Szintillationsdetektoren mit Silizium-Photomultipliern

Von der Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften der
RWTH Aachen University zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften genehmigte Dissertation

vorgelegt von

Simon Weingarten, M.Sc. RWTH Aachen University

aus

Tönisvorst

Berichter: Privatdozent Dr. rer. nat. Oliver Pooth
 Univ.-Prof. Dr. rer. nat. Jörg Pretz

Tag der mündlichen Prüfung: 31.10.2018

Diese Dissertation ist auf den Internetseiten der Universitätsbibliothek verfügbar.

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschreibt die Entwicklung von Teilchendetektoren auf Basis von szintillierenden Stoffen und Silizium Photomultipliern (SiPM) für drei verschiedene Projekte mit unterschiedlichen Zielsetzungen. Im ersten Projekt wurden mit Plastiksintillatoren schnelle Myon-Triggerdetektoren für die Umsetzung des *Muon Track fast Tag* Konzeptes am CMS-Experiment entworfen. Drei verschiedene Detektordesigns wurden im Forschungszentrum Jülich mit einem Protonenstrahl des COSY-Beschleunigers vermessen und hinsichtlich der räumlichen Verteilung von Signalhöhe, Triggereffizienz und Zeitverhalten untersucht. Der zweite Teil beschreibt die Arbeit an einer Machbarkeitsstudie über Detektoren für schnelle Neutronen mit Stilbenkristallen als Szintillator für den Einsatz in Radiographie-Anwendungen. Dank der intrinsischen Eigenschaften von Stilben ist es möglich, Neutronensignale anhand ihrer Pulsform von Photonensignalen zu unterscheiden. Im letzten Teil der Arbeit wird der Aufbau eines Detektor-Arrays auf dem Dach des Physikzentrums der RWTH Aachen zur Detektion kosmischer Luftschauer für das Teilchenphysik-Laborpraktikum des Physikstudiengangs beschrieben. Das Array aus sechs Flüssigszintillator-Detektoren wurde in Betrieb genommen und die erste Analyse zeigt anhand der Daten einer fünftägigen Messung die erfolgreiche Richtungsrekonstruktion von Luftschauern.

Abstract

The presented thesis describes the development of scintillator-based particle detectors with silicon photomultipliers (SiPM) for three projects with different goals. In the first project, a plastic scintillator is used to develop fast muon triggers for the *Muon Track fast Tag* concept at the CMS experiment. Three detector layouts have been tested in a proton beam of the COSY accelerator at the Forschungszentrum Jülich and analysed regarding the spacial distribution of signal height, trigger efficiency, and signal timing. The second part describes the work on detectors for fast neutrons with stilbene crystals as scintillators for the use in radiographic applications as part of a feasibility study. Due to the intrinsic scintillation properties of stilbene, it is possible to distinguish neutron and photon signals based on their pulse shape. The last part describes the installation of a detector array on the rooftop of the physics department of the RWTH Aachen University for the detection of cosmic air showers, to be used in the particle physics lab course of the physics master program. The array consisting of six liquid scintillator detectors has been commissioned and the first analysis shows the successful direction reconstruction of air showers on the basis of data from a five day measurement.

Eidesstattliche Erklärung

Ich, Simon Weingarten (Matrikel-Nr. 285332), versichere hiermit, dass ich die vorliegende Dissertation mit dem Thema

Szintillationsdetektoren mit Silizium Photomultipliern

selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe, wobei ich alle wörtlichen und sinngemäßen Zitate als solche gekennzeichnet habe. Die Arbeit wurde bisher keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt und auch nicht veröffentlicht.

Aachen, den 11. Juli 2018

SIMON WEINGARTEN

Abkürzungsverzeichnis

AC	<i>Alternating Current</i> , Wechselstrom
ADC	<i>Analog to Digital Converter</i> , Analog-Digital-Wandler
APD	<i>Avalanche Photo Diode</i> , Lawinenphotodiode
CC	<i>Charge Comparison</i> , PSD-Methode durch Ladungsvergleich
CFA	<i>Current Feedback Amplifier</i> , stromgesteuerter Verstärker
CFD	<i>Constant Fraction Discriminator</i> , Proportionaldiskriminator
CMS	<i>Compact Muon Solenoid</i> , Großexperiment am LHC-Beschleuniger
COSY	<i>Cooler Synchrotron</i> , Teilchenbeschleuniger am FZ Jülich
DAC	<i>Digital to Analog Converter</i> , Digital-Analog-Wandler
DAQ	<i>Data Aquisition</i> , Datenerfassung
DC	<i>Direct Current</i> , Gleichstrom
EEPROM	<i>Electrically Erasable Programmable Read-Only Memory</i> , nichtflüchtiger elektronischer Speicher
FADC	<i>Flash Analog to Digital Converter</i> , Flash-Analog-Digital-Wandler
FOM	<i>Figure Of Merit</i> , Qualitätsmaß, Gütemaß
FWHM	<i>Full Width Half Maximum</i> , Halbwertsbreite
FZ Jülich	Forschungszentrum Jülich
HV	<i>High Voltage</i> , Hochspannung
LHC	<i>Large Hadron Collider</i> , Beschleunigeranlage am CERN bei Genf
MIP	<i>Minimum Ionizing Particle</i> , minimal-ionisierendes Teilchen
MPPC D	<i>Multi Pixel Photon Counter Duo</i> , SiPM Frontend-Elektronik
MPV	<i>Most Probable Value</i> , wahrscheinlichster Wert, hier vor allem die Bezeichnung des Maximums einer Landauverteilung
MTT	<i>Muon Track fast Tag</i> , mögliches Upgradeprojekt des CMS-Experimentes
NIM	<i>Nuclear Instrumentation Module</i> , Standard für Modul- und Bussysteme sowie negative Logikpegel
PDE	<i>Photon Detection Efficiency</i> , Photon-Detektionseffizienz
pe	<i>Photon Equivalent</i> , Photon-Äquivalent
PMT	<i>Photomultiplier Tube</i> , Photodetektor bestehend aus Photokathode und Sekundärelektronenvervielfacher

PSD	<i>Pulse Shape Discrimination</i> , auf der Pulsform basierende Analyse-methode von Analogsignalen
PTFE	Polytetrafluorethylen, Teflon [®]
QID	<i>Charge Integration Discrimination</i> , PSD-Methode durch Ladungsvergleich
SiPM	<i>Silicon Photomultiplier</i> , Silizium-Photomultiplier
USART	<i>Universal Asynchronous Receiver Transmitter</i> , serielle Schnittstelle
VME	<i>Versa Modul Eurocard</i> , Standard für Modul- und Bussysteme
WSF	<i>Wavelength Shifting Fibre</i> , Wellenlängen-schiebende Faser

Inhaltsverzeichnis

Abkürzungsverzeichnis	ii
1 Grundlagen	1
1.1 Wechselwirkung von Teilchen mit Materie	1
1.1.1 Schwere geladene Teilchen	1
1.1.2 Photonen	5
1.1.3 Elektronen	7
1.1.4 Neutronen	8
1.2 Szintillatoren	11
1.2.1 Organische Szintillatoren	12
1.2.2 Anorganische Szintillatoren	13
1.3 Silizium-Photomultiplier	15
1.3.1 Silizium	16
1.3.2 Die p-n-Diode als Teilchendetektor	17
1.3.3 SiPM-Pixel: Avalanche Photo Diode	20
1.3.4 Architektur von SiPMs	23
1.3.5 Kenngrößen aktueller SiPMs	26
2 Schnelle Triggerdetektoren für Myonen	29
2.1 Motivation	29
2.1.1 Triggerraten beim HL-LHC	29
2.1.2 Muon Track fast Tag	30
2.2 Aufbau der Detektormodule	34
2.2.1 Frontend-Elektronik	34
2.2.2 Detektorgeometrie	37
2.3 Experimenteller Aufbau	41
2.3.1 COSY Beschleuniger	41
2.3.2 Anordnung und Messplan	41
2.3.3 Der DRS4-Chip und das DRS4-Evaluation-Board	43
2.3.4 Triggerlogik und Datenerfassung	44
2.4 Auswertung	47
2.4.1 Baselineanalyse	47
2.4.2 Pulshöhenverteilung	47
2.4.3 Effizienz und Signalreinheit	49
2.4.4 Zeitverhalten	55

2.5	Zusammenfassung	58
3	Detektion und Identifizierung von schnellen Neutronen	59
3.1	Motivation	59
3.2	Experimentelle Voraussetzungen	61
3.2.1	Neue Frontend-Elektronik	61
3.2.2	Americium-Beryllium-Quellen	67
3.2.3	Stilben-Szintillator	68
3.2.4	Erste Messung	70
3.3	1-Pixel-Detektor	74
3.3.1	Einfluss der Integrationsparameter	74
3.3.2	Einfluss des Szintillatorgehäuses	75
3.3.3	Energiekalibrierung	76
3.3.4	Optimierte Konfiguration	77
3.3.5	Absorptionsmessungen	79
3.4	Ausblick	81
4	Flüssigszintillator-Array zur Detektion kosmischer Luftschauer	85
4.1	Einleitung	85
4.2	Detektoren und Datenerfassung	86
4.3	Voruntersuchungen	90
4.4	Rekonstruktion der Schauerrichtungen	93
4.5	Ergebnisse der Richtungsrekonstruktion	97
4.6	Zusammenfassung	101
	Literaturverzeichnis	103
	Abbildungsverzeichnis	111
	Tabellenverzeichnis	117

1 Grundlagen

Diese Dissertation beschreibt die Arbeit an drei verschiedenen Projekten mit unterschiedlichen Ausgangspunkten und Zielsetzungen, die mithilfe von Szintillationsdetektoren und Silizium-Photomultipliern erfolgreich umgesetzt werden konnten. In den folgenden Unterkapiteln werden ausgewählte Grundlagen erklärt, die für das Verständnis des Zusammenspiels der Detektorkomponenten hilfreich sind. Abschnitt 1.1 skizziert die dominanten Wechselwirkungsprozesse verschiedener Teilchenklassen mit Materie und Abschnitt 1.2 erläutert anschließend die Besonderheiten bei Szintillatoren. Kapitel 1.3 stellt eine ausführliche Beschreibung der Silizium Photomultiplier, mit besonderem Augenmerk auf ein qualitatives Verständnis der Funktionsweise dieser Sensoren dar.

1.1 Wechselwirkung von Teilchen mit Materie

Der Nachweis von Teilchen mithilfe eines Detektorsystems basiert immer auf dem Nachweis der Wechselwirkungen, welche zwischen dem Teilchen und der Materie im sensitiven Detektorvolumen stattgefunden haben. Bei Szintillationsdetektoren geschieht dies über Energiedeposition in Form von Ionisierung oder Anregung und anschließende Lichtemission bei Rekombinations- und Relaxationsprozessen (siehe Abschnitt 1.2). Für die Ionisation bzw. Anregung sind je nach Art und Energie des Teilchens unterschiedliche Mechanismen verantwortlich, welche z. B. über Stöße, Absorption oder sekundäre ionisierende Strahlung ablaufen können. Dieses Kapitel fasst die relevanten Wechselwirkungen kurz zusammen. Es stellt keinen Anspruch auf Vollständigkeit und für einen tieferen Einblick und quantitative Betrachtungen sei an dieser Stelle auf die umfangreiche Fachliteratur verwiesen, z. B. [12], [53] und [41].

1.1.1 Schwere geladene Teilchen

Schwere geladene Teilchen ($m \gg m_e$) wechselwirken in Form von Anregungs- und Ionisationsprozessen mit Hüllenelektronen von Materie. Der mittlere Energieverlust pro Wegstrecke dE/ds wurde mithilfe quantenmechanischer Überlegungen von Bethe und Bloch hergeleitet und von der nach ihnen benannten Formel beschrieben [53]:

$$-\frac{dE}{ds} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 \nu^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right]$$

Abbildung 1.1: Energieverlust von Myonen in Kupfer. Der mittlere Bereich um das Minimum („Bethe“, in rot gezeichnet) wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben. [53]

Mit den Naturkonstanten:

$N_A = 6,022 \cdot 10^{23}/\text{mol}$, Avogadro-Konstante

$r_e = 2,817 \cdot 10^{-13} \text{ m}$, klassischer Elektronradius

$m_e = 510,9989 \text{ keV}/c^2$, Elektronenmasse

$c = 2,998 \cdot 10^8 \text{ m/s}$, Lichtgeschwindigkeit

Eigenschaften des geladenen Teilchens:

z : Elektrische Ladung in Einheiten der Elementarladung e

$\beta = \frac{v}{c}$, Geschwindigkeit in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit c

$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$, relativistischer Gammafaktor

Und den Materialeigenschaften:

ρ : Dichte des Materials

Z : Ordnungszahl

A : Atomare Masse

W_{max} : Maximaler Energieübertrag pro Interaktion

I : Mittleres Anregungspotential

δ : Dichtekorrektur

C : Schalenkorrektur

In Abbildung 1.1 ist beispielhaft der mittlere Energieverlust von Myonen in Kupfer als Funktion des Impulses aufgetragen, wobei der mittlere Bereich durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben wird. In diesem Bereich nimmt der Energieverlust ein Minimum an,

Abbildung 1.2: Darstellung der Bethe-Bloch-Formel für verschiedene Materialien und Teilchenarten. [53]

weshalb Teilchen mit der entsprechenden Energie als minimal-ionisierende Teilchen oder kurz als MIPs (minimal ionizing particle) bezeichnet werden. In der Praxis werden Teilchen in einem breiten Energiebereich um das Minimum herum (etwa $1 \leq \beta\gamma \leq 1000$) als MIPs angesehen, was angesichts der logarithmischen Auftragung und in Relation zu den äußeren Bereichen eine sinnvolle Näherung ist. Die Abhängigkeit des Energieverlustes vom Material und der Teilchenart (Teilchenmasse) sind in Abbildung 1.2 dargestellt.

Wie oben erwähnt, beschreibt die Bethe-Bloch-Formel lediglich den mittleren Energieverlust pro Wegstrecke eines schweren geladenen Teilchens und muss daher mit Vorsicht betrachtet werden. Der genaue Energieverlust auf einem (infinitesimal) kleinen Wegstück unterliegt statistischen Schwankungen und wird durch die Landauverteilung beschrieben. In dünnen Detektorschichten wird dieses Verhalten sichtbar, wie Abbildung 1.3 anhand des Energieverlustes von Pionen in dünnen Siliziumschichten verdeutlicht. Die für eine Landauverteilung typische asymmetrische Form mit langen Ausläufern zu großen Werten ist erkennbar. Die Grafik zeigt deutlich den Unterschied zwischen dem wahrscheinlichsten Energieverlust (Maximum der Kurven) und dem mittleren Energieverlust („Mean energy loss rate“, beschrieben durch die Bethe-Bloch-Formel). Weiter ist zu erkennen, dass

Abbildung 1.3: Wahrscheinlichkeitsverteilung des Energieverlustes von Pionen in Silizium als Beispiel der Landauverteilung. [53]

die Verteilung mit zunehmender Materialstärke symmetrischer wird und sich einer Normalverteilung nähert, was aufgrund des zentralen Grenzwertsatzes zu erwarten ist. Die Landauverteilung kann folgendermaßen parametrisiert werden [56]:

$$f(\Delta E, x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{\Delta E - \Delta E^{mp}}{\kappa \rho x} + \exp \left(-\frac{\Delta E - \Delta E^{mp}}{\kappa \rho x} \right) \right) \right) \quad (1.1)$$

mit:

ΔE : Energieverlust

ΔE^{mp} : Wahrscheinlichster Energieverlust

x : Dicke des Absorbers

$$\kappa = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \cdot Z/A \cdot 1/\beta^2$$

Weitere Wechselwirkungen: Bei den Ionisationsprozessen können durch relativ zentrale Kollisionen der eintreffenden Teilchen mit Hüllenelektronen der Materie sogenannte Delta-Elektronen (δ -Elektronen) freigesetzt werden, die sich weiter durch das Material bewegen und selbst mit diesem wechselwirken. Dies kann die Ortsauflösung von positionssensitiven Detektoren verschlechtern, falls die Auflösung nicht gut genug ist, um beide Spuren einzelnen aufzulösen. Energiemessungen werden nur dann verfälscht, wenn die δ -Elektronen das Detektorvolumen verlassen können. Für die Untersuchungen dieser Arbeit spielen die δ -Elektronen keine Rolle und auch die Coulomb-Vielfachstreuung von Projektilteilchen

am Coulombfeld von Atomkernen (Rutherford-Streuung) braucht nicht berücksichtigt zu werden.

1.1.2 Photonen

Photonen wechselwirken mit Materie hauptsächlich über die folgenden drei Prozesse:

- Photoeffekt: Das Photon wird unter Freisetzung eines Hüllenelektrons von einem Atom absorbiert.
- Compton-Effekt: Elastischer Stoß des Photons an quasi-freien Elektronen der äußeren Atomhüllen.
- Paarbildung: Umwandlung des Photons in ein Elektron-Positron-Paar.

Die Wirkungsquerschnitte aller drei Prozesse sind abhängig von der Photonenergie und der Ordnungszahl des Materials. Abbildung 1.4 zeigt in zweidimensionaler Darstellung die dominanten Bereiche der drei Wechselwirkungen.

Photoeffekt: Beim Photoeffekt wird das eintreffende Photon von einem Atom absorbiert und dessen Energie auf eins der Hüllenelektronen übertragen. Das Atom wird folglich ionisiert und absorbiert den Rückstoßimpuls. Für den Photoeffekt muss die Energie des Photons immer größer sein als die Bindungsenergie des jeweiligen Elektrons, wobei überschüssige Energie als kinetische Energie an das Elektron übertragen wird (die Rückstoßenergie des Atoms ist aufgrund der großen Massendifferenz vernachlässigbar). Obwohl der Wirkungsquerschnitt eigentlich mit zunehmender Photonenergie abfällt, ergeben sich aufgrund dieses Zusammenhangs immer wieder sprunghafte Anstiege, so genannte Absorptionskanten, sobald die Photonenergie die Bindungsenergie der Elektronen in der nächsten Schale übersteigt (siehe Abbildung 1.5). Der Wirkungsquerschnitt des Photoeffekts ist proportional zur fünften Potenz der Ordnungszahl: $\sigma_{\text{ph}} \sim Z^5$.

Abbildung 1.4: Dominante Bereiche von Photoeffekt, Comptoneffekt und Paarbildung als Funktion der Photonenergie und der Ordnungszahl der Materie. [12]

Abbildung 1.5: Gemessener Wirkungsquerschnitt von Photonen in Blei und theoretische Vorhersagen der einzelnen Prozesse mit den dominanten Komponenten: Photoeffekt($\sigma_{p.e.}$); Comptonstreuung(σ_{Compton}); Paarbildung(κ_{nuc}), sowie den zweit-rangigen Prozessen: Rayleighstreuung(σ_{Rayleigh}); Kern-Photoeffekt($\sigma_{g.d.r.}$) und Paarbildung im Feld der Hüllenelektronen(κ_e). [53]

Compton-Effekt: Der Compton-Effekt beschreibt die elastische Streuung des Photons an einem freien oder nur schwach gebundenen (quasi-freien) Elektron. Bei diesem Prozess wird Energie vom Photon auf das Elektron übertragen, welches daraufhin selbst mit der Materie wechselwirkt. Mithilfe der Energie- und Impulserhaltung kann die Energie des Photons nach dem Stoß als Funktion des Winkels berechnet werden [41]:

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \theta_\gamma)}$$

Wie zu erwarten ergibt sich ein maximaler Energieübertrag für eine Rückstreuung um 180° . Der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma_C}{d\Omega}$ pro Elektron ist mithilfe der Quantenelektrodynamik berechenbar (Klein-Nishina-Formel, z. B. [41]) und hängt nur von der Photonenergie und dem Streuwinkel ab. Da alle Elektronen der Atomhüllen gleichermaßen beitragen, ist der Wirkungsquerschnitt pro Atom linear abhängig von Z : $\sigma_C^{\text{Atom}} = Z \cdot \sigma_C$ (für Photonenergien oberhalb der Bindungsenergie der Elektronen).

Paarbildung: Ein Photon kann im Coulombfeld eines Atomkernes (oder einer anderen Ladungsverteilung) in ein Elektron-Positron-Paar konvertieren, wobei der Atomkern wegen der Impulserhaltung einen Rückstoß absorbiert. Durch die vergleichsweise große Masse des Atomkerns ist die Rückstoßenergie jedoch in der Regel vernachlässigbar, so dass die Energieschwelle für Paarbildung ungefähr durch die doppelte Elektronenmasse gegeben ist:

$E_\gamma \approx 2m_e c^2$. Für Photonenergien deutlich oberhalb dieser Schwelle ist die Wahrscheinlichkeit für Paarbildung näherungsweise unabhängig von der Energie und quadratisch abhängig von der Kernladungszahl Z des Atoms. In Abbildung 1.5 sind die dominanten Wechselwirkungen beispielhaft anhand der Wirkungsquerschnitte in einem Bleiabsorber als Funktion der Photonenergie noch einmal zusammengefasst. Wegen der stark unterschiedlichen Z -Abhängigkeiten der Prozesse kann dieses Bild für andere Materialien jedoch stark unterschiedlich aussehen.

1.1.3 Elektronen

Die dominanten Wechselwirkungen zwischen Elektronen und Materie sind Ionisierung und Bremsstrahlung. Aufgrund ihrer geringen Masse ist der Energieverlust durch Ionisation von Elektronen deutlich kleiner als der von schweren geladenen Teilchen und die Elektronen streuen deutlich stärker. Erst bei relativistischen Energien können die Elektronen zur Berechnung der Ionisationsverluste näherungsweise als schwere Teilchen angesehen werden.

In diesen Energiebereichen dominiert in der Regel jedoch der Energieverlust durch Bremsstrahlung. Unter Bremsstrahlung versteht man die Emission von Photonen bei Beschleunigung (Abbremsung) von Ladungsträgern im Coulomb-Feld anderer Ladungen (vornehmlich der Kernladungen der Materie). Die abgestrahlte Leistung ist proportional zu E/m^2 , weshalb Bremsstrahlung für schwere Teilchen im Gegensatz zu Elektronen erst bei höheren Energien relevant wird.

Abbildung 1.6: Beiträge zum Energieverlust von Elektronen in Blei. [53]

Abbildung 1.6 zeigt die Beiträge der Prozesse zum Energieverlust beispielhaft für Elektronen (und Positronen) in Blei als Funktion der Elektronenenergie. Auch dieses Bild ist für andere Materialien wegen der unterschiedlichen Z -Abhängigkeit der Prozesse ($\frac{dE}{dx}_{\text{Ion.}} \sim Z$, $\frac{dE}{dx}_{\text{Brems.}} \sim Z^2$) verschieden. Neben den beiden dominanten Prozessen zeigt die Grafik auch den Beitrag weiterer Wechselwirkungen: Die Paarvernichtung von Positronen mit Elektronen des Materials sowie die elastische Streuung der einfallenden Strahlung mit Elektronen des Materials (Bhabha- bzw. Møller-Streuung).

1.1.4 Neutronen

Da Neutronen nicht elektromagnetisch wechselwirken, finden die wichtigen Prozesse zwischen Neutronen und Materie über die starke Wechselwirkung mit den Atomkernen statt und nicht mit den Elektronen der Atomschalen. Die möglichen Reaktionen sind zahlreich und können aufgrund von Anregungsresonanzen sehr komplexe Energieabhängigkeiten haben. Für diese Arbeit sind vor allem sogenannte schnelle Neutronen interessant, d. h. Neutronen mit einer kinetischen Energie im Bereich von 1 – 20 MeV. Neutronen werden je nach ihrer Energie unterschiedlich bezeichnet, wobei die Intervalle und Bezeichnungen teils historisch gewachsen sind. Eine Übersicht der Energiebereiche ist in Tabelle 1.1 dargestellt.

In der folgenden Auflistung sind einige der häufigsten Wechselwirkungsprozesse zusammengetragen, wobei folgende Nomenklatur üblich ist:

$$\langle \text{Kern vorher} \rangle (\text{Projektilteilchen, Ejektilteilchen}) \langle \text{Kern nachher} \rangle$$

- Neutronen-Streuung
 - Elastische Streuung: ${}^A_Z N(n, n) {}^A_Z N$
 - Inelastische Streuung: ${}^A_Z N(n, n') {}^A_Z N^*$
- Neutronen-Absorption
 - Fission / Kernspaltung
 - Photoemission: ${}^A_Z N(n, \gamma) {}^{A+1}_Z N$
 - Neutronemission: ${}^A_Z N(n, 2n) {}^{A-1}_Z N$
 - Emission geladener Teilchen: ${}^A_Z N(n, p) {}^{A-1}_{Z-1} N$, ${}^A_Z N(n, \alpha) {}^{A-3}_{Z-2} N$

Zum Nachweis von Neutronen in Szintillationsdetektoren sind vor allem solche Prozesse wichtig, welche die Energie der Neutronen auf ionisierende Strahlung übertragen. Auf den ersten Blick scheinen daher die Absorptions-Prozesse mit Emission geladener Teilchen oder Photonen besonders interessant zu sein. Da die Wirkungsquerschnitte jedoch in der Regel verhältnismäßig klein sind, nutzt man in Szintillatoren für Neutronen die große Wahrscheinlichkeit für elastische Streuung aus, in denen die gestreuten Kerne anschließend das Material ionisieren. Für einen möglichst effektiven Impulsübertrag muss der gestreute Kern leicht sein, z. B. kann ein Neutron bei einem zentralen Stoß mit einem Wasserstoff-Kern

Tabelle 1.1: Kategorisierung der Energiebereiche von Neutronen [35].

Energiebereich	Bezeichnung
0 – 0,025 eV	Kalt
0,025 eV	Thermisch
0,025 – 0,4 eV	Epithermisch
0,4 – 0,6 eV	Cadmium
0,6 – 1 eV	Epicadmium
1 – 10 eV	Langsam
10 – 300 eV	Resonanz
300 eV – 1 MeV	Intermediär
1 – 20 MeV	Schnell
> 20 MeV	Relativistisch

aufgrund der gleichen Massen seine gesamte kinetische Energie auf diesen übertragen. Daher sind organische Szintillatoren mit einer großen Dichte von Wasserstoff-Atomen häufig gute Neutronenszintillatoren. Wenn die Neutronenenergie im Vergleich zu der thermischen Energie der Kerne groß ist, spielt die molekulare Bindung der Kerne eine vernachlässigbar kleine Rolle. Die Kerne sind dann aus Sicht des Neutrons freie und stationäre Streuzentren. Daher kann der Wirkungsquerschnitt der Neutronen in einer Verbindung als Summe der Wirkungsquerschnitte der Bindungspartner genähert werden [35].

Die Wirkungsquerschnitte für Neutronen mit Wasserstoff und Kohlenstoff sind in Abbildung 1.7 als Funktion der Neutronenenergie dargestellt. Da der Atomkern des Wasserstoffs nur aus einem Proton besteht, sind die meisten der oben aufgelisteten Prozesse nicht möglich und der totale Wirkungsquerschnitt wird (abgesehen von sehr kleinen Neutronenenergien) von der elastischen Streuung dominiert. Beim Kohlenstoff sind die Prozesse deutlich komplexer und der Wirkungsquerschnitt weist einige Resonanzen auf. Darüber hinaus sind für einige Prozesse Energieschwellen erkennbar. Der dominante Anteil liegt jedoch auch hier bei der elastischen Streuung.

(a) Wirkungsquerschnitte mit Wasserstoff.

(b) Wirkungsquerschnitte mit Kohlenstoff.

Abbildung 1.7: Wirkungsquerschnitt für Neutronen mit Wasserstoff und Kohlenstoff mit Daten von [42]. Bezeichnungen: Total (n,tot), elastisch (n,el), inelastisch (n,inl), nichtelastisch (n,non), Photonabstrahlung (n,g), Protonabstrahlung (n,p), Alphaabstrahlung (n,a), Deuteronabstrahlung (n,d).

1.2 Szintillatoren

Das Phänomen der Szintillation bezeichnet durch Absorption bzw. Energiedeposition ionisierender Strahlung herbeigeführte Lumineszenz in Materie. Die Szintillations-Fähigkeit ist eine Materialeigenschaft, folglich werden szintillierende Materialien als Szintillatoren bezeichnet. Die wichtigste Klassifizierung von Szintillatoren ist die Unterscheidung von anorganischen (in der Regel kristallinen) und organischen Materialien (verschiedene Formen, siehe unten).

Geladene Teilchen regen in Materie Energiezustände von Molekülen an oder ionisieren Gitteratome in Kristallen. Bei der Abregung dieser Zustände bzw. Rekombination wird das charakteristische Szintillationslicht freigesetzt. Auch neutrale Teilchen wie Photonen oder Neutronen können über Sekundärteilchen Szintillation verursachen: Photonen durch Compton- oder Photoelektronen sowie durch Paarbildung erzeugte Elektronen und Positronen, Neutronen durch angestoßene Protonen oder durch Photonemission beim Neutroneneinfang im Szintillatormaterial.

Um Szintillatoren zur Teilchendetektion einsetzen zu können, muss das Emissionsspektrum des Szintillationslichtes gegenüber dem Photon-Absorptionsspektrum zu größeren Wellenlängen verschoben sein (dies ist die sogenannte Stokes-Verschiebung, siehe Abbildung 1.8). In diesem Fall ist die Energie vieler der emittierten Photonen kleiner als die minimale Anregungsenergie, was anschaulich bedeutet, dass das Material für die Wellenlänge des Szintillationslichtes transparent ist. Nur so können die Photonen aus dem Szintillator heraus geführt und zur Signalgenerierung benutzt werden. Die Stokes-Verschiebung wird durch Materialien erreicht, in denen zunächst eine strahlungsfreie Abregung auf Zwischen-niveaus stattfindet und anschließend beim Übergang in den Grundzustand Licht emittiert wird.

Abbildung 1.8: Schematische Darstellung der Stokes-Verschiebung. [41]

1.2.1 Organische Szintillatoren

Organische Szintillatoren können in verschiedenen Formen vorliegen. So sind zum Beispiel Anthrazen oder Stilben organische, feste und kristalline Szintillatoren (mehr zu Stilben in Kapitel 3). Ebenso gibt es flüssige oder in Lösungsmitteln gelöste organische Szintillatoren. Sogenannte Plastiksintillatoren werden durch Polymerisation von Flüssigsintillatoren, z. B. auf Grundlage von Polystyrol, hergestellt. Plastiksintillatoren sind in vielen Experimenten der Teilchenphysik beliebt, da sie aufgrund des Herstellungsprozesses in beliebiger Form hergestellt werden können und schnelle Signale liefern können. Darüber hinaus sind vor allem Plastiksintillatoren verhältnismäßig preiswert und im Vergleich zu kristallinen Materialien mechanisch robust.

Die Energiezustände bzw. die Übergänge, welche für die Szintillation nötig sind, entstehen bei organischen Szintillatoren durch Elektronenpaarbindungen oder genauer durch Hybridisierung der Elektronenorbitale der Kohlenstoffatome. Die Art der Hybridisierungen wird anhand der Anzahl der s - p -Mischorbitale (sp^3 -, sp^2 - und sp -Hybridisierung) bzw. der Anzahl der p -Orbitale, die im Vergleich zum freien Atom gleich bleiben, unterschieden. Abbildung 1.9 veranschaulicht den Unterschied der Orbitale anhand von Benzol. Die Elektronen der s - p -Mischorbitale werden als σ -Elektronen bezeichnet und stellen die stärkste Form der kovalenten Bindung dar. Die Orbitale liegen in einer Ebene jeweils im Winkel von 60° zueinander. Die p -Orbitale stehen hingegen in Keulenform senkrecht zu der Ebene der Mischorbitale, die entsprechenden Elektronen werden als π -Elektronen bezeichnet. Aufgrund der senkrechten Ausrichtung ergibt sich ein geringer Überlapp der π -Orbitale, wodurch eine schwächere Bindung der π -Elektronen folgt. Bei Anregung durch ionisierende Strahlung werden die π -Elektronen meist in höhere Hauptniveaus (und die entsprechenden Unterniveaus) gehoben, welche schnell (Picosekunden) und strahlungsfrei in den ersten angeregten Hauptzustand übergehen. Die folgenden Übergänge in die Unterniveaus des Grundzustandes emittieren das Szintillationslicht mit einer Energie von ca. 3 eV - 4 eV entsprechend ca. 400 nm - 300 nm. Die restlichen Übergänge in den Grundzustand sind wieder strahlungsfrei. Aufgrund dieser Kombination von strahlungsfreien

Abbildung 1.9: Darstellung von Hybridorbitalen am Beispiel von Benzol. [41]

Übergängen zu den Hauptniveaus und Lichtemission nur vom Hauptniveau aus ergibt sich eine intrinsische Stokes-Verschiebung, die den Szintillator für einen großen Teil des Emissionsspektrums transparent macht. In der Praxis werden verschiedene Szintillatoren und sogenannte Wellenlängenschieber vermischt, um Lichtausbeute, Stokes-Verschiebung (Transparenz), Anstiegszeit und die spektrale Anpassung an bestimmte Photodetektoren zu optimieren.

1.2.2 Anorganische Szintillatoren

In keinem der in dieser Arbeit entwickelten oder verwendeten Detektoren kamen anorganische Szintillatoren zum Einsatz. Ihre Funktionsweise wird deshalb nur der Vollständigkeit halber umrissen. Die Prozesse innerhalb anorganischer Szintillationsmaterialien sind vielschichtig und komplex. Für eine grundlegende Einleitung sei daher auf [41] und für eine ausführliche Behandlung auf [45] verwiesen.

Die Szintillationsprozesse im kristallinen, anorganischen Szintillator sind durch die Eigenschaften der Bandstruktur und insbesondere durch Energiezustände innerhalb der Bandlücke bestimmt. Mit $4\text{ eV} - 12\text{ eV}$ ist die Bandlücke der Kristalle so groß, dass Photonen, die durch Rekombination von Elektronen des Leitungsbandes mit Löchern des Valenzbandes entstehen, außerhalb des sichtbaren Spektrums liegen. Damit ein Kristall im sichtbaren Bereich szintilliert, sind weitere Energiezustände innerhalb der Bandlücke nötig. Diese Zustände werden aufgrund ihrer leuchtenden Eigenschaft als Lumineszenzzentren bezeichnet und können entweder intrinsisch durch kristalleigene Ionen und Defekte vorhanden sein oder durch Dotierung erzeugt werden (wie z. B. bei NaI(Tl)). Weitere Lumineszenzzentren entstehen durch sogenannte Exzitonen und deren Anregungszustände. Exzitonen sind Bindungszustände von Elektronen und Löchern, die sich frei durch den Festkörper bewegen und quantenmechanisch analog zum Wasserstoffatom beschrieben werden können. Aufgrund der abschirmenden Festkörperumgebung ist die Bindungsenergie jedoch viel kleiner als die des Wasserstoffatoms. Abbildung 1.10 veranschaulicht schematisch den Szintillationsprozess über so ein Lumineszenzzentrum: Nach Anregung eines Elektrons in das Leitungsband durch ionisierende Strahlung geht das Elektron zunächst strahlungsfrei in einen Anregungszustand eines Zentrums über und anschließend unter Aussendung des Szintillationsphotons in den Grundzustand des Zentrums. Der anschließende Übergang ins Valenzband ist wieder strahlungsfrei.

Der tatsächliche zeitliche Ablauf des Szintillationsprozesses ist jedoch deutlich komplexer als Abbildung 1.10 suggeriert. Die erzeugten Elektronen liegen in der Regel hoch im Leitungsband und thermalisieren zunächst über elastische Elektron-Elektron-Streuung (mit Sekundärionisation) und durch Phononenstreuung bis zu einer Energie nahe der unteren Leitungsbandkante. Ebenso liegen die erzeugten Löcher nicht nur tief im Valenzband, sondern entstehen häufig in einem der Atomrumpfbänder. Die Löcher thermalisieren zunächst über Auger-Prozesse und anschließend ebenfalls über Phononenstreuung. Erst dann besetzen Elektronen und Löcher Energieniveaus der Lumineszenzzentren, welche innerhalb

Abbildung 1.10: Schematische Darstellung des Szintillationsprozesses über Lumineszenz-Zentren im Modell der Energiebänder. [41]

der Bandlücke, jedoch nahe am Rande des Leitungs- bzw. Valenzbandes liegen. Von diesen Niveaus aus erfolgt schließlich die strahlende Rekombination ca. 10^{-8} s - 10^{-7} s nach dem Ionisationsprozess.

Anorganische Szintillatoren werden aufgrund ihrer längeren Zerfallszeiten und des höheren Preises in der Regel nicht für Trigger-Anwendungen genutzt. Dank ihrer großen Dichte bzw. geringen Strahlungslänge sind sie jedoch für kalorimetrische Anwendungen bestens geeignet.

1.3 Silizium-Photomultiplier

Silizium-Photomultiplier (SiPM) sind Halbleiter-basierte Photodetektoren, aufgebaut aus einzelnen Photo-Dioden in Pixelstruktur. Sie nehmen seit einigen Jahren stetig an Bedeutung zu und können klassische Photomultiplier Tubes (PMT) in vielen Anwendungsgebieten ersetzen. SiPMs bieten hervorragende Lichtdetektions-Eigenschaften in einem preislich attraktiven Detektor, welcher in Magnetfeldern und mit verhältnismäßig niedrigen Spannungen ($< 100\text{ V}$) betrieben werden kann. Abbildung 1.11 zeigt eine Auswahl von aktuellen SiPM-Modellen des Herstellers Hamamatsu. Typische Kantenlängen von SiPMs sind 1 mm bis 6 mm. Mit üblichen Pixelgrößen von $25\text{ }\mu\text{m}$ bis $100\text{ }\mu\text{m}$ haben einzelne Detektoren bis zu 57 600 Pixel. Ein typisches Einsatzgebiet von Photodetektoren ist der Nachweis von ionisierender Strahlung in Verbindung mit verschiedenen Szintillationsmaterialien. Auch SiPMs werden in der laufenden Forschung bereits in Experimenten mit Szintillatoren kombiniert, wobei sich viele Anwendungsmöglichkeiten ergeben, welche von medizinischen Bildgebungsverfahren bis hin zu Experimenten der Astroteilchenphysik reichen.

Im Folgenden werden zunächst einige Eigenschaften von Silizium beschrieben und Dotierung erläutert (1.3.1). Anschließend wird der Aufbau einer p-n-Diode (1.3.2) und der Übergang zu Avalanche Photo Dioden als wesentlicher Bestandteil der SiPM-Pixel (1.3.3) erklärt. Abschließend wird der Aufbau des gesamten SiPMs mit Rauscheffekten skizziert (1.3.4) und wichtige Kenngrößen aktueller Modelle vorgestellt (1.3.5). Dieses Kapitel soll in erster Linie ein qualitatives Verständnis der physikalischen Funktionsweise von SiPMs vermitteln. Für weitere Informationen und detaillierte Charakterisierungs-Studien wird an dieser Stelle auf die wissenschaftliche Literatur verwiesen: Eine gute Übersicht zur Vermessung von SiPMs findet sich z. B. in [16]. Der Einfluss von Umgebungstemperatur und Versorgungsspannung ist in [13] beschrieben. Das Sättigungsverhalten von SiPMs bei

Abbildung 1.11: Übersicht aktueller SiPM-Modelle vom Hersteller Hamamatsu. [31]

hohen Lichtintensitäten wurde in [25] untersucht. Darüber hinaus beschreibt [24] Anwendungsmöglichkeiten von SiPMs in Experimenten der Hochenergiephysik.

1.3.1 Silizium

Silizium ist für die Entwicklung von Halbleiter-basierten Photodetektoren besonders gut geeignet, da die Absorptionslänge von Photonen im sichtbaren Bereich in Silizium in der Größenordnung von technisch herstellbaren Strukturen liegt. Die Eindringtiefe der Photonen ist material- und wellenlängenabhängig. Die Intensität ψ eines Photonflusses fällt exponentiell mit der Tiefe im Material:

$$\psi(\lambda, x) = \psi(\lambda, 0) \cdot e^{-\alpha(\lambda) \cdot x} \quad (1.2)$$

Der Absorptionskoeffizient $\alpha(\lambda)$ ist in Abbildung 1.12 für verschiedene Halbleiter als Funktion der Energie bzw. Wellenlänge dargestellt. Die Absorptions- oder Abschwächlänge $\delta(\lambda) = 1/\alpha(\lambda)$ beschreibt die Länge, in der die Intensität auf $1/e$ bzw. ca. 37% der Anfangsintensität abgeschwächt wurde. Für Silizium gilt z.B. $\delta(400 \text{ nm}) \approx 0,08 \mu\text{m}$ und $\delta(600 \text{ nm}) \approx 3 \mu\text{m}$. Dies erlaubt den Entwurf von sehr kleinen, effizienten Strukturen. Darüber hinaus ist Silizium aufgrund seiner geringen Bandlücke von 1,12 eV bestens als Teilchendetektor geeignet.

Abbildung 1.12: Absorptionskoeffizient α für verschiedene Halbleiter als Funktion der Wellenlänge bzw. der Energie. [55]

Abbildung 1.13: Dotierung von Silizium mit Phosphor (n-Dotierung) bzw. Aluminium (p-Dotierung).

Dotierung: Als Dotierung eines Halbleiters bezeichnet man dessen gezielte Verunreinigung mit Fremdatomen, welche sich in der Regel in der Zahl der Valenzelektronen vom Trägermaterial unterscheiden. Die Fremdatome ersetzen dabei Atome des Trägermaterials an ihrer Position im Kristallgitter. Erfolgt die Dotierung mit Atomen eines Elements mit mehr Valenzelektronen im Vergleich zum Halbleiter, spricht man von einer n-Dotierung, da die überschüssigen (negativen) Elektronen als freie Ladungsträger im Material zur Verfügung stehen. Analog bezeichnet man die Dotierung mit Elementen mit weniger Valenzelektronen als p-Dotierung, da durch fehlende Bindungselektronen sogenannte positive Löcher im Material entstehen. Diese Löcher können sich durch das Material bewegen und somit als freie positive Ladungsträger betrachtet werden. Abbildung 1.13 veranschaulicht die Dotierung von Silizium mit Phosphor bzw. Aluminium. Die Konzentration der Fremdatome im dotierten Halbleiter liegt gewöhnlich zwischen $1 : 10^5$ und $1 : 10^7$.

1.3.2 Die p-n-Diode als Teilchendetektor

Die Grundidee der Funktionsweise von Halbleiterdetektoren kann qualitativ am Beispiel von p-n-Dioden erklärt werden. Bringt man einen p-dotierten und einen n-dotierten Halbleiter in mechanischen Kontakt, spricht man von einem sogenannten p-n-Übergang oder einer p-n-Diode. In der Grenzschicht zwischen den beiden Halbleitern können die freien Ladungsträger über die Grenzfläche hinaus diffundieren und mit den entgegengesetzt geladenen Partnern rekombinieren. Es rekombinieren jedoch nicht alle freien Ladungen, da aufgrund der Kernladung der Fremdatome im Kristallgitter eine von null verschiedene Ladungsdichte in den Halbleitern entsteht, welche der Diffusion entgegenwirkt. Das negativ geladene Kristallgitter der p-Schicht stößt die freien Elektronen der n-Schicht ab

Abbildung 1.14: (a) Schematische Darstellung zum Aufbau des p-n-Übergangs und der Entstehung der Verarmungszone. (b) Resultierende Raumladungsdichte und elektrisches Feld in der Diode.

und das positiv geladene Kristallgitter der n-Schicht verhindert die weitere Diffusion der positiven Löcher der p-Schicht. An der Grenzfläche entsteht durch dieses Gleichgewicht die sogenannte Verarmungszone. Dies ist in [Abbildung 1.14](#) schematisch dargestellt. Die Entstehung des elektrischen Feldes aufgrund der Raumladungsdichte wird durch die erste Maxwell-Gleichung beschrieben:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E}(\vec{x}) = \frac{\rho(\vec{x})}{\varepsilon} \quad (1.3)$$

bzw. vereinfacht in einer Dimension:

$$\frac{d}{dx} E(x) = \frac{\rho(x)}{\varepsilon} \Rightarrow E(x) = \int \frac{\rho(x)}{\varepsilon} dx + E_0. \quad (1.4)$$

[Abbildung 1.15](#) zeigt, wie die Verarmungszone durch Anlegen einer externen Spannung (in Sperrrichtung) an den p-n-Übergang vergrößert werden kann. Durch die Spannung werden solange Ladungsträger abgesaugt bis sich wieder ein Gleichgewicht einstellt: Auf der n-dotierten Seite z. B. werden die Elektronen von der Spannungsquelle zum Rand der Diode gezogen und vom positiven Kristallgitter im Halbleiter gehalten. Je höher die angelegte Spannung, desto größer die Verarmungszone und folglich das elektrische Feld.

Eine so verarmte p-n-Diode ist ein einfaches Beispiel eines Halbleiterdetektors für ionisierende Strahlung. Trifft ein Teilchen auf die Verarmungszone können aufgrund verschiedener Prozesse Elektron-Lochpaare im Kristall erzeugt werden (z. B. Stoßionisation

Abbildung 1.15: Schematische Darstellung einer p-n-Diode mit in Sperrrichtung angelegter Spannung. Durch „absaugen“ der freien Ladungsträger vergrößert sich die Verarmungszone und das elektrische Feld.

Abbildung 1.16: Anhand der Gain-Spannungs-Kennlinie werden drei Betriebsmodi definiert.

oder Photoeffekt). Das elektrische Feld beschleunigt die Ladungen in entgegengesetzter Richtung, was eine Rekombination verhindert und ein elektrisches Signal erzeugt. Ist das elektrische Feld groß genug, kann es dabei in der Diode zu einer Signalverstärkung kommen. Die Stärke der Verstärkung G ist dabei definiert als das Verhältnis der gemessenen Ladung zu der primär erzeugten Ladung (durch Ionisation) und ist abhängig von der angelegten Spannung V_{Bias} . Je nach Spannung bzw. Verstärkung werden drei Betriebsbereiche unterschieden (siehe Abbildung 1.16):

$0 < V_{\text{Bias}} < V_{\text{APD}}$: In diesem Bereich ist $G = 1$. Die erzeugten Ladungsträger werden ohne Lawinenbildung und daher auch ohne Verstärkung abgesaugt.

$V_{APD} < V_{Bias} < V_{BD}$: In diesem Spannungsbereich werden die Elektronen stark genug beschleunigt, um selbst weitere Atome zu ionisieren, die positiven Löcher jedoch nicht. Dies führt zu einer Lawinenbildung, welche zum Stillstand kommt, sobald alle Elektronen abgesaugt wurden. Dieser Spannungsbereich wird Linear- oder Proportionalbereich genannt, da das Stromsignal proportional zur Primärionisation und folglich zur im Detektor deponierten Energie ist. Die Verstärkung G nimmt einen festen Wert an, der größer als eins ist.

$V_{BD} < V_{Bias}$: Oberhalb der sogenannten Durchbruchspannung (engl. breakdown) ist das elektrische Feld in der Verarmungszone so groß, dass sowohl Elektronen als auch Löcher weiter freie Ladungsträger durch Sekundärionisation erzeugen. In der Diode entsteht eine Lawine, die sich selbst erhält, wodurch es zu einem kontinuierlichen Stromfluss kommt. Der Verstärkungsfaktor G wird theoretisch unendlich groß. Um den Stromfluss auf genügend kurze Strompulse zu beschränken und somit sinnvolle Messsignale zu erzeugen, wird die Diode mit einem sogenannten Löschwiderstand in Serie geschaltet. Kommt es zur oben beschriebenen Lawinenbildung, fällt über diesem Widerstand aufgrund des fließenden Stromes ein Teil der Spannung V_{Bias} ab. Infolgedessen fällt die Spannung an der Diode unter V_{BD} und die Lawinenbildung stoppt. In Anlehnung an das Geiger-Müller-Zählrohr wird diese Betriebsart Geiger-Modus genannt. Die abgeflossene Ladung und folglich der tatsächliche Wert der Verstärkung G hängen von V_{Bias} ab bzw. von der sogenannten Overvoltage $V_{OV} = V_{Bias} - V_{BD}$, einer der wichtigsten Betriebsparameter. Die Abläufe der Diodenentladung und des Löschens der Lawine werden im folgenden Kapitel anhand eines Ersatzschaltbildes für SiPM-Pixel im Hinblick auf kritische Zeitkonstanten genauer beschrieben.

1.3.3 SiPM-Pixel: Avalanche Photo Diode

Silizium Photomultiplier bestehen aus vielen parallel geschalteten Pixeln, wobei jeder Pixel aus einer Avalanche Photo Diode (APD) und einem Löschwiderstand besteht. APDs basieren auf den oben erklärten Phänomenen der in Sperrichtung betriebenen p-n-Übergänge, ihr Aufbau ist jedoch komplexer als die stark vereinfachte Darstellung aus Kapitel 1.3.2. In APDs kommen mehrere verschieden stark dotierte p- und n-Schichten zum Einsatz, welche das resultierende elektrische Feld formen. Dabei wird im Detektorvolumen in der Regel eine Drift- und eine Verstärkungsregion erzeugt (engl. collection und amplification region). Eine solche (ebenfalls vereinfachte) Struktur ist in Abbildung 1.17 dargestellt. In einer breiten, schwach p-dotierten Schicht entsteht die Driftregion, in der erzeugte Elektronen durch das elektrische Feld zur Verstärkungsregion beschleunigt werden (ohne Lawinenbildung). In der Verstärkungsregion entsteht lokal die namensgebende Lawinenentwicklung, welche zur Signalentstehung führt. In realen APDs formen komplexe Strukturen aus verschiedenen Dotierungsstufen das elektrische Feld in seiner Stärke und räumlichen Homogenität. Ein realistischer Verlauf der Feldstärke ist in Abbildung 1.18 dargestellt.

Abbildung 1.17: Vereinfachte schematische Darstellung einer Silizium-APD. Durch Anordnung verschiedener Dotierungsbereiche entsteht eine Drift-Region und eine Lawinen-Region.

Abbildung 1.18: Elektrisches Feld bei einer „n-on-p“-Struktur. [10]

Die wichtigsten Charakteristika der Stromsignale von SiPMs bzw. einzelnen SiPM-Pixeln können anhand von Ersatzschaltbildern verstanden werden, welche versuchen, deren Verhalten zu imitieren. Die einzelnen APDs der Pixel können als aufgeladene Kapazitäten verstanden werden, die während der Lawinenentladung über einen intrinsischen Widerstandswert kurzgeschlossen werden. Dieser Kurzschluss hält jedoch nur solange an, wie die Diodenspannung oberhalb der Durchbruchspannung liegt. Abbildung 1.19 zeigt einen solchen Schaltplan nach dem Vorbild des SiPM-Herstellers Hamamatsu. Die einzelnen Bauteile sind: Der Löschwiderstand R_Q , die Sperrschichtkapazität C_J (engl. junction capacitance), der intrinsische Widerstand R_S der Diode während der Entladung, die Durchbruchspannung $V_{BD} = V_{BR}$, die Diodenspannung V_D und die Versorgungsspannung V_{Bias} . Der Schalter repräsentiert den Zustand des Pixels und simuliert beim Schließen die Detektion eines Photons und die darauf folgende Lawinenentladung.

Vor einer Photondetektion befindet sich der Schalter im OFF Zustand. Die Kapazität C_J ist vollständig geladen, es fließt kein Strom und die Diodenspannung V_D entspricht der Versorgungsspannung V_{Bias} . Im Halbleiter ist die Verarmungszone voll ausgebildet und die hohe Spannung versetzt die APD in den Geiger-Modus. Wenn ein Photon ein Elektron-Loch-Paar im Detektor erzeugt, wechselt der Schalter in die ON Position, sobald das Elektron in die Verstärkungsregion gedriftet ist und dort eine Lawine entsteht. Die in C_J gespeicherte Ladung entlädt sich über R_S , welcher den ohmschen Widerstand der

Abbildung 1.19: Ersatzschaltbild eines SiPM-Pixels.

Plasma-gefüllten Verarmungszone sowie der neutralen Bereiche der APD widerspiegelt. Die Zeitkonstante der Entladung ist $\tau = R_S \cdot C_J$. Mit typischen Werten $R_S = 1 \text{ k}\Omega$ und $C_J = 0,1 \text{ pF}$ ergibt sich $\tau = 100 \text{ ps}$. Während der Entladung fällt die Diodenspannung V_D ab. Mithilfe der Maschenregel lässt sich V_D berechnen zu:

$$V_D = V_{\text{Bias}} - \frac{R_Q(V_{\text{Bias}} - V_{\text{BD}})}{R_Q + R_S} = V_{\text{Bias}} - \frac{V_{\text{OV}}}{1 + \frac{R_S}{R_Q}} \underset{R_Q \gg R_S}{\approx} V_{\text{BD}} \quad (1.5)$$

Bei geschlossenem Schalter fällt die Diodenspannung nach der Entladung auf V_{BD} . Zu diesem Zeitpunkt stoppt der Lawineneffekt und die APD ist nicht länger leitend - der Schalter kehrt zurück in die OFF Position. Anschließend wird die Kapazität C_J von der Spannungsquelle V_{Bias} über den Löschwiderstand R_Q wieder aufgeladen. Die Zeitkonstante der Aufladung ist dabei $\tau = R_Q \cdot C_J$ und liegt mit einem typischen Wert¹ von $R_Q = 150 \text{ k}\Omega$ im Bereich von $\tau = 15 \text{ ns}$. Nach der Aufladung befindet sich der SiPM-Pixel wieder im Geiger-Modus und ist bereit zur Photondetektion. Durch den beschriebenen Ablauf der

¹In [66] wird eine Methode zur Bestimmung des Löschwiderstands beschrieben und für verschiedene SiPMs Werte zwischen $100 \text{ k}\Omega$ und $400 \text{ k}\Omega$ gemessen

Abbildung 1.20: Form und Charakteristika eines SiPM Stromsignals.

Auf- und Entladung ergibt sich der SiPM-typische asymmetrische Signalverlauf (Abbildung 1.20). Für den Strom gilt zu jedem Zeitpunkt:

$$I(t) = (V_{\text{Bias}} - V_D)/R_Q. \quad (1.6)$$

Bei der Entladung fällt die Diodenspannung und im Maximum gilt $V_D = V_{\text{BD}}$:

$$I(t_{\text{max}}) = (V_{\text{Bias}} - V_{\text{BD}})/R_Q = V_{\text{OV}}/R_Q. \quad (1.7)$$

Die Pulshöhe und damit auch der Verstärkungsfaktor sind also direkt proportional zur angelegten Überspannung V_{OV} .

1.3.4 Architektur von SiPMs

Ein SiPM besteht aus vielen parallel geschalteten SiPM-Pixeln, welche wie oben beschrieben jeweils aus einer APD-Struktur und einem in Reihe geschalteten Löschwiderstand bestehen. Diese einzelnen Pixel werden jedoch nicht individuell gefertigt und nebeneinander platziert, sondern auf dem selben Siliziumwafer hergestellt. Abbildung 1.21 zeigt schematisch den Querschnitt einer SiPM-Struktur. Auf der rechten Seite ist die entsprechende Raumladungsdichte und elektrische Feldstärke (bei Verarmung) aufgetragen. Der untere Teil besteht aus einem ca. $3\,\mu\text{m}$ dünnen stark p-dotierten (p^+) Substrat auf einem Metallkontakt, gefolgt von einer ca. $300\,\mu\text{m}$ dicken leicht p-dotierten (p) Schicht, welche das sensitive Detektorvolumen (Driftregion) darstellt. Am oberen Teil folgen eine p^+ -Schicht und eine stark n-dotierte (n^+) Schicht, die jeweils nur wenige μm dick sind. Diese beiden Schichten bilden im Betrieb zusammen die Verstärkungsregion und sind seitlich von leicht n-dotierten (n) Regionen, sogenannten Guard-Ringen, umgeben. Diese Guard-Strukturen begrenzen die Lawinenbildung auf die einzelnen Pixel und tragen zur räumlichen Homogenität des elektrischen Feldes in der Verstärkungsregion bei. Nach oben wird der Detektor durch eine Siliziumdioxid-Schicht elektrisch isoliert, wobei die n^+ -Strukturen den Kon-

Abbildung 1.21: Schematische Darstellung eines SiPM-Querschnitts mit resultierender Raumladungsdichte und elektrischem Feld.

Abbildung 1.22: Oszilloskopaufnahme des Rauschspektrums eines SiPMs, abgewandelt aus [30].

takt zu den Löschwiderständen herstellen. Zum mechanischen Schutz wird der Detektor anschließend versiegelt, häufig mit transparentem Silikon- oder Epoxidharz.

Durch die Parallelschaltung vieler baugleicher Pixel ergibt sich das für SiPMs charakteristische Oszilloskopbild mit einer quasi-diskreten Pulshöhenverteilung, in dem die Anzahl der ausgelösten Pixel erkennbar ist (Abbildung 1.22). Es ist gebräuchlich, die Pulshöhen in Photon-Äquivalenten (engl. photon equivalent, pe) abzuzählen, wobei eine Pulshöhe von 3 pe z. B. bedeutet, dass in drei Pixeln des SiPMs eine Lawinenentladung stattgefunden hat. Es gibt im wesentlichen drei Rauscheffekte in SiPMs, die zum gezeigten Oszilloskopbild führen:

Thermisches Rauschen: Durch thermische Anregung können Elektron-Loch-Paare im Halbleiter erzeugt werden und eine Lawinenbildung auslösen. Diese Ladungsträger,

die im normalen Halbleiter schnell wieder rekombinieren würden, werden aufgrund des elektrischen Feldes auseinander gezogen und wie oben beschrieben zur Verstärkungsregion beschleunigt. Das entstehende Signal ist 1 pe groß und nicht unterscheidbar von Signalen, die durch eine Photondetektion ausgelöst wurden. Das thermische Rauschen wird daher auch als Dunkelrauschen bezeichnet. Die Rauschrate für 1 pe Pulse kann je nach SiPM Modell einige Megahertz erreichen und ist abhängig von der Temperatur (näherungsweise exponentiell), der Überspannung V_{OV} (näherungsweise linear), der Pixelgröße und der Halbleiterqualität bzw. -reinheit.

Afterpulsing: Während einer Lawinenbildung können Elektronen aufgrund von Kristalldefekten oder -verunreinigungen in metastabilen Zuständen gefangen bleiben und zeitverzögert wieder freigesetzt werden. Die freigesetzten Elektronen driften in die Verstärkungsregion und lösen eine Lawine aus, was zu sogenannten Afterpulsen führt. Die Zeitkonstante des Afterpulsings liegt in der selben Größenordnung wie die Erholungs- bzw. Aufladezeit der SiPM-Pixel, wodurch Afterpulse häufig auf der abfallenden Flanke des vorherigen Signals erscheinen. Ist der Pixel bereits vollständig aufgeladen bevor der Afterpuls entsteht, ist dieser nicht von thermisch induzierten Rauschpulsen unterscheidbar. Die Wahrscheinlichkeit des Afterpulsings steigt mit der Überspannung V_{OV} , da die gefangenen Elektronen infolge der höheren elektrischen Feldstärke mit größerer Wahrscheinlichkeit wieder freigesetzt werden.

Optischer Crosstalk: Als Crosstalk bezeichnet man das Übersprechen zwischen (meist benachbarten) Pixeln im SiPM. Bei jeder Lawinenentwicklung entstehen auch Photonen, die unter bestimmten Umständen den Pixel verlassen und Elektron-Loch-Paare in den benachbarten Pixeln erzeugen können. Nach Lacaita et al. [44] entstehen für jeden Ladungsträger, der den p-n-Übergang durchquert, ca. 3×10^{-5} Photonen mit einer Energie größer der Bandlücke von Silizium. Dies bedeutet bei einer Verstärkung von 10^6 werden in jeder Lawine circa 30 Photonen erzeugt, die theoretisch Crosstalk verursachen können (dies ist eine vereinfachte Überschlagsrechnung und soll lediglich die richtige Größenordnung vermitteln). Die Energieverteilung der erzeugten Photonen und eine Beschreibung der zugrunde liegenden physikalischen Effekte findet sich in [2]. Abbildung 1.23 (a) veranschaulicht schematisch die Entstehungsmöglichkeiten von Crosstalk in einem SiPM: (1) Direkter Crosstalk, ein Photon löst in der Verstärkungsregion eine Lawine aus. (2) Verzögerter Crosstalk, ein Photon erzeugt ein Elektron-Loch-Paar in der Driftregion. (3) Direkter und verzögerter Crosstalk nach Reflexion des Photons an einer der Grenzschichten. (4) Kein Crosstalk, die Photonen verlassen den SiPM. Durch Crosstalk entsteht das oben gezeigte charakteristische Oszilloskopbild von SiPMs (Abbildung 1.22), in dem mit abnehmender Wahrscheinlichkeit auch höhere pe-Signale auftreten. In neueren SiPM-Modellen wird die Crosstalk-Wahrscheinlichkeit mithilfe von sogenannten optischen Gräben (engl. optical trenches) reduziert. Dabei werden die Pixel durch Metall-gefüllte Gräben voneinander getrennt, welche die wahrscheinlichsten Crosstalk-Varianten (1) und (2) unterdrücken. Crosstalk nach Reflexionen kann durch die Gräben jedoch nicht vollständig verhindert werden. Abbildung 1.23 (b) zeigt eine Elektronenmikroskopaufnahme einer solchen

Crosstalk in SiPMs. (b) Mikroskopbild eines optical trench in einem Ketek SiPM.[36]

Struktur vom SiPM-Hersteller Ketek. Eine detaillierte Charakterisierung der sogenannten Low-Crosstalk-SiPMs vom Hersteller Hamamatsu findet sich in [7]. Ein analytisches Modell zur Crosstalk-Beschreibung wird in [23] beschrieben und mit experimentellen Daten verglichen. Sowohl Afterpulsing als auch Crosstalk können nur infolge von vorherigen Pixeldurchbrüchen auftreten und zählen daher zu den korrelierten Rauscheffekten.

1.3.5 Kenngrößen aktueller SiPMs

Der folgende Abschnitt vermittelt typische Größenordnungen von wichtigen SiPM-Kenngrößen anhand aktueller Grafiken vom SiPM-Hersteller Hamamatsu Photonics K. K. und hebt dabei insbesondere die herausragenden Entwicklungen der SiPM-Technologie der letzten Jahre hervor. Die konkreten Werte können jedoch zwischen SiPMs verschiedener Baureihen und insbesondere verschiedener Hersteller variieren. Abbildung 1.24(a) zeigt die Verstärkung der SiPMs, die in der Größenordnung von 10^6 liegt und wie oben beschrieben linear von der Überspannung abhängt. Die Grafik zeigt weiter, dass SiPMs der neuen Generation mit deutlich höheren Überspannungen betrieben werden können als ihre Vorgänger, wodurch entsprechend höhere Verstärkungen möglich sind. Die Photondetektionseffizienz ist in Abbildung 1.24(b) für SiPMs mit einer Pixelgröße von $50\text{ }\mu\text{m}$ dargestellt. Die Absolutwerte der Detektionseffizienz hängen aufgrund unterschiedlicher Füllfaktoren von der Pixelgröße der SiPMs ab und können daher bei anderen Modellen deutlich höher oder niedriger ausfallen. Die Detektionseffizienz profitiert von höheren erlaubten Überspannungen und auch die Verbesserung gegenüber der alten Generation ist in der Grafik sichtbar. In Abbildung 1.24(c) ist die Crosstalk-Wahrscheinlichkeit dargestellt. Die in Kapitel 1.3.4 erläuterten Verbesserungen der Crosstalk-Unterdrückung werden im Vergleich der SiPM-Versionen deutlich und drücken die Wahrscheinlichkeit unter 10 %. Im letzten Graphen, Abbildung 1.24(d), ist die Dunkelrausrate in kHz angegeben. Die geringeren Rauschraten gegenüber der älteren Baureihe zeigen eine deutliche Verbesserung

Abbildung 1.24: Abhängigkeit verschiedener Kenngrößen von der Überspannung für SiPMs der Hamamatsu Serie 13360 im Vergleich zur vorherigen Serie. [30]

der Silizium-Qualität, so dass Rauschraten erst bei großen Überspannungen die 1 MHz-Schwelle überschreiten.

2 Schnelle Triggerdetektoren für Myonen

In diesem Kapitel werden Untersuchungen beschrieben, die in den Jahren 2014 und 2015 in der Hardware-Entwicklung der CMS-Gruppe des III. Physikalischen Institutes durchgeführt wurden. Sie stellen die fachliche Fortsetzung von [73] bzw. [74] und somit der Arbeit im Projekt „Myon Track fast Tag“ (MTT) dar. Eine Übersicht der Bestrebungen des III. Physikalischen Institutes im Rahmen von MTT findet sich in [21] und [22], einige der vorgestellten Ergebnisse dieses Kapitels wurden bereits in [57] bzw. [58] veröffentlicht.

2.1 Motivation

Der Large Hadron Collider (LHC) soll in zukünftigen Wartungspausen (sogenannte Long Shutdowns) stetig weiterentwickelt werden. Dabei sollen die Ereignisraten erhöht und sogar ursprüngliche Designwerte übertroffen werden. Dieses Upgrade zum High Luminosity LHC (HL-LHC) ist für den Long Shutdown 3 im Jahr 2023 vorgesehen. Es soll Spitzenwerte der instantanen Luminosität von bis zu $2 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}$ erlauben, d. h. 20 mal höhere Werte als zu Beginn des LHC-Betriebes vorgesehen waren. Bereits jetzt wird mit Werten im Bereich von $2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}$ der Designwert um einen Faktor zwei überschritten.² Diese Entwicklung impliziert hohe Anforderungen an die Beschleuniger- und Detektortechnologien. Die MTT-Arbeitsgruppe hat sich dabei mit der Leistungsfähigkeit bzw. der möglichen Erweiterung des Triggersystems im CMS-Detektor auseinander gesetzt.

2.1.1 Triggerraten beim HL-LHC

Das Triggersystem hat die Aufgabe, in möglichst kurzer Zeit nach einer Teilchenkollision im Detektor zu entscheiden, ob die Daten des jeweiligen Ereignisses abgespeichert oder verworfen werden sollen. Dies ist nötig, da die Kollisionsrate die maximale Ausleserate deutlich übersteigt. Mit dem Upgrade zum HL-LHC muss das Triggersystem des CMS-Detektors zwangsläufig überarbeitet werden, da zwar die Kollisionsrate weiter steigen wird, die Ausleserate jedoch nicht erhöht werden soll. Eine übliche Herangehensweise zur Reduktion der Triggerrate wäre die Forderung von höheren Teilchenenergien bzw. -impulsen, was auch physikalisch sinnvoll ist, da viele interessante Ereignisse bei hohen Energien stattfinden. Dies erfordert jedoch eine zuverlässige Impulsmessung in der ersten Triggerentscheidung (Level-1-Trigger genannt), welche innerhalb von $3,2 \mu\text{s}$ getroffen werden muss. Abbildung 2.1 zeigt jedoch, dass dies beim CMS-Detektor nicht gegeben ist. Die

²Stand Juli 2018, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/LumiPublicResults>

Abbildung 2.1: Simulierte Raten der unterschiedlichen Triggerstufen als Funktion des Myonimpulses für zwei instantane Luminositäten: (a) $2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, (b) $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. [70]

Graphen zeigen simulierte Myon-Triggerraten der verschiedenen Triggerstufen (L1-L3) als Funktion des Myonimpulses für zwei verschiedene instantane Luminositäten. Die Rate des Level-1-Triggers (L1) läuft dabei für Impulswerte oberhalb von $p_T^\mu \approx 30 \text{ GeV}$ langsam in ein Plateau. Dies bedeutet, eine weitere Erhöhung der Impulsschwelle reduziert die L1-Triggergerate nicht effizient genug. Der Vergleich mit den Raten höherer Triggerlevel legt nahe, dass dies an der Impulsaufösung des Level-1-Systems liegt. Die L2- und L3-Raten beziehen weitere Subsysteme, wie die Kalorimeter und den Tracker, in die Impulsbestimmung mit ein. Die Abbildung zeigt deutlich die Signifikanz dieser Zusatzinformation: Die Raten fallen auch bei hohen Impulswerten exponentiell ab (logarithmische y-Achse). Das Problem des Level-1-Triggers ist eine Fehlzuweisung von zu hohen Impulswerten von Myonen. Die Ursache dafür ist qualitativ nachvollziehbar, da der Impuls über die Krümmung der Teilchenbahn im Magnetfeld des Detektors bestimmt wird. Mit zunehmender Energie wird die Teilchenbahn immer gerader und es bedarf einer feineren Detektor-Granularität (wie im Tracker vorhanden), um die Krümmung auöfen zu können. Ohne diese Zusatzinformation erscheint die Myonbahn nahezu gerade und bekommt einen sehr hohen Impuls zugewiesen. Mit dieser Problematik beschäftigt sich das MTT-Projekt.

2.1.2 Muon Track fast Tag

Das Konzept des „Muon Track fast Tag“ wurde 2007 von Montanari et al. vorgeschlagen [50]. Der Grundgedanke der Idee ist es, die Information variabler ausgewählter Teile des Trackers in den Level-1-Trigger zu integrieren (da die Triggerentscheidung innerhalb von $3,2 \mu\text{s}$ getroffen werden muss, ist es nicht möglich den gesamten Tracker auszulesen). Zur Umsetzung wird eine weitere Detektorschicht außerhalb des Solenoids vorgeschlagen. Dieses System soll schnelle Markierungen („Fast Tag“) von Myonbahnen („Myon Track“)

Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der vorgeschlagenen Integration eines MTT-Systems und Definition der Region of Interest. [50]

liefern, mit denen sogenannte Regions of Interest innerhalb des Trackers definiert werden. Die Idee ist in Abbildung 2.2 schematisch dargestellt. Mithilfe dieser Regions of Interest können gezielt nur die relevanten Teile des Trackers zur Auslese selektiert und innerhalb der vorgegeben 3,2 μs analysiert werden.

Aufgrund der vorgeschlagenen Position im CMS-Detektor muss das MTT-System mit sehr wenig Platz auskommen und unabhängig vom Magnetfeld des Solenoids arbeiten. Diese Anforderungen werden durch eine Kombination von Plastiksintillatoren und SiPMs erfüllt. Dabei können die Stärken beider Komponenten ausgenutzt werden: Plastiksintillatoren liefern schnelle Signale und können in flachen Geometrien hergestellt werden; SiPMs sind ebenfalls äußerst kompakt und arbeiten problemlos in Magnetfeldern. Darüber hinaus haben SiPMs eine geringe Leistungsaufnahme, was aufgrund möglicher Wärmeentwicklung im CMS-Detektor ein großer Vorteil ist.

Neben der Definition der Regions of Interest innerhalb des Trackers könnte das MTT-System auch dabei helfen, Ambiguitäten in den Myonkammern aufzulösen. Abbildung 2.3 veranschaulicht die Entstehung dieser sogenannten Ghosts oder Ghost Hits schematisch. Die Myonkammern bestehen aus mehreren Lagen streifenförmiger Driftröhren, wobei einige Lagen um 90° zueinander gedreht sind. Das heißt, die beiden Koordinaten (ϕ und η) werden unabhängig voneinander gemessen. Wenn bei großer Myonendichte in einem Ereignis zwei (oder mehr) Myonen die selbe Myonkammer treffen, ergeben sich vier mögliche Durchgangspunkte der Myonen: zwei echte Treffer und zwei Ghosts. Mithilfe des zweidimensional-segmentierten vorgeschlagenen MTT-Systems könnten diese Ambiguitäten besser aufgelöst werden.

Die obigen Erklärungen stellen den ursprünglichen Vorschlag des Myon Track fast Tag und die dahinter stehenden Ideen dar. Mittlerweile haben sich die Rahmenbedingungen für das Triggersystem am CMS-Detektor jedoch geändert: Für den Betrieb am HL-LHC im Jahr 2023 soll das Zeitfenster für die Level-1-Triggerentscheidung von 3,2 μs auf 12,5 μs

Abbildung 2.3: Bei hohen Teilchenraten können aufgrund der Streifengeometrie Mehrdeutigkeiten, sogenannte Ghost-Hits, entstehen. Das zweidimensional segmentierte MTT-System könnte helfen, diese Fehlmessungen aufzulösen. [73, 74]

erhöht werden. Dies erlaubt eine erste Rekonstruktion von Teilchenbahnen im gesamten Trackersystem: Die Definition von Regions of Interest für selektives Auslesen wird nicht mehr nötig sein. Darüber hinaus entwickelte sich das sogenannte Hadron-Outer-Kalorimeter (HO) des CMS-Detektors, insbesondere durch eine Umrüstung auf SiPM-Auslese, zu einem möglichen Kandidaten für die Umsetzung der MTT-Idee. Für weitere Details sei auf die Arbeiten von Andreas Künsken [43] und Florian Scheuch [67] verwiesen, die sich mit der Integration von HO-Informationen in den Level-1-Trigger im Rahmen des MTT-Projektes beschäftigt haben. Das folgende Kapitel beschreibt die Entwicklung und Untersuchung von Prototypmodulen, welche für den Einsatz in einer neuen MTT-Detektorschicht konzipiert wurden.

Viele Detailfragen, die bei der Entwicklung der Detektoren aufgetreten sind, wurden während dieser Dissertation in studentischen Abschlussarbeiten behandelt und ausführlich diskutiert:

- Johannes Breuer: *Lichtverlust in wellenlängenschiebenden Fasern in Abhängigkeit vom Krümmungsradius* (Bachelorarbeit) [8]
- Vera Schmidt: *Lichtverlust in wellenlängenschiebenden Fasern in Abhängigkeit vom Krümmungsradius* (Bachelorarbeit) [68]
- Lars Weinstock: *Development of front-end electronics for detectors with SiPM readout* (Masterarbeit) [76]
- Thomas Radermacher: *Studien mit Silizium-Photomultipliern zur Entwicklung und Inbetriebnahme von Detektorprototypen für das Upgradeprojekt „Muon Track fast Tag“ am CMS Experiment* (Masterarbeit) [60]

- Tim Ziemons: *Messung des Sättigungsverhaltens von Silizium-Photomultipliern* (Bachelorarbeit) [[80](#)]

2.2 Aufbau der Detektormodule

2.2.1 Frontend-Elektronik

Die in diesem Projekt verwendete Frontend-Elektronik basiert auf dem sogenannten Multi Pixel Photon Counter Duo Controller (MPPCD, Abbildung 2.4), welcher im III. Physikalischen Institut entwickelt wurde. Der MPPCD wurde ursprünglich als dualer SiPM-Verstärker entwickelt und sollte sowohl für genaue Zeitmessungen als auch für Energiemessungen Anwendung finden. Der MPPCD besitzt zwei unabhängige Spannungsregulierungen für die beiden SiPMs, einen Temperatursensor auf Basis eines Platinwiderstandes, zwei LEMO-Ausgänge der Einzel-SiPM-Signale und einen LEMO-Ausgang eines analogen Summensignals der beiden SiPMs. Das Design mit zwei SiPMs wurde gewählt, um besser mit den großen Rauschraten älterer SiPM-Modelle zurecht zu kommen. Mit zwei SiPMs im selben Detektor ist das Signal-zu-Rausch-Verhältnis im analogen Summenkanal besser als in den Einzelkanälen, da Signale in beiden SiPMs auftreten, während die Rauschpulse unkorreliert sind. Das funktionelle Herzstück des MPPCD ist ein ATmega88P, ein für geringe Leistung optimierter 8 Bit Mikrocontroller [4]. Dieser besitzt ein USART Interface, 10 Bit DACs, eine serielle Schnittstelle, 512 B EEPROM und läuft mit 1 MHz Taktrate. Der ATmega88P liest durchgehend die Umgebungstemperatur in Nähe der SiPMs aus und korrigiert die Versorgungsspannung der SiPMs anhand vom Hersteller definierter Koeffizienten. Die Spannungsversorgungen basieren auf Pulsweitenmodulation und können die SiPM-Spannungen mit einer Auflösung von 16 Bit zwischen 0 V und 82 V einstellen.

Verstärkerschaltung: Die Ausgangspulse von SiPMs sind Strompulse der Größenordnung μA , weshalb eine Signalverstärkung vor der weiteren Verarbeitung bzw. Analyse unabding-

Abbildung 2.4: Das MPPCD Modul: 1. Sechs-Pin Bus Buchse; 2. ATmega88P Microcontroller; 3. Dieser Schaltkreis verarbeitet das analoge Signal des Temperatursensors. Der Platin-Widerstand befindet sich auf der Frontplatte zwischen den SiPMs; 4. Zwei Schaltkreise zur Spannungsregulierung der SiPM Versorgungsspannungen; 5. Operationsverstärker; 6. Steckverbindungen für die SiPMs. [75]

Abbildung 2.5: Schaltplan des Verstärkers für die SiPM-Einzelkanäle. Die erste Stufe ist ein Transimpedanz-Vorverstärker, die zweite Stufe ist ein nicht-invertierender Verstärker. Der Kondensator entkoppelt die AC-Komponente des Signals. [75]

Abbildung 2.6: Der summierende Verstärker des MPPCD. Die Eingänge der ersten Stufe sind die Ausgänge der Einzelkanal-Vorverstärker. [75]

bar ist. Für die Verstärkerschaltung des MPPCD wurde mit dem MAX4228 ein schneller, stromgesteuerter Operationsverstärker (engl. Current Feedback Amplifier, CFA) gewählt [49]. Mit einem Gain-Bandbreiten-Produkt von 1,2 GHz ist der MAX4228 gut für die schnellen steigenden Flanken von SiPM-Pulsen geeignet. Die Verstärkung erfolgt in zwei Stufen (Abbildung 2.5): Die erste Stufe, der Vorverstärker, ist ein Transimpedanzwandler, der die Stromsignale des SiPMs in Spannungssignale umwandelt, invertiert und in den mV-Bereich verstärkt. Die Ausgangssignale des Vorverstärkers werden sowohl zur zweiten als auch zur summierenden Verstärkerstufe weitergeleitet. Die zweite Stufe ist ein nicht-invertierender Verstärker und setzt die Gesamtverstärkung auf 5,7, die Bandbreite auf 210 MHz und die Pulshöhe von Einzel-Photon-Signalen in die Größenordnung von 10 mV. Der Wechselstromanteil des Signals wird mit einem Kondensator vom Gleichstromanteil entkoppelt, da Current Feedback Amplifier konstante Offset-Spannungen verursachen können. Abschließend wird ein Widerstand mit der Impedanz von Standard LEMO-Kabeln zum Schutz vor Spannungsreflexionen am Ausgang verwendet. Das Summensignal wird mit zwei weiteren Stufen generiert (Abbildung 2.6). Ein summierender Verstärker addiert und invertiert zunächst die Signale der beiden Einzelkanal-Vorverstärker. Das Ausgangssignal wird anschließend in einen weiteren invertierenden Verstärker geleitet, was zu einer Gesamtverstärkung von 4,56 im Summenkanal führt.

Abbildung 2.7: Fingerspektrum eines Hamamatsu SiPMs der Serie S12572, gemessen mit dem MPPCD. [76]

MPPCD Eigenschaften: Der MPPCD wurde in [76] mit SiPMs verschiedener Hamamatsu Baureihen untersucht, die folgenden Werte wurden mit einem S12572-050C Modell gemessen. Das Pulshöhenspektrum von Rauschpulsen eines SiPMs, welche mit dem MPPCD verstärkt und einem FADC vermessen wurden, zeigt ein charakteristisches Fingerspektrum (Abbildung 2.7). Die Finger sind klar getrennt, was auf eine gute Stabilität in der Verstärkung und der Pulsform schließen lässt. Die Anstiegszeit der Ein-Photon-Signale (10 % - 90 % Amplitude) wurde zu ca. 5 ns gemessen, was der Bandbreite von 210 MHz der zweiten Verstärkerstufe entspricht. Die Leistungsaufnahme des MPPCD wurde im Betrieb mit zwei SiPMs zu rund 300 mW gemessen. Darüber hinaus wurde der RMS der Temperaturmessung zu 0,1 °C bestimmt. Die durch Pulsweitenmodulation generierte Versorgungsspannung erwies sich als stabil mit einem RMS von 1,4 mV bei $U_{\text{Bias}} = 67,70 \text{ V}$.

Temperaturverhalten: Die Umgebungstemperatur spielt beim Betrieb von SiPMs eine wichtige Rolle, da sie neben dem Rauschverhalten auch den intrinsischen Verstärkungsfaktor der SiPMs beeinflusst. Um die Verstärkung und damit die Pulshöhe konstant zu halten, wird die Versorgungsspannung mit vom Hersteller vorgegebenen Temperaturkoeffizienten durchgehend nachgeregelt. Diese Temperaturkoeffizienten wurden in [60] mit dem MPPCD für zwei SiPMs unterschiedlicher Baureihen validiert (Abbildung 2.8). Dazu wurde die vom Mikrocontroller normalerweise durchgeführte Spannungsanpassung vorübergehend ausgeschaltet und die Verstärkung zunächst bei 25 °C und empfohlener Betriebsspannung gemessen. Die Temperatur wurde anschließend in Schritten von 1 °C bis auf 15 °C reduziert, wobei die Versorgungsspannung jeweils so angepasst wurde, dass der vorher gemessene Verstärkungsfaktor reproduziert wurde. Mit einer linearen Regression konnte

Abbildung 2.8: Validierung des Temperaturkoeffizienten mit dem MPPC D für zwei SiPMs unterschiedlicher Baureihen. [60]

anschließend der Temperaturkoeffizient bestimmt werden. Der gemessene Koeffizient eines SiPMs der S10362-Serie beträgt $(56,6 \pm 0,5)$ mV/K und der eines SiPMs der S12572-Serie $(59,7 \pm 0,7)$ mV/K. Beide Werte sind im Rahmen ihrer Ungenauigkeiten mit den Angaben von Hamamatsu verträglich, die bei 56 mV/K [26] bzw. 60 mV/K [29] liegen. Dies zeigt, dass die Spannungsanpassung auf dem MPPC D mit den vom Hersteller gegebenen Koeffizienten betrieben werden kann und es keine weitere bzw. nur eine vernachlässigbar kleine Temperaturabhängigkeit aufgrund der MPPC D selbst gibt.

2.2.2 Detektorgeometrie

Die entwickelten Detektorprototypen bestehen aus $30 \times 30 \times 0,5 \text{ cm}^3$ großen Szintillatorplatten des Typs BC 404 von Saint-Gobain und werden mit Hamamtsu SiPMs des Typs S10362-33-100C ausgelesen. Der BC 404 Szintillator [64] hat mit 1,8 ns eine äußerst kurze Zerfallszeit und weist die höchste Lichtausbeute der BC 400 Serie [64] auf. Die S10362-33-100C SiPMs haben eine aktive Fläche von $3 \times 3 \text{ mm}^2$ und eine Pixelgröße von $100 \times 100 \mu\text{m}^2$, was zu einer Anzahl von insgesamt 900 Pixeln führt. In Abbildung 2.9 sind das Emissionsspektrum des Szintillators, sowie die spektrale Photon-Detektionseffizienz (PDE) der S10362 SiPMs am Beispiel des S10362-33-050C dargestellt. Die absolute PDE der S10362-33-100C liegt aufgrund des höheren Füllfaktors um einen konstanten Faktor höher als die hier dargestellte, die Wellenlängenabhängigkeit ist allerdings identisch. Die Abbildungen zeigen, dass die gewählten Komponenten gut zusammenpassen. Das Emissionsspektrum des Szintillators liegt in einem Wellenlängenbereich, welcher dem Bereich maximaler SiPM-Effizienz sehr nahe kommt. In zwei Detektoren sind darüber hinaus Wellenlängenschiebende Fasern (engl. wavelength shifting fibres, WSF) vom Typ BCF 92 von Saint-

Abbildung 2.9: Die spektrale Photon-Detektionseffizienz der S10362-SiPMs vom Hamamatsu und das Emissionsspektrum des BC 404 Szintillators von Saint-Gobain passen gut zusammen.

Gobain [63] verbaut. Das Maximum des Absorptionsspektrums der Fasern liegt bei ca. 410 nm und ist daher gut geeignet für den Einsatz im BC 404 Szintillator, das Maximum des Emissionsspektrums liegt bei ca. 490 nm und passt ebenfalls gut zu den SiPMs der S10362-Serie [63]. Alle Szintillatoren wurden mit weißem Tyvek Papier (Hard-Structure Typ 1082D, 105 g/m² [14]) eingepackt. Tyvek ist ein diffuser Reflektor und weist ähnliche Reflexionseigenschaften auf wie das ebenfalls weit verbreitete PTFE (Teflon) Band [69], es ist bei großflächigen Szintillatoren jedoch deutlich leichter in der Handhabung.

Bei der in diesem Kapitel beschriebenen Messreihe wurden drei verschiedene Detektorlayouts untersucht und verglichen, deren technische Zeichnungen in Abbildung 2.10 dargestellt sind. Das simpelste der drei Designs ist möglichst einfach gehalten und besteht lediglich aus der Szintillatorplatte, die an einer Seite mittig von dem SiPM ausgelesen wird (Abbildung 2.10 (a)). Beim zweiten Detektor wurde eine WSF nahe des Randes 2,5 mm tief in den Szintillator eingelassen. Der Krümmungsradius beträgt dabei 6,5 mm und das Ende der Faser im Inneren des Detektors wurde verspiegelt (Abbildung 2.10 (b)). Im dritten Layout wurden zwei WSF verwendet. Eine Faser wurde an der Ober- und eine an der Unterseite des Szintillators jeweils 1 mm tief eingelassen. Darüber hinaus wurden die Faserenden nicht verspiegelt sondern ebenfalls zum SiPM zurückgeführt. Auf diese Art sind alle vier Faserenden an den SiPM angekoppelt, was die Lichtausbeute aus dem Detektor vergrößert. Abbildung 2.11 (a) und (b) zeigen Aufnahmen der Szintillatoren mit integrierten WSF unter Beleuchtung mit UV-Licht, die Abbildungen 2.11 (c) und (d) zeigen die Szintillatorkanten, an denen die Fasern austreten und der SiPM angekoppelt wird.

Wie in Abschnitt 2.2.1 beschrieben, wurde die Frontend-Elektronik (MPPC D) ursprünglich für den Betrieb von zwei SiPMs entworfen, bei den hier vorgestellten Detektoren kam jedoch nur jeweils ein SiPM zum Einsatz. Da mit großen Signalen zu rechnen war, vor

Abbildung 2.10: Technische Zeichnungen der $30 \times 30 \text{ cm}^2$ Szintillatorkacheln (a) ohne, (b) mit einer und (c) mit zwei integrierten WSF. Alle Längenangaben in Millimeter.

allem in den Modulen mit integrierten WSF, wurden die Summenkanäle der MPPCD so modifiziert, dass sie ebenfalls das Einzelsignal ausgaben, jedoch nur mit halber Verstärkung. Auf diese Art kann selbst bei sehr großen Signalen der dynamische Bereich der Ausleseelektronik optimal genutzt werden.

(a) Eine integrierte WSF.

(b) Zwei integrierte WSF.

(c) Eine integrierte WSF.

(d) Zwei integrierte WSF.

Abbildung 2.11: Fotos der $30 \times 30 \text{ cm}^2$ Szintillatorkacheln mit integrierten WSF. Oben: beleuchtet mit einer UV-LED. Unten: Nahaufnahmen der Faserenden.

2.3 Experimenteller Aufbau

2.3.1 COSY Beschleuniger

Die vorgestellten Messungen wurden mit einem Protonenstrahl am Cooler Synchrotron (COSY) Beschleuniger am Forschungszentrum Jülich (FZ Jülich) durchgeführt. Die Beschleunigeranlage am FZ Jülich besteht aus drei Stufen: Einer Ionenquelle, dem Zyklotron-Beschleuniger JULIC und dem Synchrotron- und Speicherring COSY [47]. Die polarisierte Ionenquelle kann durch Kollision eines Wasserstoff- oder Deuteriumstrahls mit einem Cäsiumstrahl einfach negativ geladene (zwei Elektronen) Wasserstoff- oder Deuteriumionen produzieren [72]. Die negativen Ionen werden im JULIC Zyklotron auf 300 MeV/c (Wasserstoff) bzw. 600 MeV/c (Deuterium) beschleunigt. Über ein ca. 100 m langes Strahlrohr werden die Ionen anschließend zum COSY-Ring geleitet. Während der Injektion durchlaufen die negativ geladenen Teilchen eine dünne Folie („Stripping“-Folie), wobei ihnen beide Elektronen entzogen werden. Dieser Prozess wird auch als Stripping-Injektion bezeichnet. Im COSY-Ring kommen die Teilchen als (positiv geladene) Protonen bzw. Deuteronen an und können in dem ca. 180 m langen Ring auf einen Impuls von bis zu 3,8 GeV/c weiter beschleunigt werden. Für Experimente mit den gespeicherten Strahlen stehen mehrere interne Messplätze innerhalb des Speicherrings sowie einige externe Extraktionsplätze zur Verfügung. Der Name Cooler Synchrotron wurde aufgrund der verwendeten Strahlkühlungssysteme (engl. cooling) vergeben. Am COSY werden sowohl Systeme zur Elektronenkühlung als auch zur stochastischen Kühlung verwendet, um die Strahlemittanz (Phasenraumvolumen des Strahls) zu verringern [59].

2.3.2 Anordnung und Messplan

Die hier beschriebenen Messungen wurden an einem der Extraktionsplätze am COSY-Beschleuniger durchgeführt. Der Beschleuniger wurde mit Protonen gefüllt und diese auf eine Energie von $E = 2,95 \text{ GeV}$ beschleunigt, was einem Impuls von $p = 2,80 \text{ GeV}$ entspricht. Bei diesem Impuls ist der Energieverlust der Protonen in Materie minimal, wie in Abbildung 1.2 in Kapitel 1.1.1 zu sehen ist. Die vorgestellten Ergebnisse repräsentieren daher den Worst Case für die Detektion von schweren geladenen Teilchen. Alle anderen Teilchen verlieren mindestens gleich viel Energie wie die untersuchten Protonen, was auch mindestens gleich viele Photonen zur Signalgenerierung im Szintillator bedeutet.

Für die Teststrahl-Messungen wurden die drei beschriebenen Detektoren hintereinander geschichtet an einem Positioniertisch befestigt, sodass sie ferngesteuert im Protonenstrahl verfahren werden konnten. Triggersignale wurden mit einer Koinzidenzschaltung zweier Plastiksintillatoren mit PMT-Auslese generiert, wobei sich einer vor und einer hinter den Detektoren befand, um einen Teilchendurchgang durch die untersuchten Module zu garantieren. Ein dritter Szintillator mit einem ca. 2,5 cm großen Loch, ebenfalls mit PMT-Auslese, wurde in dem Strahl ausgerichtet und als Vetodetektor gegen gestreute Teilchen im Trigger berücksichtigt. Ein Foto des Aufbaus ist in Abbildung 2.12 (a) dargestellt, die

(a) Übersicht des Messaufbaus am COSY-Beschleuniger im Forschungszentrum Jülich.

(b) Veto-Detektor (vorne) und Triggerdetektor (hinten).

(c) Anfahren der Startposition mit dem Positioniertisch.

Abbildung 2.12: Fotos der Ausrichtung mit einem Laser-Nivelliergerät.

Abbildungen 2.12 (b) und (c) zeigen Momentaufnahmen während des Ausrichtens der Detektoren in Strahlrichtung mithilfe eines zweidimensionalen Laser-Nivelliergeräts.

Abbildung 2.13: Es wurden 12×12 Messpunkte mit Abständen von jeweils 3 cm angefahren. An jedem Messpunkt wurden 10 000 Events aufgezeichnet.

Mithilfe des Positioniertisches wurde ein zweidimensionales Raster mit einer Schrittweite von jeweils 3 cm abgefahren. Insgesamt wurden $12 \times 12 = 144$ Positionen angefahren, wovon 10×10 Felder auf der Szintillatorfläche lagen (veranschaulicht in Abbildung 2.13). Die Messpunkte außerhalb der Detektorfläche bieten die Möglichkeit, die Ausrichtung der Module zu kontrollieren. An jedem Messpunkt wurden die Signale von 10 000 Protonendurchgängen aufgezeichnet.

2.3.3 Der DRS4-Chip und das DRS4-Evaluation-Board

Alle Detektorsignale der Testbeam-Messungen wurden mit sogenannten DRS4-Evaluation-Boards digitalisiert und für spätere Analysen abgespeichert. Der DRS4-Chip (Domino Ring Sampler) ist ein Digitalisierungs-IC (integrated circuit), der am Paul-Scherrer-Institut in der Schweiz entwickelt wird. Der Chip hat acht Kanäle und eine Speichertiefe von 1024 Punkten pro Kanal. Seine Funktionsweise basiert auf einem Ringspeicher, aufgebaut aus geschalteten Kondensatoren, welche von einem analogen Eingangssignal schnell aufgeladen werden. Die Digitalisierung kann anschließend Punkt für Punkt mit einem langsameren ADC durchgeführt werden. Dies erlaubt eine sehr schnelle und einstellbare Samplingrate von 700 MHz bis 5 GHz. Detaillierte technische Informationen finden sich im Datenblatt [61].

Mit dem DRS4-Evaluation-Board stellt das Paul-Scherrer-Institut darüber hinaus eine offene Testplattform für den DRS4-Chip bereit. Der Funktionsumfang und die Leistungsfähigkeit dieses Testsystems sind bereits so groß, dass es problemlos als Messinstrument benutzt werden kann. Besonders im Verhältnis zu den Anschaffungskosten und hinsichtlich der Bedienbarkeit ist dieses System deutlich attraktiver als kommerzielle Digitalisierer. Mehrere Boards können außerdem für größere Messungen hintereinander geschaltet werden, wobei sowohl Trigger- als auch Clock-Signale an das jeweils nächste Board weitergegeben werden (sogenannte Daisy-Chain Konfigurationen). Die Zeitauflösung zwischen so verschalteten Boards liegt laut Datenblatt bei 400 ps. Der größte Nachteil des Chips ist die

geringe Speichertiefe von 1024 Punkten, was jedoch für Messungen mit SiPMs aufgrund ihrer kurzen Pulse keine große Einschränkung darstellt. Weitere Informationen über das Evaluation-Board finden sich im entsprechenden Handbuch [62].

2.3.4 Triggerlogik und Datenerfassung

Die verwendete Triggerlogik wurde mit verschiedenen Modulen im NIM- und VME-Standard aufgebaut. Eine schematische Übersicht der verwendeten Module und deren Verkabelung ist in Abbildung 2.14 dargestellt. Oben sind die MTT-Module auf dem Positioniertisch dargestellt, deren SiPM-Signale zum Digitalisieren an die DRS4-Boards geleitet werden. Vor und hinter den Detektoren sind die Trigger-Module sowie der oben beschriebene Veto-Szintillator angebracht. Die Signale der Trigger-Module werden in einem FAN-OUT verdoppelt und sowohl zu den DRS4-Boards als auch zu einem Diskriminator geleitet, an welchem auch das Signal des Veto-Detektors ankommt. Die Trigger-Signale werden ebenfalls digitalisiert, da sie später in der Berechnung der Zeitauflösung nützlich sind und darüber hinaus benutzt werden können, um Doppel-Events zu identifizieren. Die Schwellenwerte am Diskriminator wurden auf die drei PMTs angepasst und die Signale der drei

Abbildung 2.14: Schematische Übersicht der Triggerlogik und Auslese des Versuchs. Zur besseren Lesbarkeit wurden Delaymodule, Spannungsversorgungen und PC-Verbindungen weggelassen.

Kanäle mit entsprechender Zeitverzögerung (in der Abbildung nicht dargestellt) an ein Koinzidenz-Modul weitergeleitet. Vom Veto-Detektor wurde dabei ein negierter Ausgang verwendet, da die Koinzidenz nur auslösen soll, wenn der Veto-Detektor kein Signal gesehen hat. In diesem Fall kann davon ausgegangen werden, dass das entsprechende Proton durch das Loch und somit an der erwarteten Stelle durch die MTT-Module geflogen ist.

Die Koinzidenz-Signale wurden anschließend an mehreren Stellen verwendet: Zunächst wurden die Signale an den Beam Control Room des COSY-Beschleunigers weitergeleitet und dienten dort den Strahl-Kontrolleuren als wichtige Rückmeldung beim Einstellen der Extraktionsparameter. Darüber hinaus wurde die Rate der Koinzidenzen mit einem Zähler-Kanal (Scaler 1) eines VM-USB-Moduls während der gesamten Messung überwacht. Ein Pulser-Ausgang (Pulser 1) desselben VM-USB-Moduls diente darüber hinaus als Veto auf einen FAN-OUT, über den die Koinzidenz an einen Gate-Generator weitergeleitet wurde. So konnte die Triggergenerierung während der laufenden Messung ferngesteuert unterbrochen werden, sollten sich Probleme bei der Auslese der DRS4-Boards ergeben. Ein anderer Pulser-Ausgang (Pulser 2) wurde mit dem OR-Eingang des Gate-Generators verbunden, um für Testzwecke, ebenfalls ferngesteuert, manuell Trigger für die DRS4-Boards zu generieren. Die TTL-Ausgangssignale des Gate-Generators wurden zum Starten der Datennahme an das erste und über eine Daisy-Chain auch an die anderen DRS4-Boards weitergeleitet. Ein NIM-Ausgang des Gate-Generators wurde verwendet, um in einem zweiten Gate-Modul ein Signal mit einer Länge von $1\text{ }\mu\text{s}$ zu generieren, welches wiederum als Veto in den ersten Gate-Generator zurückgeführt wurde. Diese Schaltung unterdrückt schnell aufeinander folgende Triggersignale an die DRS4-Boards und wurde verwendet, um eventuelle Probleme bei der Triggerverarbeitung in den DRS4-Boards von vornherein auszuschließen. Die Signale dieses zweiten Gate-Generators wurden außerdem zu einem weiteren Zähler-Kanal des VM-USB-Moduls geleitet, so dass die Rate der Trigger an den DRS4-Boards ebenfalls überwacht werden konnte.

Der zeitliche Verlauf der Zählraten am Scaler 1 ist in Abbildung [2.15](#) dargestellt. Die Extraktionszyklen des COSY-Beschleunigers haben eine Länge von ca. 200 s und sind deutlich erkennbar. Die Koinzidenzrate steigt während der Extraktionen auf Werte zwischen 100 kHz und 120 kHz an.

Abbildung 2.15: Die Koinzidenzrate der Trigger-PMTs spiegelt den zeitlichen Verlauf der Extraktionszyklen des COSY-Beschleunigers wider.

2.4 Auswertung

2.4.1 Baselineanalyse

Der erste Schritt in der Analyse der aufgezeichneten Detektorsignale ist die Bestimmung der Baseline für jeden Detektorkanal. Die Baseline wird für jeden Kanal einmalig bestimmt und die errechneten Werte in den folgenden Analysen durchgehend verwendet. Dieses Vorgehen wurde bewusst einer individuellen Baselinebestimmung jedes einzelnen Events (d. h. für jeden Teilchendurchgang) vorgezogen. Eine Event-weise Berechnung könnte eventuell genauere Resultate liefern, z. B. bei einer Pulshöhenanalyse, die Wahl einer festen Baseline berücksichtigt jedoch das angestrebte Einsatzgebiet der Module als Triggerdetektoren. In diesem Fall würde man ebenfalls mit einer festen Diskriminatorschwelle, d. h. einem definierten Abstand zu einem festgelegten Baseline-Level, eine Triggerentscheidung treffen. Auf diese Weise erhält man also ein realistischeres Bild der Detektoreigenschaften bezüglich ihrer geplanten Aufgabe.

Zur Berechnung der Baseline wurden die Detektoren aus dem Protonstrahl herausgefahren und 10 000 zufällig getriggerte Events aufgezeichnet. Die jeweils 1 024 gespeicherten Spannungswerte jedes der 10 000 Events werden alle zusammen in ein Histogramm gefüllt (Abbildung 2.16). Das Maximum dieser Verteilung ist also der wahrscheinlichste Spannungswert, der zu einem zufälligen Zeitpunkt, d. h. wenn kein Signal zu erwarten ist, am Detektorausgang anliegt. Dies entspricht im Prinzip der Definition einer Baseline. Für jeden SiPM wird auf diese Weise ein fester Baselinewert bestimmt und in allen Analysen als Nullpunkt der Spannung referenziert.

2.4.2 Pulshöhenverteilung

Eine Untersuchung der Pulshöhen der Detektorsignale bei Teilchendurchgängen und insbesondere der Vergleich der Pulshöhenverteilungen der unterschiedlichen Geometrien ist

Abbildung 2.16: Verteilung aller Spannungswerte von 10 000 Events, bei denen kein Signal zu erwarten ist, am Beispiel des ersten Moduls.

Abbildung 2.17: Die Pulshöhenverteilungen werden für jeden Messpunkt mit einer Landau-Gauß-Faltung gefittet.

besonders wichtig, da die Signalhöhe die Anzahl der detektierten Photonen repräsentiert. Als Schutz vor fehlerhaften Pulszuordnungen in der automatisierten Analyse werden zunächst Events aussortiert, in denen zwei Protonen im Zeitraum der Datennahme detektiert wurden. Diese Selektion erfolgt anhand der Signale der PMTs, da diese sehr kurz sind und Doppelpeaks leicht identifiziert werden können. Sowohl der vordere als auch der hintere PMT dürfen nur genau ein Signal sehen. Darüber hinaus werden Events aussortiert, in denen die Spannungswerte bereits vor dem Triggerzeitpunkt deutlich über der Baseline liegen. Dies kann passieren, wenn die lange abfallende Flanke eines vorherigen, großen SiPM-Signals noch nicht abgeklungen ist.

Um die Pulshöhen (und damit auch die Lichtausbeute) der verschiedenen Messpunkte zu vergleichen, muss aus dem Pulshöhenspektrum jeder Messung ein sinnvoller, quantitativ vergleichbarer Wert extrahiert werden. Dazu werden an die Spektren Faltungen von Gauß- und Landaufunktionen angepasst. Da die Szintillatoren relativ dünn sind, ist die im Szintillator deponierte Energie näherungsweise Landau-verteilt. Die Umwandlung der deponierten Energie in Photonen, die Wahrscheinlichkeit der Photonen, nach vielen Reflektionen den SiPM zu erreichen, sowie die Detektionswahrscheinlichkeit am SiPM sind jedoch statistische Prozesse und führen zu einer Verzerrung der Landaukurve im Pulshöhenspektrum. Ein solches Spektrum mit der angepassten Funktion ist in [Abbildung 2.17](#) gezeigt. Der scharfe Peak bei 500 mV ist ein Overflow-Bin und wird vom Fit nicht berücksichtigt. Die Position des Maximums der angepassten Funktion (bei ca. 250 mV) entspricht der wahrscheinlichsten Pulshöhe bei einem Protondurchgang durch den Detektor und wird im Folgenden als Vergleichswert herangezogen. Es ist zu beachten, dass dieser Wert auf-

Abbildung 2.18: Räumliche Verteilung der wahrscheinlichsten Pulshöhen auf den Szintillatorflächen der drei Module. Die Pfeile zeigen die jeweilige SiPM-Position.

grund der Faltung nicht dem sogenannten Most Probable Value der Landauverteilung entspricht (Landau MPV in der Legende von Abbildung 2.17).

Die räumliche Verteilung der wahrscheinlichsten Pulshöhen entlang der Detektorfläche ist für die drei Geometrien in Abbildung 2.18 dargestellt. Der blaue Pfeil kennzeichnet jeweils die SiPM-Position. Die Daten der Module mit integrierten Fasern wurden über den Kanal mit niedrigerer Verstärkung aufgenommen und zur Vergleichbarkeit anschließend entsprechend skaliert. Daher können die aufgetragenen Werte hier oberhalb des DRS-Limits von 500 mV liegen. Neben dem Vergleich der Geometrien stellen die gezeigten Plots eine wichtige Validierung der Detektorausrichtung im Protonstrahl dar. Bei allen drei Detektoren ist ein klarer Unterschied zwischen der Szintillatorregion von $0 \text{ cm} < x, y < 30 \text{ cm}$ und den äußeren Messpunkten, in denen keine Signale detektiert wurden, erkennbar.

Der erste Detektor ohne WSF und mit einem SiPM bei $x = 17 \text{ cm}$ zeigt Signale in der Region von 150 mV – 250 mV. Vor dem SiPM ist ein Kegel zu sehen, in dem die Signale größer sind als in den unteren Ecken. Das Innere dieses Kegels entspricht den Punkten, von denen aus Licht direkt, d. h. ohne Reflektionen, zum SiPM gelangen und dort detektiert werden kann. Außerhalb des Kegels ist dies aufgrund von Totalreflektion an der Grenzfläche zwischen SiPM und Szintillator nicht möglich. Innerhalb des Kegels sinkt die Signalthöhe mit größer werdendem Abstand zum SiPM. Wie erwartet zeigt das Modul mit einer integrierten Faser im Vergleich dazu höhere Signale in der Region von 250 mV – 400 mV. Eine weitere Steigerung der Lichtausbeute durch den Einsatz zweier Fasern ist ebenfalls sichtbar, mit Signalen zwischen 350 mV und 600 mV. Die Positionen der Fasern innerhalb des Szintillators sind ebenfalls sichtbar. Dies ist ein weiterer Beleg dafür, dass der Detektor sich verhält wie erwartet.

2.4.3 Effizienz und Signalreinheit

Die Detektionseffizienz ist in vielen Fällen eine der wichtigsten Kenngrößen eines Teilchendetektors. Dies gilt insbesondere beim angestrebten Einsatz als Triggerdetektor. Die Angabe einer Effizienz ist immer an die Festlegung eines Detektionskriteriums gebunden. Bei Triggerdetektoren ist dies häufig eine Mindestpulshöhe, was durch eine einfache

Diskriminatorschaltung realisiert werden kann. Der optimale Schwellwert für die Triggerentscheidung kann in der Regel jedoch nicht universell angegeben werden, da häufig ein Kompromiss zwischen höherer Effizienz (bei niedrigeren Schwellen) und dem Unterdrücken von Rauschpulsen (bei höheren Schwellen) gefunden werden muss. Aus diesem Grund ist es sinnvoll, Effizienzanalysen als Funktion der angelegten Schwelle durchzuführen.

Statistische Behandlung der Effizienzbestimmung

Bevor die Ergebnisse der Detektormodule diskutiert werden, erläutern die nächsten Seiten einige Besonderheiten bei der statistischen Behandlung der Effizienzberechnung. Dieses Unterkapitel ist eine überarbeitete Version einer bereits in [73] bzw. [74] dargestellten Beschreibung. Es orientiert sich inhaltlich an [11] und [52], welche Leitfäden zur Effizienzbestimmung darstellen. Zunächst wird die gängige Vorgehensweise der Effizienzbestimmung beschrieben und Grenzen bei der Fehlerbetrachtung dieser Methode aufgezeigt. Anschließend wird eine alternative Herangehensweise auf Grundlage des Bayes-Theorems vorgestellt.

Zur Berechnung der Effizienz ϵ wird üblicherweise jedes Ereignis, d. h. jeder getriggerte Myondurchgang und jede Detektorauslese, als unabhängige Messung betrachtet, bei welcher der Detektor mit der Wahrscheinlichkeit ϵ ein Teilchen detektiert (d. h. Signalthöhe $>$ Triggerschwelle), bzw. mit der Wahrscheinlichkeit $1 - \epsilon$ nicht detektiert. Die Wahrscheinlichkeit für m erfolgreich detektierte Teilchen bei N Teilchendurchgängen mit der Detektoreffizienz ϵ wird durch die Binomialverteilung beschrieben.³

$$P(m|\epsilon, N) = \frac{N!}{m!(N-m)!} \epsilon^m (1-\epsilon)^{N-m}. \quad (2.1)$$

Mithilfe der Maximum-Likelihood-Methode⁴ kann bei gemessenen Werten N und m ein Schätzwert $\hat{\epsilon}$ der Effizienz bestimmt werden. Die Log-Likelihood-Funktion der Binomialverteilung lautet:

$$\ln L(\epsilon) = m \ln(\epsilon) + (N-m) \ln(1-\epsilon) + \ln \left(\frac{N!}{m!(N-m)!} \right). \quad (2.2)$$

Die Nullstelle der Ableitung liefert den gesuchten Schätzwert:

$$\left. \frac{d}{d\epsilon} \ln L(\epsilon) \right|_{\epsilon=\hat{\epsilon}} = \frac{m}{\hat{\epsilon}} - \frac{N-m}{1-\hat{\epsilon}} \stackrel{!}{=} 0 \quad (2.3)$$

$$\Rightarrow \hat{\epsilon} = \frac{m}{N}. \quad (2.4)$$

Die Varianz der Binomialverteilung ist gegeben durch

$$V(m) = N\epsilon(1-\epsilon) \quad (2.5)$$

³Eine genaue Beschreibung der Binomialverteilung findet sich z. B. in [5, S. 24 ff.]

⁴Eine genaue Beschreibung der Maximum-Likelihood-Methode findet sich z. B. in [5, S. 81 ff.]

und kann zur Berechnung der Varianz von $\hat{\epsilon}$ benutzt werden:

$$V(\hat{\epsilon}) = V\left(\frac{m}{N}\right) = \frac{1}{N^2}V(m) = \frac{\epsilon(1-\epsilon)}{N}. \quad (2.6)$$

Mithilfe des Schätzwertes $\hat{\epsilon}$ der Effizienz kann auch ein Schätzwert $\hat{V}$ der Varianz berechnet werden:

$$\hat{V}(\hat{\epsilon}) = \frac{\hat{\epsilon}(1-\hat{\epsilon})}{N} = \frac{m(1-m/N)}{N^2}. \quad (2.7)$$

Für die Standardabweichung folgt:

$$\hat{\sigma}(\hat{\epsilon}) = \sqrt{\hat{V}(\hat{\epsilon})} = \frac{\sqrt{m(1-m/N)}}{N}. \quad (2.8)$$

An dieser Stelle scheint die statistische Beschreibung des Versuches vollständig zu sein. In den Grenzfällen $m \rightarrow 0$ und $m \rightarrow N$ ergibt diese Methode jedoch den unphysikalischen Fehlerwert von $\hat{V}(\hat{\epsilon}) = 0$.

Um dieses Problem zu umgehen, wird eine Betrachtung mit dem Bayes-Theorem herangezogen, ein mathematischer Satz zur Umrechnung bedingter Wahrscheinlichkeiten:

$$P(A|B) = \frac{P(B|A) \cdot P(A)}{P(B)}. \quad (2.9)$$

Dabei beschreibt $P(A|B)$ die Wahrscheinlichkeit für A unter der Voraussetzung von B. Bei der Effizienzbestimmung ist die Wahrscheinlichkeitsdichte von ϵ für vorgegebene (d. h. gemessene) Parameter N und m gesucht: $P(\epsilon|m, N)$. Mit dem Bayes-Theorem kann diese geschrieben werden als:

$$P(\epsilon|m, N) = \frac{P(m|\epsilon, N) \pi(\epsilon)}{P(m, N)}. \quad (2.10)$$

Dabei ist $P(m|\epsilon, N)$ die Wahrscheinlichkeit, m Ereignisse bei gegebenen Werten von ϵ und N zu detektieren, also die Binomialverteilung aus Formel (2.1). $\pi(\epsilon)$ ist die so genannte *Prior*-Wahrscheinlichkeit der Detektoreffizienz und stellt eine a priori Annahme über die Effizienz dar. Für einen beliebigen Detektor ist eine Gleichverteilung mit $0 \leq \epsilon \leq 1$ eine sinnvolle Annahme. Die Effizienz muss zwischen null und eins liegen, darüber hinaus gibt es jedoch keinen Grund zur Annahme, dass eine bestimmte Effizienz wahrscheinlicher sein sollte als andere:

$$\pi(\epsilon) = \begin{cases} 1 & 0 \leq \epsilon \leq 1, \\ 0 & \text{sonst.} \end{cases} \quad (2.11)$$

Der Nenner in (2.10) kann über $\int P(m|\epsilon, N) \pi(\epsilon) d\epsilon$ berechnet werden, da $P(m, N)$ nicht von ϵ abhängt und die gesuchte Wahrscheinlichkeitsdichte auf eins normiert sein muss. Das Ergebnis der gesuchten Wahrscheinlichkeitsdichte für ϵ lautet:

$$P(\epsilon|m, N) = \frac{(N+1)!}{m!(N-m)!} \epsilon^m (1-\epsilon)^{N-m} = (N+1) \cdot P(m|\epsilon, N). \quad (2.12)$$

Abbildung 2.19: Wahrscheinlichkeitsdichte für die Effizienz ϵ nach Bayes bei $N = 100$ und verschiedenen Werten von m , entnommen aus [11, S. 8].

Die Verteilung ist für $N = 100$ und verschiedene m -Werte in Abbildung 2.19 dargestellt. Da die Funktion aufgrund der flachen Prior-Wahrscheinlichkeit direkt proportional zur Binomialverteilung ist, gibt die Position des Maximums den vorher berechneten Schätzwert

$$\epsilon_{\max} = \hat{\epsilon} = \frac{m}{N}, \quad (2.13)$$

wieder. Die Kenntnis der gesamten Verteilung erlaubt allerdings die Berechnung weiterer statistischer Größen wie z. B. oberer und unterer Limits für vorgegebene Vertrauensbereiche oder der Varianz der Verteilung. Eine sinnvolle Definition der Unsicherheit auf den Schätzwert der Effizienz ist das kleinste ϵ -Intervall mit 68,3 % Flächeninhalt, d. h.:

$$\int_{\epsilon_-}^{\epsilon_+} P(\epsilon | m, N) d\epsilon = 68,3 \%, \quad (2.14)$$

bei minimalem Abstand $\epsilon_+ - \epsilon_-$. Der Wert von 68,3 % ist an den 1- σ -Bereich der Gaußverteilung angelehnt, damit die berechnete Messunsicherheit die in der Physik übliche Aussagekraft trägt. Das Ergebnis kann angegeben werden als:

$$\epsilon = \epsilon_{\max} \pm \frac{(\epsilon_+ - \epsilon_{\max})}{(\epsilon_{\max} - \epsilon_-)}. \quad (2.15)$$

Alle vorgestellten Effizienzen und ihre Fehler wurden nach diesem Schema berechnet.

Effizienzanalyse der Prototypmodule

Wie zu Beginn dieses Kapitels bereits kurz erwähnt, ist es a priori nicht universell möglich, eine optimale Triggerschwelle zu definieren, da diese neben der Effizienz auch die Anzahl von Fehlentscheidungen aufgrund von Rauschpulsen beeinflusst. Aus diesem Grund sind in Abbildung 2.20 Effizienzkurven der drei Module als Funktion der Diskriminatorschwelle zusammen mit einer Ratenmessung von Rauschpulsen des SiPMs dargestellt. Auf der

(a) Keine integrierte WSF.

(b) Eine integrierte WSF.

(c) Zwei integrierte WSF.

Abbildung 2.20: SiPM-Dunkelrauschrate (linke y-Achse) und Detektionseffizienz (rechte y-Achse) als Funktion der Diskriminatorschwelle der drei Module (die Effizienz-Achsen sind unterschiedlich skaliert).

linken y-Achse (in magenta) ist die Rauschrate in Hz auf einer logarithmischen Skala aufgetragen. Auf der rechten y-Achse (in blau) die Effizienzwerte, wobei die unterschiedliche Skalierung der Effizienz-Achsen der drei Graphen beachtet werden sollte. Die Effizienzwerte sind darüber hinaus auf mehrere Arten dargestellt: Die schwarzen Datenpunkte mit Fehlerbalken stellen den Mittelwert der Effizienz der gesamten Detektorfläche dar. Bei der Berechnung wurden die Pulse aller 100 Messpunkte (entsprechend skaliert gemäß der leicht unterschiedlichen Anzahl von Pulsen je Messpunkt) zusammengefasst analysiert. Der Median-Wert (gelb), das 25 % – 75 % Quantil (dunkelblau) und das 10 % – 90 % Quantil (hellblau) geben einen Eindruck über die räumliche Verteilung der Detektionseffizienz entlang der Szintillatoroberfläche.

Die Verbesserung aufgrund der integrierten Fasern ist auch hier wieder deutlich sichtbar. Ein möglicher Arbeitspunkt für das Modul mit zwei Fasern ist beispielsweise ein Schwellenwert von 150 mV bei einer mittleren Effizienz von 99,9 % und ungefähr 10 Hz Rauschpulsen. Durch Erhöhung der Schwelle auf ca. 175 mV wird die Rauschrate auf unter 1 Hz gedrückt, während die Effizienz weiterhin oberhalb von 99,8 % bleibt. In vielen Anwendungen sind jedoch deutlich höhere Rauschraten tolerierbar, z. B. wenn mit mehreren Detektoren bzw. Detektorsystemen in Koinzidenz gemessen wird oder die Auslese durch externe Zeitmarken vorgegeben ist (z. B. durch eine sogenannte Clock). Sind etwa Rauschraten in der Größenordnung von 1 kHz akzeptabel, können auch die Detektoren ohne bzw. mit nur einer integrierten Faser bei einer Effizienz von $> 95\%$ bzw. $> 99,5\%$ betrieben werden.

Bei der Bewertung dieser Ergebnisse ist zu beachten, dass die untersuchten Module mit SiPMs der S10362-Serie ausgelesen wurden. Dies entspricht den älteren Modellen aus der Beschreibung in Kapitel 1.3.5, bzw. den „Previous product“-Daten in Abbildung 1.24. Mit den aktuelleren SiPM-Typen ist aus unterschiedlichen Gründen eine deutliche Verbesserung der Ergebnisse zu erwarten. Die Steigerung der Photon-Detektionseffizienz sollte sich linear auf die Detektionseffizienz der gesamten Module auswirken. Die Verringerung der Dunkelrauschrates in neueren SiPMs bedeutet für die Ratenmessungen aus Abbildung 2.20 ein Absenken des y-Achsenabschnittes der Datenpunkte. Der signifikanteste Unterschied ist jedoch aufgrund der hervorragenden Crosstalk-Unterdrückung aktueller SiPMs zu erwarten. Crosstalk ist für Rauschpulse, bei denen mehr als ein Pixel Signal geben, verantwortlich und damit ein wichtiger Einfluss auf das Pulshöhenspektrum von Rauschpulsen. Die niedrigere Crosstalk-Wahrscheinlichkeit würde sich in Abbildung 2.20 durch einen deutlich steileren Abfall der Rauschraten mit steigender Diskriminatorschwelle äußern. Somit wären möglicherweise für alle Module Arbeitspunkte wählbar, bei denen trotz vernachlässigbar kleiner Rauschraten gute Detektionseffizienzen erreicht werden.

Als Beispiel für die räumliche Verteilung der Effizienz auf der Detektorfläche, ist in Abbildung 2.21 die Effizienz der drei Module bei einer Schwelle von 150 mV orts aufgelöst dargestellt. Auch bei dieser Darstellung ist die unterschiedliche Skalierung der Effizienz-Achse (farblich kodiert) zu beachten. Bei dem Modul ohne Faser ist die Kegelstruktur aus der Pulshöhenverteilung wieder deutlich sichtbar. Außerhalb dieses Kegels, in den

Abbildung 2.21: Räumliche Verteilung der Detektionseffizienz der drei Module bei einer Diskriminatorschwelle von 150 mV (die z-Achsen sind unterschiedlich skaliert).

unteren Ecken des Szintillators, ist die Effizienz mit Werten von bis zu 50 % am niedrigsten. Innerhalb des Kegels liegt die Effizienz, je nach Abstand zum SiPM, im Bereich von 75 % – 100 %. Eine deutlich höhere Effizienz erreicht der Detektor mit einer Faser, mit Werten zwischen 95 % und 100 %. Die Effizienz ist hier jedoch auch nicht homogen verteilt. Die Faserführung ist deutlich sichtbar und die Effizienz ist anscheinend besser, je näher die Position an der Faser liegt und je kürzer der Weg von dieser Stelle der Faser zum SiPM ist. Wie erwartet ist die Effizienz des Detektors mit zwei Fasern am höchsten und liegt überall über 99,5 %. Der größte Teil der Detektorfläche zeigt eine recht homogene Effizienzverteilung, was der besonderen Faserführung zu verdanken sein könnte, bei der alle Faserenden zum SiPM geführt werden. Dies erhöht die Wahrscheinlichkeit, dass Photonen von jeder Stelle der Faser aus den SiPM erreichen. Die einzige offensichtliche Inhomogenität der Ergebnisse bei diesem Detektor sind leicht niedrigere Effizienzwerte am Randbereich des Detektors. Dabei handelt es sich wahrscheinlich nicht um echte Ineffizienzen, sondern um Fehlmessungen, bei denen die Protonen den Detektor knapp verfehlt haben, z. B. aufgrund von Streuungen oder kleinen Ausrichtungsfehlern.

2.4.4 Zeitverhalten

Neben der Detektionseffizienz und der Dunkelrausrate ist das Zeitverhalten der Module für den Einsatz als Triggerdetektor von großer Bedeutung. Dies gilt insbesondere bei großflächigen Szintillationsdetektoren, egal ob mit oder ohne integrierten Fasern, da die Laufwege der Photonen schwer vorhersagbar sind und je nach Durchgangspunkt stark unterschiedlich sein können. Bevor eine Zeitauflösung der Detektoren als Ganzes berechnet wird, werden zunächst die angefahrenen Messpunkte einzeln betrachtet und untersucht. Dabei wird ein CFD (engl. Constant Fraction Discriminator) anhand der digitalisierten Pulse simuliert und als Zeitmarke verwendet. In diese Betrachtung werden nur Pulse mit einer Höhe von 100 mV oder mehr einbezogen und eine CFD-Schwelle von 50 % verwendet. Zunächst werden die Zeitunterschiede dieser Zeitmarken zu denen des vorderen Trigger-PMTs für jeden Messpunkt berechnet. Die PMT-Detektoren können gut als Referenz herangezogen werden, da sie fest montiert sind und von den Protonen (abgesehen von der

Abbildung 2.22: Räumliche Verteilung der mittleren Ankunftszeit der drei Module bei einer 50 % CFD Zeitmarke.

Strahlbreite) immer an der gleichen Stelle getroffen werden. An die Verteilungen dieser Zeitunterschiede werden Gaußfunktionen angepasst. Die Mittelwerte dieser Gaußfunktionen, also die mittlere Signalzeit relativ zu der PMT-Zeitmarke, sind in Abbildung 2.22 dargestellt. Die Werte wurden für jedes Modul um ein konstantes Offset korrigiert, so dass der niedrigste Wert bei 0 ns liegt. Die Grafik zeigt also farbkodiert den relativen Laufzeitunterschied der Photonen im Szintillator bis zur Signalgenerierung.

Entsprechend der Erwartungen wird das Signal am schnellsten generiert, wenn der Teilchendurchgang direkt vor dem SiPM stattgefunden hat. Darüber hinaus sind auch hier die charakteristischen Merkmale der Modulgeometrien sichtbar. Insbesondere der Öffnungskegel beim ersten Modul ist stark ausgeprägt, mit Laufzeitunterschieden von rund 7 ns in den unteren Szintillatorecken. Bei den Fasermodulen fallen die Zeitunterschiede kleiner aus, jedoch sind auch hier die Fasergeometrien sichtbar. Treffer in Fasernähe werden schneller registriert, der Effekt sinkt jedoch mit zunehmendem Abstand zum SiPM. Bei allen drei Modulen dauert die Sammelzeit der Photonen auf einem Großteil der Fläche ca. 3 ns – 5 ns länger als direkt vor dem SiPM.

Die Breite der an die Spektren angepassten Gaußkurven resultiert aus der kombinierten Zeitauflösung des jeweiligen Detektors und des Trigger-PMTs:

$$\sigma_t \equiv \sigma(t_{Det} - t_{PMT}) = \sqrt{\sigma_{t_{Det}}^2 + \sigma_{t_{PMT}}^2 + (400 \text{ ps})^2}$$

wobei die 400 ps die Zeitauflösung zwischen zwei hintereinander geschalteten DRS4-Boards berücksichtigt. Nimmt man den zweiten, hinteren Trigger-PMT hinzu, können die Breiten von drei Zeitunterschied-Verteilungen berechnet werden:

$$\sigma_1 \equiv \sigma(t_{PMT1} - t_{PMT2}) = \sqrt{\sigma_{t_{PMT1}}^2 + \sigma_{t_{PMT2}}^2}$$

$$\sigma_2 \equiv \sigma(t_{Det} - t_{PMT1}) = \sqrt{\sigma_{t_{Det}}^2 + \sigma_{t_{PMT1}}^2 + (400 \text{ ps})^2}$$

$$\sigma_3 \equiv \sigma(t_{Det} - t_{PMT2}) = \sqrt{\sigma_{t_{Det}}^2 + \sigma_{t_{PMT2}}^2 + (400 \text{ ps})^2}$$

Abbildung 2.23: Räumliche Verteilung der Zeitauflösung der drei Module bei einer 50 % CFD Zeitmarke.

Alle drei σ_i werden durch Gaußanpassungen bestimmt und können verwendet werden, um die Zeitauflösung $\sigma_{t_{Det}}$ des Detektors unabhängig von den anderen Detektoren zu berechnen:

$$\sigma_{t_{Det}} = \sqrt{\frac{1}{2} \cdot (\sigma_2^2 + \sigma_3^2 - \sigma_1^2 - 2 \cdot (400 \text{ ps})^2)}$$

Das Ergebnis ist in Abbildung 2.23 für alle Messpunkte dargestellt. Die Verteilungen der Zeitauflösung sind für alle drei Module deutlich homogener als die der Laufzeitunterschiede. Sie liegen für das Modul ohne Fasern im Bereich von 3 ns – 4 ns und für die Fasermodule im Bereich von 2 ns – 2,5 ns.

Um eine Gesamt-Zeitauflösung für die Detektoren, unabhängig vom Durchgangsort des Protons zu berechnen, müssen die beschriebenen Verteilungen kombiniert werden. Dazu werden die Histogramme der Zeitunterschiede, gewichtet mit dem Inversen der Einträge, zu einer Verteilung aufaddiert. Die Breite dieser Verteilung beschreibt die Zeitauflösung des Detektors für den Fall, dass ein Proton an einer unbekannten Stelle den Szintillator getroffen hat. Da die Summe verschiedener Gaußverteilungen nicht gaußförmig ist, wird der RMS-Wert als Maß der Breite herangezogen. Der Einfluss der PMT-Auflösungen wird dabei analog zum Vorgehen mit den Gaußbreiten σ_i eliminiert. Die Berechnung liefert eine Zeitauflösung von $\Delta t = 4,10 \text{ ns}$ für das Modul ohne Fasern, $\Delta t = 3,20 \text{ ns}$ für das Modul mit einer und $\Delta t = 2,85 \text{ ns}$ für das Modul mit zwei integrierten Fasern.

2.5 Zusammenfassung

Drei Detektorprototypen für das Muon Track fast Tag Projekt, bestehend aus großen Szintillator-Kacheln und SiPM-Auslese, wurden in einem Protonenstrahl des COSY-Beschleunigers am Forschungszentrum Jülich getestet. Die Messung wurde mithilfe eines Positioniertisches orts aufgelöst durchgeführt. Die Ausrichtung des Experimentes im Protonenstrahl wurde verifiziert und anschließend für jeden Messpunkt 10 000 Signale aufgezeichnet und analysiert. Dabei wurden Pulshöhenverteilungen, Detektoreffizienz und Rauschverhalten, sowie die Zeitauflösung untersucht. Je nach untersuchtem Aspekt wurden die Ergebnisse orts aufgelöst präsentiert, charakteristische Größen für den Detektor als ganzes berechnet (d. h. für unbekannten Durchgangsort des Protons), oder beides.

Die Ergebnisse spiegeln an vielen Stellen die Unterschiede der Detektorgeometrien wider und zeigen das Potential der Kombination von Szintillatoren mit SiPMs, auch bei größeren Szintillatorflächen. Insbesondere die Integration Wellenlängen-schiebender Fasern verbessert die Lichtausbeute und eröffnet viele neue Möglichkeiten. Die Detektoren können im Hinblick auf Detektionseffizienz und Rauschverhalten mit klassischen PMT-Lösungen konkurrieren und bieten dabei die Möglichkeit viel kompakterer Designs. Es sei an dieser Stelle noch einmal darauf hingewiesen, dass seit den vorgestellten Messungen große Fortschritte in der SiPM-Entwicklung erreicht wurden. Insbesondere die Erfolge im Bereich der Rauschunterdrückung eröffnen einen größeren Bereich von Arbeitspunkten für die Detektoren mit höherer Effizienz. Darüber hinaus wurde die Strahlenergie auf das Minimum des Energieverlustes (MIPs) eingestellt, so dass die gezeigten Ergebnisse als Worst Case betrachtet werden können.

Trotz der Verfügbarkeit neuerer SiPMs wurde keine weitere Generation der vorgestellten Detektoren gebaut. Die Arbeiten von A. Künsken [43] und F. Scheuch [67] haben gezeigt, dass die angestrebte Aufgabe im CMS-Detektor von einer bereits installierten Komponente, dem Hadron-Outer-Kalorimeter, übernommen werden kann. Die untersuchten Module wären aufgrund ihrer Effizienz, insbesondere mit der erwarteten Verbesserung mit neuen SiPMs, allerdings vielversprechende Kandidaten für die Aufgabe gewesen. Die erreichten Zeitaufösungen von bis zu 2,85 ns wären ebenfalls ausreichend, um Signale den Kollisionen zuzuordnen, welche im Zeitabstand von 25 ns stattfinden.

3 Detektion und Identifizierung von schnellen Neutronen

Die Ergebnisse dieses Kapitels sind im Rahmen einer Anschubfinanzierung des Exploratory Research Space (ERS Seed Fund Projekt⁵) der RWTH Aachen entstanden. Das Projekt mit dem Titel „Kopplung der prompten Neutronenaktivierungsanalyse mit der Neutronenradiographie zur Charakterisierung von stetig geförderten Stoffströmen“ wurde von folgenden Projektpartnern durchgeführt:

Institut für Nukleare Entsorgung und Techniktransfer

Dr. rer. nat. John Kettler (Projektkoordinator)

Dr.-Ing. Andreas Havenith

III. Physikalisches Institut B

Univ.-Prof. Dr. rer. nat. Achim Stahl

PD Dr. rer. nat. Oliver Pooth

Simon Weingarten, M. Sc.

Lehr- und Forschungsgebiet Aufbereitung mineralischer Rohstoffe

Univ.-Prof. Dr.-Ing. Hermann Wotruba

Kilian Neubert, M. Sc.

3.1 Motivation

Das Seed Fund Projekt beschäftigte sich mit der Konzeptausarbeitung einer Förderbandanlage, die eine kontinuierliche Analyse des Fördergutes erlaubt. Fördergüter können dabei Primärrohstoffe wie Kohle oder erzhaltiges Schüttgut sein oder auch Sekundärrohstoffe wie recycelbarer Elektroschrott. Dabei soll die Methode der Prompt-Gamma-Neutronen-Aktivierungsanalyse (PGNAA) eingesetzt und mit einer Bildgebung durch Neutronenradiographie verbunden werden. Abbildung 3.1 zeigt schematisch den möglichen Aufbau einer solchen Anlage.

Beide Messungen können dabei mit nur einer Quelle schneller Neutronen (Radioaktives Präparat oder Neutronengenerator) betrieben werden. Die Aufgabe der PGNAA ist es, die Zusammensetzung und Mengenverhältnisse der Elemente des Fördergutes zu bestimmen. Die dafür erforderliche Aktivierung des Materials erfolgt über langsame Neutronen,

⁵<http://www.rwth-aachen.de/cms/root/Forschung/Angebote-fuer-Forschende/ERS-Angebote/~vuc/Projektentwicklung/lidx/1/>

Abbildung 3.1: Konzeptzeichnung der Förderbandanlage aus der Projektbeschreibung des ERS Seed Fund Antrags. [37]

welche durch Moderation der schnellen Neutronen in den Wänden der Messkammer erzeugt werden. Die Neutronenradiographie dient der Erkennung von Dichteverteilungen oder Korngrößen, z. B. von wertvollen Erzen. Das Bild der Neutronenradiographie kann mit einer Röntgenaufnahme verglichen werden, mit dem Unterschied, dass insbesondere schnelle Neutronen deutlich dickere Materialschichten durchdringen können. Durch Kombination der Systeme soll es dabei möglich sein, die ermittelten Korngrößen den ermittelten Elementen zuzuordnen und auf dieser Grundlage über die Weiterverarbeitung des Fördergutes zu entscheiden. Beide Verfahren arbeiten zerstörungsfrei, funktionieren auch mit großvolumigen Proben (z. B. Gesteinsbrocken) und können in einer autonomen Anlage ohne Probennahme angewandt werden.

Die Untersuchungen dieser Arbeit beschäftigen sich mit einer Machbarkeitsstudie über die Verwendung von Stilben-Szintillatoren in Kombination mit SiPMs zur Detektion der schnellen Neutronen für die Radiographie-Messung. Die angestrebte Auflösung des Radiographie-Detektors liegt mit 5 mm-10 mm im Bereich typischer SiPM-Größen und auch Szintillator-Kristalle können in diesen Größen gefertigt werden. Im Laufe des Projektes hat sich eine Analyseanlage für Bohrkerne als mögliche weitere und industriell interessante Anwendung des kombinierten Messsystems herausgestellt. Bohrkerne sind zylinderförmige Stichproben aus Gesteinsvorkommen und werden bisher aufwändig mechanisch zerkleinert und chemisch analysiert. Eine Konzeptzeichnung eines solchen Analysesystems ist in Abbildung 3.2 gezeigt. Im Unterschied zu der Förderbandanlage ist die Probe hier

Abbildung 3.2: Links: Konzeptzeichnung einer Anlage zur Untersuchung von Bohrkernen aus dem Ergebnisbericht des ERS Seed Fund Projektes. Diese Idee verbindet ebenfalls ein Bildgebendes Verfahren (*Radiography Detector*) mit der Neutronenaktivierungsanalyse (*NAA Detector*) bei Betrieb mit einem Neutronengenerator. Rechts: Foto von Gesteinsproben in Form von Bohrkernen. [38]

zwar nicht in Bewegung, die Anforderungen an die Detektorauflösung sind jedoch deutlich höher. Aufgrund finanzieller Beschränkungen konnten im Rahmen dieser Arbeit jedoch keine weiteren Detektorkomponenten für entsprechende Untersuchungen angeschafft und getestet werden.

3.2 Experimentelle Voraussetzungen

3.2.1 Neue Frontend-Elektronik

Für die Entwicklung des Neutronendetektors wurde aus verschiedenen Gründen eine neue Frontend-Elektronik für den Betrieb des SiPMs entwickelt. Der wichtigste Grund liegt im Übergang zu größeren SiPMs: Anstelle von $3 \times 3 \text{ mm}^2$ großen SiPMs sollen $6 \times 6 \text{ mm}^2$ große SiPMs verwendet werden. Da ein SiPM im wesentlichen eine Parallel-Schaltung von Pixel-Kapazitäten ist, steigt jedoch die Diodenkapazität des SiPMs proportional mit der Fläche an. Diese Kapazität hängt als Eingangskapazität am Transimpedanzverstärker, was beim Betrieb eines $6 \times 6 \text{ mm}^2$ SiPMs am Duo-Controller zu Schwingungen führt. Diese Instabilitäten lassen sich am Strom-gesteuerten Operationsverstärker des Duo-Controllers nicht ausgleichen, weshalb eine neue Verstärkerschaltung auf Basis eines Spannungs-gesteuerten Operationsverstärkers entworfen wurde. Zu der Entwicklungszeit des Duo-Controllers wurden Strom-gesteuerte Verstärker gewählt, weil sie höhere Bandbreiten erlaubten. Mittlerweile sind jedoch auch Spannungs-gesteuerte Verstärker mit genügend hohen Bandbreiten verfügbar und die bessere Wahl, da Effekte aufgrund einer hohen Eingangskapazität durch eine entsprechende Kapazität in der Feedback-Schleife kontrolliert werden können. Darüber hinaus ist die Bandbreite in diesem Projekt nicht so kritisch, wie es für Triggerdetektoren der Fall war.

Ein weiterer Grund für die Entwicklung einer neuen Frontend-Elektronik liegt im C11204-Chip vom SiPM-Hersteller Hamamatsu [32][27]. Mit diesem Chip hat Hamamatsu eine attraktive Lösung zur Spannungsversorgung von SiPMs auf den Markt gebracht. Der C11204 benötigt 5V Eingangsspannung, erzeugt die nötige SiPM-Spannung und kann eine temperaturabhängige Spannungskorrektur in zwei unterschiedlichen Temperaturbereichen durchführen. Die ausgegebenen Spannungs- und Stromwerte werden im Chip gemessen und zum Schutz der SiPMs wird die Spannung bei zu hohen Strömen automatisch abgeschaltet. Die Kommunikation mit dem C11204 erfolgt über eine serielle Schnittstelle und bietet umfassende Funktionalität seitens des Chips (siehe [28]). Dank des C11204 konnte eine neue Frontend-Elektronik entwickelt werden, die ohne eine externe Spannungsversorgung auskommt und alleine über eine USB-Verbindung betrieben werden kann. Darüber hinaus wurden neue Gehäuse entworfen, die einerseits mehr mechanische Stabilität für den SiPM und andererseits eine größere Flexibilität bei der Adaption an Szintillatoren bieten.

Die neue Elektronik wurde unter großem persönlichen Einsatz von Lars Weinstock entworfen und in Betrieb genommen. Sie ist modular aufgebaut und besteht aus drei separaten Platinen:

- Die sogenannte Slow-Control-Platine mit dem C11204 regelt die Kommunikation über USB und stellt die Spannungen für den SiPM und die Verstärkerelektronik bereit.
- Die Verstärkerplatine wird über Steckerleisten auf die Slow-Control-Platine aufgesteckt. Auf ihr befinden sich die Operationsverstärker und die Lemo-Buchsen zum Abgreifen des Signals.
- Auf der Trägerplatine befindet sich der Temperatursensor und die SiPM-Aufnahme. Sie wird über ein Flachbandkabel mit der Verstärkerplatine verbunden.

Das modulare Design bietet eine gute Plattform für verschiedene Anwendungen und mögliche Weiterentwicklungen für zukünftige Projekte. Die Trennung der funktionalen Einheiten erlaubt schnellere Entwicklungszyklen und kostengünstigere Vergleichsmöglichkeiten. So können z. B. verschiedene Verstärkerkonfigurationen mit der selben (verhältnismäßig teuren) Slow-Control-Platine verwendet werden. Eine Slow-Control-Platine kann darüber hinaus mehrere Verstärker-Platinen betreiben, die mit entsprechenden Steckerleisten übereinander gestapelt auf die Slow-Control-Platine aufgesetzt werden. In dieser Konfiguration wird analog der Temperaturmittelwert aller angeschlossenen Temperatursensoren gebildet und zur Spannungsanpassung verwendet. Des Weiteren bietet die Verbindung der Trägerplatine per Flachbandkabel große Flexibilität für mögliche Gehäuse. Obwohl die Elektronik erst im Herbst 2017 entwickelt wurde, ist sie neben diesem Projekt bereits im Laborpraktikum Teilchenphysik zur Auslese eines Flüssigszintillator-Arrays im Einsatz (siehe Kapitel 4) und wird in der Medizinphysik-Gruppe des III. Physikalischen Instituts mit vier übereinander gesteckten Verstärkern benutzt. Auch innerhalb dieses Projektes

3.2 Experimentelle Voraussetzungen

(a) Schaltplan der Slow-Control-Platine.

(b) Schaltplan der Verstärker-Platine.

Abbildung 3.3: Auszüge der Schaltpläne der neuen Frontend-Elektronik. [75]

konnte die Slow-Control-Platine bereits bei der Elektronik-Entwicklung für den Betrieb eines SiPM-Arrays wiederverwendet werden (siehe Abschnitt 3.4).

Zum besseren Verständnis des Aufbaus der Elektronik sind in Abbildung 3.3 Auszüge der Schaltpläne der Slow-Control-Platine und des Verstärkers dargestellt. Abbildung 3.3 (a)

zeigt unten links die USB-Buchse, direkt gefolgt vom FT232RL, der die Schnittstelle zwischen der USB-Kommunikation mit dem PC und der UART-Kommunikation mit dem C11204 bildet. Die 5 V-Leitung des USB-Anschlusses (VBUS) wird links oben abgegriffen und durch einen sogenannten Buck-Boost-Konverter (TPS63002) werden Schwankungen in der Versorgungsspannung stabilisiert. Der C11204 von Hamamatsu (unten Mitte) gibt die Versorgungsspannung für den SiPM (VBIAS) und die Verbindung für den Temperatursensor (TSENSE) an die Steckverbinder weiter. Der letzte Teil (oben rechts) stellt die Versorgungsspannung für die Verstärker-Platine bereit. Im oberen Zweig wird die 5 V-Spannung zunächst mit einer Ladungspumpe (MAX1680) zu -5 V invertiert und anschließend mit einem Linearregler (LT1964-SD) auf $-3,3\text{ V}$ geregelt und geglättet. Im unteren Teil werden analog dazu die positiven 5 V mit einem Linearregler für positive Spannungen (LTC1844ES5-SD) auf $3,3\text{ V}$ reduziert und geglättet.

Die Schaltung der Verstärker-Platine zeigt links den Steckverbinder zur Trägerplatine, von der das SiPM-Stromsignal (SIG) abgegriffen und mit einem ADA4817 in ein Spannungssignal umgewandelt und verstärkt wird. Der ADA4817 ist ein Spannungs-gesteuerter Operationsverstärker mit einem Gain-Bandbreiten-Produkt von 1 GHz . Das verstärkte Signal wird anschließend zweimal abgegriffen: Im oberen Zweig wird es zunächst mit einem Kondensator DC-entkoppelt und über einen $50\ \Omega$ Abschlusswiderstand an eine der beiden Lemo-Buchsen ausgegeben. Im unteren Zweig wird das Signal zunächst invertiert (ebenfalls über einen ADA4817) und anschließend analog zum vorherigen an die zweite Lemo-Buchse ausgegeben. Somit gibt die Elektronik die verstärkten SiPM-Pulse in beiden Polaritäten aus, wodurch sich viele Möglichkeiten für die spätere Signalverarbeitung bieten. Die Abbildungen 3.4 (a) - (d) zeigen Fotos der neuen Platinen und die Abbildungen 3.5 (a) - (f) den Zusammenbau im entsprechenden Gehäuse und beispielhaft die Ankopplung an ein Szintillator-Gehäuse.

(a) Die Slow-Control-Platine mit dem C11204-Chip von Hamamatsu regelt die serielle Kommunikation und stellt die Spannungen für die Verstärkerschaltung und den SiPM bereit.

(b) Die Verstärker-Platine wird auf die Slow-Control-Platine aufgesteckt. Über ein Flachbandkabel wird die Trägerplatine verbunden und über Lemo-Buchsen die Signale ausgegeben.

(c) Die Innenseite der Träger-Platine mit Verbindungsstecker zur Verstärker-Platine.

(d) Die Außenseite der Träger-Platine mit SiPM-Aufnahme und Temperatursensor.

Abbildung 3.4: Die neue Frontend-Elektronik ist modular aufgebaut und besteht aus drei Platinen.

(a) Die Gehäusefront nimmt innen die Trägerplatine auf. . .

(b) ... und stabilisiert den SiPM mechanisch an der Außenseite.

(c) Die Platinen werden miteinander verbunden. . .

(d) ... und in einem Aluminium-Gehäuse verbaut.

(e) Die Gehäusefront erlaubt die Adaption an verschiedene Szintillator-Gehäuse.

(f) Gehäuse für einen $5 \times 5 \times 25 \text{ mm}^3$ Kristall mit Innenwänden aus Teflon (rechts).

Abbildung 3.5: Die neuen Elektronik-Gehäuse bieten dank der Flachbandkabel-Verbindung zur Trägerplatine große Flexibilität und gleichzeitig eine gute mechanische Stabilität des SiPMs bei der Ankopplung an Szintillator-Gehäuse.

3.2.2 Americium-Beryllium-Quellen

Alle in dieser Arbeit gezeigten Neutronenmessungen wurden mit Americium-Beryllium-Quellen (AmBe oder $^{241}\text{AmBe}$) durchgeführt. AmBe gehört zur Klasse der sogenannten (α, n) -Quellen. Dabei emittieren Americium-Isotope beim Zerfall Alpha-Teilchen, welche von Berylliumkernen unter Aussendung eines Neutrons eingefangen werden können. Der dominante Zerfall des Americiums lautet:

Mit einer Energie des Alpha-Teilchens von $E_\alpha = 5,486 \text{ MeV}$ und einer Photonenergie von $E_\gamma = 59,5 \text{ keV}$ [6]. Der Einfang des Alpha-Teilchens durch das Beryllium folgt der Reaktion:

oder kurz:

Da die Alpha-Teilchen vor der Beryllium-Reaktion im Material der Quelle Energie verlieren können, ist die Energie der Neutronen breit verteilt bis hin zu ca. 11 MeV. In den Abbildungen 3.6 (a) und (b) sind die Neutronenspektren zweier AmBe-Quellen mit unterschiedlicher Aktivität dargestellt. Der Unterschied in den Spektren ist auf die physische Größe der Quelle zurückzuführen. Quellen mit höherer Aktivität haben zwangsläufig eine größere Ausdehnung, was die Wahrscheinlichkeit von Wechselwirkungen der emittierten Neutronen innerhalb der Quelle erhöht. Zu diesen Wechselwirkungen gehören Streuprozesse und $(n, 2n)$ -Reaktionen mit dem Beryllium, wodurch viele Neutronen einen Teil ihrer Energie in der Quelle verlieren, bevor sie austreten. Aus demselben Grund ist die Abstrahlcharakteristik von AmBe-Quellen häufig nicht isotrop, da sie in der Regel nicht

Abbildung 3.6: Gemessene Neutronenspektren von AmBe-Quellen mit unterschiedlicher Aktivität. [48]

Punkt-symmetrisch sondern zylindrisch gebaut sind (was bei direkten Vergleichsmessungen gegebenenfalls berücksichtigt werden muss).

Die Halbwertszeit von AmBe ist mit 433 Jahren kurz genug, um Quellen mit hohen Intensitäten zu produzieren und gleichzeitig lang genug, um sie ohne signifikanten Abfall der Aktivität im Labor nutzen zu können. Obwohl die (α, n) Reaktionswahrscheinlichkeit für Beryllium höher ist als für alle anderen Elemente, beträgt die Neutronenausbeute lediglich 70 Neutronen pro 10^6 Alpha-Zerfällen des Americiums. Dies führt zu einem sehr großen Untergrund niederenergetischer Photonen des Americiumzerfalls. Allerdings können durch Anregungszustände des Kohlenstoffatoms aus der Beryllium-Reaktion auch höherenergetische Photonen mit einer Energie von $E_\gamma = 4,44 \text{ MeV}$ entstehen. Die Häufigkeit dieser Photonen wurde zu 0,58 je Neutron gemessen [65].

Für diese Arbeit stand eine AmBe-Quelle mit einer Aktivität von 370 GBq am Campus Jülich der FH-Aachen unter der Betreuung von Herrn Prof. Friedrich Hoyer zur Verfügung, sowie eine des III. Physikalischen Institutes mit einer Aktivität von 37 GBq.

3.2.3 Stilben-Szintillator

Stilben ist ein organischer Kristall ($C_{14}H_{12}$) mit szintillierenden Eigenschaften (Abbildung 3.7). Aufgrund der hohen Wasserstoff-Dichte (was einer hohen Wahrscheinlichkeit für Stöße mit Protonen entspricht) weist Stilben gute Detektionseigenschaften für schnelle Neutronen auf. Die Lichtausbeute liegt bei 60% bis 70% im Vergleich zum Anthracen-Standard [79] mit Szintillationslicht im blau-violetten Wellenlängenbereich (siehe Abbildung 3.8).

Abbildung 3.7: Foto eines Stilben-Kristalles mit einem Zoll Durchmesser und einem Zoll Länge, beleuchtet mit UV-Licht.

Abbildung 3.8: Gemessenes Emissionsspektrum eines Stilben-Kristalls [79]. Da in Detektoranwendungen das Szintillationslicht in der Regel im Inneren des Kristalls entsteht, ist die durchgezogene „Transmission“-Kurve die entscheidende in dieser Messung.

In Studien mit Stilben wurde bereits in den 1950er Jahren festgestellt, dass sich das Szintillationslicht aus schnellen und langsamen Komponenten zusammensetzt, wobei insbesondere die Zerfallszeit des langlebigeren Anteils mit der Art der ionisierenden Strahlung variiert [77][51]. Diese Erkenntnisse führten zur Entwicklung von sogenannten Pulse Shape Discrimination (PSD) Techniken, bei denen Detektorsignale anhand ihrer Pulsform charakterisiert und Primärteilchen zugeordnet werden [9]. Abbildung 3.9 zeigt die Pulsform von Szintillationssignalen verschiedener Primärteilchen in Stilben mit unterschiedlichen Abklingzeiten. Es gibt starke Anzeichen dafür, dass dieses Verhalten durch intermolekulare Wechselwirkungen erklärt werden kann [40]. Zwei Moleküle, welche sich jeweils in eigentlich langlebigen Triplett-Anregungszuständen (Phosphoreszenz-Zustände, Größenordnung ms) befinden, können in gegenseitiger Wechselwirkung in ein Molekül im Grundzustand und ein Molekül im ersten Anregungszustand übergehen, wobei letzteres unter Aussendung des charakteristischen Fluoreszenzlichtes ebenfalls in den Grundzustand übergeht. Die Wahrscheinlichkeit, dass sich zwei in Triplett-Zustände angeregte Moleküle in der dafür nötigen Reichweite befinden, hängt von der Ionisationsdichte der Primärteilchen und somit von der Teilchenart ab. Die Zeitkonstanten von Stilben sind mittlerweile gut vermessen und in Tabelle 3.1 für Neutronen- und Photonenstrahlung aufgelistet. Die Werte zeigen einen vernachlässigbaren Unterschied in der direkten, einen kleinen Unterschied in der mittleren und einen signifikanten Unterschied in der langsamen Komponente. Die relativen Intensitätsanteile verdeutlichen jedoch auch eine große Herausforderung von PSD-Methoden: Der diskriminierende Anteil macht nur einen Bruchteil des Szintillationslichtes aus. Dies

Abbildung 3.9: Pulsform von Szintillationssignalen hervorgerufen durch verschiedene Teilchenarten in Stilben. [41]

impliziert konkrete Anforderungen an Detektor- und Auslesesysteme, welche einen großen dynamischen Bereich mit guter Auflösung bieten müssen.

Tabelle 3.1: Zeitkonstanten (und Intensitätsanteil) des Szintillationslichtes in Stilben für die Anregung durch Photonen und Neutronen. [39]

Teilchenart	$\tau_{\text{schnell}}[\text{ns}]$	$\tau_{\text{mittel}}[\text{ns}]$	$\tau_{\text{langsam}}[\text{ns}]$
Neutron	5,01 (95%)	27,70 (4%)	253,19 (1%)
Photon	5,21 (95%)	21,33 (3%)	137,77 (2%)

3.2.4 Erste Messung

Die erste Testmessung schneller Neutronen wurde mit einem zylinderförmigen Stilbenszintillator mit einem Durchmesser und einer Höhe von jeweils einem Zoll (Abbildung 3.7) an der 370 GBq AmBe-Quelle der FH-Aachen durchgeführt. Dabei kam die alte Frontend-Elektronik (MPPC D) mit einem SiPM vom Typ S13360-3050CS zum Einsatz. Ein Foto des Aufbaus ist in Abbildung 3.10 dargestellt. Links ist ein großer Paraffin-Block zu sehen, in dem sich die Quelle befindet und ferngesteuert durch das Rohr hoch gezogen werden kann. In der Mitte sind wenige Millimeter dünne Bleiplatten zur Abschirmung niederenergetischer Photonen aufgestellt und am rechten Rand steht der Detektor auf einem Dreibein. Diese erste Messung sollte die Unterscheidbarkeit von Photonen- und Neutronensignalen anhand ihrer Pulsform für die Kombination von Stilben mit SiPM-Auslese verifizieren.

Abbildung 3.10: Aufbau der ersten Messung mit Stilbenkristall an einer Neutronenquelle.

Pulse Shape Discrimination: Die in dieser Arbeit verwendete PSD-Methode basiert auf der Integration der SiPM-Signale in zwei Zeitfenstern, was in der Literatur häufig als Charge Comparison (CC) oder Charge Integration Discrimination (QID) bezeichnet wird. Das erste Integral wird als Q_{Total} oder Q_{Tot} bezeichnet und ist über die gesamte Pulsdauer definiert. Es ist damit auch ein Maß der im Kristall deponierten Energie. Das zweite Integral läuft nur über die langen Ausläufer der Pulse und wird als Q_{Tail} oder Q_{Slow} bezeichnet. Abbildung 3.11 (a) veranschaulicht die Integrationsbereiche anhand gemittelter Pulsformen. Durch Quotientenbildung wird anschließend die Diskriminierungs-Variable Q_{Ratio} bestimmt, die beschreibt, welcher Anteil der gemessenen Ladung sich im langsamen Signalausläufer befindet:

$$Q_{\text{Ratio}} = \frac{Q_{\text{Slow}}}{Q_{\text{Tot}}} = \frac{\int_{\text{Tail}} I_{\text{SiPM}}(t) dt}{\int_{\text{Total}} I_{\text{SiPM}}(t) dt} = \frac{\int_{\text{Tail}} U_{\text{SiPM}}(t)/R_{\text{tia}} dt}{\int_{\text{Total}} U_{\text{SiPM}}(t)/R_{\text{tia}} dt} = \frac{\int_{\text{Tail}} U_{\text{SiPM}}(t) dt}{\int_{\text{Total}} U_{\text{SiPM}}(t) dt}.$$

Um die physikalisch richtigen Ladungswerte in Coulomb zu berechnen, muss der Widerstand R_{tia} des Transimpedanz-Wandlers berücksichtigt werden. Da jedoch lediglich das Verhältnis der Ladungen von Interesse ist und an keiner Stelle die tatsächlichen Ladungswerte, genügt es für die PSD-Analyse, die digitalisierten Spannungswerte zu integrieren. Bei gut gewählten Integrationsgrenzen sind in der Häufigkeitsverteilung der Q_{Ratio} -Werte zwei Gaußverteilungen zu sehen, so auch in den Daten der ersten Messung, siehe Abbildung 3.11 (b). Bei den Signalen mit höheren Q_{Ratio} -Werten ist der relative Anteil der Ladung im langsamen Ausläufer des Signals höher, woraus sich schließen lässt, dass es sich bei diesen Einträgen um Neutronensignale handelt. Das Histogramm zeigt allerdings auch einen Überlapp der beiden Bereiche. Das bedeutet die Unterscheidung ist nicht immer

(a) Veranschaulichung der Integrationsbereiche Q_{Slow} und Q_{Tot} . Der Unterschied der Pulsform ist am gemittelten Signalverlauf besonders gut sichtbar.

(b) Q_{Ratio} -Verteilung mit Fit einer Doppel-Gaußfunktion.

(c) Auf die Pulshöhe normierte Detektorsignale.

Abbildung 3.11: Die Formen von Photon- und Neutronensignalen folgen unterschiedlichen Zeitkonstanten. Durch Integration verschiedener Zeitfenster und Quotientenbildung wird die Variable $Q_{\text{Ratio}} = Q_{\text{Slow}}/Q_{\text{Tot}}$ definiert.

Abbildung 3.12: Scatterplot zwischen der Pulshöhe und dem Q_{Ratio} der ersten Messung.

so eindeutig, wie die gemittelten Pulse aus Abbildung 3.11 (a) zunächst vermuten lassen. Um dies zu veranschaulichen, zeigt Abbildung 3.11 (c) einige Einzelsignale überlagert, die Neutronen und Photonen zugeordnet werden konnten. Die längere Zerfallszeit der Neutronensignale führt zu vielen zeitlich verzögerten Einzel-Photonen, die vom SiPM nach dem Hauptpuls immer wieder detektiert werden. Dadurch unterliegt der Spannungsverlauf von Einzelsignalen großen Schwankungen und es treten Überschneidungen mit den Photon-Signalen auf.

Um die Qualität der Unterscheidung von Photonen und Neutronen einer Messung zu beurteilen und vergleichbar zu machen, wird die sogenannte Separation S bzw. Figure of Merit FOM definiert. Dabei handelt es sich um den Abstand der beiden Gaußkurven der Q_{Ratio} -Verteilung in Einheiten der kombinierten Halbwertsbreite:

$$S := FOM := \frac{\mu_n - \mu_\gamma}{FWHM_n + FWHM_\gamma} = \frac{1}{2\sqrt{2 \ln 2}} \cdot \frac{\mu_n - \mu_\gamma}{\sigma_n + \sigma_\gamma}$$

Für die gezeigte Verteilung in Abbildung 3.11 (b) liegt der Wert beispielsweise bei $FOM = 0,95$.

Eine weitere Darstellung der Daten ist ein zweidimensionaler Scatterplot zwischen Signalhöhe und Q_{Ratio} , in der die Abhängigkeit der Separation von der Pulshöhe sichtbar wird. Abbildung 3.12 zeigt das Ergebnis der ersten Messung auf diese Weise. Es sind deutlich zwei Bänder zu erkennen, wobei das obere Band (größeres Q_{Ratio}) Signalen von Neutronen und das untere Signalen von Photonen zugeordnet werden kann. Die Trennbarkeit der Bänder wird mit steigender Pulshöhe besser, was auf den geringeren relativen Einfluss von Rauscheffekten zurückzuführen ist.

3.3 1-Pixel-Detektor

Die folgenden Ergebnisse wurden von Christian Wysotzki im Rahmen seiner Masterarbeit *Pulse Shape Discrimination with SiPMs and Stilbene Crystals for Neutron Imaging* [78] unter Anleitung des Autors erarbeitet. Die Arbeit beschäftigt sich mit der Optimierung eines 1-Pixel-Detektors mit der neuen Elektronik, einem SiPM vom Typ S13360-6050CS und einem $5 \times 5 \times 25 \text{ mm}^3$ Stilbenkristall. Der verwendete SiPM ist baugleich zu denen eines S13361-6050AE-04 SiPM-Arrays, welches im späteren Projektverlauf für einen ersten 4×4 -Pixel Detektor eingesetzt werden soll. Die Studien in [78] lieferten wichtige Erkenntnisse, die das Design zukünftiger Module beeinflussen werden. Fotos des Detektors waren bereits in Abbildung 3.5 (e) und (f) zu sehen.

3.3.1 Einfluss der Integrationsparameter

Wie in Abschnitt 3.2.4 bereits erklärt, werden die gemessenen Pulse in verschiedenen Zeitfenstern integriert, um durch Quotientenbildung der Integrale die PSD-Variable Q_{Ratio} zu bestimmen. Abbildung 3.13 (a) veranschaulicht die Definition der Parameter ΔOff , ΔS und ΔL , die die Grenzen der Integrationsbereiche für Q_S und Q_L vorgeben (die hier verwendete Definition unterscheidet sich leicht von den vorherigen Größen Q_{Slow} und Q_{Tot}). Als feste Zeitmarke und Ausgangspunkt der Parameter wird der Zeitpunkt gewählt, in dem das Detektorsignal 50 % seiner maximalen Amplitude erreicht.

Zur Untersuchung des Einflusses der drei Parameter wird für einen festen Datensatz zunächst ein dreidimensionaler Parameter-Scan durchgeführt und ein guter Arbeitspunkt gewählt. Anschließend werden jeweils zwei Parameter konstant gehalten und der dritte Parameter in kleinen Schritten variiert. Als Vergleichskriterium wird die Anzahl der „sicher“ identifizierten Neutronen des Datensatzes herangezogen. Dafür werden die Pulse der Messung in Pulshöhen-Bins unterteilt und für jeden Bin die FOM-Variable durch Anpassung einer Doppel-Gaußfunktion bestimmt. Es werden nur die Neutronen aus solchen Bins berücksichtigt, in denen die Separation mindestens 3 Standardabweichungen beträgt. Mit:

$$\text{FWHM}_i = 2\sqrt{2 \ln(2)} \cdot \sigma_i$$

bedeutet dies für die FOM-Variable:

$$\text{FOM}_{3\sigma} = \frac{3 \cdot (\sigma_n + \sigma_\gamma)}{2\sqrt{2 \ln(2)} \cdot (\sigma_n + \sigma_\gamma)} \approx 1,27.$$

Es werden also die Neutronen aus Pulshöhen-Bins gezählt, in denen $\text{FOM} > 1,27$ ist. Die Abbildungen 3.13 (b) bis (d) zeigen den Einfluss der drei Parameter auf die Anzahl identifizierter Neutronen. Die Graphen zeigen, dass es keine signifikante Abhängigkeit von ΔOff gibt, was zu erwarten war, da dieser Integralbereich die steile, steigende Flanke der SiPM-Pulse abdeckt. Für ΔS ergibt sich als guter Arbeitspunkt ein Wert von rund 20 ns. Der steile Abfall der gefunden Neutronenzahlen bei kleineren ΔS -Werten kann dadurch

(a) Definition der Parameter Δ_{Off} , Δ_S und Δ_L . [78]

(b) Einfluss von Δ_{Off} auf die Neutronenidentifizierung. [78]

(c) Einfluss von Δ_S auf die Neutronenidentifizierung. [78]

(d) Einfluss von Δ_L auf die Neutronenidentifizierung. [78]

Abbildung 3.13: Untersuchung der Integrationsparameter für die Puls Shape Discrimination. (b), (c) und (d) nutzen den selben Datensatz und zeigen die Anzahl identifizierbarer Neutronen bei Variation von jeweils einem Parameter.

erklärt werden, dass in diesen Fällen das entsprechende Integral noch auf der steigenden Flanke, also vor dem Maximum aufhört, so dass die Pulshöheninformation gewissermaßen verloren geht. Der Abfall bei größeren Werten ist nachvollziehbar, da sich bei diesen der Integralbereich von Q_S immer weiter in den Pulsbereich der abfallenden Flanke vergrößert, in dem sich Neutronen- und Photonensignale unterscheiden. Für Δ_L ergibt sich als guter Wert ca. 200 ns. Bei kleineren Werten wird das Integral so schmal, dass es äußerst sensibel auf Fluktuationen der Einzelsignale reagiert, was die Breite der Q_L -Verteilungen erhöht und die Separation verschlechtert. Bei zu großen Werten führen möglicherweise Afterpulse und thermische Rauschpulse des SiPMs zur Verschlechterung der Neutronenidentifizierung.

In allen weiteren Messungen mit veränderten Detektorkonfigurationen wurden die Arbeitspunkte der drei Parameter, falls nötig, jeweils neu optimiert.

3.3.2 Einfluss des Szintillatorgehäuses

Bei Anwendungen mit Szintillatoren gibt es in der Regel immer den Anspruch, so viel Szintillationslicht wie möglich mit entsprechenden Sensoren zu detektieren, wobei ein wichtiger Parameter stets die Reflektivität der Szintillatormantelung ist. Um den Einfluss dieser Ummantelung auf die Neutronenmessungen zu untersuchen, wurde für den 1-Pixel-

Abbildung 3.14: Vergleich verschiedener Gehäusematerialien bzw. Umwicklung des Szintillators. [78]

Detektor ein Stilben-Gehäuse aus schwarzem Plastik und eines aus PTFE gefertigt. Darüber hinaus steht eine geometrisch reflektierende Spiegelfolie (3M Vikuiti Enhanced Specular Reflector [1]) zur Verfügung, mit welcher die Gehäuse ausgekleidet werden können.

Die vier damit möglichen Konfigurationen wurden jeweils zusammengebaut und bei sonst identischem Aufbau (bei selber Neutronenquelle, mit selbem Abstand zur Quelle etc.) hinsichtlich der Neutronenrate verglichen, wobei wieder das oben beschriebene $3\text{-}\sigma$ -Kriterium ($\text{FOM} > 1,27$) angewendet wurde. Es ist zu erwarten, dass die Messung im Plastikgehäuse die schlechtesten Ergebnisse liefert. Der interessanteste Vergleich ist der zwischen PTFE als diffusem Reflektor und einer Messung mit ESR-Folie als geometrischem Reflektor. Die beiden Messungen mit Folie und unterschiedlichem Gehäusematerial sollten unter idealen Bedingungen, d. h. bei vollständiger Reflexion und perfekter Auskleidung des Gehäuses, identische Ergebnisse liefern. Die gemessenen Neutronenraten sind in Abbildung 3.14 dargestellt.

Wie erwartet, ist der Detektor mit Plastikgehäuse signifikant schlechter als die anderen drei Varianten. Die Raten der beiden Messungen mit Reflektorfolie liegen nahe beieinander, wobei die Konfiguration mit Folie im PTFE-Gehäuse ein bisschen besser ist, was wahrscheinlich auf Ungenauigkeiten der Folienverkleidung, insbesondere an den Ecken des Kristalls, zurückzuführen ist. Das beste Ergebnis liefert die Verwendung des PTFE Gehäuses ohne Reflektorfolie. Dieses Gehäuse wurde auch für alle weiteren Messungen verwendet.

3.3.3 Energiekalibrierung

Für Energiekalibrierungen von Szintillationsdetektoren werden üblicherweise radioaktive Gamma-Strahler verwendet, im Signalspektrum Photonpeaks oder Compton-Kanten (je nach Material) identifiziert und den entsprechenden Energien zugeordnet. Bei Detektoren für Neutronen oder andere schwere Teilchen, die ihre Energie über Kern-Stöße im Szintillator deponieren, ist es gängig, die so kalibrierte Energie nicht in eV sondern in

Abbildung 3.15: Pulshöhenspektrum bei Bestrahlung mit einer ^{137}Cs Quelle und Bestimmung der Compton-Kante. [78]

eVee anzugeben (*eV electron equivalent*). Dies betont die Tatsache, dass ein gemessener Energiewert nicht der im Szintillator deponierten Energie oder der Energie des Neutrons entspricht, sondern der Energie eines Photons oder Elektrons (allgemein: Teilchen, die mit den Elektronen des Materials wechselwirken), welches dieselbe Menge Szintillationslicht erzeugen würde. Eine Kalibrierung auf die Energie der Neutronen (allgemein: Teilchen die mit den Kernen des Materials wechselwirken) würde man analog dazu in der Einheit eVr (*eV recoil*) angeben, der dafür nötige experimentelle Aufwand ist jedoch sehr groß, siehe [46].

Für die Kalibrierung des 1-Pixel-Detektors wurden die Compton-Kanten von $^{22}_{11}\text{Na}$ ($E_{C1} = 340 \text{ keV}$, $E_{C2} = 1068 \text{ keV}$), $^{60}_{27}\text{Co}$ ($E_{C1} = 976 \text{ keV}$, $E_{C2} = 1119 \text{ keV}$) und $^{137}_{55}\text{Cs}$ ($E_C = 482 \text{ keV}$) verwendet. Die Vorgehensweise ist in [78] ausführlich beschrieben und orientiert sich bezüglich der genauen Bestimmung von ausgeschmierten Compton-Kanten und der zugehörigen Energieauflösung des Detektors an [33]. Abbildung 3.15 zeigt das Pulshöhenspektrum einer $^{137}_{55}\text{Cs}$ -Messung mit identifizierter Position der Compton-Kante und Abbildung 3.16 zeigt eine lineare Regression zwischen allen bestimmten Kanten-Positionen und den entsprechenden Energien. Für die Umrechnung der Pulshöhe in Energie ergibt sich:

$$E = (2,4 \cdot \frac{U}{\text{mV}} - 18) \text{ keVee.}$$

3.3.4 Optimierte Konfiguration

Neben den Integrationsparametern, dem Einfluss des Gehäusematerials und der Energiekalibrierung wurden in [78] weiterhin der Einfluss der SiPM-Overvoltage und des Verstärkungsfaktors des Transimpedanz-Verstärkers untersucht, sowie verschiedene SiPM-Modelle verglichen. Mithilfe all dieser Untersuchungen wurde die beste Konfiguration hinsichtlich der Rate sicher identifizierter Neutronen bei identischem Neutronenfluss be-

Abbildung 3.16: Lineare Regression zur Energiekalibrierung der Detektorpulshöhe auf Grundlage von Comptonkanten vermessener Photonstrahler. [78]

Abbildung 3.17: Scatterplot-Darstellung, gemessen mit der optimierten Konfiguration des 1-Pixel-Detektors. Die grüne (rote) Linie zeigt den Verlauf der 3- σ -Grenzen der Q_{Ratio} Verteilung der Neutronen (Photonen) der entsprechenden Energie. [78]

stimmt. Die zweidimensionale Auftragung der Q_{Ratio} -Werte (PSD) in Abhängigkeit der Energie (Abbildung 3.17) veranschaulicht die hervorragenden Separationseigenschaften des 1-Pixel-Detektors. Für die Zuordnung der Signale zu den Teilchenklassen wurden die Daten in 24 keVee breite Energie-Bins unterteilt und in jedem dieser Bins eine Doppel-Gaußfunktion an die Q_{Ratio} -Verteilung angepasst. Die grünen und roten Linien in Abbildung 3.17 markieren die Bereiche, die innerhalb der 3- σ -Umgebung der einen Teilchensorte und gleichzeitig außerhalb der 3- σ -Umgebung der anderen liegen. Die Datenpunkte innerhalb der grünen (roten) Linie sind somit mit großer Sicherheit Neutronen (Photonen) zuzuordnen. Bei der gezeigten Messung konnten nach dieser Selektion ungefähr 10 % der Signale nicht zugeordnet werden, 56 % wurden als Photonen und 34 % als Neutronen

Abbildung 3.18: Auftragung der Separation FOM für einzelne Energie-Bins, gemessen mit der optimierten Konfiguration des 1-Pixel-Detektors. FOM -Werte über 1,27 entsprechen einer Trennbarkeit der Neutronen- und Photonensignalen von 3σ oder mehr. [78]

identifiziert. Die Güte der Separation ist in Form der FOM -Variable in Abbildung 3.18 als Funktion der Energie dargestellt. Das vorher berechnete Kriterium von $FOM > 1,27$ wird mit dem optimierten Detektor bereits bei Ereignissen mit Energien im Bereich von 100 keVee erreicht und bei höheren Energien steigt der Wert bis auf $FOM \approx 3$.

3.3.5 Absorptionsmessungen

Das angestrebte Einsatzgebiet des Detektors ist eine Anlage zur Neutronenradiographie, also ein bildgebendes Verfahren basierend auf der Abschwächung der Neutronenstrahlung in zu untersuchenden Materialien, analog zur Röntgenradiographie mit Photonen. Durchfliegt ein Neutronenstrahl ein Testobjekt, wird ein einzelnes, zweidimensionales Bild dabei immer nur die Summe der Abschwächungen aller durchdrungenen Materialien zeigen und bedarf weiterer Interpretation (analog zum Röntgenbild). Mit mehreren Bildern desselben Objektes aus unterschiedlichen Blickrichtungen wird es darüber hinaus möglich, die dreidimensionale Verteilung des Absorptionskoeffizienten zu kartographieren (analog zur Computertomographie). Über die berechneten Abschwächlängen ist es bei bekannter Neutronenenergie möglich, den Volumenbereichen wahrscheinliche Materialkandidaten (Elemente oder Verbindungen) zuzuordnen. Als erster Test der Messung von Absorptionskoeffizienten mit dem 1-Pixel-Detektor wurden verschiedene Absorber zwischen 10 mm und 80 mm Dicke untersucht. Dafür wurden bei sonst festem Aufbau die Absorber mit zunehmender Dicke zwischen Quelle und Detektor platziert. Der Einfluss auf die gemessenen Neutronenraten ist in Abbildung 3.19 für Aluminium, Kupfer, Eisen, Wasser und Sand dargestellt. Für alle Materialien wird der Verlauf gemäß der Erwartung gut durch eine Exponentialfunktion beschrieben und Unterschiede in den Abschwächlängen sind deutlich

Abbildung 3.19: Gemessene Neutronenrate als Funktion der Absorberdicke für Sand, Aluminium, Wasser, Eisen und Kupfer mit angepassten Exponentialfunktionen. [78]

sichtbar.⁶ Dies zeigt, dass radiographische Messungen mit den gewählten Detektorkomponenten prinzipiell möglich sein sollten. Es ist jedoch nur als erster Schritt in diese Richtung zu werten. Tatsächlichen Anwendungen zu Bildgebungen sollten Simulationsstudien über Streueffekte in Testobjekten und umfangreiche Kalibrierungskampagnen vorausgehen.

⁶Eine detaillierte Beschreibung der Anpassungen und Berechnungen mit entsprechenden Neutronen-Wirkungsquerschnitten finden sich in [78].

3.4 Ausblick

Die in diesem Kapitel präsentierten Untersuchungen stellen die ersten Schritte des III. Physikalischen Institutes B auf dem Gebiet der Detektion schneller Neutronen dar. Seit der ersten erfolgreichen Messung (vgl. Abschnitt 3.2.4) wurden bereits viele interessante Fragestellungen in studentischen Abschlussarbeiten untersucht und Fachkenntnisse in unterschiedlichen Aspekten dieses Gebietes erarbeitet. Einige dieser Aspekte sowie weitere, geplante Untersuchungen werden im Folgenden kurz angeschnitten.

Plastikszintillator EJ-299-33: Neben Stilben wurde in [78] auch eine Messung mit dem Szintillator EJ-299-33 der Firma Eljen Technology [19] durchgeführt. Der Szintillator stellt eine radikale Neuentwicklung dar, da er die Möglichkeit der Pulse Shape Discrimination in einem Plastikszintillator bietet. Die damit verbundene hohe, mechanische und chemische Stabilität ist ein großer Vorteil gegenüber Stilben, vor allem bei kleinen Szintillatordimensionen, die hohe Anforderungen an die Verarbeitungsgenauigkeit stellen. Darüber hinaus ist das Material bereits jetzt als Neuentwicklung deutlich günstiger. Das Ergebnis der Testmessung (Abbildung 3.20) zeigt jedoch eine signifikant schlechtere Separierbarkeit der Photon- und Neutronensignale. Dabei ist allerdings zu beachten, dass alle Detektorparameter für den Betrieb mit einem Stilbenkristall optimiert wurden. Es ist dennoch nicht damit zu rechnen, dass bei dedizierter Optimierung die selbe Detektionsqualität erreicht werden kann. Trotzdem ist der Szintillator wegen seiner Stärken ein interessanter Kandidat für weitere Entwicklungen, vor allem der preisliche Unterschied kann bei großflächigen Detektoren schwer ins Gewicht fallen. Das Material befindet sich zum Zeitpunkt dieser Ar-

Abbildung 3.20: Scatterplot der PSD-Variable gegen die Pulshöhe einer Messung mit EJ299. Die Separation der Neutronen- und Photonensignale ist deutlich schlechter als bei Stilben, jedoch noch erkennbar. [78]

beit nach explizitem Hinweis des Herstellers noch in Entwicklung und weitere Iterationen bzw. Nachfolger sollten unbedingt im Auge behalten werden.

Teilchenidentifizierung: Alle vorgestellten Messungen basierten auf der Offline-Analyse gemessener Signale mithilfe von Pulse Shape Discrimination. In seiner Masterarbeit *Online Pulse Shape Discrimination for fast-neutron tomography using DRS4 Evaluation Boards* [15] entwickelte und implementierte Christian Dziwok eine neue FPGA-Firmware für das DRS4-Boards zur Online-Analyse der Pulsformen. Dies beinhaltete die Zellenkalibrierung, Baselinekorrekturen, Signalintegration in verschiedenen Zeitfenstern und eine Erweiterung des Kommunikationsprotokolls. Eine weitere Herangehensweise an die Teilchenidentifikation wird zur Zeit von Christian Teichrib in Form von Machine-Learning Methoden in seiner Masterarbeit entwickelt. Die große Herausforderung dabei liegt in der Definition guter Trainings-Datensätze, da es keine reinen Neutronenquellen gibt. Die entwickelte Methode benutzt Messungen von Photonen-Strahlern zur Verifizierung der neuronalen Netzwerke und erlaubt es, die Separation von Neutron- und Photonsignalen in niedrigere Energiebereiche auszudehnen (Überlapp-Region in Abbildung 3.17).

16-Pixel-Detektor: Nach der erfolgreichen Inbetriebnahme und Optimierung des 1-Pixel-Detektors ist der nächste Schritt der Übergang zu einem 4×4 -Pixel-Detektor mit einem Hamamatsu SiPM-Array vom Typ S13361-6050AE-04. Die dafür nötige Frontend-Elektronik (Abbildung 3.21) wurde bereits entworfen und wird zur Zeit in Betrieb genommen. Die Verstärker-Schaltungen entsprechen denen des 1-Pixel-Detektors und für die Spannungsversorgung der SiPMs kommen zwei Slow-Control-Platinen der 1-Pixel-Module zum Einsatz, wobei jede jeweils acht SiPMs versorgt. Die Stromversorgung der Operationsverstärker kann nicht mehr über die USB-Verbindung realisiert werden, so dass die Platine mit einem externen Netzteil betrieben werden muss (± 5 V). Für mehr Freiheiten bei der Datenanalyse gibt auch diese Platine für jeden der 16 SiPMs das positive und negative Signal aus, analog zum 1-Pixel-Detektor. Das Gehäuse für die Stilbenkristalle wurde aus schwarzem PVC gefertigt und auf allen Innenflächen mit Spiegelfolie ausgekleidet (siehe Abbildung 3.22). Diese Entscheidung steht im Gegensatz zu den Ergebnissen aus Abschnitt 3.3.2, in denen das PTFE-Gehäuse die besten Ergebnisse lieferte, jedoch kann bei einer Innenwandstärke von nur einem Millimeter mit PTFE keine Lichtdichtigkeit erreicht werden.

Sobald das 4×4 -Pixel Modul erfolgreich in Betrieb genommen wurde, sollen erste radiographische Bilder von Testobjekten aufgenommen werden. Dafür kann der Positioniertisch aus Kapitel 2.3 verwendet werden, um größere Flächen abzurastern. Dabei empfiehlt es sich, Quelle und Detektor in festen Positionen zu halten und das Testobjekt auf dem Positioniertisch zu verfahren. So können jegliche Einflüsse der Einfallsrichtung der Neutronen im Stilben und des Abstandes zur Quelle sowie Verzeichnungseffekte im Bild ausgeschaltet werden.

Abbildung 3.21: Die Frontend-Elektronik für das SiPM-Array mit 32 Ausgangssignalen.

Parallel zu diesen Entwicklungen wird sich Nina Höflich in ihrer Masterarbeit mit der Simulation solcher Messaufbauten und des Detektors selbst beschäftigen. Dabei können viele Fragestellungen systematisch in deutlich kürzeren Zeiträumen bearbeitet werden als dies im Labor möglich wäre. Darüber hinaus wird es in naher Zukunft die Möglichkeit geben, in Kooperation mit der AiNT GmbH⁷ Messungen an einem Neutronengenerator mit 2,5 MeV Neutronen aus sogenannten dd-Reaktionen durchzuführen.

⁷<https://www.nuclear-training.de/>

(a) Um Lichtverschmutzung von außen und Übersprechen zwischen den einzelnen Kristallen zu vermeiden, ist das Gehäuse aus schwarzem PVC gefertigt.

(b) Die Innenwände sind für eine bessere Lichtausbeute zu allen Seiten mit Spiegel-
folie ausgekleidet.

Abbildung 3.22: Das Gehäuse für den 16-Pixel-Detektor ist bereits gebaut und kann auf die Frontend-Elektronik lichtdicht montiert werden.

4 Flüssigszintillator-Array zur Detektion kosmischer Luftschauder

4.1 Einleitung

Das folgende Kapitel beschreibt ein Detektor-Array zur Detektion kosmischer Luftschauder, das für den Einsatz im Laborpraktikum Teilchen- und Astroteilchenphysik des Masterstudiengangs Physik mit großer Unterstützung von Lars Weinstock entwickelt und auf dem Dach des Physikzentrums der RWTH Aachen aufgebaut wurde (Abbildung 4.1). Im Vergleich zu den Forschungsschwerpunkten der Physik Institute, die sich an der RWTH Aachen mit experimenteller Teilchenphysik beschäftigen, ist die Astroteilchenphysik in den Laborpraktika bisher unterrepräsentiert. Um dies zu ändern, wurde bereits im Jahr 2010 das Fortgeschrittenen-Praktikum des Bachelorstudiengangs um ein Experiment mit selbst gebauten Wasser-Cerenkov-Detektoren, den sogenannten Kamiokannen, erweitert (siehe [34]). Ausgehend von dem Erfolg dieses Versuches und dem Wunsch, den Studierenden auch im Masterstudium mehr Zugang zur Astroteilchenphysik zu bieten, wurde die Idee eines fest installierten Detektor-Arrays für kosmische Luftschauder entworfen. Dabei fiel die Wahl auf Flüssigszintillator-Detektoren und es war naheliegend, SiPMs zur Auslese einzusetzen und auf das erarbeitete Know-how und die bestehende Elektronik zurück zu

Abbildung 4.1: Die sechs Detektoren des Luftschauder-Experimentes auf dem Dach des Physikzentrums der RWTH Aachen, während der Aufbauphase des Versuches.

greifen. Abgesehen davon stellt das Experiment jedoch eine vollkommene Neuentwicklung dar, die im Rahmen dieser Promotion vorangetrieben wurde.

Versuchsziel: Das Ziel des Versuches ist es, den Studierenden einen verständlichen Aufbau zu bieten, der es ihnen erlaubt, die Ankunftsrichtung kosmischer Luftschauer zu rekonstruieren. Das grundlegende Verständnis des Zusammenhangs zwischen den Signalzeiten der Detektoren und der Schauerrichtung ist prinzipiell simpel und für die Studierenden nachvollziehbar. Die technische Umsetzung einer eigenen Analyse der Daten ist dennoch sehr anspruchsvoll, aber bei strukturierter Planung „von Hand“, d. h. ohne spezielle Softwarepakete, möglich. Der Versuch verbindet klassische Analogelektronik (Triggergenerierung mit NIM-Logik) mit modernen Detektorkomponenten (SiPMs) und DAQ-Systemen (DRS-Boards). Im Rahmen der Möglichkeiten eines Praktikums bietet der Versuch den Studierenden einen guten Einblick in die Herausforderungen, welche sie auch bei Hardware-nahen Abschlussarbeiten erwarten.

Rahmenbedingungen auf dem Dach: Aufgrund des außergewöhnlichen Aufstellungsortes des Experimentes, mussten für den Praktikumsbetrieb besondere Vorkehrungen getroffen werden. Der Messplatz des Versuches wurde in einem Vorraum des Daches aufgebaut mit direktem Zugang zu den Detektoren. Für das Experiment wurden neue Steckdosen am Messplatz mit eigenen Sicherungen installiert und die Nutzung des Ortes und der Geräte mit Zuständigen der Haustechnik und des Brandschutzes abgeklärt. Ebenso wurde der Blitzschutz rund um die Detektoren erweitert und der Teil des Daches, der von Studierenden betreten wird, mit einem Geländer versehen. Ein PC zur Datennahme und ein NIM-Crate mit allen Modulen sind auf zwei Tischen aufgebaut. Für die Vorbesprechung und Diskussionen mit den Studierenden steht außerdem ein Whiteboard zur Verfügung. Da sich der Messplatz hinter einer Glasfassade befindet, kann es zur Praktikumszeit (August/September) sehr warm werden, weshalb ein Teil der Glasfläche am Arbeitsplatz der Studenten abgeklebt und ein Ventilator am Messplatz aufgestellt wurde. Im Gegensatz zu den restlichen Versuchen des Laborpraktikums Teilchenphysik befindet sich der Versuch außerdem nicht im Überwachungsbereich, so dass die Studenten bei hohen Temperaturen am Messplatz trinken dürfen.

4.2 Detektoren und Datenerfassung

Das Luftschauer-Array setzt sich aus sechs identischen Detektoren zusammen, wobei jeder Detektor im wesentlichen aus drei Teilen besteht: Einem Behälter mit Flüssigszintillator, der Frontend-Elektronik samt SiPM und äußeren Fässern mit einer Trägerstruktur für die Behälter. Fotos von verschiedenen Stufen des Zusammenbaus finden sich in den Abbildungen 4.2 (a) - (d). Die Anordnung der Detektoren auf dem Dach ist in Abbildung 4.3 skizziert.

(a) Die Acrylglasbehälter des Flüssigszintillators sind von außen mit reflektierender Farbe gestrichen.

(b) Die Elektronik ist mit dem SiPM an einem Sichtfenster befestigt und der Behälter lichtdicht mit schwarzer Teichfolie eingepackt.

(c) Die Behälter stehen mit der Elektronik nach unten auf einer Haltestruktur in den blauen Regentonnen.

(d) Die Regentonnen sind vollständig mit Aluminiumklebeband abgeklebt und mit Betonsteinen gesichert.

Abbildung 4.2: Fotos zum Aufbau der Detektoren des Luftschauder-Arrays.

Abbildung 4.3: Anordnung der Detektoren auf dem Dach und Lage des Experimentierplatzes zur Datennahme (DAQ), skizziert mit Satellitenaufnahmen des Physikszentrums. Bildmaterial ©2018 Google, Map data ©2018 GeoBasis-DE/BKG (©2009), Google.

Als Flüssigszintillator wurde EJ321H von Eljen Technology gewählt [17]. EJ321H ist ein Mineralöl-basierter Szintillator mit Emissionslicht im Bereich von 400 nm bis 500 nm. Die mittlere freie Weglänge der Photonen im Szintillator beträgt rund 5 m und die schnelle Komponente der Zerfallszeit liegt bei 2,0 ns. Der Behälter ist aus Acrylglas mit einer Wandstärke von 15 mm gefertigt, wobei gegossenes und nicht extrudiertes Material verwendet wurde (entsprechend den Empfehlungen von Eljen Technology). Der Innendurchmesser sowie die innere Höhe betragen 220 mm, womit sich ein Volumen von etwas mehr als 8 l ergibt. Der Deckel und Boden sind mit einem Dichtungsring versehen und über je 24 Schrauben angezogen. Die Behälter sind von außen mit EJ510 [18] gestrichen, einer diffus reflektierenden Farbe für Plastiksintillatoren, wobei im Deckel ein abgesenktes Sichtfenster für den SiPM frei gelassen wurde (Abbildung 4.2 (a)). Mithilfe von 1 mm starker schwarzer Teichfolie und schwarzem Isolierband wurden die Detektoren abschließend lichtdicht eingepackt (Abbildung 4.2 (b)).

Die Szintillatorbehälter samt Elektronik sind in großen Tonnen mithilfe einer Halterung so aufgestellt, dass die Elektronik mit dem SiPM nach unten zeigt (Abbildung 4.2 (c)), was den optischen Kontakt des SiPMs zum Szintillator verbessert. Die Regentonnen dienen einerseits dem Schutz des Detektors vor Beschädigungen durch Umwelteinflüsse, andererseits sollen sie jedoch auch die Umwelt vor dem giftigen Szintillator schützen, sollte es zu Undichtigkeiten kommen. Die Tonnen wurden von außen vollständig mit witterungsfestem Aluminium-Klebeband abgeklebt, was zusätzlichen Lichtschutz bietet und das Aufheizen der Tonnen im Sommer reduziert (Abbildung 4.2 (d)). Mithilfe von jeweils drei L-förmigen

Abbildung 4.4: Schematische Darstellung der Triggerlogik für Luftschauermessungen.

Betonsteinen zu je 50 kg wurden die Fässer sturmsicher auf dem Dach des Physikzentrums aufgestellt, wobei zum Schutz des Daches zwei Lagen von 10 mm dicken Gummimatten (Antivibrationsmatten für Waschmaschinen) unterlegt wurden.

Als Frontend-Elektronik kommt das in Kapitel 3.2.1 beschriebene System mit Hamamatsu SiPMs vom Typ S13360 mit 100 μm großen Pixeln und einer Fläche von $3 \times 3 \text{ mm}^2$ zum Einsatz. Das doppelte Ausgangssignal, jeweils eins mit positiver und negativer Polarität, ist optimal für den Einsatz in diesem Experiment. Dank der negativen Signale kann die Trigger-Generierung mit klassischer NIM-Elektronik aufgebaut werden und dank der positiven Signale können DRS4-Evaluation-Boards als moderne Digitalisierungs-Elektronik eingesetzt werden, was die Lehrmöglichkeiten des Versuches erhöht.

Die Triggergenerierung wird mit verschiedenen Modulen im NIM-Standard realisiert (siehe Abbildung 4.4). Die negativen Detektorsignale (bezeichnet mit 1A - 6A) werden zunächst in einen Diskriminator gegeben, in dem die Schwellenwerte und die zeitliche Länge der Ausgangssignale für jeden Kanal separat gesetzt werden können. Somit kann für jeden Detektor der optimale Arbeitspunkt eingestellt und das maximale Zeitfenster für mögliche Koinzidenzen entsprechend der Detektorabstände gewählt werden.

Die Koinzidenzschaltung wird über ein FAN-IN-Modul und einen weiteren Diskriminator realisiert. Der FAN-IN bildet die analoge Summe der sechs Eingangssignale mit einer Abschwächung um einen Faktor 8 und wurde speziell für dieses Experiment entworfen. Die Abschwächung wurde so gewählt, da es sich bei den Eingangssignalen des FAN-IN um Logikpulse im NIM-Standard handelt, also Rechteck-Pulse mit -800 mV . Somit kann am Ausgang des FAN-IN die Anzahl der getroffenen Detektoren anhand der Pulshöhe in Schritten von -100 mV abgezählt werden. Aus diesem Grund folgt hinter dem FAN-IN ein Diskriminator, welcher entsprechend der gewünschten Datennahme eingestellt werden kann. Sollen zum Beispiel alle Ereignisse aufgenommen werden, in denen zwei oder mehr Detektoren ein Signal gesehen haben, kann die Schwelle zwischen -100 mV und -200 mV gesetzt werden. Das Ausgangssignal des Diskriminators wird für zwei Zwecke genutzt: Einerseits wird über einen NIM-TTL-Wandler das Triggersignal für das erste DRS-Board erzeugt und von diesem an das zweite Board weitergegeben. Andererseits wird das Signal

(negativer NIM-Logikpuls) zum positiven invertiert und jeweils in den vierten Kanal bei der DRS-Boards gegeben. In der späteren Analyse wird dieser Puls als zeitliche Referenz genutzt. Die positiven Signale (1B - 6B) der Detektoren werden mit den Kanälen 1 bis 3 der DRS-Boards verbunden.

4.3 Voruntersuchungen

Dieses Unterkapitel stellt Messungen mit dem Detektor-Array vor, welche nach dem Aufbau des Experimentes als erster Validierungs-Test durchgeführt wurden. Zunächst wurden für alle Detektoren Zählraten in Abhängigkeit von angelegten Diskriminatorschwellen aufgezeichnet. Mit Ausleseelektronik im VME-Standard (Wiener VM-USB, CAEN V814 Diskriminator, CAEN V538 A Pulswander und CAEN V580 N Zähler) konnten alle Detektoren zeitgleich vermessen werden. Das Ergebnis der Messung ist in Abbildung 4.5 dargestellt. Für alle Detektoren sind bei kleinen Schwellenwerten große Rauschraten und eine Stufenstruktur sichtbar, welche aufgrund des diskreten Pulshöhenspektrums von SiPMs zu erwarten ist. Ab einem Schwellenwert von ca. 15 mV stabilisiert sich die Rate auf ca. 10 Hz, woraus sich schließen lässt, dass alle Detektoren Signale sehen. Die Messpunkte der verschiedenen Kanäle liegen nahe beieinander, was eine gute Bestätigung der gewählten Bauform und Komponenten darstellt. Darüber hinaus zeigen Messungen zu verschiedenen Tages- und Nachtzeiten keine Unterschiede, was eine wichtige Validierung der Lichtdichtigkeit ist.

Für weitere Messungen wurde der Koinzidenztrigger wie oben beschrieben (siehe Abbildung 4.4) aufgebaut, wobei die Triggerschwellen der Einzeldetektoren auf 30 mV und die Schwelle hinter dem FAN-OUT auf -150 mV gesetzt wurden. Während einer Messzeit von fünf Tagen wurden 11808 Ereignisse aufgezeichnet. Abbildung 4.6 zeigt die Verteilung

Abbildung 4.5: Die Einzelratenmessung der sechs Detektoren sehen sich sehr ähnlich. An der gewählten Triggerschwelle von 30 mV liegen die Einzelraten in der Größenordnung von 10 Hz und Rauschpulse sind deutlich unterdrückt.

Abbildung 4.6: Verteilung der Anzahl getroffener Detektoren aller gemessenen Ereignisse.

Abbildung 4.7: Verteilung der gemittelten Pulshöhen der getroffenen Detektoren pro Ereignis als Funktion der Anzahl getroffener Detektoren. Die Datenpunkte in Magenta zeigen den jeweiligen Gesamtmittelwert mit RMS.

der Anzahl getroffener Detektoren (Multiplizität). Die Verteilung zeigt, dass die Rate mit steigender Multiplizität stark abnimmt. Dennoch sind die Raten signifikant größer als bei Einzeldetektor-Raten von 10 Hz aufgrund von Zufallskoinzidenzen zu erwarten ist. Die Messung bestätigt also, dass das Experiment tatsächlich Luftschauer detektiert. Dies wird ebenfalls durch die Pulshöhen der Detektoren widerspiegelt: Abbildung 4.7 zeigt die Verteilungen der mittleren Pulshöhe der getroffenen Detektoren je Ereignis. Auf der X-Achse ist die Multiplizität aufgetragen, auf der Y-Achse die Pulshöhe und farblich kodiert die Häufigkeit. Zusätzlich zeigen die Datenpunkte in Magenta die Mittelwerte der jeweiligen Verteilung mit RMS-Fehler. Es ist deutlich erkennbar, dass die mittlere Pulshöhe mit der Multiplizität zunimmt. Dies kann auf die Energie der jeweils detektierten Luftschauer zurück geführt werden: Je höher die Energie eines Schauers, desto wahrscheinlicher werden viele Detektoren getroffen, da die Schauerausdehnung und die Teilchendichte im Schauer ansteigen. Mit höherer Teilchendichte erhöht sich die mittlere Anzahl ionisierender Teil-

chen, die auf jeden einzelnen Detektor treffen und damit die erzeugte Lichtmenge und letztlich die Signalhöhe.

Die Voruntersuchungen zeigen, dass die entworfenen Detektoren und das Triggersystem für Luftschauer funktionieren. Mit diesem Wissen können die Daten im nächsten Schritt hinsichtlich der Ankunftsrichtung der Luftschauer analysiert werden.

Kugelkoordinaten: Die Herkunftsrichtung von kosmischen Luftschauern wird häufig mithilfe von Kugelkoordinaten angegeben. Kugelkoordinaten beschreiben Punkte im Raum nicht über die kartesischen Koordinaten x, y, z sondern über den Radius r , den Polarwinkel θ sowie den Azimutwinkel ϕ . Abbildung 4.8 veranschaulicht die Definition der Koordinaten. Die Transformationen lauten:

$$\begin{aligned} r &= \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \\ \theta &= \arccos \frac{z}{r} \\ \phi &= \text{atan2}(y, x) \end{aligned}$$

Mit der Rücktransformation:

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r \sin \theta \cos \phi \\ r \sin \theta \sin \phi \\ r \cos \theta \end{pmatrix}$$

Abbildung 4.8: Veranschaulichung der Kugelkoordinaten. [20]

4.4 Rekonstruktion der Schauerrichtungen

Die Rekonstruktion der Schauerachsen stellt den wichtigsten Teil des Praktikumsversuches dar. Die Richtungsinformation wird dabei über die Zeitmarken der Detektorsignale extrahiert. Der Einfluss des Einfallswinkels der Schauer und der Signalzeiten der Detektoren ist in Abbildung 4.9 schematisch und vereinfacht in zwei Dimensionen dargestellt. Die zeitliche Differenz der Signale zweier Detektoren hängt neben dem Einfallswinkel vom Abstand der beiden, sowie der Geschwindigkeit der Schauerfront ab.

Der Ansatz zur Rekonstruktion ergibt sich anschaulich aus der Frage, wo sich die Schauerfront zum Zeitpunkt t_x befand. Abbildung 4.10 skizziert diesen Gedankengang. Da angenommen werden kann, dass die Schauerteilchen sich mit Lichtgeschwindigkeit bewegen, können mithilfe der Signalzeiten t_i die Abstände zu den Detektoren an den Positionen P_i berechnet werden. Damit kann für jeden Detektor eine Kugelfläche definiert werden, die einen Berührungspunkt mit der Schauerfront haben muss. Der Radius der Kugeln ist dabei

$$r_i = c \cdot \Delta t_i = c \cdot (t_i - t_0).$$

Nähert man die Schauerfronten als flache Ebenen, kann die Rekonstruktion der Schauerrichtung also über die Anpassung einer Ebene an Kugeloberflächen erreicht werden. Für eine solche Anpassung muss eine geeignete Minimierungsgröße (χ^2) als Funktion der Fitparameter (θ, ϕ) definiert werden. Dafür bieten sich die Differenzen d_i des Abstandes zwischen den Detektoren und der Ebene und den Soll-Abständen r_i an. Das χ^2 wird wie folgt definiert:

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{d_i}{\sigma_{d_i}} \right)^2.$$

Zur Berechnung der d_i wird Abbildung 4.11 herangezogen. Für die Rekonstruktion der Schauerachse ist es nicht von Bedeutung, für welchen Zeitpunkt die Lage der Schauerfront bestimmt wird, da sich lediglich ihre Position und nicht ihre Ausrichtung ändert. Daher wird hier der Zeitpunkt des ersten Treffers betrachtet. Der Abstand vom zweiten Detektor (Punkt P_2) zu der Ebene kann über die Projektion des Verbindungsvektors $\overrightarrow{P_2 P_1}$ auf die Richtung des Normalenvektors $\vec{n}$ berechnet werden. Damit folgt:

$$d_2 = \overrightarrow{P_2 P_1} \cdot \vec{n} - (t_2 - t_1) \cdot c = -\overrightarrow{P_1 P_2} \cdot \vec{n} - (t_2 - t_1) \cdot c = -(\vec{p}_2 - \vec{p}_1) \cdot \vec{n} - (t_2 - t_1) \cdot c$$

und verallgemeinert:

$$d_i = -(\vec{p}_i - \vec{p}_1) \cdot \vec{n} - (t_i - t_1) \cdot c.$$

Da die Positionen und Signalzeiten relativ zu denen des ersten Detektors referenziert werden, bietet es sich an dieser Stelle an, in ein Koordinatensystem zu wechseln dessen Ursprung im ersten getroffenen Detektor liegt und den Zeitpunkt dieses Treffers als $t' = 0$

(a) Zeitpunkt t_0 : Die Schauerfront bewegt sich auf das Array zu, noch kein Detektor wurde getroffen.

(b) Zeitpunkt t_1 : Der erste Detektor wird getroffen.

(c) Zeitpunkt t_2 : Der zweite Detektor wird getroffen.

(d) Zeitpunkt t_3 : Der dritte Detektor wird getroffen.

Abbildung 4.9: Schematische Veranschaulichung der Schauerdetektion. Schräg einfallende Schauer führen zu unterschiedlichen Signalzeiten der Detektoren.

Abbildung 4.10: Der Fit der Schauerrichtung ist die Anpassung einer Ebene an Berührungspunkte mit Kugeloberflächen (vereinfacht dargestellt im Zweidimensionalen mit Kreisen und einer Geraden).

Abbildung 4.11: Zum Zeitpunkt $t = t_1$ wird der erste Detektor getroffen.

definiert. Der Einfluss der Transformation auf die rekonstruierte Schauerrichtung kann dabei bedenkenlos vernachlässigt werden. Die Differenzen können geschrieben werden als:

$$d_i = -\vec{p}_i' \cdot \vec{n} - t_i' \cdot c$$

mit

$$\vec{p}_i' = \overrightarrow{P_1 P_i} = \vec{p}_i - \vec{p}_1$$

und

$$t_i' = t_i - t_1.$$

Mit dem Normalenvektor $\vec{n}$ in Kugelkoordinaten und $z_i = 0$ (alle Detektoren stehen auf derselben Höhe) folgt weiter:

$$d_i = -x_i' \sin \theta \cos \phi - y_i' \sin \theta \sin \phi - ct_i'$$

und für die Unsicherheiten σ_{d_i} ergibt sich:

$$\sigma_{d_i}^2 = \sin^2 \theta \cos^2 \phi \sigma_{x_i'}^2 + \sin^2 \theta \sin^2 \phi \sigma_{y_i'}^2 + c^2 \sigma_{t_i'}^2.$$

Die Unsicherheiten auf die Positionsbestimmung können für alle Detektoren und beide Koordinaten als gleich angenommen werden ($\sigma_{x_i} = \sigma_{y_i} = \sigma_{Pos}$), ebenso die Unsicherheit auf die Zeitmarken. Des Weiteren gilt $\sin^2 x + \cos^2 x = 1$:

$$\sigma_{d_i}^2 = \sin^2 \theta \sigma_{Pos}^2 + c^2 \sigma_t^2.$$

Somit folgt:

$$\chi^2(\theta, \phi) = \sum_i \frac{(-x'_i \sin \theta \cos \phi - y'_i \sin \theta \sin \phi - ct'_i)^2}{\sin^2 \theta \sigma_{Pos}^2 + c^2 \sigma_t^2}.$$

Startwerte: Für mehrdimensionale Anpassungen können gute Startwerte der Parameter sehr hilfreich sein. Daher bietet es sich an, für jedes Ereignis zunächst nur drei Detektorsignale zu berücksichtigen und die Parameter der Schauerrichtung analytisch zu berechnen. Dabei ist darauf zu achten, dass die drei gewählten Detektoren nicht auf einer Linie stehen. Mit dem Ursprung des Koordinatensystems wieder im ersten getroffenen Detektor gilt nach gleicher Schreibweise wie oben:

$$\vec{p}_2' \cdot \vec{n} + t_2' c = 0$$

$$\vec{p}_3' \cdot \vec{n} + t_3' c = 0$$

Die Gleichungen lassen sich leichter lösen, wenn der Normalenvektor in kartesischen Koordinaten eingesetzt wird:

$$x_2' n_x + y_2' n_y + t_2' c = 0 \quad (4.1)$$

$$x_3' n_x + y_3' n_y + t_3' c = 0 \quad (4.2)$$

Durch $\frac{1}{x_2'} \cdot (4.1) - \frac{1}{x_3'} \cdot (4.2)$ wird n_x eliminiert (Spezialfälle wie $x_2' = 0$, $x_3' = 0$ müssen bei der Implementierung der Rechnung berücksichtigt werden!):

$$\begin{aligned} 0 &= \frac{y_2' n_y + ct_2'}{x_2'} - \frac{y_3' n_y + ct_3'}{x_3'} \\ \Leftrightarrow n_y &= c \frac{t_2' x_3' - t_3' x_2'}{y_3' x_2' - y_2' x_3'} \end{aligned}$$

Aus Gleichung (4.1) folgt für n_x :

$$n_x = \frac{-ct_2' - y_2' n_y}{x_2'}$$

Mit n_x und n_y lassen sich schließlich die Startparameter der Ebenenanpassung bestimmen:

$$\theta = \sin^{-1} \left(\sqrt{n_x^2 + n_y^2} \right)$$

$$\phi = \text{atan2}(n_y, n_x)$$

4.5 Ergebnisse der Richtungsrekonstruktion

Voraussetzung für die Richtungsrekonstruktion sind mindestens drei getroffene Detektoren, welche nicht auf einer Linie stehen dürfen. Nach der oben beschriebenen Vorgehensweise wurden für Ereignisse mit genau drei getroffenen Detektoren die eindeutigen Lösungen berechnet. Für Ereignisse mit mehr als drei Treffern wurden zunächst Startwerte mit den ersten drei Signalen berechnet und anschließend eine Anpassung mithilfe der χ^2 -Minimierung durchgeführt. Von den 11808 gemessenen Ereignissen (Datensatz aus Abbildung 4.6 bzw. Abbildung 4.7) konnten für 2256 die Schauerrichtung rekonstruiert werden, was bei einer Messzeit von 5 Tagen ca. einem rekonstruierbaren Schauer alle 190 Sekunden entspricht.

Abbildung 4.12 zeigt die Verteilung des Azimutwinkels ϕ . Die gemessenen rekonstruierten Winkel stimmen mit der Erwartung einer Gleichverteilung zwischen $-\pi$ und $+\pi$ gut überein. Der Mittelwert ist mit null verträglich und der RMS-Wert liegt im 1- σ -Bereich der Erwartung von $E[\text{RMS}] = 2\pi/\sqrt{12} \approx 1,81$. Die durchgezogene Linie in Magenta stellt das Ergebnis einer χ^2 -Anpassung der Gleichverteilung dar. Der gemessene Wert $\chi^2 = 126,2$ liegt im 2- σ -Bereich des Erwartungswertes von $E[\chi^2] = ndf \pm \sqrt{2 \cdot ndf} = 99 \pm 14,1$ und verstärkt die Hypothese der Gleichverteilung.

Für den Polarwinkel θ lässt sich aus verschiedenen Gründen keine konkrete Erwartung formulieren, die der Gleichverteilung des Azimutwinkels entspräche. Im Allgemeinen wird aufgrund des stark ansteigenden Raumwinkels möglicher Herkunftsrichtungen je θ -bin ebenfalls ein steiler Anstieg der Verteilung von null bei kleinen θ -Winkeln erwartet. Bei großen Werten von θ sollte die Verteilung ebenfalls gegen null gehen, da einerseits die effektive Fläche des Arrays in Schauerrichtung mit steigendem θ kleiner wird und andererseits die Schauer längere Strecken in der Atmosphäre zurücklegen und stärker abgeschwächt werden. Beide Effekte sind in der gemessenen Verteilung in Abbildung 4.13 erkennbar. Auch ohne eine konkrete theoretische Vorhersage der Verteilung kann die Messung zumindest mit Messungen anderer Experimente verglichen werden. Dazu wird die Winkelverteilung

Abbildung 4.12: ϕ -Verteilung der rekonstruierten Luftschauer.

Abbildung 4.13: θ -Verteilung der rekonstruierten Luftschauer.

lung des LORA-Arrays herangezogen, siehe [71]. LORA besteht aus 20 Plastiksintillator-Detektoren mit Detektorabständen zwischen 50 m und 100 m. Aufgrund der geometrischen Unterschiede der Arrays sollte der Vergleich jedoch nicht als harte, quantitative Kontrolle angesehen werden, sondern als qualitative Verifizierung des Detektorarrays und der Richtungsrekonstruktion. An die θ -Verteilung des LORA-Arrays wurde in [71] im Winkelbereich von 4° bis 40° die Funktion

$$f(\theta) = a_1 \cdot \sin \theta \cdot \cos^{a_2} \theta$$

angepasst, was $a_1^{\text{LORA}} = 10730 \pm 71$ und $a_2^{\text{LORA}} = 8,786 \pm 0,062$ lieferte. Die selbe Funktion wurde im selben Winkelbereich auch an die Daten des Praktikum-Arrays angepasst, siehe Abbildung 4.13. Die Funktion beschreibt den Verlauf der Verteilung vor allem an den Flanken gut, im mittleren Bereich sind jedoch verhältnismäßig starke Schwankungen erkennbar. Dies spiegelt sich ebenfalls in dem Wert des $\chi^2/\text{ndf} = 18,4/38 < 1$ wider, was einer Abweichung von $2,2\sigma$ vom Erwartungswert entspricht. Der Fit liefert $a_1^{\text{RWTH}} = 280 \pm 11$ und $a_2^{\text{RWTH}} = 7,494 \pm 0,353$. Der Parameter a_1 ist aufgrund unterschiedlicher Statistik nicht vergleichbar und nur der Vollständigkeit halber aufgelistet. Der interessante, formbestimmende Parameter a_2 liegt bei 85 % des von LORA bestimmten Wertes, was einer Abweichung von $3,66\sigma$ entspricht. Darüber hinaus liegt das Maximum der angepassten Funktion des LORA Arrays bei $\theta_{\text{max}}^{\text{LORA}} \approx 19^\circ$ im Vergleich zu $\theta_{\text{max}}^{\text{RWTH}} \approx 20^\circ$. Angesichts des vergleichsweise kleinen und simplen Aufbaus, sind die Übereinstimmungen innerhalb weniger Standardabweichungen mit den Ergebnissen des LORA-Arrays als großer Erfolg zu werten und können als Validierung der Schauerrekonstruktion angesehen werden.

Eine weitere interessante Darstellung der Polarwinkel-Verteilung ergibt sich durch die Bin-weise Normierung der Verteilung auf den entsprechenden Raumwinkel, welcher über

$$\Omega(\theta_1, \theta_2) = \int_{\phi_1=-\pi}^{\phi_2=\pi} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \sin \theta \, d\theta \, d\phi = 2\pi(\cos \theta_1 - \cos \theta_2)$$

Abbildung 4.14: θ -Verteilung, normiert auf den Raumwinkel der Bins.

berechnet werden kann (Abbildung 4.14). Ohne diese Normierung löst die θ -Verteilung mit verschwindender Intensität zu kleinen Winkeln bei vielen Studenten Verwirrung und Misstrauen aus, da sie gelernt haben, dass vertikale Schauer aufgrund der geringen Absorptionslänge am wahrscheinlichsten sein sollten. Der Vergleich zwischen normierter und nicht-normierter Verteilung ist ein guter Denkanstoß und hilft ihnen dabei, den Einfluss des Raumwinkels zu verstehen.

Als abschließende Übersicht der Ergebnisse der Schauerrekonstruktion bietet sich eine Darstellung in Polarkoordinaten an. Dieser Ergebnisplot wird auch von den Studenten des Versuches verlangt. Er ist technisch etwas anspruchsvoller, aber bietet die anschaulichste Repräsentation der rekonstruierten Richtungen und Häufigkeiten. Der entsprechende Graph der hier diskutierten Schauer ist in Abbildung 4.15 dargestellt. Auch in dieser zweidimensionalen Darstellung bietet es sich zum Vergleich an, die Bins auf den jeweiligen Raumwinkel zu normieren (Abbildung 4.16).

Abbildung 4.15: Polardarstellung der Schauerrichtungen.

Abbildung 4.16: Polardarstellung der Schauerrichtungen, normiert auf den Raumwinkel der Bins.

4.6 Zusammenfassung

Für die Laborpraktika Teilchenphysik und Astroteilchenphysik des Masterstudiengangs Physik wurde ein Luftschauerdetektor als neuer Versuch entwickelt. Im Rahmen des zur Verfügung stehenden Budgets wurden passende Detektorkomponenten ausgewählt und ein Detektordesign festgelegt. Die ersten Prototypen zeigten im Jahr 2015 das Potential eines Detektor-Arrays, so dass in der folgenden Zeit der hier vorgestellte Aufbau als langfristige Lösung finalisiert wurde. Mithilfe des Einsatzes von Dr. Oliver Pooth und der Unterstützung des damaligen Hausherrn Prof. Thomas Hebekker konnten die nötigen Rahmenbedingungen für den Betrieb eines Versuches auf dem Dach geschaffen werden. Dazu zählen die Nutzungsgenehmigung der Dachfläche und des Vorraumes, die Verlegung neuer elektrischer Anschlüsse, die Installation neuer Blitzableiter und Absturzsicherungen, sowie die Brandschutzprüfung.

Die Detektoren des Experimentes wurden mit großer Sorgfalt sturmsicher installiert und vor Regenwasser und Tageslicht geschützt. Der Vergleich der einzelnen Detektoren bei Inbetriebnahme zeigte ein konsistentes Bild und bestätigte die Funktionalität der Triggerschaltung mit einem speziell entwickelten FAN-IN-Modul. Die erste richtige Messung über fünf Tage lieferte vielversprechende Ergebnisse mit etwas weniger als einem rekonstruierbaren Schauer alle drei Minuten. Mit den Daten des Arrays können Studenten des Versuches zukünftig eine eigene kleine, aber anspruchsvolle Analyse der Schauerrichtungen entwerfen und dabei aussagekräftige Winkelverteilungen messen.

Neben dem Einsatz im Praktikum steht der Aufbau auch als Trigger für andere Arbeitsgruppen zur Verfügung. Dies ist für viele Anwendungen interessant, insbesondere, da Messergebnisse in Abhängigkeit der Multiplizität des Arrays betrachtet werden können, die stark mit der Schauerenergie korreliert. Abbildung 4.17 zeigt ein Foto eines getesteten Detektorsystems der Auger-Arbeitsgruppe des III. Physikalischen Institutes A neben einem Detektor des Luftschauer-Versuches und Abbildung 4.18 das Ergebnis einer entsprechenden Messung, die von Christine Peters im Rahmen ihrer Dissertation durchgeführt wurde. Darüber hinaus werden am III. Physikalischen Institut A Fluoreszenz-Teleskope entwickelt, welche mithilfe der Triggersignale des Arrays in Aachen getestet werden können (eine Selbst-Triggerung solcher Teleskope ist aufgrund der Lichtverschmutzung in Stadtnähe schwierig). Erste entsprechende Versuche werden zur Zeit durchgeführt.

Abbildung 4.17: Foto des „MiniAMD“ Myondetektors der Auger-Arbeitsgruppe des III. Physikalischen Institutes A zwischen den Fässern des Luftschauer-Arrays. [54]

Abbildung 4.18: Pulshöhenverteilung von MiniAMD als Funktion der Multiplizität des Arrays. Der Detektor hat selbstgetriggert Daten genommen, welche in einer Offline-Analyse gemessenen Events des Arrays zugeordnet werden konnten. Die Grafik zeigt analog zu Abbildung 4.7 eine steigende mittlere Pulshöhe mit zunehmender Multiplizität des Arrays. [54]

Literaturverzeichnis

- [1] 3M VIKUITI: *ESR Reflector: Application Guidelines*. <http://multimedia.3m.com/mws/media/13892480/application-guide-for-esr.pdf>. 2018
- [2] AKIL, N. ; KERNS, S. E. ; KERNS, D. V. ; HOFFMANN, A. ; CHARLES, J. P.: A multimechanism model for photon generation by silicon junctions in avalanche breakdown. In: *IEEE Trans. Electron Devices* 46 (1999), Nr. 5, S. 1022–1028. DOI: [10.1109/16.760412](https://doi.org/10.1109/16.760412). – ISBN 0018–9383
- [3] ANALOG DEVICES: *ADA4817-1/2: Low Noise, 1 GHz FastFET Op Amps*. http://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/ADA4817-1_4817-2.pdf. 2016
- [4] ATMEL: *ATmega48P/PV / 88P/PV / 168P/PV Datasheet*. http://ww1.microchip.com/downloads/en/DeviceDoc/Atmel-8025-8-bit-AVR-Microcontroller-ATmega48P-88P-168P_Datasheet.pdf. 2016
- [5] BARLOW, R. : *Statistics: A Guide to the Use of Statistical Methods in the Physical Sciences*. Wiley. <https://books.google.de/books?id=rvxunQEACAAJ>. – ISBN 9780471922957
- [6] BARSCHALL, H. : *Neutron sources: for basic physics and applications*. Pergamon Press (Neutron physics and nuclear data in science and technology). <https://books.google.de/books?id=WAB9AAAAIAAJ>. – ISBN 9780080293516
- [7] BONANNO, G. ; MARANO, D. ; ROMEO, G. ; GAROZZO, S. ; GRILLO, A. ; TIMPANARO, M. C. ; CATALANO, O. ; GIARRUSSO, S. ; IMPIOMBATO, D. ; LA ROSA, G. ; SOTTILE, G. : Advances in Multi-Pixel Photon Counter technology: First characterization results. In: *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.* 806 (2016), 383–394. DOI: [10.1016/j.nima.2015.10.064](https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.10.064). – ISSN 01689002
- [8] BREUER, J. M.: *Lichtverlust in wellenlängenschiebenden Fasern in Abhängigkeit vom Krümmungsradius*, RWTH Aachen University, Bachelorarbeit, 2014. <http://www.institut3b.physik.rwth-aachen.de/go/id/hbti>
- [9] BROOKS, F. : A Scintillation Counter with Neutron and Gamma-Ray Discriminators. In: *Nucl. Instruments Methods* 4 (1959), Nr. 3, 151–163. DOI: [10.1016/0029-554X\(59\)90067-9](https://doi.org/10.1016/0029-554X(59)90067-9). – ISBN 0029–554X

-
- [10] BUZHAN, P. ; DOLGOSHEIN, B. ; ILYIN, A. : An advanced study of Silicon Photomultiplier. In: *ICFA Instrum. Bull.* 23 (2001), 28–41. DOI: [10.1142/9789812776464_0101](https://doi.org/10.1142/9789812776464_0101). – ISBN 9789812381804
- [11] COWAN, G. : *Error analysis for efficiency*. <http://www.pp.rhul.ac.uk/~cowan/stat/notes/efferr.pdf>. 2008
- [12] DEMTRÖDER, W. : *Experimentalphysik 4*. Berlin, Heidelberg : Springer Spektrum, 2017. DOI: [10.1007/978-3-662-52884-6](https://doi.org/10.1007/978-3-662-52884-6). – ISBN 978-3-662-52883-9
- [13] DINU, N. ; BAZIN, C. ; CHAUMAT, V. ; CHEIKALI, C. ; PARA, A. ; PULL, V. ; SYLVIA, C. ; VAGNUCCI, J. F.: Temperature and bias voltage dependence of the MPPC detectors. In: *IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Rec.* (2010), Nr. 2, S. 215–219. DOI: [10.1109/NSSMIC.2010.5873750](https://doi.org/10.1109/NSSMIC.2010.5873750). – ISBN 9781424491063
- [14] DUPONT: *Typical Properties of Tyvek style 10*. http://www2.dupont.com/Tyvek_Graphics/en_US/assets/downloads/Typical_properties_UK_10styles.pdf. 2008
- [15] DZIWOK, C. : *Online Pulse Shape Discrimination for fast-neutron tomography using DRS4 Evaluation Boards*, RWTH Aachen University, Masterarbeit, 2018. <http://www.institut3b.physik.rwth-aachen.de/cms/ParticlePhysics3B/Forschung/Neutronendetektoren/~qktc/Fertige-Abschlussarbeiten/>
- [16] ECKERT, P. ; SCHULTZ-COULON, H. C. ; SHEN, W. ; STAMEN, R. ; TADDAY, A. : Characterisation studies of silicon photomultipliers. In: *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.* 620 (2010), Nr. 2-3, S. 217–226. DOI: [10.1016/j.nima.2010.03.169](https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.03.169). – ISBN 0168-9002
- [17] ELJEN TECHNOLOGY: Mineral oil based liquid scintillator EJ-321. (2016). http://www.eljentechnology.com/images/products/data_sheets/EJ-321_Series.pdf
- [18] ELJEN TECHNOLOGY: Reflective paint EJ-510. (2016). http://www.eljentechnology.com/images/products/data_sheets/EJ-510_EJ-520.pdf
- [19] ELJEN TECHNOLOGY: *Neutron/Gamma PSD Plastic Scintillator EJ-299-33a, EJ-299-34*. http://www.eljentechnology.com/images/products/data_sheets/EJ-299-33A_EJ-299-34.pdf. 2016
- [20] ERDMANN, M. : *Experimentalphysik 2*. Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 2011 (Springer-Lehrbuch). DOI: [10.1007/978-3-642-13737-2](https://doi.org/10.1007/978-3-642-13737-2). – ISBN 978-3-642-13736-5
- [21] ERDOGAN, Y. ; FLÜGGE, G. ; HEBBEKER, T. ; KÜNSKEN, A. ; DIETZ-LAURSONN, E. ; MERSCHMEYER, M. ; POOTH, O. ; RADERMACHER, T. ; SCHEUCH, F. ; STAHL, A. ; WEINGARTEN, S. ; WEINSTOCK, L. : A possible extension of the barrel muon

- trigger for the CMS experiment at HL-LHC: Muon Track fast Tag (MTT) , CMS DN-2014/08, 2014
- [22] ERDOGAN, Y. ; FLÜGGE, G. ; HEBBEKER, T. ; KÜNSKEN, A. ; DIETZ-LAURSONN, E. ; MERSCHMEYER, M. ; POOTH, O. ; RADERMACHER, T. ; SCHEUCH, F. ; STAHL, A. ; WEINGARTEN, S. ; WEINSTOCK, L. : Hardware development for muon track fast tag (MTT): Prototype detectors and simulation studies , CMS DN-2014/20, 2014
 - [23] GALLEGO, L. ; ROSADO, J. ; BLANCO, F. ; ARQUEROS, F. : Modeling crosstalk in silicon photomultipliers. In: *J. Instrum.* 8 (2013), Nr. 05, P05010–P05010. DOI: [10.1088/1748-0221/8/05/P05010](https://doi.org/10.1088/1748-0221/8/05/P05010). – ISBN doi:10.1088/1748-0221/8/05/P05010
 - [24] GARUTTI, E. : Silicon photomultipliers for high energy physics detectors. In: *J. Instrum.* 6 (2011), Nr. 10, S. C10003–C10003. DOI: [10.1088/1748-0221/6/10/C10003](https://doi.org/10.1088/1748-0221/6/10/C10003). – ISSN 1748–0221
 - [25] GRUBER, L. ; BRUNNER, S. E. ; MARTON, J. ; SUZUKI, K. : Over saturation behavior of SiPMs at high photon exposure. In: *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.* 737 (2014), S. 11–18. DOI: [10.1016/j.nima.2013.11.013](https://doi.org/10.1016/j.nima.2013.11.013). – ISSN 01689002
 - [26] HAMAMATSU PHOTONICS: *S10362-33-050C Datasheet*. http://www.datasheetlib.com/datasheet/1424500/s10362-33-050c_hamamatsu-photonics.html. 2009
 - [27] HAMAMATSU PHOTONICS: *Power supply for MPPC C11204-02: Operation Manual*. 2015
 - [28] HAMAMATSU PHOTONICS: *Power supply module for MPPC C11204-02: Command Reference*. 2015
 - [29] HAMAMATSU PHOTONICS: *S12572-050C Datasheet*. <http://www.datasheetarchive.com/49/S12572-050C-datasheet.html>. 2015
 - [30] HAMAMATSU PHOTONICS: *MPPC and MPPC module for precision measurement*. https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/mppc_kapd0002e.pdf. 2016
 - [31] HAMAMATSU PHOTONICS: *MPPC S13360 Series*. http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s13360_series_kapd1052e.pdf. 2016
 - [32] HAMAMATSU PHOTONICS: *Power supply for MPPC C11204-02: Datasheet*. https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/c11204-02_kacc1242e.pdf. 2017
 - [33] HRISTOVA, A. V. ; VAPIREV, E. I. ; TSANKOV, L. T. ; JORDANOV, V. : Compton edge energy calibration of organic detectors. In: *Int. J. Radiat. Appl. Instrumentation. Part A* 41 (1990), Nr. 9, S. 887–889. DOI: [10.1016/0883-2889\(90\)90068-R](https://doi.org/10.1016/0883-2889(90)90068-R). – ISSN 08832889

- [34] HUGENROTH, K. : *Aufbau eines Praktikumsversuchs zur Messung kosmischer Strahlung*, RWTH Aachen University, Bachelorarbeit, 2010. https://web.physik.rwth-aachen.de/~hebbeker/theses/hugenroth_bachelor.pdf
- [35] JEVREMOVIC, T. : *Nuclear Principles in Engineering, Second Edition*. 2. New York : Springer US, 2009. DOI: 10.1007/978-0-387-85608-7. – ISBN 9780387856070
- [36] KETEK: *Silicon Photomultipliers, Recent developments at KETEK*. <http://indico.inr.ru/event/4/session/9/contribution/57/material/slides/0.pptx>. 2015
- [37] KETTLER, J. : *Projektbeschreibung: Kopplung der prompten Neutronenaktivierungsanalyse mit der Neutronenradiographie zur Charakterisierung von stetig geförderten Stoffströmen*. 2015
- [38] KETTLER, J. : *Ergebnisbericht: Kopplung der prompten Neutronenaktivierungsanalyse mit der Neutronenradiographie zur Charakterisierung von stetig geförderten Stoffströmen*. 2016
- [39] KIM, H. D. ; CHO, G. S. ; KIM, H. J.: Characteristics of a stilbene scintillation crystal in a neutron spectrometer. In: *Radiat. Meas.* 58 (2013), 133–137. DOI: 10.1016/j.radmeas.2013.01.004. – ISSN 13504487
- [40] KNOLL, G. F.: *Radiation Detection and Measurement*. DOI: 10.1017/CBO9781107415324.004. – ISBN 0470131489
- [41] KOLANOSKI, H. ; WERMES, N. : *Teilchendetektoren*. 1. Springer Spektrum. DOI: 10.1007/978-3-662-45350-6. – ISBN 9783662453490
- [42] KOREA ATOMIC ENERGY RESEARCH INSTITUTE: *Nuclear Data Center at KAERI*. <http://atom.kaeri.re.kr/>
- [43] KÜNSKEN, A. : *Studies on the use of the CMS Outer Hadron Calorimeter in the Level-1 Muon Trigger*, RWTH Aachen University, Dissertation, 2017. <http://www.institut3b.physik.rwth-aachen.de/go/id/hbti>
- [44] LACAITA, A. ; ZAPPA, F. ; BIGLIARDI, S. ; MANFREDI, M. : On the Bremsstrahlung Origin of Hot-Carrier-Induced Photons in Silicon Devices. In: *IEEE Trans. Electron Devices* 40 (1993), Nr. 3, S. 577–582. DOI: 10.1109/16.199363. – ISBN 0018–9383
- [45] LECOQ, P. ; ANNENKOV, A. ; GEKTI, A. ; KORZHIK, M. ; PEDRINI, C. : *Inorganic Scintillators for Detectors Systems*. Springer. – 264 S. DOI: 10.1007/3-540-27768-4. – ISBN 3–540–27766–8
- [46] LIPPINCOTT, W. H. ; COAKLEY, K. J. ; GASTLER, D. ; KEARNS, E. ; MCKINSEY, D. N. ; NIKKEL, J. A.: Scintillation yield and time dependence from electronic and nuclear recoils in liquid neon. In: *Phys. Rev. C - Nucl. Phys.* 86 (2012), Nr. 1, S. 1–18. DOI: 10.1103/PhysRevC.86.015807

- [47] MAIER, R. : Cooler synchrotron COSY - Performance and perspectives. In: *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.* 390 (1997), Nr. 1-2, S. 1–8. DOI: [10.1016/S0168-9002\(97\)00324-0](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(97)00324-0). – ISSN 01689002
- [48] MARSH, J. W. ; THOMAS, D. J. ; BURKE, M. : High resolution measurements of neutron energy spectra from Am-Be and Am-B neutron sources. In: *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. A* 366 (1995), Nr. 95, S. 340–348. DOI: [10.1016/0168-9002\(95\)00613-3](https://doi.org/10.1016/0168-9002(95)00613-3)
- [49] MAXIM: *MAX4223–MAX4228: 1GHz, Low-Power, SOT23, Current-Feedback Amplifiers with Shutdown*. <http://datasheets.maximintegrated.com/en/ds/MAX4223-MAX4228.pdf>. 1997
- [50] MONTANARI, A. ; ABBIENDI, G. ; BATTILANA, C. ; BENVENUTI, A. ; DALLAVALLE, G. M. ; PERROTTA, A. : Muon Trigger Upgrade at SLHC: Muon Track fast Tag , CMS IN-2007/058, 2007
- [51] OWEN, R. B.: The Decay Times of Organic Scintillators and Their Application to the Discrimination Between Particles of Differing Specific Ionization. In: *IRE Trans. Nucl. Sci.* 5 (1958), Nr. 3, 198–201. DOI: [10.1109/TNS2.1958.4315657](https://doi.org/10.1109/TNS2.1958.4315657). – ISSN 0096–2015
- [52] PATERNO, M. : Calculating Efficiencies and Their Uncertainties , FERMILAB-TM-2286-CD, 2004. <http://dx.doi.org/10.2172/15017262>
- [53] PATRIGNANI, C. ; PARTICLE DATA GROUP: Review of Particle Physics. In: *Chinese Phys. C* 40 (2016), Nr. 10, 100001. <http://stacks.iop.org/1674-1137/40/i=10/a=100001>
- [54] PETERS, C. : *Private Kommunikation*
- [55] PIATEK, S. : *Physics and operation of the MPPC silicon photomultiplier*. http://www.hamamatsu.com/eu/en/community/optical_sensors/articles/physics_and_operation_of_mppc/index.html. 2014
- [56] POOTH, O. : *The CMS Silicon Strip Tracker*. Wiesbaden : Vieweg+Teubner Verlag, 2010. DOI: [10.1007/978-3-8348-9639-1](https://doi.org/10.1007/978-3-8348-9639-1). – ISBN 978–3–8348–1003–8
- [57] POOTH, O. ; RADERMACHER, T. ; WEINGARTEN, S. ; WEINSTOCK, L. : Scintillator tiles read out with silicon photomultipliers. In: *J. Instrum.* 10 (2015), Nr. 10. DOI: [10.1088/1748-0221/10/10/T10007](https://doi.org/10.1088/1748-0221/10/10/T10007). – ISSN 1748–0221
- [58] POOTH, O. ; WEINGARTEN, S. ; WEINSTOCK, L. : Efficiency and timing resolution of scintillator tiles read out with silicon photomultipliers. In: *J. Instrum.* 11 (2016), Nr. 1. DOI: [10.1088/1748-0221/11/01/T01002](https://doi.org/10.1088/1748-0221/11/01/T01002). – ISSN 17480221
- [59] PRASUHN, D. ; DIETRICH, J. ; MAIER, R. ; STASSEN, R. ; STEIN, H. J. ; STOCKHORST, H. : Electron and stochastic cooling at COSY. In: *Nucl. Instruments Methods Phys.*

- Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.* 441 (2000), Nr. 1, 167–174. DOI: [10.1016/S0168-9002\(99\)01128-6](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(99)01128-6). – ISSN 01689002
- [60] RADERMACHER, T. : *Studien mit Silizium-Photomultipliern zur Entwicklung und Inbetriebnahme von Detektorprototypen für das Upgradeprojekt “Muon Track fast Tag” am CMS-Experiment*, RWTH Aachen University, Masterarbeit, 2014. <http://www.institut3b.physik.rwth-aachen.de/go/id/hbti>
- [61] RITT, S. : *Switched Capacitor Array DRS4 Datasheet*. https://www.psi.ch/drs/DocumentationEN/DRS4_rev09.pdf. 2009
- [62] RITT, S. : *DRS4 Evaluation Board User Manual*. https://www.psi.ch/drs/DocumentationEN/manual_rev51.pdf. 2016
- [63] SAINT-GOBAIN CRYSTALS: *Scintillating Optical Fibers*. <http://www.crystals.saint-gobain.com/sites/imdf.crystals.com/files/documents/fiber-brochure.pdf>. 2005
- [64] SAINT-GOBAIN CRYSTALS: *Premium Plastic Scintillators*. <http://www.crystals.saint-gobain.com/sites/imdf.crystals.com/files/documents/sgc-bc400-404-408-412-416-data-sheet.pdf>. 2016
- [65] SCHERZINGER, J. ; DAVATZ, G. ; FISSUM, K. G. ; GENDOTTI, U. ; ROSBORG, A. ; JEBALI, R. ; KANAKI, K. ; LUNDIN, M. ; NILSSON, B. ; SVENSSON, H. : Tagging fast neutrons from an $^{241}\text{Am}/^9\text{Be}$ source. In: *Appl. Radiat. Isot.* 98 (2015), S. 74. DOI: [10.1016/j.apradiso.2015.01.003](https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2015.01.003)
- [66] SCHEUCH, F. : *Measurement and simulation of electrical properties of SiPM photon detectors*, Masterarbeit, 2012. https://web.physik.rwth-aachen.de/~hebbeker/theses/scheuch_master.pdf
- [67] SCHEUCH, F. : *Studies of scintillator-based muon triggers in CMS*, RWTH Aachen University, Dissertation, 2017. https://web.physik.rwth-aachen.de/~hebbeker/theses/scheuch_phd.pdf
- [68] SCHMIDT, V. : *Lichtverlust in Wellenlängenschiebenden Fasern in Abhängigkeit vom Krümmungsradius*, RWTH Aachen University, Bachelorarbeit, 2014. <http://www.institut3b.physik.rwth-aachen.de/go/id/hbti>
- [69] STOLL, S. P.: An Investigation of the Reflective Properties of Tyvek Papers and Tetratex PTFE Film. In: *PHENIX Note 245* (1996). www4.rcf.bnl.gov/~sstoll/reflect.ps
- [70] THE CMS COLLABORATION: *The TriDAS Project Technical Design Report, Volume 2: Data Acquisition and High-Level Trigger*. CERN. – 1–522 S. <http://cds.cern.ch/record/578006>. – ISBN 9290831114

- [71] THOUDAM, S. ; BUITINK, S. ; CORSTANJE, A. ; ENRIQUEZ, J. E. ; FALCKE, H. ; FRIESWIJK, W. ; HÖRANDEL, J. R. ; HORNEFFER, A. ; KRAUSE, M. ; NELLES, A. ; SCHELLART, P. ; SCHOLTEN, O. ; TER VEEN, S. ; VAN DEN AKKER, M. : LORA: A scintillator array for LOFAR to measure extensive air showers. In: *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.* 767 (2014), 339–346. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2014.08.021>
- [72] WEIDMANN, R. ; GLOMBIK, A. ; MEYER, H. ; KRETSCHMER, W. ; ALTMEIER, M. ; EVERSHEIM, P. D. ; FELDEN, O. ; GEBEL, R. ; GLENDE, M. ; EGGERT, M. ; LE-MAITRE, S. ; RECKENFELDERBÄUMER, R. ; PAETZ GEN. SCHIECK, H. : The polarized ion source for COSY. In: *Rev. Sci. Instrum.* 67 (1996), Nr. 3, 1357–1358. DOI: 10.1063/1.1146665. – ISSN 0034–6748
- [73] WEINGARTEN, S. : *Prototypdetektoren für das geplante Upgradeprojekt „Muon Track Fast Tag“ am CMS-Experiment*, RWTH Aachen University, Masterarbeit, 2013. <http://www.institut3b.physik.rwth-aachen.de/go/id/hbti>
- [74] WEINGARTEN, S. : *Szintillationsdetektoren mit Silizium-Photomultipliern*. Springer Fachmedien Wiesbaden. DOI: 10.1007/978-3-658-09761-5. – ISBN 978–3–658–09760–8
- [75] WEINSTOCK, L. S.: *Private Kommunikation*
- [76] WEINSTOCK, L. S.: *Development of front-end electronics for detectors with SiPM readout*, RWTH Aachen University, Masterarbeit, 2014. <http://www.institut3b.physik.rwth-aachen.de/go/id/hbti>
- [77] WRIGHT, G. T.: Scintillation Decay Times of Organic Crystals. In: *Proc. Phys. Soc. Sect. B* 69 (1956), Nr. 3, S. 358–372. DOI: 10.1088/0370-1301/69/3/311. – ISSN 03701301
- [78] WYSOTZKI, C. : *Pulse Shape Discrimination with SiPMs and Stilbene Crystals for Neutron Imaging*, RWTH Aachen University, Masterarbeit, 2018. <http://www.institut3b.physik.rwth-aachen.de/cms/ParticlePhysics3B/Forschung/Neutronendetektoren/~qkctc/Fertige-Abschlussarbeiten/>
- [79] ZAITSEVA, N. ; GLENN, A. ; CARMAN, L. ; PAUL MARTINEZ, H. ; HATARIK, R. ; KLAPPER, H. ; PAYNE, S. : Scintillation properties of solution-grown trans-stilbene single crystals. In: *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.* 789 (2015), 8–15. DOI: 10.1016/j.nima.2015.03.090. – ISBN 0168–9002
- [80] ZIEMONS, T. : *Messung des Sättigungsverhaltens von Silizium-Photomultipliern*, RWTH Aachen University, Bachelorarbeit, 2015. <http://www.institut3b.physik.rwth-aachen.de/go/id/hbti>

Abbildungsverzeichnis

1.1	Energieverlust von Myonen in Kupfer. Der mittlere Bereich um das Minimum („Bethe“, in rot gezeichnet) wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben. [53]	2
1.2	Darstellung der Bethe-Bloch-Formel für verschiedene Materialien und Teilchenarten. [53]	3
1.3	Wahrscheinlichkeitsverteilung des Energieverlustes von Pionen in Silizium als Beispiel der Landauverteilung. [53]	4
1.4	Dominante Bereiche von Photoeffekt, Comptoneffekt und Paarerzeugung als Funktion der Photonenergie und der Ordnungszahl der Materie. [12] . .	5
1.5	Gemessener Wirkungsquerschnitt von Photonen in Blei und theoretische Vorhersagen der einzelnen Prozesse mit den dominanten Komponenten: Photoeffekt($\sigma_{\text{p.e.}}$); Comptonstreuung(σ_{Compton}); Paarbildung(κ_{nuc}), sowie den zweitrangigen Prozessen: Rayleighstreuung(σ_{Rayleigh}); Kern-Photoeffekt($\sigma_{\text{g.d.r.}}$) und Paarbildung im Feld der Hüllenelektronen(κ_e). [53]	6
1.6	Beiträge zum Energieverlust von Elektronen in Blei. [53]	7
1.7	Wirkungsquerschnitt für Neutronen mit Wasserstoff und Kohlenstoff mit Daten von [42]. Bezeichnungen: Total (n,tot), elastisch (n,el), inelastisch (n,inl), nichtelastisch (n,non), Photonabstrahlung (n,g), Protonabstrahlung (n,p), Alphaabstrahlung (n,a), Deuteronabstrahlung (n,d).	10
1.8	Schematische Darstellung der Stokes-Verschiebung. [41]	11
1.9	Darstellung von Hybridorbitalen am Beispiel von Benzol. [41]	12
1.10	Schematische Darstellung des Szintillationsprozesses über Lumineszenz-Zentren im Modell der Energiebänder. [41]	14
1.11	Übersicht aktueller SiPM-Modelle vom Hersteller Hamamtsu. [31]	15
1.12	Absorptionskoeffizient α für verschiedene Halbleiter als Funktion der Wellenlänge bzw. der Energie. [55]	16
1.13	Dotierung von Silizium mit Phosphor (n-Dotierung) bzw. Aluminium (p-Dotierung).	17
1.14	(a) Schematische Darstellung zum Aufbau des p-n-Übergangs und der Entstehung der Verarmungszone. (b) Resultierende Raumladungsdichte und elektrisches Feld in der Diode.	18
1.15	Schematische Darstellung einer p-n-Diode mit in Sperrrichtung angelegter Spannung. Durch „absaugen“ der freien Ladungsträger vergrößert sich die Verarmungszone und das elektrische Feld.	19

1.16	Anhand der Gain-Spannungs-Kennlinie werden drei Betriebsmodi definiert.	19
1.17	Vereinfachte schematische Darstellung einer Silizium-APD. Durch Anordnung verschiedener Dotierungsbereiche entsteht eine Drift-Region und eine Lawinen-Region.	21
1.18	Elektrisches Feld bei einer „n-on-p“-Struktur. [10]	21
1.19	Ersatzschaltbild eines SiPM-Pixels.	22
1.20	Form und Charakteristika eines SiPM Stromsignals.	23
1.21	Schematische Darstellung eines SiPM-Querschnitts mit resultierender Raumladungsdichte und elektrischem Feld.	24
1.22	Oszilloskopaufnahme des Rauschspektrums eines SiPMs, abgewandelt aus [30].	24
1.23	(a) Verschiedene Möglichkeiten der Entstehung von optischem Crosstalk in SiPMs. (b) Mikroskopbild eines optical trench in einem Ketek SiPM.[36]	26
1.24	Abhängigkeit verschiedener Kenngrößen von der Überspannung für SiPMs der Hamamatsu Serie 13360 im Vergleich zur vorherigen Serie. [30]	27
2.1	Simulierte Raten der unterschiedlichen Triggerstufen als Funktion des Myonimpulses für zwei instantane Luminositäten: (a) $2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, (b) $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. [70]	30
2.2	Schematische Darstellung der vorgeschlagenen Integration eines MTT-Systems und Definition der Region of Interest. [50]	31
2.3	Bei hohen Teilchenraten können aufgrund der Streifengeometrie Mehrdeutigkeiten, sogenannte Ghost-Hits, entstehen. Das zweidimensional segmentierte MTT-System könnte helfen, diese Fehlmessungen aufzulösen. [73, 74]	32
2.4	Das MPPCD Modul: 1. Sechs-Pin Bus Buchse; 2. ATmega88P Microcontroller; 3. Dieser Schaltkreis verarbeitet das analoge Signal des Temperatur Sensors. Der Platin-Widerstand befindet sich auf der Frontplatte zwischen den SiPMs; 4. Zwei Schaltkreise zur Spannungsregulierung der SiPM Versorgungsspannungen; 5. Operationsverstärker; 6. Steckverbindungen für die SiPMs. [75]	34
2.5	Schaltplan des Verstärkers für die SiPM-Einzelkanäle. Die erste Stufe ist ein Transimpedanz-Vorverstärker, die zweite Stufe ist ein nicht-invertierender Verstärker. Der Kondensator entkoppelt die AC-Komponente des Signals. [75]	35
2.6	Der summierende Verstärker des MPPCD. Die Eingänge der ersten Stufe sind die Ausgänge der Einzelkanal-Vorverstärker. [75]	35
2.7	Fingerspektrum eines Hamamatsu SiPMs der Serie S12572, gemessen mit dem MPPCD. [76]	36
2.8	Validierung des Temperaturkoeffizienten mit dem MPPCD für zwei SiPMs unterschiedlicher Baureihen. [60]	37

2.9	Die spektrale Photon-Detektionseffizienz der S10362-SiPMs vom Hamamatsu und das Emissionsspektrum des BC 404 Szintillators von Saint-Gobain passen gut zusammen.	38
2.10	Technische Zeichnungen der $30 \times 30 \text{ cm}^2$ Szintillatorkacheln (a) ohne, (b) mit einer und (c) mit zwei integrierten WSF. Alle Längenangaben in Millimeter.	39
2.11	Fotos der $30 \times 30 \text{ cm}^2$ Szintillatorkacheln mit integrierten WSF. Oben: beleuchtet mit einer UV-LED. Unten: Nahaufnahmen der Faserenden.	40
2.12	Fotos der Ausrichtung mit einem Laser-Nivelliergerät.	42
2.13	Es wurden 12×12 Messpunkte mit Abständen von jeweils 3 cm angefahren. An jedem Messpunkt wurden 10 000 Events aufgezeichnet.	43
2.14	Schematische Übersicht der Triggerlogik und Auslese des Versuchs. Zur besseren Lesbarkeit wurden Delaymodule, Spannungsversorgungen und PC-Verbindungen weggelassen.	44
2.15	Die Koinzidenzrate der Trigger-PMTs spiegelt den zeitlichen Verlauf der Extraktionszyklen des COSY-Beschleunigers wider.	46
2.16	Verteilung aller Spannungswerte von 10 000 Events, bei denen kein Signal zu erwarten ist, am Beispiel des ersten Moduls.	47
2.17	Die Pulshöhenverteilungen werden für jeden Messpunkt mit einer Landau-Gauß-Faltung gefittet.	48
2.18	Räumliche Verteilung der wahrscheinlichsten Pulshöhen auf den Szintillatortflächen der drei Module. Die Pfeile zeigen die jeweilige SiPM-Position.	49
2.19	Wahrscheinlichkeitsdichte für die Effizienz ϵ nach Bayes bei $N = 100$ und verschiedenen Werten von m , entnommen aus [11, S. 8].	52
2.20	SiPM-Dunkelrauscharge (linke y-Achse) und Detektionseffizienz (rechte y-Achse) als Funktion der Diskriminatorschwelle der drei Module (die Effizienz-Achsen sind unterschiedlich skaliert).	53
2.21	Räumliche Verteilung der Detektionseffizienz der drei Module bei einer Diskriminatorschwelle von 150 mV (die z-Achsen sind unterschiedlich skaliert).	55
2.22	Räumliche Verteilung der mittleren Ankunftszeit der drei Module bei einer 50 % CFD Zeitmarke.	56
2.23	Räumliche Verteilung der Zeitauflösung der drei Module bei einer 50 % CFD Zeitmarke.	57
3.1	Konzeptzeichnung der Förderbandanlage aus der Projektbeschreibung des ERS Seed Fund Antrags. [37]	60
3.2	Links: Konzeptzeichnung einer Anlage zur Untersuchung von Bohrkernen aus dem Ergebnisbericht des ERS Seed Fund Projektes. Diese Idee verbindet ebenfalls ein bildgebendes Verfahren (<i>Radiography Detector</i>) mit der Neutronenaktivierungsanalyse (<i>NAA Detector</i>) bei Betrieb mit einem Neutronengenerator. Rechts: Foto von Gesteinsproben in Form von Bohrkernen. [38]	61

3.3	Auszüge der Schaltpläne der neuen Frontend-Elektronik. [75]	63
3.4	Die neue Frontend-Elektronik ist modular aufgebaut und besteht aus drei Platinen.	65
3.5	Die neuen Elektronik-Gehäuse bieten dank der Flachbandkabel-Verbindung zur Trägerplatine große Flexibilität und gleichzeitig eine gute mechanische Stabilität des SiPMs bei der Ankopplung an Szintillator-Gehäuse.	66
3.6	Gemessene Neutronenspektren von AmBe-Quellen mit unterschiedlicher Aktivität. [48]	67
3.7	Foto eines Stilben-Kristalles mit einem Zoll Durchmesser und einem Zoll Länge, beleuchtet mit UV-Licht.	68
3.8	Gemessenes Emissionsspektrum eines Stilben-Kristalls [79]. Da in Detektoranwendungen das Szintillationslicht in der Regel im Inneren des Kristalls entsteht, ist die durchgezogene „Transmission“-Kurve die entscheidende in dieser Messung.	69
3.9	Pulsform von Szintillationssignalen hervorgerufen durch verschiedene Teilchenarten in Stilben. [41]	70
3.10	Aufbau der ersten Messung mit Stilbenkristall an einer Neutronenquelle.	71
3.11	Die Formen von Photon- und Neutronensignalen folgen unterschiedlichen Zeitkonstanten. Durch Integration verschiedener Zeitfenster und Quotientenbildung wird die Variable $Q_{\text{Ratio}} = Q_{\text{Slow}}/Q_{\text{Tot}}$ definiert.	72
3.12	Scatterplot zwischen der Pulshöhe und dem Q_{Ratio} der ersten Messung.	73
3.13	Untersuchung der Integrationsparameter für die Puls Shape Discrimination. (b), (c) und (d) nutzen den selben Datensatz und zeigen die Anzahl identifizierbarer Neutronen bei Variation von jeweils einem Parameter.	75
3.14	Vergleich verschiedener Gehäusematerialien bzw. Umwicklung des Szintillators. [78]	76
3.15	Pulshöhenspektrum bei Bestrahlung mit einer ^{137}Cs Quelle und Bestimmung der Compton-Kante. [78]	77
3.16	Lineare Regression zur Energiekalibrierung der Detektorpulshöhe auf Grundlage von Comptonkanten vermessener Photonstrahler. [78]	78
3.17	Scatterplot-Darstellung, gemessen mit der optimierten Konfiguration des 1-Pixel-Detektors. Die grüne (rote) Linie zeigt den Verlauf der 3σ -Grenzen der Q_{Ratio} Verteilung der Neutronen (Photonen) der entsprechenden Energie. [78]	78
3.18	Auftragung der Separation FOM für einzelne Energie-Bins, gemessen mit der optimierten Konfiguration des 1-Pixel-Detektors. FOM -Werte über 1,27 entsprechen einer Trennbarkeit der Neutronen- und Photonensignalen von 3σ oder mehr. [78]	79
3.19	Gemessene Neutronenrate als Funktion der Absorberdicke für Sand, Aluminium, Wasser, Eisen und Kupfer mit angepassten Exponentialfunktionen. [78]	80

3.20	Scatterplot der PSD-Variable gegen die Pulshöhe einer Messung mit EJ299. Die Separation der Neutronen- und Photonensignale ist deutlich schlechter als bei Stilben, jedoch noch erkennbar. [78]	81
3.21	Die Frontend-Elektronik für das SiPM-Array mit 32 Ausgangssignalen.	83
3.22	Das Gehäuse für den 16-Pixel-Detektor ist bereits gebaut und kann auf die Frontend-Elektronik lichtdicht montiert werden.	84
4.1	Die sechs Detektoren des Luftschauer-Experimentes auf dem Dach des Physikzentrums der RWTH Aachen, während der Aufbauphase des Versuches.	85
4.2	Fotos zum Aufbau der Detektoren des Luftschauer-Arrays.	87
4.3	Anordnung der Detektoren auf dem Dach und Lage des Experimentierplatzes zur Datennahme (DAQ), skizziert mit Satellitenaufnahmen des Physikzentrums. Bildmaterial ©2018 Google, Map data ©2018 GeoBasis-DE/BKG (©2009), Google.	88
4.4	Schematische Darstellung der Triggerlogik für Luftschauermessungen.	89
4.5	Die Einzelratenmessung der sechs Detektoren sehen sich sehr ähnlich. An der gewählten Triggerschwelle von 30 mV liegen die Einzelraten in der Größenordnung von 10 Hz und Rauschpulse sind deutlich unterdrückt.	90
4.6	Verteilung der Anzahl getroffener Detektoren aller gemessenen Ereignisse.	91
4.7	Verteilung der gemittelten Pulshöhen der getroffenen Detektoren pro Ereignis als Funktion der Anzahl getroffener Detektoren. Die Datenpunkte in Magenta zeigen den jeweiligen Gesamtmittelwert mit RMS.	91
4.8	Veranschaulichung der Kugelkoordinaten. [20]	92
4.9	Schematische Veranschaulichung der Schauerdetektion. Schräg einfallende Schauer führen zu unterschiedlichen Signalzeiten der Detektoren.	94
4.10	Der Fit der Schauerrichtung ist die Anpassung einer Ebene an Berührungspunkte mit Kugeloberflächen (vereinfacht dargestellt im Zweidimensionalen mit Kreisen und einer Geraden).	95
4.11	Zum Zeitpunkt $t = t_1$ wird der erste Detektor getroffen.	95
4.12	ϕ -Verteilung der rekonstruierten Luftschauer.	97
4.13	θ -Verteilung der rekonstruierten Luftschauer.	98
4.14	θ -Verteilung, normiert auf den Raumwinkel der Bins.	99
4.15	Polardarstellung der Schauerrichtungen.	100
4.16	Polardarstellung der Schauerrichtungen, normiert auf den Raumwinkel der Bins.	100
4.17	Foto des „MiniAMD“ Myondetektors der Auger-Arbeitsgruppe des III. Physikalischen Institutes A zwischen den Fässern des Luftschauer-Arrays. [54]	102

4.18 Pulshöhenverteilung von MiniAMD als Funktion der Multiplizität des Arrays. Der Detektor hat selbstgetriggert Daten genommen, welche in einer Offline-Analyse gemessenen Events des Arrays zugeordnet werden konnten. Die Grafik zeigt analog zu Abbildung 4.7 eine steigende mittlere Pulshöhe mit zunehmender Multiplizität des Arrays. [54]	102
--	-----

Tabellenverzeichnis

1.1	Kategorisierung der Energiebereiche von Neutronen [35].	9
3.1	Zeitkonstanten (und Intensitätsanteil) des Szintillationslichtes in Stilben für die Anregung durch Photonen und Neutronen. [39]	70