spektren

der Ladungsmessung. Durch die höhere Diskriminatorschwelle verbessert sich die Auflösung der ToT-Messung, was sich in der geringeren Breite der Kalibrationskurve zeigt. Die anhand dieser Messungen kalibrierten Spektren sind in den Abbildungen 5.17e und 5.17f

zu sehen. Die Energieauflösung des Photopeaks beträgt bei der Diskriminatorschwelle von  $-14,5\text{ mV}$   $38,7\%$  (FWHM). Für die Messung mit höherer Schwelle ist bereits eine deutliche Verbesserung zu sehen. Die Auflösung liegt in diesem Fall bei  $22,9\%$ .

### 5.3.3 Koinzidenzmessungen

Wie in Kapitel 2 beschrieben, ist es zur Bildrekonstruktion in der Positronen-Emissions-Tomographie notwendig, Koinzidenzen von  $511\text{ keV}$  Photonen nachzuweisen. Der Aufbau, welcher in dieser Arbeit für Koinzidenzbildungen verwendet wurde, ist in Abbildung 5.18 zu sehen. Die SiPM-Signale des PET-Systems werden von einem Diskriminator in logische Signale umgewandelt. Wie in den vorhergehenden Abschnitten beschrieben werden die Ausgangssignale des Diskriminators von einem TDC-Modul gemessen und dabei die ToT-Werte, sowie die Zeitdifferenz  $\Delta T$  zwischen den Ankunftszeiten zweier Signale bestimmt. Für die ausführliche Analyse der Daten werden die gemessenen Zeitmarken des TDC-Moduls unverarbeitet von dem CPU-Board ausgelesen und an den Labor-PC weitergeleitet, wo die weitere Datenanalyse mit ROOT durchgeführt wird.

Die Koinzidenzlogik bildet zunächst aus den aufgezeichneten Ereignissen die ToT-Spektren und selektiert anschließend nur diejenigen Photonen, deren Time-over-Threshold innerhalb eines definierten Bereichs um den  $511\text{ keV}$  Peak liegen. Dabei wird keine Konversion von ToT in Ladung durchgeführt, sondern die Photonen direkt anhand ihrer ToT-Werte selektiert. Beträgt die Zeitdifferenz  $\Delta T$  zwischen den Ankunftszeiten zweier  $511\text{ keV}$ -Photonen weniger als ein einstellbares Zeitfenster von wenigen Nanosekunden, so werden sie zu einer Koinzidenz

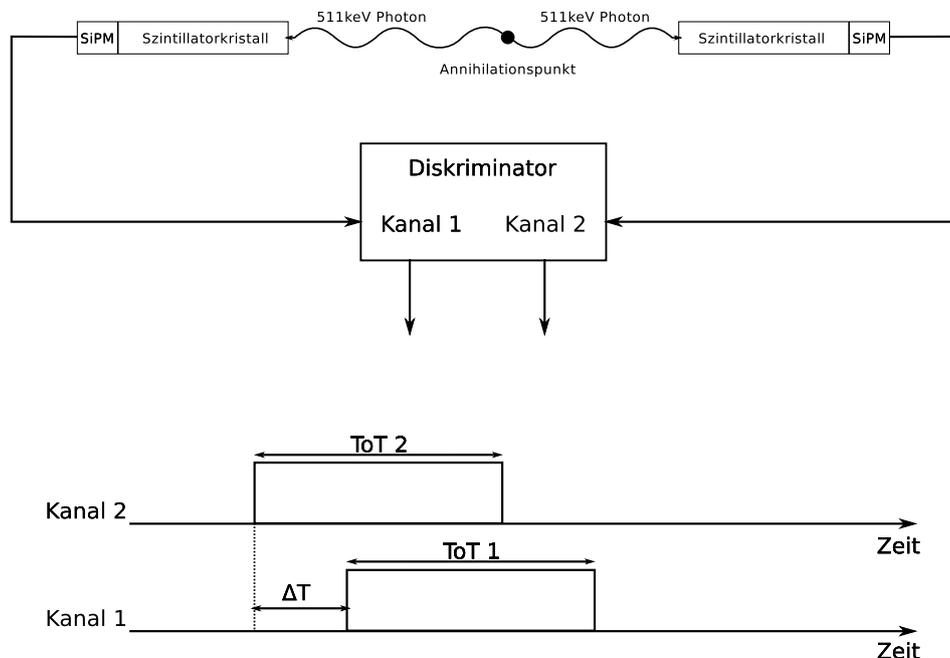
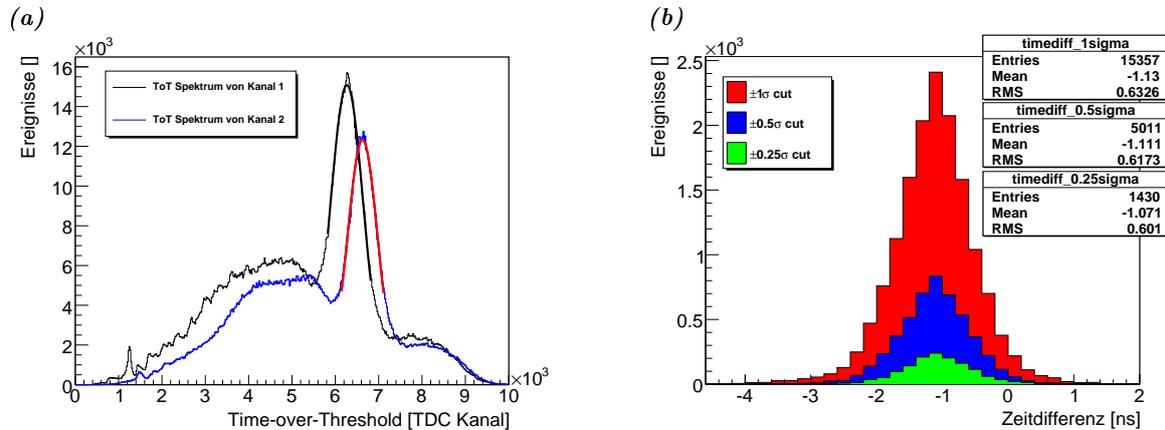


Abbildung 5.18: Aufbau für die Koinzidenzmessung und resultierende Signale



**Abbildung 5.19:** Messung zur Bestimmung der Koinzidenzzeitauflösung bei verschiedenen Energieselektionen; (a) ToT Spektren der Detektorelemente; (b) Differenzen der Ankunftszeiten

zusammengefasst. Diese Methode der Koinzidenzbildung ist nicht auf zwei Detektorelemente beschränkt, sondern lässt sich analog für alle 32 SiPM-Signale des Prototypen realisieren.

### Bestimmung der Koinzidenzzeitauflösung

In Abschnitt 4.1.3 wurden die systematischen Unsicherheiten der Zeitmessungen durch Timewalk und Signalrauschen vorgestellt. Diese limitieren neben den intrinsischen Zeiteigenschaften der Kristalle und SiPMs die Genauigkeit, mit der die Zeitdifferenz zwischen den Ankunftszeiten der Photonen bestimmt werden kann.

Um die Zeitauflösung des Aufbaus zu messen werden zwei Detektorelemente verwendet, welche auf gegenüberliegenden Seiten der  $^{22}\text{Na}$  Quelle platziert sind. Im Falle einer Koinzidenz wird die Zeitdifferenz  $\Delta T$  zwischen den Signalen in einem Histogramm eingetragen, dessen Breite auf halber Höhe im Folgenden zur Charakterisierung der Zeitauflösung verwendet wird. Abbildung 5.19b zeigt, wie sich die Energieselektion auf die Zeitauflösung auswirkt. Werden Photonen innerhalb des  $1\sigma$ -Bereichs um den 511 keV Peak für die Koinzidenzmessung verwendet, zeigt die Verteilung eine Breite von 1,48 ns FWHM. Um den Einfluss des Timewalk-Effekt zu reduzieren, wurde die Energieselektion stärker eingeschränkt. Der engere Energiebereich bewirkt eine Einschränkung des Amplitudenbereichs, was zu einem geringeren Timewalk-Effekt führt. Die Verteilung für Koinzidenzphotonen innerhalb des  $0,5\sigma$ -Bereiches zeigen noch eine Breite von 1,45 ns. Die beste Auflösung mit diesem Aufbau wurde mit Photonen im  $0,25\sigma$ -Bereich um den 511 keV Peak erreicht. Die Verteilung der Zeitdifferenzen hat für diese Selektion noch eine Breite von 1,41 ns FWHM. Die nur geringfügige Verbesserung der Auflösung bei engeren Energieselektionen zeigt, dass der Timewalk-Effekt in diesem Fall nicht die begrenzende Fehlerquelle ist. Vielmehr dürften Variationen in den Pulsformen der Signale der Grund für die Breite der Verteilung sein. Da die Diskriminierung von einem herkömmlichen CAMAC Diskriminiermodul durchgeführt wurde, welches nicht für zeitkritische Messungen konzipiert ist, verspricht der Einsatz eines speziellen Diskriminators, wie zum Beispiel des STiC Chips, die Auflösung weiter zu verbessern.

## Koinzidenzzeitauflösung des STiC Chips

Der STiC Chip wurde in ersten Tests ebenfalls auf seine Zeitauflösung in Koinzidenzmessungen überprüft. In dem Aufbau aus Abbildung 5.18 wurde dabei für die Messungen der Signalzeiten anstelle des TDCs zunächst ein Oszilloskop verwendet. Der STiC Chip bietet, wie in Abschnitt 4.2.2 beschrieben, zwei Möglichkeiten für die Koinzidenzmessung.

- Die Ankunftszeit der Photonen wird mit dem Constant-Fraction-Triggersignal bestimmt. Für die Energiemessung wird die Time-over-Threshold des Pulses mit Hilfe der Leading-Edge-Diskriminierung gemessen. Bei dieser Koinzidenzmessung müssen nur die Zeiten der Ausgangssignale des STiC bestimmt werden, sodass sie sich mit dem TDC ebenfalls durchführen lässt.
- Die Möglichkeit eine externe Kapazität in den Signalpfad des Constant-Fraction-Triggers einzubringen, erlaubt es, die Energie durch eine Ladungsmessung zu bestimmen. Als Triggersignal der Ankunftszeiten lässt sich die steigende Flanke des Leading-Edge-Diskriminatorsignals verwenden. Bei diesem Operationsmodus wird neben dem TDC auch ein QDC für die Ladungsmessung benötigt. Das aufgebaute Auslesesystem ist für diesen Modus daher nicht geeignet. Bei der Auslese mit dem Oszilloskop stehen jedoch alle nötigen Signalinformationen für eine Koinzidenzmessung zur Verfügung.

In den Folgenden Messungen wurden diese beiden Methoden für die Koinzidenzbildung eingesetzt. Bei der Koinzidenzbildung mit Hilfe des Constant-Fraction-Diskriminators des STiC Chips wird ein Triggersignal erzeugt, welches unabhängig von der Signalamplitude ist (vgl. Abschnitt 4.1.3). Für die Energiebestimmung wurde dabei der Leading-Edge-Diskriminatorausgang des Chips für ToT-Messungen verwendet, wodurch bei dieser Methode, im Vergleich zu einer Ladungsmessung, eine geringere Energieauflösung erreicht wurde.

Bei den Messungen mit dem Leading-Edge-Triggersignal des STiC wurde der Constant-Fraction-Kanal für Ladungsmessungen verwendet, wodurch bei diesen Koinzidenzmessungen eine wesentlich höhere Energieauflösung erreicht wurde. Zudem kann die Schwelle des LE-Diskriminators sehr niedrig gewählt werden, da keine Einschränkungen durch eine ToT-Messung vorliegen. Dadurch haben Variationen in der Amplitude und Signalform einen geringeren Einfluss auf das erzeugte Triggersignal.

**Messungen der STiC Signale mit Hilfe des Oszilloskops** Die beschriebenen Messungen mit dem Oszilloskop wurden in [37] durchgeführt und ermöglichen es, die gemessenen Werte der Energie- und Zeitauflösung mit den Werten unter Benutzung des CAMAC-Diskriminators zu vergleichen.

Für die Bestimmung der Energieauflösung anhand der Time-over-Threshold-Methode wurden die ToT-Werte wie in Abschnitt 5.3.2 beschrieben kalibriert. Die Messergebnisse zeigen, dass sich bei der Wahl einer passenden Diskriminatorschwelle für die Time-over-Threshold-Messung eine Energieauflösung von  $\sim 21\%$  erreichen lässt.

Wie zu erwarten, weist die Ladungsmessung des Signals auch bei dem STiC Chip eine deutlich bessere Energieauflösung auf, welche  $\sim 11\%$  beträgt.

Die Messungen zur Bestimmung der Zeitauflösung bei Koinzidenzmessungen wurden wie in dem vorherigen Abschnitt beschrieben durchgeführt und sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst. Bei der Leading-Edge-Diskriminierung lassen sich, aufgrund der besseren Energieauflösung

Diskriminationsmethode	Energieauflösung (FWHM) [%]	Zeitauflösung (FWHM) [ps]
Leading-Edge	10, 56	$\sim 600$
Constant-Fraction	21, 36	$\sim 1292$

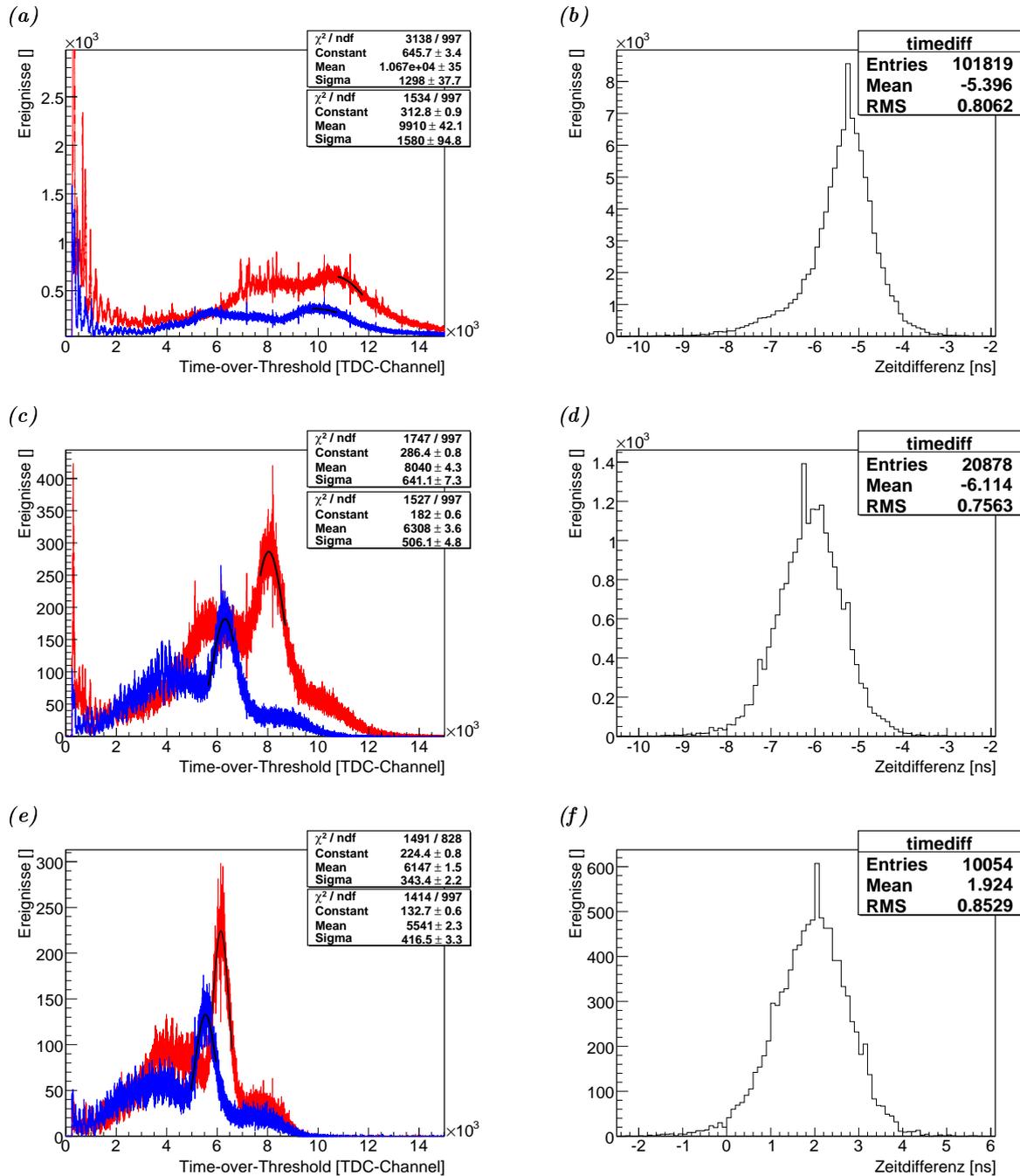
**Tabelle 5.1:** Messergebnisse des STiC Chips in Koinzidenzmessungen [37]

durch die Ladungsmessung, die Comptonphotonen besser von ungestreuten Annihilationsphotonen unterscheiden. Zudem unterliegt die Diskriminationsschwelle wie zuvor beschrieben keinen Einschränkungen durch eine ToT-Messung und kann sehr niedrig gewählt werden. Die Zeitauflösung dieser Methode verbessert sich zudem mit steigender Signalamplitude der 511 keV Photonen, da bei höheren Amplituden Timewalk- und Rauscheffekte einen geringeren Einfluss haben. Insgesamt lässt sich damit die sehr gute Zeitauflösung von  $\sim 600$  ps erreichen. Die Koinzidenzmessungen anhand der Constant-Fraction-Triggersignale und der Time-over-Threshold-Messungen weist eine deutlich schlechtere Zeitauflösung im Vergleich zu der Leading-Edge-Methode auf. Neben der schlechteren Energieauflösung der ToT-Methode wird die Auflösung hauptsächlich durch die Variationen in den Pulsformen der Detektorsignale limitiert. In späteren Versionen des STiC Chips soll der Einfluss dieser Variationen zum Beispiel mit Hilfe von Pulsformungen verringert werden, wodurch die Constant-Fraction-Diskrimination eine bessere Zeitauflösung erreichen sollte.

**Messungen der STiC Signale mit Hilfe des TDCs** In einer weiteren Messung wurde das bisher eingesetzte Diskriminatoremodul des Auslesesystems durch den Leading-Edge-Diskriminator des STiC Chips ersetzt. Im Gegensatz zu dem CAMAC-Modul lässt sich die Diskriminationsschwelle des STiC Chips auch auf sehr niedrige Referenzwerte einstellen, sodass der Einfluss der Schwelle auf die Zeitauflösung besser untersucht werden kann. Die Koinzidenzmessungen aus Abschnitt 5.3.3 wurden mit diesem Aufbau wiederholt. Die dabei gemessenen ToT-Spektren und Koinzidenzzeitauflösungen sind in Abbildung 5.20 zu sehen. Für die Koinzidenzbildung wurde dabei jeweils eine Energieselektion von  $\pm 1\sigma$  um den Photonpeak verwendet. Da es sich bei dem LE-Diskriminator des STiC um einen Current-Mode-Diskriminator handelt, werden anstelle einer Referenzspannung die Konfigurationswerte des Chips als Diskriminatorschwelle angegeben. Die Diskriminatorschwelle steigt dabei linear mit dem eingestellten Konfigurationswert.

Im Vergleich zu den Ergebnissen mit dem CAMAC-Diskriminatoremodul weisen diese vorläufigen Messungen eine etwas schlechtere Zeitauflösung auf. Allerdings könnten die Ergebnisse durch Optimierung der Diskriminatorschwellen und SiPM-Betriebsspannungen verbessert werden.

An den Messungen lässt sich erkennen, dass durch die Energieauflösung der ToT-Messung und den Timewalk-Effekt die höchste Koinzidenzzeitauflösung nur in einem engen Bereich der Diskriminatorschwellen erreicht wird. Bei zu niedriger Diskriminatorschwelle nimmt die Energieauflösung ab und die Annihilationsphotonen lassen sich nicht genau von gestreuten Photonen trennen, sodass die Zeitauflösung sich für niedrigere Schwellen weiter verschlechtert. Die schlechte Energieauflösung führt in Abb. 5.20b dazu, dass von einem der Kanäle



**Abbildung 5.20:** Bestimmung der Koinzidenzzeitauflösung des STiC LE-Diskriminators für unterschiedliche Diskriminatoreinstellungen; Links: ToT-Spektren; Rechts: Zeitspektren; Oben: Diskriminatorwert 50; Mitte: Diskriminatorwert 70; Unten: Diskriminatorwert 90

auch gestreute Photonen für Koinzidenzen selektiert werden, wodurch sich die asymmetrische Verteilung des Zeitspektrums ergibt. Wird die Diskriminationsschwelle zu hoch gewählt, verbessert sich die Energieauflösung für die 511 keV Photonen, jedoch limitiert der Timewalk-

Effekt die Zeitmessungen, sodass die Zeitauflösung auch in diesem Bereich abnimmt.

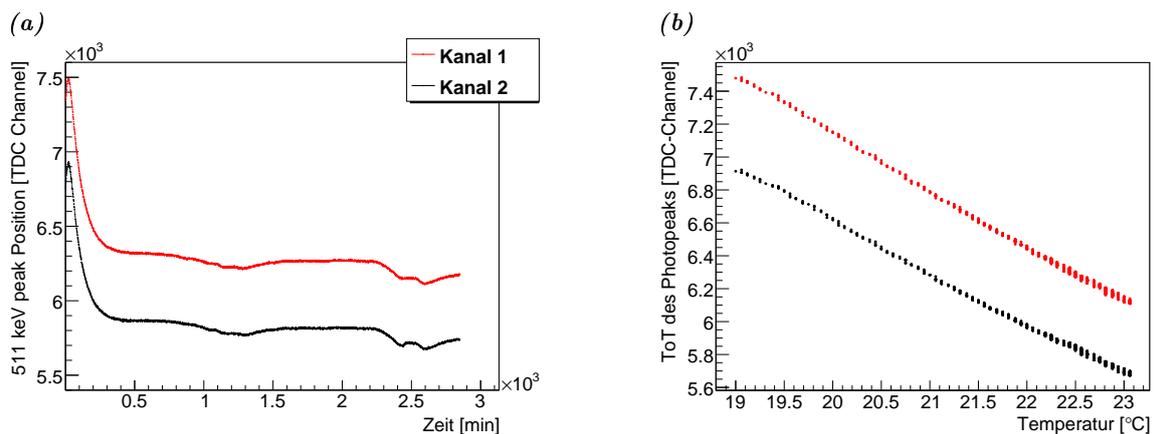
## 5.4 Temperaturkompensation

Die bereits in Abschnitt 3.3.4 beschriebene Temperaturabhängigkeit der SiPM-Verstärkung bewirkt, dass sich der Photonpeak der Annihilationsphotonen in den Ladungs- und ToT-Spektren bei Temperaturschwankungen verschiebt. Wird dieser Effekt in den Koinzidenzmessungen nicht berücksichtigt verschlechtert sich die Energieauflösung des Systems erheblich, sodass bereits bei Temperaturänderungen von wenigen °C eine Selektion der Annihilationsphotonen nicht mehr möglich ist.

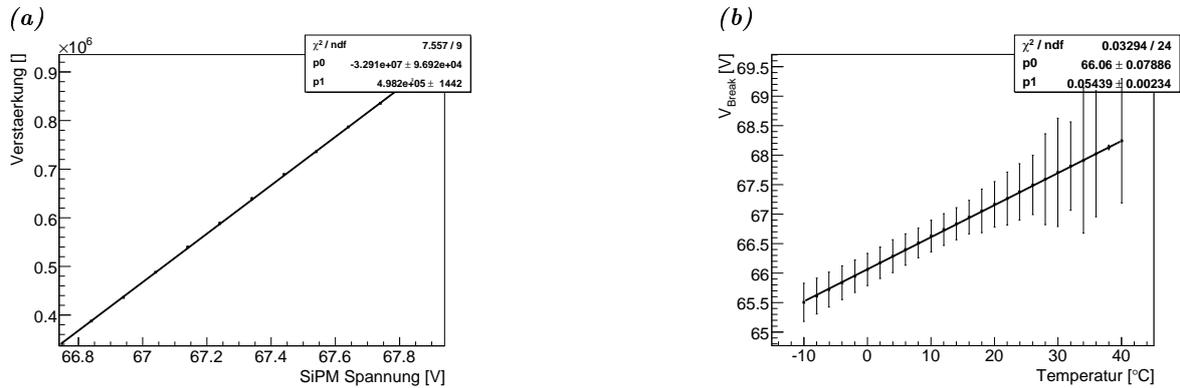
Um die Verschiebung sichtbar zu machen, wurde die Position des Peaks in den ToT Spektren mit Hilfe eines Ausleseprogramms verfolgt (siehe Anhang A.4.5).

Abbildung 5.21a zeigt die Veränderung der Peakposition über einen Zeitraum von 2 Tagen. Vor Beginn der Messung wurde der Laborraum durch Öffnen der Fenster abgekühlt. Die anschließende Erwärmung ist in der Verschiebung der Peakposition zu kleineren Time-over-Threshold-Werten zu sehen. Um die Abhängigkeit der Position von der Temperatur zu bestimmen, wurde gleichzeitig ein Temperatursensor ausgelesen. In Abbildung 5.21b wurden die gemessenen Werte gegeneinander aufgetragen und zeigen eine lineare Abhängigkeit.

Um die Photonselektion anhand der ToT-Werte auch bei Temperaturveränderungen durchführen zu können, muss die SiPM-Verstärkung stabilisiert werden.



**Abbildung 5.21:** Veränderung der Position des 511 keV Peaks durch Temperaturschwankungen in dem Laborraum; (a) Zeitliche Änderung; (b) Abhängigkeit von der Temperatur



**Abbildung 5.22:** Messung der Durchbruchspannung bei verschiedenen Temperaturen; (a) Verlauf der SiPM-Verstärkung bei Änderung von  $V_{\text{Bias}}$ ; (b) Temperaturabhängigkeit der Durchbruchspannung

### Stabilisierung der SiPM Verstärkung

Für die Kompensation der Temperaturabhängigkeit des Aufbaus muss die Verstärkung der Silizium-Photomultiplier stabilisiert werden. Diese wird durch die Differenz aus Sperrspannung  $V_{\text{Bias}}$  und Durchbruchspannung  $V_{\text{Break}}$  bestimmt, wobei  $V_{\text{Break}}$  mit der Temperatur linear anwächst. Dadurch ergibt sich bei konstanter Sperrspannung die temperaturabhängige SiPM-Verstärkung. Die Stabilisierung lässt sich durch eine Anpassung von  $V_{\text{Bias}}$  an die Temperaturschwankungen erreichen.

Um diese Stabilisierungsmethode zu realisieren, muss zunächst die Temperaturabhängigkeit der Durchbruchspannung bestimmt werden. Hierfür wurde der bereits vorhandene Aufbau für die Charakterisierung von SiPMs verwendet, wie er in [18] entwickelt wurde.

Die Durchbruchspannung bei einer konstanten Temperatur kann aus einer Messung der SiPM-Verstärkung bei verschiedenen Sperrspannungen  $V_{\text{Bias}}$  errechnet werden. Die Verstärkung wächst nach Gleichung 3.19 linear mit der Spannung  $V_{\text{Bias}}$  an. Sind Sperrspannung und Durchbruchspannung identisch, verschwindet die Verstärkung. Dieser Punkt lässt sich aus einer Extrapolation der gemessenen Verstärkungen bei den unterschiedlichen Sperrspannungen erhalten. Die Messung und die erhaltene Extrapolationskurve zur Bestimmung von  $V_{\text{Break}}$  ist in dem Graphen 5.22a für eine Temperatur von  $0^\circ\text{C}$  zu sehen. Durch die Extrapolation ergibt sich eine größere Unsicherheit für die ermittelte Durchbruchsspannung, was in Abbildung 5.22b an den eingetragenen Fehlern zu sehen ist.

Um die Temperaturabhängigkeit zu bestimmen, wurde die Messung der Durchbruchspannung mit Hilfe eines Temperaturschranke bei verschiedenen Temperaturwerten durchgeführt. Die Spannung  $V_{\text{Break}}$  zeigt dabei eine lineare Abhängigkeit von der Temperatur (Abbildung 5.22b) mit einer Steigung von  $(0,0544 \pm 0,0023) \frac{\text{V}}{\text{K}}$ . Um die Differenz  $V_{\text{Bias}} - V_{\text{Break}}$  konstant zu halten, muss demnach die SiPM-Spannung bei einer Temperaturerhöhung von 1 K um  $0,0544 \text{ V}$  erhöht werden.

Die aufgebaute Stabilisierung der SiPM-Verstärkung verwendet einen Temperaturfühler, welcher in thermischen Kontakt mit der Aluminiumhalterung der Detektorelemente gebracht wird, um die Temperaturveränderungen des SiPMs zu messen. Die Temperaturwerte werden von dem Labor-PC ausgelesen und bei einer Veränderung von  $\Delta T$  die Betriebsspannung des

#### 5.4. Temperaturkompensation

Silizium-Photomultipliers gemäß  $V_{\text{Bias,neu}} = V_{\text{Bias,alt}} + \Delta T \cdot 0,0544 \bar{K}$  angepasst. Die Stabilisierung wurde mit Hilfe des Temperaturschranks getestet. Wie zuvor wurden die Photonspektren dazu verwendet die Verstärkung des SiPMs zu bestimmen, wobei die Anpassung der Betriebsspannung an die Temperaturveränderungen von dem Labor-PC durchgeführt wurde. Die zuvor gemessene Abhängigkeit der Durchbruchspannung wurde dabei als Konstante für die Stabilisierung verwendet.

Abbildung 5.23 zeigt die SiPM-Verstärkung bei verschiedenen Temperaturwerten mit und ohne Kompensation. Die Temperaturabhängigkeit der Verstärkung ohne Kompensation wurde hierfür aus den Daten der Temperaturmessung für die Durchbruchsspannung errechnet, wobei die Unsicherheit der dabei verwendeten Extrapolation den Fehler des Verstärkungswertes dominiert. Da die SiPM-Verstärkung bei aktiver Kompensation direkt anhand der Photonspektren bestimmt wurde, ergibt sich die wesentlich geringere Unsicherheit des gemessenen Wertes. Die Messung zeigt, dass die Verstärkung durch die Spannungsanpassung innerhalb des gemessenen Temperaturbereichs bis auf eine relative Abweichung von  $0,14\%/K$  stabil ist. Dies zeigt auch, dass die verwendete Methode nicht ausschließlich für den Einsatz in der Positronen-Emissions-Tomographie geeignet ist, sondern auch für Messungen in Umgebungen mit größeren Temperaturschwankungen eingesetzt werden kann.

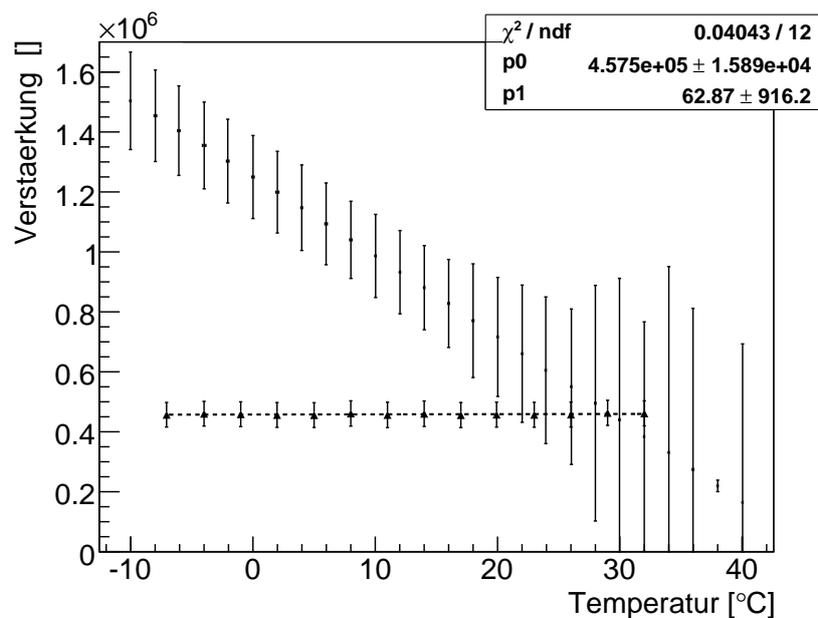


Abbildung 5.23: Vergleich der SiPM-Verstärkung bei aktiver und inaktiver Kompensation

# Zusammenfassung

In der hier vorgestellten Arbeit wurde ein modulares System zur Auslese von Silizium-Photomultipliern entwickelt. Silizium-Photomultiplier (SiPM) sind neuartige Halbleiter-Photodetektoren, welche durch ihre besonderen Eigenschaften, wie die geringe Größe, hohe Verstärkung und Insensitivität gegenüber Magnetfeldern, bestehende Detektorsysteme verbessern können. Die Aufgabe des aufgebauten Auslesesystems besteht in der präzisen Messung der Ankunftszeit und Signallänge der SiPM-Signale. Es besteht aus einzelnen Modulen, welche die Signaldiskrimination, Zeitmessung und Datenverarbeitung übernehmen. Neben einem kommerziellen Diskriminatoremodul stand eine erste Version des STiC Chips für die Signaldiskrimination zur Verfügung. Die Konfiguration des Chips erfolgt durch eine digitale Schaltung, welche in dieser Arbeit entwickelt und in einem FPGA implementiert wurde. Für die Zeitmessung wurde ein TDC Modul mit 25 ps Auflösung eingesetzt und von einem CPU-Board über das VME-Bussystem ausgelesen. Dazu wurde auf dem CPU-Board ein Linux-Betriebssystem installiert und Auslesealgorithmen zur Datenverarbeitung programmiert, welche eine eigenständig programmierte VME-Schnittstelle verwenden.

Das Auslesesystem wurde erstmalig für die Auslese eines PET-Prototypen, der in einer Zusammenarbeit des Kirchhoff-Instituts für Physik und des Deutschen Elektron-Synchrotron in Hamburg aufgebaut wurde, eingesetzt. Durch die geringe Größe und gute Zeitauflösung sind SiPMs besonders für den Einsatz in der Positronen-Emissions-Tomographie (PET) geeignet, da diese Eigenschaften die Ortsauflösung und Sensitivität heutiger PET-Systeme verbessern können. Mit dem Auslesesystem wurden Messungen zur Energie- und Zeitauflösung der Detektorelemente des PET-Prototypen durchgeführt. Für Energiemessungen wurde die Time-over-Threshold Methode eingesetzt, bei der durch die Messung der Signaldauer die Energie des detektierten Photons bestimmt werden kann. Die Messungen zeigen, dass diese Methode eine Auflösung von  $\frac{\Delta E}{E} \approx 23\%$  für den 511 keV-Photopeak erreicht und damit die Photonen aus Annihilationsprozessen anhand ihrer Energie selektieren kann. Dadurch ist die ToT-Methode für Koinzidenzmessungen geeignet. Die Verwendung der Zeitinformationen zur Bestimmung der Ankunftszeit und Teilchenenergie vereinfacht das Auslesesystem des Prototypen wesentlich, verschlechtert jedoch die erreichbare Energieauflösung. Vergleichsmessungen mit Ladungsspektren der SiPM-Signale weisen eine Auflösung von  $\frac{\Delta E}{E} \approx 11\%$  auf.

Für Zeitmessungen wurden unterschiedliche Diskriminationsmethoden hinsichtlich ihrer Zeitauflösung untersucht. Die beste Auflösung von  $\Delta t \approx 600$  ps wurde von dem Leading-Edge-Diskriminator des STiC Chips mit simultaner Ladungsmessung erreicht. Zukünftige Versionen des STiC Chips sollen die Zeitauflösung weiter verbessern können.

Ergänzend zur Signalauslese wurde die Temperaturabhängigkeit der SiPM-Verstärkung bestimmt und durch eine aktive Anpassung der SiPM-Sperrspannung bis auf eine verbleibende relative Abweichung von 0,14 %/K kompensiert.

# Installation des Auslesesystems

Dieser Anhang beschreibt die nötigen Schritte für die Installation des Linux Betriebssystems auf dem CPU-Board, sowie die für die Kommunikation mit VME-Modulen erstellte VME-Schnittstelle. Abschließend findet sich eine Zusammenfassung der Ausleseprogramme, welche für die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen programmiert wurden.

## A.1 Serielle Kommunikation

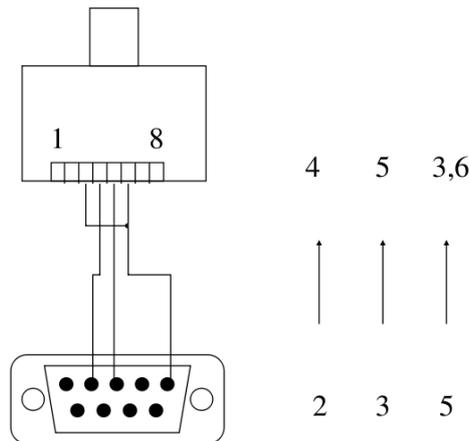
Die MOTLoad Firmware des Board nutzt für die Kommunikation den seriellen COM-Port des Boards, der sich auf der Vorderseite befindet. Für die Kommunikation muss ein spezielles Kabel verwendet werden, da der COM-Port des Boards einen RJ-45 Stecker verwendet. Die Belegung eines Nullmodem-Kabels für den seriellen Port, welche anhand des Board-Handbuchs [30] erstellt wurde, ist in Abbildung A.1 zu sehen.

Bei einer bestehenden Verbindung zwischen PC und CPU-Board kann über die serielle Verbindung auf die Kommandozeile der MOTLoad-Firmware zugegriffen werden. Die Firmware ermöglicht es, über die Ethernetschnittstelle Dateien von einem TFTP-Server (Trivial File Transfer Protocol), wie den in dieser Arbeit verwendeten atftp Server, in den lokalen Speicher des Boards zu laden. Mit Hilfe des netBoot Befehls kann zudem eine Datei direkt in den Speicher geladen und ausgeführt werden. So kann ein kompiliertes Kernelabbild über den TFTP Server geladen und ausgeführt werden.

## A.2 Installation des Betriebssystems

Motorola stellt auf seiner Internetseite Treiber für den Linux Kernel 2.6.14 zur Verfügung, die es erlauben, den Kernel auf dem CPU-Board zu installieren. Für die in dieser Arbeit verwendete Installation wurden die Patches von A. Barbalace et al. [8] übernommen [19]. Um den Kernel und weitere Programme für die PowerPC Architektur zu übersetzen wurde ein Crosscompiler benötigt. Zu diesem Zweck wurde das DENX *Embedded Linux Development Kit* (ELDK) [2] verwendet.

Nachdem die Kernel-Patches von Motorola in den Kernel eingebaut wurden, lässt sich der Kernel für die Architektur des MVME5500 konfigurieren. Eine Beispielkonfiguration findet sich ebenfalls auf der Internetseite zu [19]. Da das Auslesesystem keine Echtzeitunterstützung



**Abbildung A.1:** Pinbelegung des Nullmodem-Kabels für das MVME5500 Board

benötigt und zudem NFS für das Basisdateisystem verwendet, wurde eine eigene Kernelkonfiguration für die Installation erstellt.

Das *Network-File-System* (NFS) ist ein Protokoll, welches den transparenten Zugriff auf Dateien in einem Netzwerk ermöglicht. Die Dateien entfernter Computer erscheinen dabei als Teil des lokalen Dateisystems. So lässt sich das Basisdateisystem des Linux-Betriebssystems auf dem Labor-PC installieren und über NFS auf dem CPU-Board nutzen.

Um das NFS-Dateisystem laden zu können, müssen dem Kernel die nötigen Informationen bei der Konfiguration in der Kernel-Commandline angegeben werden.

Die dafür benötigten Optionen finden sich in der Kernel Dokumentation unter

```
/usr/src/linux/linux/Documentation/nfsroot.txt
```

Als Beispiel ist hier die verwendete Commandline des Kernels gegeben. Die Adresse des Labor-PCs, der das Dateisystem über NFS exportiert, ist 192.168.1.12, die des Boards wurde als 192.168.1.11 gewählt. Der erste Parameter ermöglicht den Zugriff auf das Terminal über die serielle Schnittstelle. Die folgenden Parameter werden für das NFS Dateisystem benötigt.

```
console=ttyS0,9600 root=/dev/nfs rw nfsroot=192.168.1.12:/nfs/root
ip=192.168.1.11:192.168.1.12::255.255.255.0:linux5500:eth0:off
```

Um das Basisdateisystem klein zu halten wurde BusyBox [1] mit Hilfe des Crosscompilers für die PowerPC Architektur kompiliert. BusyBox ist eine Software, die viele Standard-Unix-Dienstprogramme in einer einzelnen, kompakten ausführbaren Datei vereint. Es beinhaltet alle für das Betriebssystem benötigten Dienstprogramme und stellt zudem zusätzliche Programme wie einen Telnet-Server bereit. Durch die geringe Größe beträgt das gesamte Dateisystem inklusive der Ausleseprogramme lediglich  $\sim 13$  MB und bietet somit die Option das System

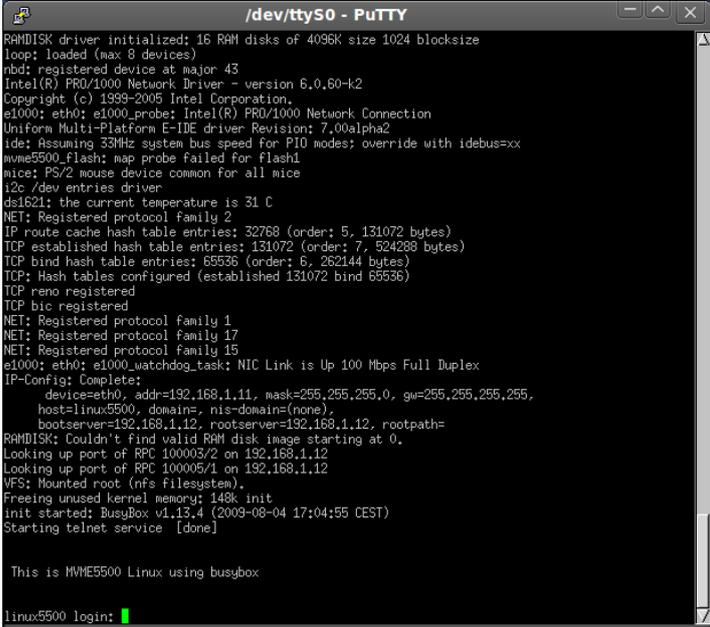
in dem Flash-Speicher des Boards zu installieren.

Wurden Kernel und Basisdateisystem erstellt und mit Hilfe des TFTP-Servers, bzw. dem NFS in dem Netzwerk bereitgestellt, so lässt sich das System über die MOTLoad Firmware mit Hilfe des Befehls

```
netBoot -d/dev/enet1 -c192.168.1.11 -s192.168.1.10 -fvmlinux.bin
```

booten.

Sobald der Init-Prozess der Kernels beendet ist, kann man sich auf dem System über das serielle Terminal oder über den Telnet-Server von BusyBox einloggen (Abb. A.2).



```
/dev/ttyS0 - PuTTY
RAMDISK driver initialized: 16 RAM disks of 4096K size 1024 blocksize
loop: loaded (max 8 devices)
nbd: registered device at major 43
Intel(R) PRO/1000 Network Driver - version 6.0.60-k2
Copyright (c) 1999-2005 Intel Corporation.
e1000: eth0: e1000_prober: Intel(R) PRO/1000 Network Connection
Uniform Multi-Platform E-IDE driver Revision: 7.00alpha2
ide: Assuming 33MHz system bus speed for PIO modes; override with idebus=xx
mvme5500_flash: map probe failed for flash1
mice: PS/2 mouse device common for all mice
i2c /dev entries driver
ds1621: the current temperature is 31 C
NET: Registered protocol family 2
IP route cache hash table entries: 32768 (order: 5, 131072 bytes)
TCP established hash table entries: 131072 (order: 7, 524288 bytes)
TCP bind hash table entries: 65536 (order: 6, 262144 bytes)
TCP: Hash tables configured (established 131072 bind 65536)
TCP reno registered
TCP bic registered
NET: Registered protocol family 1
NET: Registered protocol family 17
NET: Registered protocol family 15
e1000: eth0: e1000_watchdog_task: NIC Link is Up 100 Mbps Full Duplex
IP-Config: Complete:
    device=eth0, addr=192.168.1.11, mask=255.255.255.0, gw=255.255.255.255,
    host=linux5500, domain=, nis-domain=(none)
    bootserver=192.168.1.12, rootserver=192.168.1.12, rootpath=
RAMDISK: Couldn't find valid RAM disk image starting at 0.
Looking up port of RPC 100005/2 on 192.168.1.12
Looking up port of RPC 100005/1 on 192.168.1.12
VFS: Mounted root (nfs filesystem).
Freeing unused kernel memory: 148K init
init started: BusyBox v1.13.4 (2009-08-04 17:04:55 CEST)
Starting telnet service [done]

This is MVME5500 Linux using busybox
linux5500 login: █
```

Abbildung A.2: Login über das serielle Terminal

Aus der Installation des Betriebssystems wurde das Debian-Paket `MVMElinux-1.0.0-all.deb` erstellt. Dieses Paket ermöglicht es, das erstellte Betriebssystem inklusive der Ausleseprogramme auf einem weiteren Linux-PC über den Befehl

```
dpkg -i MVMElinux-1.0.0-all.deb
```

zu installieren. Die beigefügten Skripte des Pakets konfigurieren den NFS- und TFTP-Server automatisch für das CPU-Board. Lediglich die IP-Adresse der Netzwerkkarte zu dem Netzwerk des CPU-Boards muss auf `192.168.178.12` eingestellt werden, um das System starten

zu können. Dadurch lässt sich die entwickelte Installation schnell und bequem auf weitere Linux-PCs übertragen.

## A.3 Das VME-Interface

Der Treiber für den, auf dem MVME5500-Board installierten, Tundra Universe-II Chip ist in den Kernel-Patches von Motorola enthalten. Der Zugriff auf den VME-Bus mit Hilfe dieses Treiber ist in dem Benutzerhandbuch [27] dokumentiert.

Bevor der Treiber verwendet werden kann, müssen die benötigten Gerätedateien in dem Ordner `/dev` mit Hilfe des `mknod` erstellt werden. Die Dateinamen, sowie Major und Minor Nummern der Gerätedateien hierzu finden sich ebenfalls in dem Benutzerhandbuch des Treibers.

Der Treiber bietet neben dem Zugriff auf die Speicheradressen des VME-Busses auch Zugriff auf die Register des Universe II Chips, welche in [17] dokumentiert sind. Dieser Zugriff wird bei dem Interrupt Verarbeitung verwendet, um nur die Interrupts der Module und von DMA-Übertragungen zu aktivieren.

Um die Interrupt-Verarbeitung mit dem V1290A Modul zu realisieren, musste der Treiber zudem leicht modifiziert werden, da es bei vorliegenden Interrupts zu einem Fehler in dem Betriebssystem kam.

Um die Ausleseprogramme einfacher programmieren zu können, wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit ein VME-Interface entwickelt, welches den einfachen Zugriff auf den VME-Bus und die Register des Universe-II Chips ermöglicht. Dieser Abschnitt beschreibt den Zugriff auf den VME-Bus mit Hilfe der erstellten Schnittstelle. Dazu werden die Headerdateien `vmeinterface.h` und `reginterface.h` in dem Ausleseprogramm eingebunden.

### A.3.1 Zugriff auf ein VME-Modul

Um auf ein VME-Modul wie in Abschnitt 5.2.3 beschrieben zugreifen zu können, muss ein sogenanntes "Master-Fenster" für den Zugriff auf die Basisadresse des Moduls geöffnet werden. Der Treiber stellt insgesamt sieben Fenster für einen solchen Zugriff mit den Gerätedateien `/dev/vme_m0` bis `/dev/vme_m6` zur Verfügung. Die Funktion `init_vme(int win)` der Schnittstelle öffnet die entsprechende Gerätedatei, mit der in `win` übergebenen Nummer, für den Zugriff auf den Bus. Anschließend wird das Fenster durch die `setVME`-Funktion mit den gewünschten Einstellungen konfiguriert. In Listing A.1 ist ein Beispielquelltext für den Zugriff auf ein Modul mit der Basisadresse `0xC20000` gegeben. Die weiteren Argumente der `setVME`-Funktion sind dabei die modulabhängigen Werte für den Datentransfermodus, Adressmodus und Zugriffsmodus.

```
#include "vmeinterface.h"
#include "reginterface.h"
```

```
int main()
{
    unsigned long baseaddress = 0xC20000;
    window=0;
    init_vme(window);
    setVME(baseaddress , VME_D16 , VME_A24 , VME_SUPER , VME_DATA);
    do_some_vme_access();
    stop_vme();
}
```

*Listing A.1:* Beispiel Quelltext für den Zugriff auf eine Basisadresse

`setVME` bildet den Adressraum des VME-Moduls transparent in den lokalen Speicher des Prozesses ab, sodass Lese- und Schreibfunktionen mit Pointern auf lokale Speicheradressen auf die Register des Moduls zugreifen können. Nach dem Datenaustausch mit dem Modul muss die Funktion `stop_vme()` aufgerufen werden, welche die Gerätedatei wieder schließt und den verwendeten lokalen Adressspeicher freigibt.

### A.3.2 Lese- und Schreiboperationen

Um Daten aus einem Register des Moduls zu lesen, bzw in das Register des Moduls zu schreiben stehen die Funktionen

```
unsigned short readvme(unsigned long addr)
```

und

```
void writevme(unsigned short data, unsigned long addr)
```

zur Verfügung. Der Zugriff im 32-Bit Datentransfermodus erfolgt durch die entsprechenden Funktionen

```
unsigned int readvme32(unsigned long addr),
void writevme32(unsigned int data, unsigned long addr).
```

Die in den Argumenten übergebenen Adressen sind dabei relativ zu der Basisadresse, welche der `setVME()`-Funktion übergeben wurde. Listing A.2 zeigt ein Beispiel, in dem ein Register zunächst mit dem Wert `0x3022` beschrieben und anschließend mit einem Lesezugriff wieder ausgelesen wird.

```
#include "vmeinterface.h"
#include "reginterface.h"

int main()
{
    unsigned long baseaddress = 0xC20000;
    unsigned short reg_value;
    window=0;
    init_vme(window);
    setVME(baseaddress ,VME_D16 ,VME_A24 ,VME_SUPER ,VME_DATA);

    writevme(0x3022 ,0x001a);
    reg_value=readvme(0x001a);

    stop_vme();
}
```

*Listing A.2:* Beispiel Quelltext für Schreib- und Leseoperationen

Die Registeradressen und ihre möglichen Datenwerte hängen von den VME-Modulen ab und sind in den entsprechenden Handbüchern dokumentiert.

### A.3.3 DMA Datenübertragungen

Module, welche die deutlich schnelleren Direct-Memory-Access-Übertragungen (DMA) unterstützen, können mit Hilfe der Funktion

```
int dmaread(int bytes, long sr_caddr, int dst_addr, int vme_protocol, int
            data_width)
```

ausgelesen werden. Für den DMA-Transfer verwendet der Treiber eine eigene Gerätedatei, weshalb die Übertragung unabhängig von dem aktuell geöffneten Fenster ist. Als Quelladresse wird die absolute Adresse (Modul-Basisadresse + Offset) des zu übertragenden Adressbereichs angegeben, wobei mehrere Protokolle für DMA-Zugriffe zur Verfügung stehen:

1. VME\_SCT Single Cycle Transfer,
2. VME\_BLT Block Transfer,
3. VME\_MBLT Multi Block Transfer,
4. VME\_2eSST.

VME-Module unterstützen häufig nur einen Teil dieser Protokolle, sodass der Übertragungsmodus der Auslesefunktion als Argument übergeben werden muss.

Eine DMA Übertragung des Datenpuffers des TDC-Moduls ist als Beispiel in Listing A.3 gegeben. Dabei werden 4096 Bytes an Daten von der Startadresse 0xB20000 (0xB20000+0x00000) an mit dem MBLT Protokol und 32 Bit Datenbreite in eine lokale Datenstruktur übertragen. Der Rückgabewert gibt die benötigte Zeit für den DMA-Transfer an.

```
unsigned int *dmabuffer = malloc(4096);
int time;
time=dmaread(4096,0xB20000, (unsigned int)dmabuffer, VME_MBLT,
            VME_D32);
process_dmabuffer(dmabuffer);
free(dmabuffer);
```

*Listing A.3:* Beispielquelltext für eine DMA-Übertragung

### A.3.4 Interrupt-Funktionen

Module, die Interrupts unterstützen, können einen von sieben VME-Interrupt-Kanälen belegen. Wie zuvor bereits angesprochen erlaubt der VME-Treiber mit Hilfe von IOCTL-Befehlen den Status der Interrupt-Kanäle zu erfragen. Diese Befehle werden in der Funktion

```
void getIrq(int* level, int* vector)
```

genutzt um zu überprüfen, ob ein Modul einen Interrupt ausgelöst hat und den Kanal und Interrupt-Vektor einer Unterbrechung in den Variablen `level` und `vector` zu speichern. Werden diese Variablen mit den Werten 0 an die Funktion übergeben, so werden alle Kanäle überprüft und der Interrupt mit der höchsten Priorität zurückgegeben. Um einen speziellen Interrupt-Kanal und Vektor abzufragen müssen die Werte der Variablen vor Aufruf der Funktion lediglich mit den entsprechenden Werten initialisiert werden. Falls kein Interrupt vorlag, wird der Wert 0 in die Variablen `level` und `vector` geschrieben. Listing A.4 zeigt ein Beispiel um den Interrupt mit der höchsten Priorität zu erfragen.

```
int level, vector;
level=0;
vector=0;
getIrq(&level, &vector);
```

*Listing A.4:* Abfragen der Interrupt-Kanäle

### A.3.5 Kommandozeilen-Werkzeug für den VME-Zugriff

Um neue Ausleseprogramme oder Steuerungen für ein VME-Modul zu entwickeln oder Fehler in bestehenden Programme zu suchen, ist es hilfreich, auf die VME-Schnittstelle von einem PC aus mit einer Kommandozeile zugreifen zu können. Zu diesem Zweck wurde das Programm `cmdline` geschrieben, welches Zugriff auf alle Funktionen der Schnittstelle bietet. Nach dem Start öffnet das Programm ein Fenster mit der Basisadresse `0x000000` im A24/D16 Adressmodus und wartet auf Benutzereingaben. Die Befehle, welche von dem Programm erkannt werden sind in Tabelle A.1 gegeben. Mit diesem Programm lassen sich die Funktionalitäten der Module überprüfen und die nötigen Schritte für eine Datenauslese einzeln durchführen, um den Programmablauf zu überprüfen.

Befehl	Argumente	Beschreibung
WI	WINDOWNUMBER	Ändert die verwendete Gerätedatei auf WINDOWNUMBER
BA	ADDRESS	Setzt die Basisadresse des Fensters auf das hexadezimal angegebene Argument ADDRESS im D16 Modus
B3	ADDRESS	Setzt die Basisadresse des Fensters auf das hexadezimal angegebene Argument ADDRESS im D32 Modus
RV	ADDR_OFFSET	Liest ein 16-Bit Wort von Basisadresse + ADDR_OFFSET
R3	ADDR_OFFSET	Liest ein 32-Bit Wort von Basisadresse + ADDR_OFFSET
WV	DATA ADDR_OFFSET	Schreibt das 16-Bit Wort des Arguments DATA an die Adresse Basisadresse + ADDR_OFFSET
W3	DATA ADDR_OFFSET	Schreibt das 32-Bit Wort des Arguments DATA an die Adresse Basisadresse + ADDR_OFFSET
DR	ADDRESS BYTES	DMA-Übertragung von BYTES Datenbytes ab der absoluten Adresse ADDRESS
IR		Prüfen ob ein Interrupt vorliegt
IC		Die vorliegenden Interrupts im Universe II Chip zurücksetzen
RO		Öffnet die <code>vme_reg</code> Gerätedatei für den Zugriff auf die Register des Universe II Chips
RC		Schließt die <code>vme_reg</code> Gerätedatei
RR	ADDRESS	Liest den Wert des Registers an der Adresse ADDRESS
WR	DATA ADDRESS	Schreibt den Wert DATA in das Register an Adresse ADDRESS

**Tabelle A.1:** Befehlsreferenz des Kommandozeilen-Programms

## A.4 Ausleseprogramme für das V1290A TDC-Modul

Mit Hilfe der vorgestellten VME-Schnittstelle wurden Auslese und Steuerprogramme für mehrere VME-Module geschrieben, von denen die in dieser Arbeit verwendeten Ausleseprogramme für das V1290A TDC-Modul hier aufgeführt werden.

Die Ausleseprogramme konfigurieren die Interrupteinstellungen des TDCs um bei vorhandenen Daten einen Interrupt auf Level 2 mit dem Interruptvektor 0x10 zu erzeugen. Sobald ein Interrupt erzeugt wird, werden die Daten mit DMA-Übertragungen ausgelesen.

### A.4.1 Messung der Zeitdifferenz zweier Signale

Programmaufruf: `./hptdc_readout <Dateiname> <TDC-Kanal> <Flanke>`

Für die Bestimmung der Breite der TDC Bins wurde die Zeitdifferenz zwischen den in `<Flanke>` gegebenen Flankentypen zweier aufeinanderfolgender Pulse bestimmt. Das Zeitspektrum wird dabei direkt auf dem Board anhand der von dem TDC ausgelesenen Daten errechnet und in die angegebene Datei geschrieben, wenn das Signal SIG\_INT (STRG+C in der Konsole) von dem Programm empfangen wird.

### A.4.2 Ratenmessungen

Programmaufruf: `./rate_measurement <Dateiname> <TDC-Kanal>`

Die Ereignisrate der Signale eines Kanals kann durch einfaches Zählen der Ereignisse innerhalb eines Zeitintervalls errechnet werden. Die mit diesem Programm durchgeführten Ratenmessungen der radioaktiven Quelle zeigten die erwarteten Ergebnisse und dienten als Kontrollmessungen, welche nicht in dem Hauptteil der Arbeit vorgestellt wurden. Der HPTDC verwendet für die Zeitmessungen einen sogenannten Free-Running-Zähler mit 21 Bit Datenbreite, wodurch eine maximale Zeitmarke von  $\sim 52 \mu s ((2^{21} - 1) \cdot \text{Binbreite})$  erreicht werden kann. Wenn der Zähler seinen maximalen Wert erreicht hat beginnt er wieder mit der Zeitmarke 0. Die Ratenmessung zählt die Ereignisse innerhalb der  $52 \mu s$  Intervalle und errechnet daraus die mittlere Ereignisrate. Dadurch wird die niedrigste messbare Frequenz auf  $\frac{1}{52 \mu s}$  beschränkt. Das Programm zeigt die aktuellen Messwerte in dem Terminal an und schreibt die mittlere Rate in die Datei, welche bei dem Programmaufruf angegeben wird.

### A.4.3 Aufzeichnen von Pulsweiten-Spektren

Programmaufruf: `./spect <Dateiname> <TDC-Kanal>`

Das V1290A-TDC-Modul erlaubt es, die steigende und fallende Flanke des Eingangssignals zu messen, sodass aus der Zeitdifferenz die Pulsweite bestimmt werden kann. Das Ausleseprogramm unterscheidet die steigende und fallende Flanke anhand des entsprechenden Bits des Datenwertes und bestimmt ihre Zeitdifferenz. Diese wird in ein Histogramm eingetragen und in die angegebene Datei geschrieben, sobald das SIG\_INT Signal empfangen wird. Mit einem Diskriminator modul können so die Time-over-Threshold Spektren direkt gemessen werden.

#### A.4.4 Auslese ohne Datenverarbeitung

Programmaufruf: `./hptdc_dump <Dateiname> <Board Basisadresse>`

Das `hptdc_dump` Programm schreibt alle Messwerte des TDCs ohne Informationsverlust durch vorherige Datenverarbeitung in eine Datei. Die 32-Bit Datenwörter werden von dem TDC gelesen und dekodiert. Die erhaltenen Werte für Kanalnummer, Zeitmarke und Flankeninformation werden in dem Format

```
<TDC Kanal> <TDC Zeitmarke> <Flankeninformation>
```

in die angegebene Datei geschrieben. Die Auslesegeschwindigkeit ist durch die größere zu schreibende Datenmenge wesentlich reduziert, jedoch können alle Informationen des TDCs anhand dieser Daten mit Analyseprogrammen weiterverarbeitet werden.

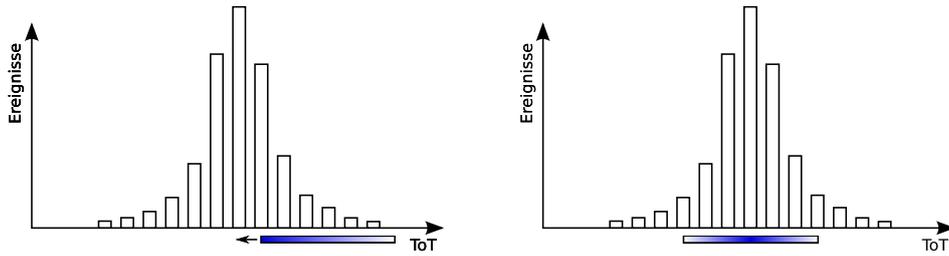
Wird die Basisadresse des Boards nicht auf der Kommandozeile angegeben, wird die Adresse 0x0 für das Board angenommen.

#### A.4.5 Verfolgung der Position des Photonpeaks

Programmaufruf:

```
./temp_follow <Kanal1> <Kanal2> <ToT_Min1> <ToT_Max1>  
<ToT_Min2> <ToT_Max2> <Ausgabedatei>
```

Dieses Ausleseprogramm erlaubt es, die Position eines Photonpeaks in den Time-over-Threshold-Spektren zu verfolgen. Die Time-over-Threshold (ToT) der Annihilationsphotonen ist in einem Bereich um den 511 keV Peak gaußförmig verteilt. Eine Änderung der SiPM Verstärkung, zum Beispiel durch Temperaturschwankungen, bewirkt eine Verschiebung des statistischen Mittelwerts dieser ToT-Werte. Bestimmt man einen laufenden Mittelwert der Pulsweiten von Annihilationsphotonen, so lässt sich dieser statistische Mittelwert verfolgen. Zu Beginn der Messung wird dafür der Mittelwert aus Photonen in einem Energiebereich um den Photonpeak errechnet. Die Grenzen des Energiebereichs werden dem Programm als Argumente übergeben. In den weiteren Messungen werden nur Photonen selektiert, deren Time-over-Threshold innerhalb eines Bereichs um den aktuellen laufenden Mittelwert liegen. Aus dem ToT Wert dieser



**Abbildung A.3:** Verschiebung der Energieselektion aufgrund der statistischen Verteilung. Der Mittelwert ändert sich solange die ToT-Werte der selektierten Photonen nicht symmetrisch um ihn verteilt sind.

Photonen wird der Mittelwert gemäß

$$M_{\text{neu}} = M_{\text{alt}} - \frac{M_{\text{alt}}}{\#\text{Samples}} + \frac{\text{ToT}(\text{Photon})}{\#\text{Samples}} \quad (\text{A.1})$$

aktualisiert. Dabei bezeichnet  $M_{\text{neu}}$  den aktualisierten Mittelwert,  $M_{\text{alt}}$  den vorherigen Mittelwert,  $\#\text{Samples}$  die Zahl der Photonen über die der Mittelwert gebildet wird und  $\text{ToT}(\text{Photon})$  den ToT-Wert des selektierten Photons. Die Verschiebung der Energieselektion durch den laufenden Mittelwert ist in Abbildung A.3 dargestellt. Durch die statistische Verteilung der ToT-Werte der 511 keV Photonen wird der laufende Mittelwert stets der aktuellen Position des Photon-Peaks entsprechen und folgt diesem, auch wenn er seine Position aufgrund von Temperaturschwankungen verändert.

Bei einer sehr plötzlichen Änderung der Peakposition kann der Mittelwert nur dann folgen, wenn die Energieselektion noch die Ausläufer des Peaks erreicht. Durch den laufenden Mittelwert und die höhere Zahl der Photonen in dem Bereich des Peaks wird der Mittelwert in diesem Fall wieder auf den ToT-Wert des Peaks gezogen.

# Konfigurationsschnittstelle für STiC

Für die Konfiguration des STiC Chips wurde eine Kommunikationsschnittstelle mit Hilfe eines FPGA<sup>1</sup>-Boards aufgebaut. Das Board von dem Hersteller AVNet verwendet einen Spartan 3A FPGA von XILINX und diverse Komponenten wie Eingabe/Ausgabe Pins, Druckknöpfe und LEDs. Die entwickelte Schnittstelle ermöglicht es, Daten von dem PC zu empfangen und an den Speicher des STiC Chips weiterzuleiten. In den folgenden Abschnitten werden die in dieser Arbeit entwickelten Zustandsautomaten (FSM) der auf dem FPGA implementierten logischen Schaltung vorgestellt. Diese wurden in der Beschreibungssprache VHDL<sup>2</sup> entworfen und mit Hilfe von der XILINX ISE WebPack Software in Konfigurationen für den Spartan 3A FPGA übersetzt.

## B.1 Steuerung der Konfiguration

Die Aufteilung der Zustandsautomaten ist in Abbildung B.1 dargestellt. Ein Automat übernimmt den Empfang der Daten von dem PC, ein Weiterer die Übertragung der Konfigurationen in den Speicher des STiC Chips. Die Koordination des Konfigurationsprozesses wird von einer übergeordneten Instanz durchgeführt, deren Zustandsdiagramm in Abbildung B.2 dargestellt ist. Dabei werden die von dem PC empfangenen Steuerbefehle, ausgewertet und abhängig von dem erhaltenen Befehl Steuersignale für die weiteren Automaten erzeugt. Eine Auflistung der Steuerbefehle und ihrer Bedeutung ist in Tabelle B.1 gegeben.



**Abbildung B.1:** Aufteilung der Zustandsautomaten für die Konfiguration des STiC

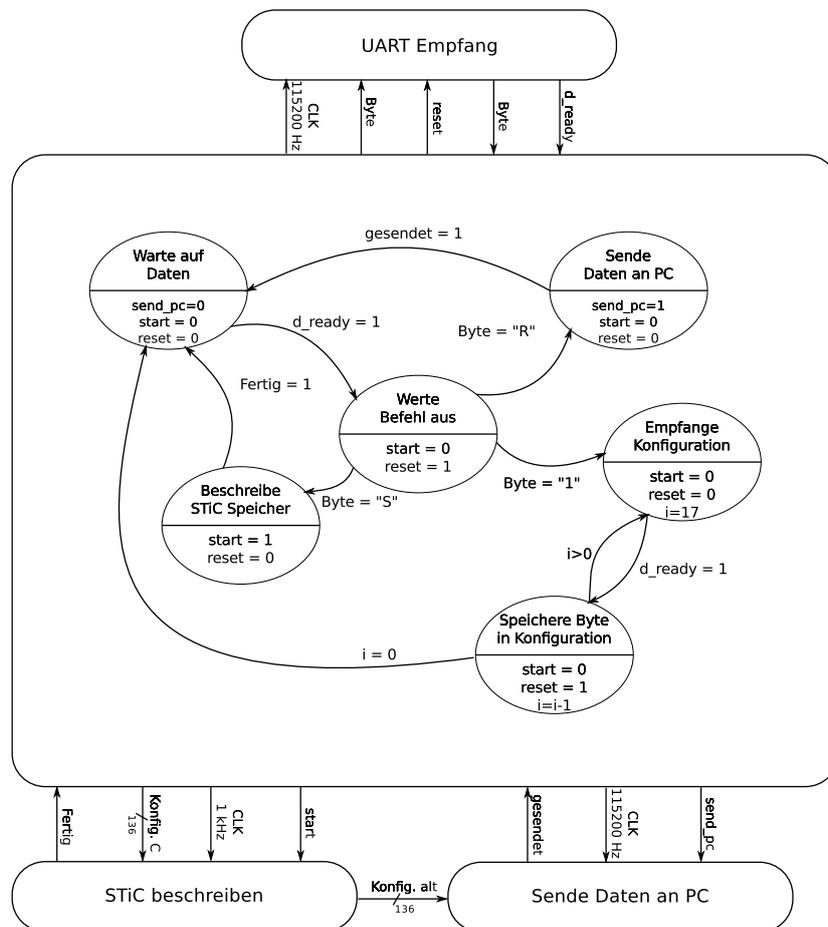
<sup>1</sup>Field Programmable Gate Array

<sup>2</sup>Very High Speed Integrated Circuit Hardware Description Language

## B.1. Steuerung der Konfiguration

Datenwert (ASCII Symbol)	Bedeutung
1	Die folgenden 17 Byte enthalten neue Konfigurationsdaten, welche gelesen und gespeichert werden.
S	Die Konfiguration wird an den STiC Chip gesendet.
R	Die bei der letzten Übertragung von dem STiC gelesene Konfiguration an den PC senden

**Tabelle B.1:** Befehle für die Steuerung des Konfigurationsprozesses



**Abbildung B.2:** Vereinfachtes Zustandsdiagramm der Kontrolllogik

Wurde ein Datenbyte von dem PC empfangen wird das Signal `d_ready` von dem Universal-Asynchronous-Receiver-Transmitter-Chips (UART)-Empfänger auf 1 gesetzt. Der Automat geht dann in den nächsten Zustand über, in dem das Datenbyte ausgewertet und das Reset Signal an den Empfänger gesendet wird. Abhängig von dem Befehl wird anschließend entweder der Automat für die Übertragung der alten Konfiguration `Konfig. alt` an den PC gestartet, der STiC Chip beschrieben, oder eine Konfiguration empfangen. Werden Konfigurationsdaten

an STiC oder PC gesendet wartet der Automat, bis von der jeweiligen FSM ein Signal gesendet wird, dass die Übertragung beendet ist und geht anschließend in den Ausgangszustand zurück. Beim Empfang neuer Konfigurationsdaten von dem PC wird eine Zählvariable  $i$  initialisiert, welche die empfangenen Konfigurationsbytes zählt. Dabei werden 2 Zustände durchlaufen. In dem ersten Zustand "Empfange Konfiguration" wird auf das  $d\_ready$ -Signal gewartet und in den Zustand "Speichere Byte in Konfiguration" gesprungen. Dieser speichert das 8 Bit breite Konfigurationsdatum an die zugehörigen Stellen der Konfiguration, dekrementiert den Zähler und sendet das Reset-Signal für den UART-Empfänger. Anschließend geht er wieder in den vorherigen Zustand über, falls noch nicht alle Bytes empfangen wurden. Wurden bereits 17 Bytes empfangen und gespeichert geht der Automat wieder in den Ausgangszustand zurück.

## B.2 Kommunikation mit dem Labor-PC

Die Kommunikation mit dem Labor-PC erfolgt asynchron über eine serielle Schnittstelle. Das Evaluation-Board ermöglicht es, mit Hilfe eines UART, den USB-Port des PCs als Schnittstelle zu verwenden. Die Datensignale  $RxD$  und  $TxD$  werden dabei an den FPGA weitergeleitet. Da bei einer asynchronen Datenübertragung kein synchrones Taktsignal vorhanden ist, muss die Taktrate und Struktur des Datenpakets festgelegt werden. Die Übertragung beginnt mit einem Start Bit, woraufhin in vorgegebenen Intervallen die Werte des Eingangssignals gelesen werden. Nachdem alle Daten empfangen wurden, wird die Datenleitung wieder auf den logischen Wert 1 gesetzt, um bei dem nächsten Start Bit eine neue Übertragung zu initialisieren. Abbildung B.3 zeigt die Struktur eines Datenpakets, welches von dem PC an den FPGA gesendet wird. Die Übertragungsrates beträgt dabei 115200 Baud (Symbole pro Sekunde).

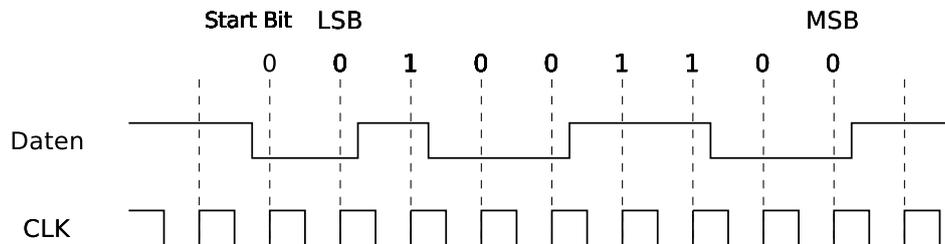


Abbildung B.3: Asynchrones Datenpaket

Um die Daten von dem PC zu empfangen überwacht der UART-Empfänger-Zustandsautomat das eingehende Datensignal  $RxD$ . Wird dieses 0 beginnt die Übertragung eines Datenpakets. Zu jedem Taktsignal (115200 Hz) wird der Wert des Eingangssignals gespeichert. Nach 8 empfangenen Bits geht der Automat in den Endzustand über. In diesem setzt er das Signal  $d\_ready$  auf 1 und wartet bis ein Reset-Signal empfangen wird um wieder in den Anfangszustand zu gelangen. Der logische Aufbau dieses Zustandsautomaten ist in Abbildung B.4 dargestellt.

Analog funktioniert der UART-Sender. Er erhält das Taktsignal mit 115200 Hz und erzeugt bei aktivem  $senden$  Signal zunächst ein Start-Bit. Bei den steigenden Flanke des Taktsignals

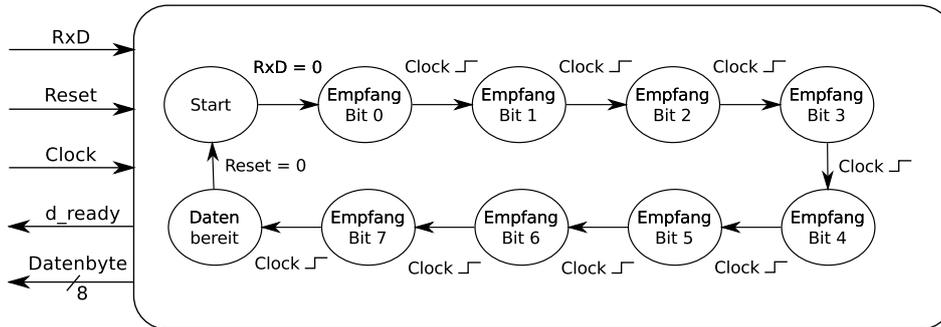


Abbildung B.4: Schematische Darstellung des Zustandsautomaten für den Empfang asynchroner Datenpakete

wird die ausgehende Datenleitung TxD auf den nächsten zu sendenden Bitwert gesetzt, bis alle Bits übertragen wurden. Anschließend wird TxD wieder auf den Wert 1 gesetzt und die Übertragung ist beendet. Der Automat geht wieder in den Ausgangszustand, sobald das start-Signal auf 0 gesetzt wird. Abbildung B.5 zeigt ein Diagramm dieses Zustandsautomaten.

### B.3 Kommunikation mit dem STiC Chip

Die Zustandsmaschine für das beschreiben des STiC Speichers (siehe Abb. B.9) ist in Abbildung B.6 zu sehen. Das Ausgangssignal **d\_out** ist während des Startzustandes immer auf Bit 135 der aktuellen Konfiguration gesetzt. Ebenso ist das MSB (Most Significant Bit) der vorherigen Konfiguration **c\_alt** auf den Wert von **d\_in** gesetzt. Sobald das Startsignal **start** = 1 empfangen wird, wird das eingehende Taktsignal **clk\_out** für den Speicher des Chips erzeugt. Die Speicherkette des STiC übernimmt bei den steigenden Flanken des Takts das aktuelle Bit von **d\_out**. Die vorherige Konfiguration propagiert dabei ein Element in der Kette weiter. Um sicher zu stellen, dass die Setup- und Hold-Zeiten der FlipFlops eingehalten werden, ändert der Zustandsautomat den Wert von **d\_out** bei der fallenden Flanke des Taktes. In diesem Schritt wird auch der Datenwert von **d\_in** an die zugehörige Position von **c\_alt** übernommen. Wenn 136 Bit übertragen wurden wird das Taktsignal des STiC-Speichers konstant 0 und das

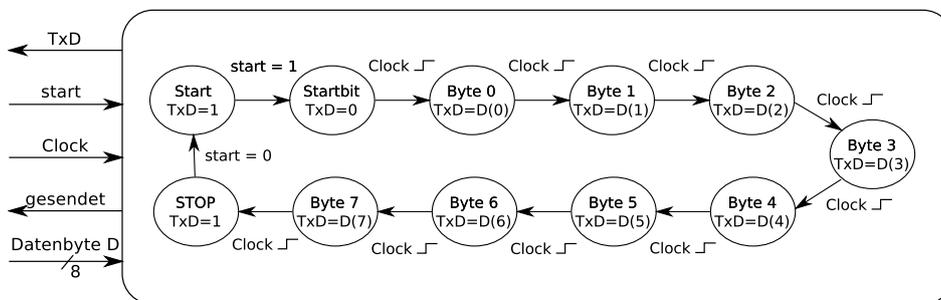


Abbildung B.5: Schematische Darstellung des Zustandsautomaten für das Senden asynchroner Datenpakete

Signal Fertig auf 1 gesetzt. Wenn von der Kontrolllogik das Startsignal entfernt wird (start = 0) geht der Automat wieder in den Ausgangszustand zurück. Die Übertragung lässt sich mit einem Oszilloskop verfolgen und ist in Abbildung B.7 für eine Übertragung gezeigt, bei der die Konfiguration zwei mal in den STiC geschrieben wurde. Man erkennt, dass das an den STiC gesendete Bitmuster mit dem empfangenen Muster identisch ist. Die Konfiguration wird folglich korrekt in den Speicher geschrieben.

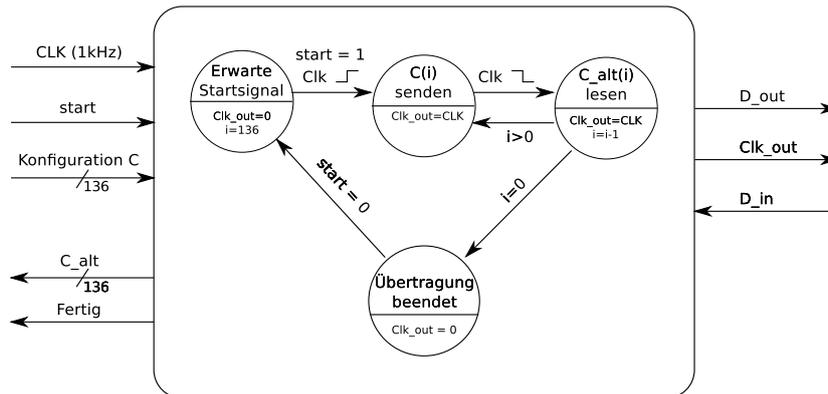


Abbildung B.6: Vereinfachtes Zustandsdiagramm für den Schreibvorgang des STiC Speichers

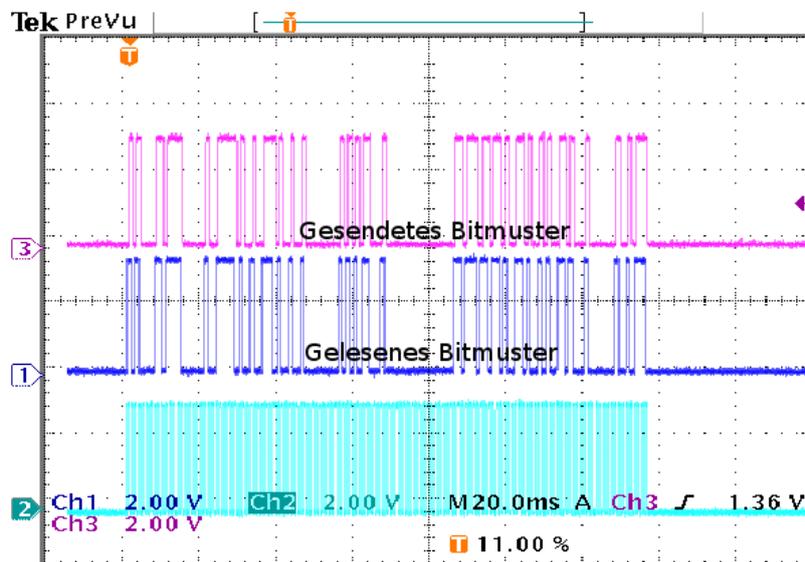


Abbildung B.7: Aufnahme der Übertragung eines Bitmusters in den Konfigurationsspeicher des STiC. Die Signale wurden an den Eingangs- und Ausgangspins des FPGA Boards abgegriffen.

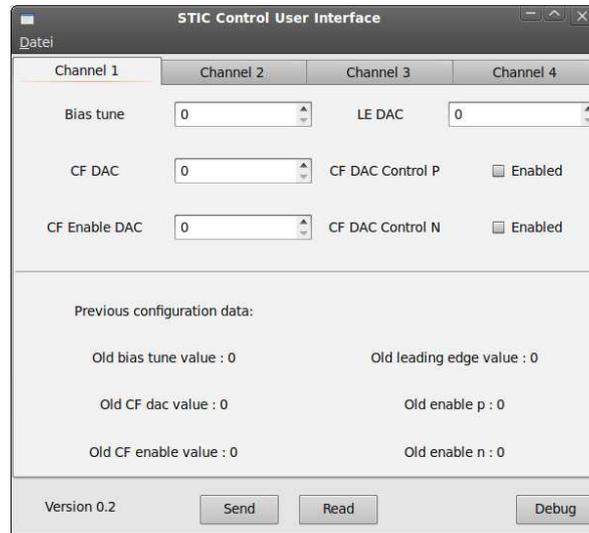


Abbildung B.8: Graphische Oberfläche der Konfigurationssoftware

## B.4 Graphische Benutzerschnittstelle

Um die Bitmuster komfortabel erzeugen zu können wurde ein eigenständig programmiertes graphisches Benutzerinterface basierend auf GTK+[5] erstellt. Die graphische Oberfläche besitzt mehrere Registerkarten, in denen die einzelnen Einstellungen der Konfigurationswerte für die Kanäle des STiC eingestellt werden können. Das Bitmuster wird anhand dieser Werte für den STiC Speicher errechnet und die nötigen Befehle für die Konfiguration des Chips an den FPGA gesendet. Abbildung B.8 zeigt die Benutzeroberfläche der Konfigurationssoftware. Die einstellbaren Werte der einzelnen Kanäle sind:

- Bias Tune (8 Bit),
- CF DAC (8 Bit),
- CF DAC Control P (1 Bit),
- CF DAC Control N (1 Bit),
- CF Enable DAC (8 Bit),
- LE DAC (8 Bit).

Das aus diesen Werten erzeugte Bitmuster für den Konfigurationsspeicher des STiC ist in Abbildung B.9 zu sehen. Über die “Send”-Schaltfläche lässt sich der STiC-Chip mit den eingestellten Werten konfigurieren. Die an den FPGA gesendeten Daten bestehen dabei aus 20 Byte, in denen Steuerbefehle und Konfigurationsdaten enthalten sind. Byte 1 enthält den Befehl “1” für die Übertragung des Bitmusters, gefolgt von 17 Bytes Konfigurationsdaten. Abschließend wird der Befehl “S” in Byte 19 und 20 gesendet um die übertragene Konfiguration in den Speicher des STiC zu schreiben und bei dem zweiten Schreiben von dem STiC Speicher zurück zu lesen. Die Schaltfläche “Read” ermöglicht es, die, bei dem Beschreiben des STiC

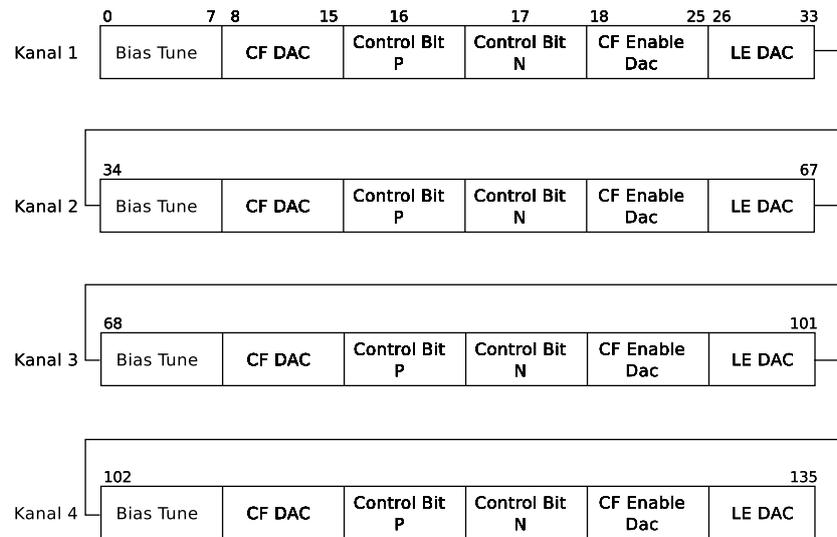


Abbildung B.9: Bitmuster einer Konfiguration. Die Zahlen geben die Bitpositionen der einzelnen Felder an.

Chips erhaltene vorherige Konfiguration, von dem FPGA zu lesen. Da "Send" die Konfiguration zwei mal in den Chip schreibt, sollte die gesendete und gelesene Konfiguration identisch sein.

Um nur einmal eine Konfiguration zu senden, steht die "Debug"-Schaltfläche zur Verfügung. Sie sendet nach dem Übertragen der Konfiguration an den FPGA nur einmal den Befehl "S".

---

# Abbildungsverzeichnis

2.1	$\beta^+$ -Zerfall eines Protons . . . . .	4
2.2	Bildung der Lines-of-Response anhand der detektierten Annihilationsphotonen . . . . .	5
2.3	Mögliche Fehlerquellen bei der Bildung der Lines-of-Response; (a) Zufällig Ko- inzidenz; (b) Gestreute Koinzidenz . . . . .	6
2.4	Schematische Darstellung des Energiespektrums einer radioaktiven Quelle . . . . .	8
2.5	Ortsrekonstruktion bei der Flugzeitmessung in einem Positronen-Emissions-To- mographen . . . . .	10
2.6	Flugzeitmessungen in der Positronen-Emissions-Tomographie: Durch die zu- sätzliche Zeitinformation lässt sich der Untergrund deutlich verringern und so- mit die Sensitivität des Systems erhöhen [35] . . . . .	11
3.1	Energieverlust von Elektronen und Positronen in einem Bleiabsorber als Funk- tion der Teilchenenergie [28] . . . . .	15
3.2	Feynmandiagramm des Photoelektrischen Effekts . . . . .	15
3.3	Streuung eines Photons an einem schwach gebundenen Elektron . . . . .	17
3.4	Feynmandiagramm des Paarproduktionprozesses . . . . .	18
3.5	Wirkungsquerschnitt der Photonabsorption als Funktion der Photonenergie.[36]	19
3.6	Photonemission in undotierten (links) und dotierten (rechts) Szintillatorkristallen	20
3.7	Funktionsprinzip einer Photomultiplerröhre . . . . .	24
3.8	Links: Energieniveaus in einem n-dotierten Halbleiter. Rechts: Energieniveaus in einem p-dotierten Halbleiter . . . . .	24
3.9	(a) Schematische Darstellung des pn-Halbleiterkontaktes; (b) Ladungsträger- konzentration in dem Halbleiter; (c) resultierendes elektrisches Feld; (d) Verlauf des Potentials [16] . . . . .	25
3.10	Schematischer Aufbau einer PIN-Diode für die Teilchendetektion und ihre elek- trische Signalauslese . . . . .	26
3.11	Dotierungsprofil einer Avalanche-Photodiode und der daraus resultierende Po- tentialverlauf . . . . .	27
3.12	Selbsterhaltender Lawineneffekt einer Avalanche-Photodiode im Geigermodus [38] . . . . .	28
3.13	Schaltbild der passiven Quenchemethode . . . . .	28
3.14	Mikroskopaufnahme der Pixel eines Silizium-Photomultipliers . . . . .	29
3.15	Nichtlineares Verhalten der SiPMs bei Lichtpulsen mit vielen Photonen. [25] . . . . .	30
3.16	Messaufbau zur Bestimmung der SiPM-Verstärkung [38] . . . . .	31

3.17	Aufgezeichnete Pulshöhenspektren zur Bestimmung der SiPM-Verstärkung; (a) Pulshöhenspektrum von Lichtpulsen mit geringer Intensität. Jeder Peak entspricht einer Anzahl an gefeuerten Pixel; (b) Fast-Fourier-Transformation des Pulshöhenspektrums . . . . .	31
4.1	Signalformung mit einem Hochpassfilter; (a) Schaltbild; (b) Signalantwort des Hochpassfilters auf eine Stufenfunktion als Eingangssignal . . . . .	35
4.2	Signalformung mit einem CR-RC Glied; (a) Schaltbild; (b) Signalantwort auf eine Stufenfunktion . . . . .	36
4.3	Bipolare Signalformung mit einem RC-(CR) <sup>2</sup> Glied; (a) Schaltbild; (b) Signalantwort auf eine Stufenfunktion . . . . .	36
4.4	Signaldiskriminierung mit Hilfe eines Operationsverstärkers; (a) Komparator-schaltung mit einem Operationsverstärker; (b) Übertragungscharakteristik eines idealen Komparators [34] . . . . .	37
4.5	Fehlerquellen bei der Zeitmessung mit Leading-Edge Diskrimination; (a) Fehler durch Signalrauschen; (b) Fehler durch den Timewalk-Effekt [33] . . . . .	39
4.6	Signalantwort einer (CR) <sup>2</sup> -RC Kette auf eine Stufenfunktion mit unterschiedlicher Amplitude . . . . .	40
4.7	Constant-Fraction Signaldiskriminierung; a) Eingangssignal; b) abgeschwächtes Signal; c) invertiertes und verzögertes Signal; d) Summe der Signale aus b) und c) . . . . .	41
4.8	Bestimmung der Zeitauflösung eines Systems aus Diskriminator und TDC; (a) Aufbau für die Messung von Zeitspektren; (b) Zeitauflösung als FWHM des gemessenen Zeitspektrums . . . . .	42
4.9	Constant-Fraction Diskriminatorkanal des STiC Chips . . . . .	43
4.10	Signalkette bei der Erzeugung des Constant-Fraction-Triggers [26] . . . . .	44
4.11	Spartan3A Evaluation Board (rot) mit angeschlossenem STiC-Testboard (grün)	46
4.12	Aufbau des STiC Konfigurationsspeichers als Daisychain aus D-FlipFlops . . . . .	46
4.13	Diagramm der Zustandsmaschinen für die Übertragung einer Konfiguration . . . . .	47
4.14	Graphisches Interface der Konfiguration und resultierendes Bitmuster; (a) Übertragung des Bitmusters zu dem STiC-Chip. Kanal 2 (hellblau) zeigt das Taktsignal, Kanal 3 (rot) das Signal D <sub>in</sub> und Kanal 1 (blau) D <sub>out</sub> ; (b) Graphische Benutzeroberfläche . . . . .	48
4.15	Aufbau für die Messung der Zeitauflösung des STiC Chips . . . . .	49
5.1	Entwurfszeichnung des PET Prototypen . . . . .	50
5.2	Detektorelemente für die Photondetektion im PET-Prototypen; (a) Szintillatorkristall; (b) Aufbau eines Detektorelements; (c) Detektormodul für 16 Elemente	51
5.3	Der PET-Prototyp mit SiPMs und LFS-Kristallen für die Photondetektion . . . . .	52
5.4	Schematische Darstellung des Auslesesystems für Zeitmessungen . . . . .	53
5.5	CAEN V1290A HPTDC Board für Zeitmessungen mit 25 ps Auflösung . . . . .	54
5.6	Blockdiagramm des MVME5500 Boards[29] . . . . .	55
5.7	Adressierung eines Modulregisters in dem VME-Adressraum . . . . .	57
5.8	Schematischer Aufbau der Auslesesysteme; (a) Auslesesystem mit einem TDC Modul; (b) Auslesesystem mit einem Oszilloskop . . . . .	58
5.9	Bitmuster des TDC-Outputbuffers [15] . . . . .	58

5.10	Messung zur Kalibration des Time-to-Digital Konverters; (a) TDC-Zeitspektrum der Pulsperioden; (b) Bestimmung der TDC-Bingröße aus den Zeitspektren	59
5.11	Zerfallsschema von $^{22}\text{Na}$ [40]	60
5.12	Bestimmung der Energie anhand der Ladungsinformation; (a) Das gemessene Integral entspricht der blau schraffierten Fläche unter dem Signal; (b) Ladungsspektrum der $^{22}\text{Na}$ -Quelle	61
5.13	Energiebestimmung durch Messung der Time-over-Threshold; (a) Aufgezeichnetes Detektorsignal mit Fit; (b) ToT für unterschiedliche Photonenergien	62
5.14	ToT-Werte für verschiedene Signalamplituden bei konstanter Diskriminatorschwelle	63
5.15	Numerische Berechnung der ToT-Werte zweier SiPM-Signale konstanter Amplitude bei unterschiedlichen Diskriminatorschwellen; (a) Verlauf der ToT-Werte; (b) Verlauf der Differenz der ToT-Werte	63
5.16	Einfluss des Signalrauschens auf die ToT-Messung bei niedrigen Diskriminatorschwellen	64
5.17	Energiebestimmung anhand der ToT-Methode für zwei Diskriminatorschwellen; linke Seite: Schwelle $-14,5\text{ mV}$ ; rechte Seite: Schwelle $-25,5\text{ mV}$ ; Oben: ToT-Spektren; Mitte: Kalibrationskurven; Unten: Kalibrierte Spektren	65
5.18	Aufbau für die Koinzidenzmessung und resultierende Signale	66
5.19	Messung zur Bestimmung der Koinzidenzzeitauflösung bei verschiedenen Energieselektionen; (a) ToT Spektren der Detektorelemente; (b) Differenzen der Ankunftszeiten	67
5.20	Bestimmung der Koinzidenzzeitauflösung des STiC LE-Diskriminators für unterschiedliche Diskriminatoreinstellungen; Links: ToT-Spektren; Rechts: Zeitspektren; Oben: Diskriminatorwert 50; Mitte: Diskriminatorwert 70; Unten: Diskriminatorwert 90	70
5.21	Veränderung der Position des 511 keV Peaks durch Temperaturschwankungen in dem Laborraum; (a) Zeitliche Änderung; (b) Abhängigkeit von der Temperatur	71
5.22	Messung der Durchbruchspannung bei verschiedenen Temperaturen; (a) Verlauf der SiPM-Verstärkung bei Änderung von $V_{\text{Bias}}$ ; (b) Temperaturabhängigkeit der Durchbruchspannung	72
5.23	Vergleich der SiPM-Verstärkung bei aktiver und inaktiver Kompensation	73
A.1	Pinbelegung des Nullmodem-Kabels für das MVME5500 Board	76
A.2	Login über das serielle Terminal	77
A.3	Verschiebung der Energieselektion aufgrund der statistischen Verteilung. Der Mittelwert ändert sich solange die ToT-Werte der selektierten Photonen nicht symmetrisch um ihn verteilt sind.	85
B.1	Aufteilung der Zustandsautomaten für die Konfiguration des STiC	86
B.2	Vereinfachtes Zustandsdiagramm der Kontrolllogik	87
B.3	Asynchrones Datenpaket	88
B.4	Schematische Darstellung des Zustandsautomaten für den Empfang asynchroner Datenpakete	89
B.5	Schematische Darstellung des Zustandsautomaten für das Senden asynchroner Datenpakete	89
B.6	Vereinfachtes Zustandsdiagramm für den Schreibvorgang des STiC Speichers	90

B.7 Aufnahme der Übertragung eines Bitmusters in den Konfigurationsspeicher des STiC. Die Signale wurden an den Eingangs- und Ausgangspins des FPGA Boards abgegriffen. . . . .	90
B.8 Graphische Oberfläche der Konfigurationssoftware . . . . .	91
B.9 Bitmuster einer Konfiguration. Die Zahlen geben die Bitpositionen der einzelnen Felder an. . . . .	92

---

# Literaturverzeichnis

- [1] BusyBox, Mai 2010. URL [www.busybox.net](http://www.busybox.net). 56, 76
- [2] denx Software engineering, Mai 2010. URL [www.denx.de](http://www.denx.de). 57, 75
- [3] Emerson Network Power, Mai 2010. URL [www.emerson.com](http://www.emerson.com). 55
- [4] Experimental Physics and Industrial Control System, Mai 2010. URL [www.aps.anl.gov/epics](http://www.aps.anl.gov/epics). 56
- [5] The GTK+ Project, Mai 2010. URL <http://www.gtk.org>. 91
- [6] HVSys, Mai 2010. URL [www.hvsys.dubna.ru](http://www.hvsys.dubna.ru). 52
- [7] Tundra Semiconductor Corporation / Integrated Device Technology, Mai 2010. URL [www.idt.com](http://www.idt.com). 55
- [8] A. Barbalace et al. Project Homepage, Mai 2010. URL [www.igi.pd.cnr.it/wwwexp/technologies/mvme5500/Index.htm](http://www.igi.pd.cnr.it/wwwexp/technologies/mvme5500/Index.htm). 75
- [9] ROOT Data Analysis Framework, Mai 2010. URL <http://root.cern.ch>. 59
- [10] Real-Time Executive for Multiprocessor Systems, Mai 2010. URL [www.rtems.com](http://www.rtems.com). 56
- [11] Wind River Systems Inc., Mai 2010. URL <http://www.windriver.com>. 56
- [12] Wolfram Research, Mai 2010. URL <http://www.wolfram.com>. 62
- [13] Zecotek Photonics, Mai 2010. URL <http://www.zecotek.com>. 22
- [14] Dale L. Bailey. *Positron Emission Tomography*. Springer-Verlag London, 2005. 7, 9, 22
- [15] CAEN. *Technical Information Manual*, 2007. 58, 94
- [16] Boris Schwarz Claus Grupen. *Particle Detektors*. Cambridge University Press, 2008. 13, 14, 22, 25, 27, 93
- [17] Tundra Semiconductor Corporation. *Universe II VME-to-PCI Bus Bridge User Manual*, 2002. 78
- [18] Patrick Eckert. Advanced silicon-photomultiplier characterization for calorimetric applications. Diplomarbeit, Kirchhoff-Institut für Physik, 2010. 30, 32, 72
- [19] A. Barbalace et. al. Performance Comparison of VxWorks, Linux, RTAI and Xenomai in a Hard Real-time Application. *IEEE Nuclear Science*, 2008. 56, 75
- [20] A. Stoykov et al. First experience with G-APDs in  $\mu$ SR instrumentation. *Nucl. Instrum. Meth A*. 610, 2009. 33
- [21] Christina Lois et al. An Assessment of the Impact of Incorporating Time-of-Flight Information into Clinical PET/CT Imaging. *J. Nucl. Med.*, 2010. 11

- [22] E. Garutti et al. A High-Granularity Scintillator Hadronic-Calorimeter with SiPM Readout for a Linear Collider Detector. *Elsevier Science*, 2004. 21
- [23] N. D'Ascenzo et al. Study of Micro Pixel Photon Counter for the application to Positron Emission Tomography. *arXiv*, 2008. 33
- [24] P. Buzhan et al. Silicon photomultiplier and its possible applications. *Nucl. Instrum. Meth. A 504*, 2003. 33
- [25] V. Andreev et al. A high-granularity scintillator calorimeter readout with silicon photomultipliers. *Nucl. Instrum. Meth. A 540*, 2005. 30, 93
- [26] Wei Shen et al. STIC - A Current Mode Constant Fraction Discriminator for Positron Emission Tomography using SiPM (MPPC). *IEEE-NSS*, 2009. 42, 43, 44, 94
- [27] Motorola Computer Group. *VME Driver For Linux User Guide*. 78
- [28] Particle Data Group. Passage of particles through matter, 2006. 15, 93
- [29] Motorola Inc. *MVME5500 Single-Board Computer Programmer's Reference Guide*, 2003. 55, 94
- [30] Motorola Inc. *MVME5500 Single-Board Computer Installation and Use*, 2003. 75
- [31] Józef Kalisz. Review of methods for time interval measurements with picosecond resolution. *Metrologia*, 2003. 42
- [32] Konrad Kleinknecht. *Detektoren für Teilchenstrahlung*. Teubner Verlag, 2005. 21
- [33] Glenn F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, 1989. 18, 39, 94
- [34] Jacob Millman. *Microelectronics*. McGraw-Hill, 1983. 37, 38, 94
- [35] W. W. Moses. Advantages of Improved Timing Accuracy in PET Cameras using LSO Scintillator. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 2002. 9, 11, 93
- [36] Bogdan Povh. *Teilchen und Kerne*. Springer Berlin Heidelberg, 2006. 19, 93
- [37] Wei Shen. STiC preliminary measurements. Vortrag im Rahmen des internen ILC-Meeting, 23.10.2010. 48, 68, 69
- [38] Alexander Tadday. Characterisation of Silicon Photomultipliers. Diplomarbeit, Kirchhoff-Institut für Physik, 2008. 28, 30, 31, 32, 93
- [39] O. Klein und T. Nishina. Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, 1929. 17
- [40] A. Williams. Measurement of the Ratio of Electron Capture to Positron Emission in the Decay of Na-22. *Nuclear Physics*, 1962. 60, 95

# Danksagungen

An dieser Stelle möchte ich mich bei einigen Personen bedanken, die mich während meines Studiums und meiner Zeit als Diplomand begleitet haben.

An erster Stelle bedanke ich mich bei Herrn Prof. Dr. Hans-Christian Schultz-Coulon für die umfangreiche Unterstützung und die Möglichkeit diese Diplomarbeit durchzuführen. Herrn Prof. Dr. Peter Fischer danke ich für die Bereitschaft diese Arbeit als Zweitgutachter zu lesen.

Dr. Rainer Stamen danke ich für die engagierte Betreuung, die stete Bereitschaft Fragen zu beantworten, sowie für das geduldige Korrekturlesen meiner Arbeit.

Desweiteren bedanke ich mich bei der ILC-Gruppe: Dr. Rainer Stamen, Wei Shen, Alexander Tadday, Alexander Kaplan und Patrick Eckert für die Hilfe bei meiner Arbeit und viele konstruktive Diskussionen. Insbesondere möchte ich mich bei Alexander Tadday und Patrick Eckert für die Hilfe bei Fragen zu SiPMs, sowie bei Wei Shen für seine ausführliche Hilfe bei Fragen zum STiC Chip, Zeitmessungen, SiPM Pulsformen und Elektronik im Allgemeinen bedanken.

Der gesamten Atlas-Gruppe und ILC-Gruppe danke ich für die gute Arbeitsatmosphäre und die schöne Zeit bei Grillen, Kickern, Kaffee. . .

Für die Korrektur dieser Arbeit möchte ich mich bedanken bei Dr. Rainer Stamen, Alexander Tadday, Patrick Eckert, Michael Henke, Alexander Kaplan, Wei Shen und Marc Weber.

Ein großer Dank geht auch an alle Freunde die mich während meines Studiums begleitet haben. Besonderes bedanke ich mich bei Marc Weber für die schöne WG-Zeit und viele lustige, interessante, verrückte, . . . Diskussionen (nicht nur über Physik).

Beate Nikitka danke ich für die Abwechslung von meiner Arbeit, Reisen zwischendurch und die Geduld bei oft monothematischen Gesprächen.

Nicht zuletzt bedanke ich mich bei meinen Eltern und meiner Schwester, die mich während meiner Ausbildung immer unterstützt und diese Arbeit erst ermöglicht haben.



Erklärung:

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

Heidelberg, den 10.05.2010

.....