

Design eines Tracking Systems für die CosmicWatch Detektoren

Gabriel Remiszewski

Bachelorarbeit in Physik
angefertigt im Physikalischen Institut

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

September 2024

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

Bonn,
11.09.2024
Datum


Unterschrift

1. Gutachter: Prof. Dr. Florian Bernlochner
2. Gutachter: Dr. Markus Prim

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation	1
2	Theorie	2
2.1	Kosmische Strahlung	2
2.2	Detektor	3
2.2.1	CosmicWatch	3
2.2.2	Szintillator	5
2.2.3	SiPM	5
2.3	Messvorgang und Koinzidenzen	5
3	Methoden	8
3.1	Timing	8
3.2	Implementierung einer Detektorklasse	9
3.3	Koinzidenzmessung	10
3.4	Tracking Display	10
3.4.1	Koinzidenz Automatismus	10
3.5	Experimenteller Aufbau einer Langzeitmessung	15
4	Resultate	17
4.1	Nutzung des Trackers für den experimentellen Aufbau	17
4.2	Zeitlicher Verlauf der Temperatur und der Gesamtraten	18
4.3	Richtungsabhängigkeit, Zeit-Threshold und Energiespektren	19
4.4	Winkelverteilung	21
4.5	Ost-West-Asymmetrie	23
5	Fazit	25
A	Kurzanleitung	26
A.1	Eine Messung durchführen	26
A.2	Den Tracker im Browser benutzen	27
B	Langzeitmessung	28
B.1	Temperatur- und Ratenverlauf	28
B.2	Energie- und Zeitspektren	30
B.3	Winkelverteilung	32
Literatur		34
Abbildungsverzeichnis		35

Tabellenverzeichnis	37
Abkürzungsverzeichnis	38
Glossar	39

Motivation

Die CosmicWatch Desktop Myon Detektoren [1] sind kostengünstige Detektoren, die es Schüler*innen, Studierenden und Interessierten ermöglichen, selbst einen Detektor zu bauen und damit vielseitige Messungen durchführen zu können, was einen guten Einstieg in die nicht leicht zugängliche Welt der Teilchenphysik bietet. Die Detektoren sind mit einer LED ausgestattet, welche aufblinkt, wenn ein Teilchen die sensible Fläche des Detektors passiert hat. Ein Teilchen durch ein einzelnes Blinken darzustellen ist allerdings für viele Menschen nicht anschaulich, weshalb es daher für die Zwecke der Wissenschaftsvermittlung sinnvoll ist, Teilchenbahnen durch eine Reihe von Detektoren sichtbar zu machen, ähnlich wie es am CERN beim ATLAS und CMS Experiment gemacht wird (siehe Abb. 1.1). Hier werden die Module, die von einem Teilchen getroffen wurden, farbig markiert und Teilchenbahnen durch die Module gezeichnet.

Diese Arbeit beschäftigt sich daher mit der Entwicklung eines Tracking Displays für die CosmicWatch Detektoren, für die sich mit einem beliebigen Aufbau mehrerer Detektoren, angeschlossen an einen gemeinsamen Computer, Teilchenbahnen darstellen lassen können. Der erste Abschnitt befasst sich mit der Theorie hinter kosmischer Strahlung, wofür die Bücher *Einstieg in die Astroteilchenphysik* von Prof. Claus Grupen [3] und *Cosmic Rays and particle physics* von Prof. Thomas K. Gaisser [4] genutzt wurden. Des Weiteren wird der Aufbau und die Funktionsweise des Detektors erklärt. Hierfür wurde primär mit dem Buch *Teilchendetektoren* von Prof. Hermann Kolanoski und Prof. Norbert Wermes [5] gearbeitet. In den Methoden werden die Programmierung einer asynchronen Auslese der Detektorsignale erläutert und vorgestellt sowie für den Tracker ein Algorithmus, mit dem für einen beliebigen Aufbau Koinzidenzen berechnet werden können, die eine Teilchenbahn generieren kann. Abschließend werden für drei Langzeitmessungen die Daten eines Detektor-Aufbaus analysiert und auf Richtigkeit überprüft, indem die gemessene Winkelverteilung mit dem Kosinus-Quadrat Gesetz (siehe Gleichung (2.2)) verglichen wird und die Ost-West-Asymmetrie kosmischer Myonen nachgewiesen wird. Eine Kurzanleitung für das Python-Paket PyWatch, das für diese Arbeit geschrieben wurde, befindet sich in Anhang A.

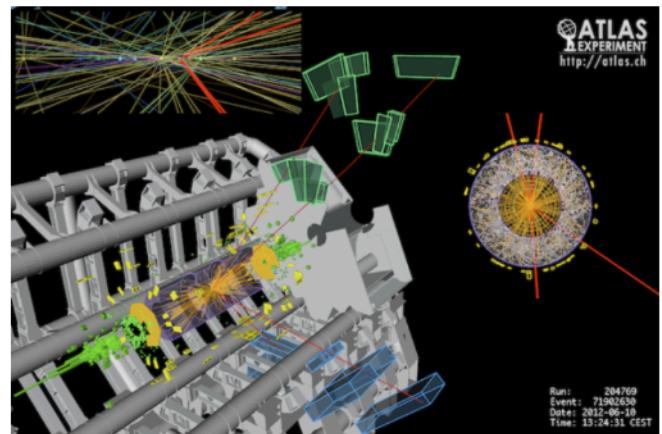


Abbildung 1.1: Higgs Boson Kandidat Event aus Kollisionen zwischen Protonen am [Large Hadron Collider \(LHC\)](#). Das Event zeigt einen Zerfall am ATLAS Experiment in vier Myonen (rote Teilchenbahnen) [2].

Theorie

2.1 Kosmische Strahlung

Auf die Erdatmosphäre treffen ständig geladene Teilchen (Nuklide und Elektronen), ungeladene Neutronen und elektromagnetische Strahlung, die in extraterrestrischen Quellen innerhalb der Milchstraße, in der Sonne, oder sogar in extragalaktischen Quellen entstanden sind. Diese Strahlung wird als primäre kosmische Strahlung bezeichnet und dessen Nuklearanteil besteht zu 90 % aus Protonen, 9 % aus α -Teilchen und 1 % aus schwereren Atomkernen [4]. Niederenergetische Teilchen mit Energien unterhalb von 10 GeV werden stark vom solaren Magnetfeld sowie dem Erdmagnetfeld beeinflusst, was ihre auf die Erdatmosphäre treffenden Flussdichten stark von der Sonnenaktivität abhängig macht.

Die primären Teilchen wechselwirken mit der Atmosphäre und aufgrund der Dichte und Länge der Wechselwirkung kommen von den primären Teilchen auf Meereshöhe praktische keine mehr an [6]. Je nach Teilchensorte entstehen elektromagnetische oder hadronische Schauer. Elektromagnetische Schauer entstehen durch Paarerzeugung, also der Erzeugung eines Elektron-Positron Paars beim Zerfall eines Photons. Die geladenen Leptonen erzeugen durch Bremsstrahlung weitere Photonen, welche dann wieder durch Paarerzeugung den Schauer bilden. Dies kann nur solange stattfinden, bis die Photonen mindestens die doppelte Ruheenergie eines Elektrons besitzen, da ansonsten Paarerzeugung kinematisch nicht möglich wäre. Hadronische Schauer hingegen sind weitaus komplizierter und können aus vielen verschiedenen Hadronen bestehen und sind abhängig von den einfallenden Teilchen sowie von der Zusammensetzung der Erdatmosphäre. Die auf die Atmosphäre treffenden Protonen bilden einen Schauer, wobei primär Pionen, aber auch Kaonen erzeugt werden. Neutrale Pionen leiten über ihren Zerfall ($\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$) elektromagnetische Schauer ein, während Zerfälle der geladenen Pionen und Kaonen ($K^+/\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ oder $K^-/\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$) tief durchdringende Myonen und Neutrinos erzeugen. Bei Meereshöhe machen Myonen 80 % der geladenen Teilchen aus, mit einem Fluss von etwa $1 \text{ cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$ [7]. In Abb. 2.1 sind die wichtigsten Wechselwirkungen für die Bildung des Teilchenschauers illustriert.

Das Myonenspektrum wird durch niederenergetische Teilchen im Bereich von 1 GeV dominiert. Dies liegt daran, dass hochenergetische Pionen eine hohe Zerfallslänge haben und dadurch am wahrscheinlichsten mit der Atmosphäre wechselwirken und weitere Pionen erzeugen, die dann aber Myonen mit geringeren Energien erzeugen. Die Energien sind zwar gering im Vergleich zur primären kosmischen Strahlung, dennoch sind Myonen in diesem Energiebereich hoch relativistisch und propagieren nahezu mit Lichtgeschwindigkeit durch die Atmosphäre. Während der Propagation interagieren Myonen primär durch Ionisation mit der Atmosphäre und verlieren dabei Energie. Die mittlere Energie wird dabei über die Bethe-Bloch Formel bestimmt. Diese ist nach [5] durch

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \quad (2.1)$$

- $K = 0,307 \text{ MeV cm}^2 \text{ mol}^{-1}$
- z, β sind Ladungszahl und Geschwindigkeit des Teilchens.
- Z, A sind Kernladungszahl und Massenzahl des Mediums.
- I ist die mittlere Energie, die zur Ionisation notwendig ist.
- T_{\max} ist der maximale Energieübertrag auf die Hüllenelektronen bei einem zentralen Stoß.
- δ ist die bei hohen Energien relevante **Dichtekorrektur**.
- C/Z ist eine bei kleinem β wichtige **Schalenkorrektur**.

gegeben.

Teilchen, die mit einem großen **Zenitwinkel** auf die Erde treffen, müssen eine weitere Strecke durch die Atmosphäre zurücklegen, weshalb ihre Wahrscheinlichkeit, zu zerfallen oder absorbiert zu werden, ansteigt. Es wird daher für größere Winkel eine verringerte Strahlintensität erwartet. Für nicht zu große **Zenitwinkel** θ lässt sich die Intensität über die zweite Potenz des Kosinus beschreiben [3, 7]:

$$I(\theta) = I(\theta = 0) \cos^2(\theta). \quad (2.2)$$

Des Weiteren sind niederenergetische Myonen empfindlich auf das Erdmagnetfeld. Da die Lorentz-Kraft über

$$\mathbf{F} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (2.3)$$

definiert ist und mehr positive als negative Myonen auf die Erde treffen, werden die meisten Myonen nach Osten abgelenkt, weshalb mehr Myonen aus westlicher Richtung erwartet werden [6]. Die Ost-West-Asymmetrie wird mit den Myonenflüssen F_O, F_W aus Ost und West Richtung definiert durch

$$A(\theta) = 2 \cdot \frac{F_W(\theta) - F_O(\theta)}{F_W(\theta) + F_O(\theta)}, \quad (2.4)$$

wobei diese Asymmetrie vom **Zenitwinkel** θ abhängig ist. Die maximale Asymmetrie wird nach [8] mit einem Wert im Bereich von 16 % bis 20 % bei einem **Zenitwinkel** von ungefähr 65° erwartet.

2.2 Detektor

2.2.1 CosmicWatch

Das CosmicWatch Projekt ist ein kostengünstiger Detektor, der für Bildungszwecke und kleinere wissenschaftliche Experimente entwickelt wurde. Er ermöglicht Einzelpersonen, Schulen und Forschern, kosmische Strahlung, insbesondere Myonen, zu untersuchen. Das CosmicWatch Projekt wurde hauptsächlich von Spencer Axani [10] und weiteren Studierenden und Forschern des MIT entwickelt, um kosmische Strahlungsdetektoren erschwinglicher und zugänglicher zu machen. Das Projekt ist offen zugänglich und bietet alle notwendigen Dokumentationen, Software und Anleitungen, um den Detektor selbst zu bauen und zu nutzen. Die Materialkosten betragen etwa 100–150 Euro, was den Einsatz in Klassenzimmern und für Hobbywissenschaftler attraktiv macht.

Der CosmicWatch Detektor besteht aus einem $5 \text{ cm} \times 5 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$ großem Plastik-Szintillator, der zusammen mit einem **Silizium-Photovervielfacher (SiPM)** in lichtundurchlässigem Klebeband umhüllt ist. Der **SiPM** ist mit einem

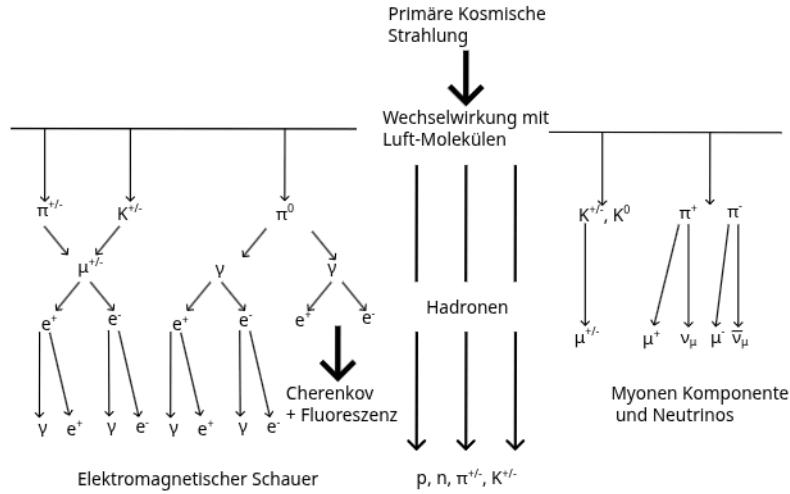


Abbildung 2.1: Die wichtigsten Zerfälle und Wechselwirkungen, die zur Bildung von Teilchenschauern in der Erdatmosphäre durch Auftreffen primärer kosmischer Strahlung führen. Inspiriert von [9].

Printed Circuit Board (PCB) verbunden, welcher das Signal verstärkt und formt, damit es von einem Mikrocontroller ausgelesen werden kann. Dieser kann mithilfe eines Analog-To-Digital Converter (ADC) die analogen Signale als digitalen Wert speichern. Benutzt wird ein 16 MHz Arduino Nano ATmega328, welcher eine Taktrate von 16 MHz besitzt und somit keine Signale im nm-Bereich lesen kann. Der SiPM erzeugt ein Signal mit einer Länge von etwa 0,5 μ s und einer Höhe im Bereich von etwa von 10 bis 100 mV. Dieses Signal wird zuerst um einen Faktor von ca. 6 verstärkt und dann auf etwa 100 μ s gestreckt (siehe Abb. 2.2) [1].

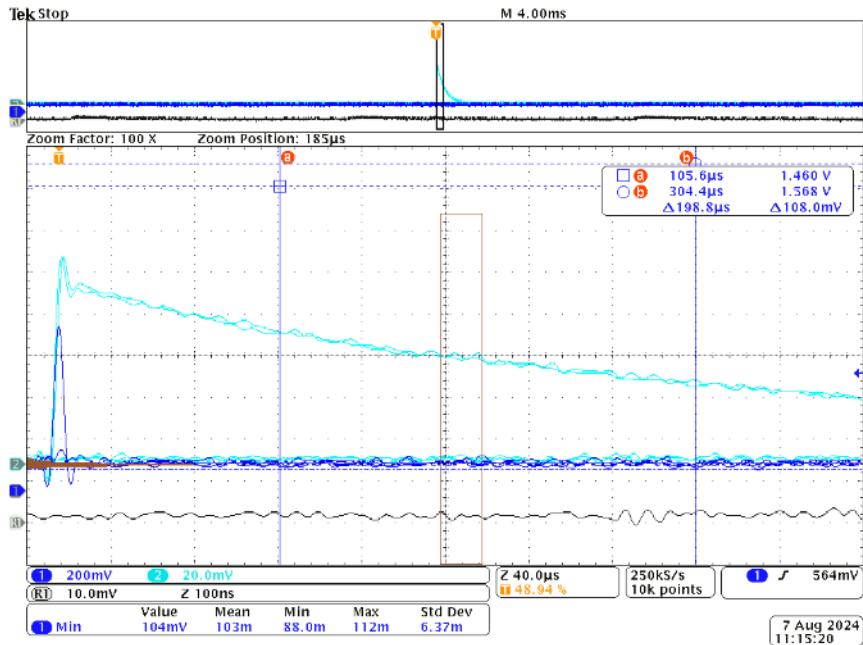


Abbildung 2.2: Vergleich des verstärkten SiPM-Signals (dunkel Blau) des CosmicWatch Detektors mit dem gestreckten Signal (hell Blau). Das gestreckte Signal ist das, welches von der Arduino Software genutzt wird.

2.2.2 Szintillator

Szintillatoren sind meist kristalline Materialien, welche ionisierende Strahlung in optisches oder ultraviolettes Licht umwandeln. Die Anzahl der erzeugten Photonen soll dabei proportional zur im Detektormaterial deponierten Energie sein. Organische Szintillatoren wie die aus Plastik eignen sich zur schnellen Erzeugung elektrischer Signale bei Durchgang von geladenen Teilchen. Beim Auftreffen von Strahlung auf das Detektormaterial werden Molekül-Zustände angeregt, welche im ns-Bereich wieder abgeregt werden. Damit jedoch Licht aus dem Detektor austreten kann, muss das Emissionsspektrum im Vergleich zum Absorptionsspektrum zu größeren Wellenlängen hin verschoben sein, sodass sich die Spektren so wenig wie möglich überlappen. Dies wird physikalisch dadurch erreicht, indem die Abregung über mehrere elektronische Zustände geschieht, wobei diese außer dem letzten Übergang in den Grundzustand nicht-radiativ geschehen. Bei Überlappung würde das Emissionslicht des Szintillators intern absorbiert werden und wäre nach außen hin nicht durchsichtig. Die Wellenlängenverschiebung des Emissionsspektrums wird als Stokes-Verschiebung bezeichnet. Diese kann vergrößert werden, indem dem polymerisiertem Basismaterial weitere szintillierende Stoffe zugefügt werden[5, 11].

2.2.3 SiPM

SiPM sind Halbleitergeräte, die beim Einfall einzelner Photonen mithilfe von **Avalanche-Photodioden (APDs)** ein messbares elektrisches Signal erzeugen. **APDs** haben zwei PN-Übergänge. Die breite n-dotierte Verarmungszone, wie in Abb. 2.3 gezeigt, ist sensitiv auf einstrahlende geladene Teilchen, die Signalelektronen in dieser Zone durch Energieübertrag generieren. Diese Signalelektronen driften zur Ausleseelektrode und werden dabei im Hochfeldbereich der starken p- und n-dotierten Zonen stark beschleunigt, wodurch weitere Signalelektronen lawinenartig erzeugt werden. Wird die Feldstärke weit genug erhöht, so sättigt die Verstärkung (etwa 10^6) und ist weder von Teilchenart noch von in der Zelle deponierten Energie abhängig. Dieser Betriebsbereich wird als Geiger-Modus bezeichnet mit dem auch Geiger-Müller-Zählrohre betrieben werden, ähnlich wie es bei gasgefüllten Detektoren der Fall ist. **SiPMs** bestehen aus Pixel-Arrays von **APD-Zellen**, die auf einem gemeinsamen Halbleiter Substrat angeordnet werden. Die Pixelzellen befinden sich im μm -Bereich, was es innerhalb der Zeitauflösung unwahrscheinlich macht, dass ein Pixel von mehreren Photonen gleichzeitig getroffen wird. Aus diesem Grund ist die Anzahl der getroffenen Pixel proportional zur Anzahl der eintreffenden Photonen [5, 12].

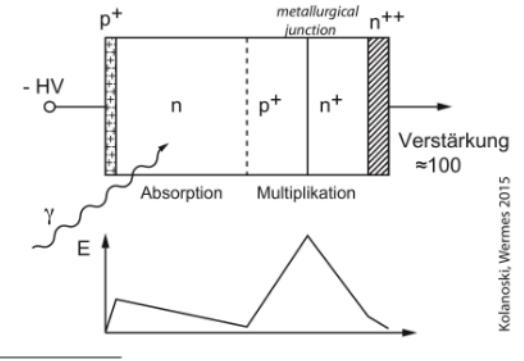


Abbildung 2.3: PN-Übergang einer **Avalanche-Photodiode**. Darunter ist der Verlauf des elektrischen Feldes skizziert [5].

2.3 Messvorgang und Koinzidenzen

Folgende Größen werden vom Arduino nach Messung eines Teilchens ausgegeben:

- Arduino Zeit (in ms) nach Beginn der Messung
- Temperatur (in $^{\circ}\text{C}$)
- **ADC**-Wert
- **SiPM**-Spannung (in mV)
- Bis dahin akkumulierte Detektor Totzeit (in ms)

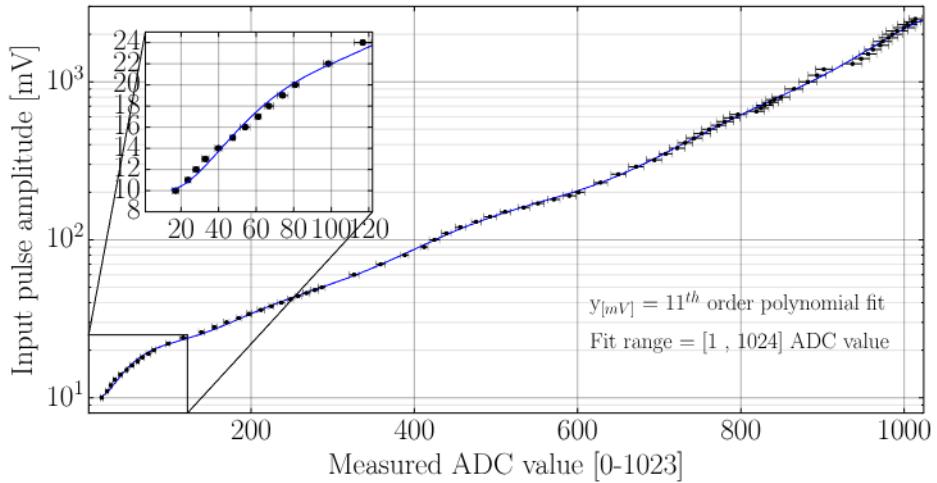


Abbildung 2.4: Kalibrationskurve, die den **ADC**-Werten des CosmicWatch Detektors eine Puls Amplitude des **SiPM** zuordnet. Entnommen aus [13].

Das in Abschnitt 2.2.1 beschriebene Signal, welches am **SiPM** entsteht und von der Elektronik am **PCB** geformt wird, wird vom Arduino genutzt, um wiederum auf die **SiPM**-Spannung zurückzuschließen. Dies wird mithilfe der in Abb. 2.4 gezeigten Kalibrationskurve gemacht.

Über einen 3,5 mm Klinkenstecker lassen sich zwei Detektoren miteinander verbinden, um Koinzidenz Messungen durchzuführen. Es ist sehr unwahrscheinlich, dass gemessene Koinzidenzen nicht von Myonen kommen, wie in [14] erläutert:

- α -Teilchen können keinen einzigen Detektor penetrieren.
- β -Teilchen haben eine hohe Streuwahrscheinlichkeit und werden unwahrscheinlich genug Energie in beiden Szintillatoren deponieren können.
- γ -Strahlung wechselwirkt über Compton-Streuung mit dem Szintillator Material. Dies muss jedoch für mindestens zwei Detektoren passieren und das Teilchen muss dabei in beiden Szintillatoren genügend Energie verlieren, was unwahrscheinlich ist.
- Zufallskoinzidenzen sind unwahrscheinlich bei einem gut gewähltem Zeitfenster
- ein typisches minimal ionisierendes Myon deponiert üblicherweise genügend Energie, um vom Detektor gemessen zu werden, ohne abgelenkt zu werden, weshalb dies auch im zweiten Detektor geschieht.

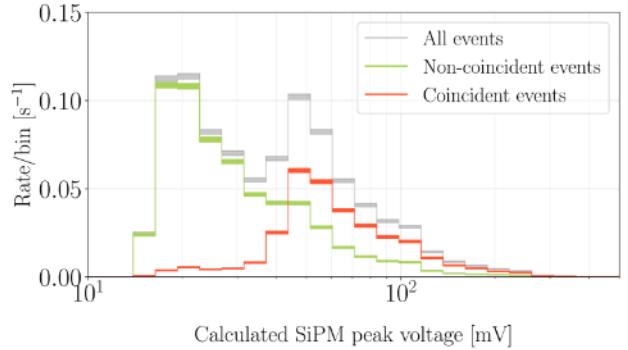


Abbildung 2.5: **SiPM**-Spannungs Spektrum einer Langzeitmessung. Das Spektrum ist aufgeteilt in Koinzidenz- und nicht-Koinzidenz Events [14, S. 55]

Deshalb kann durch einen Vergleich der **SiPM**-Spannungs Spektren von Koinzidenzen und Nicht-Koinzidenzen auf die Energieverteilung von Myonen und ungewollter Hintergrundstrahlung geschlossen werden. In Abb. 2.5 ist zu sehen, dass Myonen einen Peak im Spektrum bei etwa 40 bis 50 mV besitzen, während Hintergrundstrahlung einen Peak im Bereich um 20 mV besitzt. Es muss hierbei beachtet werden, dass in der Arbeit [14] von Spencer N. Axani Aluminium-Gehäuse genutzt wurden, hierfür jedoch nur Kunststoff-Gehäuse zur Verfügung standen, was eine Auswirkung auf die Koinzidenzmessung von β -Teilchen haben könnte.

Methoden

3.1 Timing

Um ein Tracking Display zu erstellen, müssen aus den einzelnen CosmicWatch Detektoren die Signale von einem zentralen Computer gelesen werden, welcher bestimmt, welche Signale als ein Event interpretiert werden. Im Folgenden wird als **Hit** die Erzeugung eines Signales in einem Detektor bezeichnet, welches über den seriellen Port an den Computer weitergeleitet wird. Ein **Event** ist die Menge aller Hits unterschiedlicher Detektoren, die innerhalb eines Zeitfensters (Threshold) gemessen wurden.

Zeitdrift des Arduino

Die Daten, die bei einem **Hit** übertragen werden, beinhalten unter anderem die Zeit t_{Ard} des Arduino, bei der das Signal gesendet wurde. Der Arduino Nano ist ein kosteneffizientes Bauteil, weshalb eine inakkurate Zeitangabe der **Hit**-Zeit erwartet wird. Bei einer Koinzidenzmessung, wo die Zeiten zwischen den Detektoren miteinander verglichen werden müssen, ist dies ein Problem, welches die Arduino Zeit praktisch unbrauchbar macht. Aus diesem Grund ist es nötig, einen zentralen Computer zu benutzen, welcher für die Zeitsetzung bei einem **Hit** verantwortlich ist. Die Computerzeit t_{comp} und Arduinozeit t_{ard} werden pro Detektor für einen Zeitraum von etwa 7 - 8 Minuten gemessen und miteinander verglichen. Die Zeitdifferenz wird mit $\tau = t_{\text{comp}} - t_{\text{ard}}$ definiert. Zusätzlich wird eine weitere Zeit eingeführt, $t = t_{\text{comp}} - t_0$. Die Computerzeit bezeichnet die vergangenen Sekunden seit dem 1. Januar 1970 und ist ein Industriestandard. Dieser Wert ist aber sehr groß, weshalb hier nur die Zeitspanne seit Beginn der Messung betrachtet wird. Es wird ein linearer Zusammenhang

$$\tau(t) = \mu \cdot t \quad (3.1)$$

Tabelle 3.1: **Zeitdrift** der Detektoren. Die obere Reihe zeigt die **Zeitdrifts** in Millisekunden pro Sekunde, während die untere Reihe die Werte in Sekunden pro Tag angibt.

$\mu / \text{ms s}^{-1}$	-0,47	-0,27	1,26	1,35	-0,01	0,65	-0,31	1,22	0,09
$\mu / \text{s d}^{-1}$	-40,54	-23,63	108,79	116,26	-1,28	55,82	-26,53	105,22	7,99

erwartet, wobei μ den **Zeitdrift** zwischen der Computer- und Arduinozeit beschreibt. Die Zeitdifferenzen für verschiedene Detektoren sind in Abb. 3.1 abgebildet. Es ist zu erkennen, dass alle Detektoren mit der Zeit immer stärker von der Computerzeit abweichen. Diese Abweichung ist dabei wie zu erwarten linear in der Zeit. Zusätzlich ist zu erkennen, dass dieser Zeitdrift sowohl positiv als auch negativ sein kann. Die im Arduino verbauten Uhren können somit zu schnell als auch zu langsam laufen. In Tabelle 3.1 ist zu erkennen, dass der **Zeitdrift** so stark sein

kann, dass die Zeiten teilweise bis zu 2 Minuten pro Tag von der Computerzeit abweichen können. Wenn man bedenkt, dass der Zeitdrift auch negativ sein kann, so können die Arduinos unter sich bis zu 4 Minuten auseinander laufen, weshalb es nötig ist, bei der Koinzidenz einen externen Zeitstempel zu nutzen, was mit der Computerzeit umsetzbar ist. Das ist wichtig, da dies impliziert, dass das Auslesen der Detektorsignale zum gleichen Zeitpunkt wie die Registrierung des Signals am Detektor selbst erfolgen muss. Der Code für die Auslese muss daher so geschrieben werden, dass die Auslese unter keinen Umständen blockiert wird.

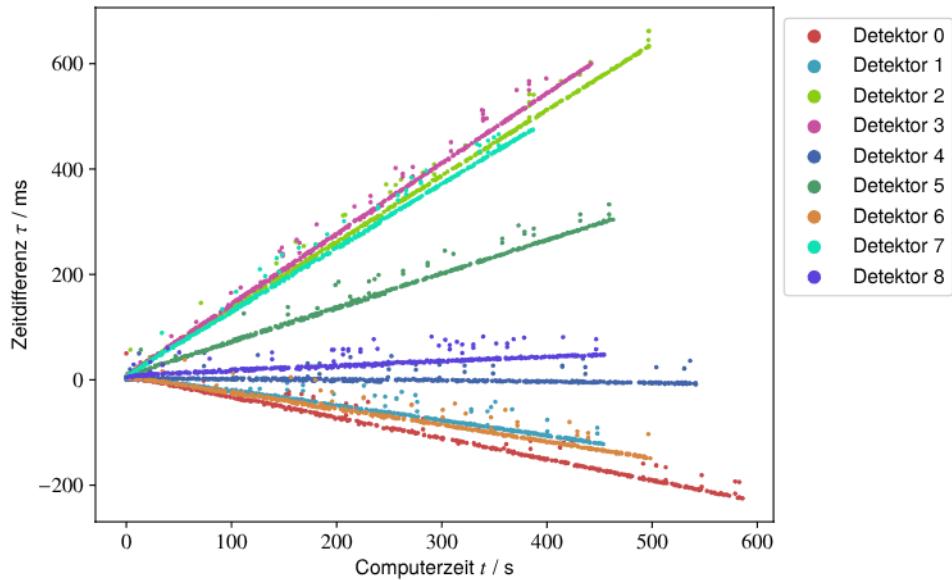


Abbildung 3.1: Zeitdifferenzen verschiedener Detektoren zwischen Computer- und Arduinozeit aufgetragen in Abhängigkeit der Computerzeit.

3.2 Implementierung einer Detektorklasse

Für eine einfache Handhabung wird in Python die Klasse `Detector` erstellt, mit welcher `Hits` eines Detektors ausgelesen werden können. Für das Senden und Auslesen von Daten über einen seriellen Port kann das Paket `pyserial` verwendet werden, welches sich jedoch nicht für diese Zwecke eignet, da während des Auslesens eines Detektors, die Ausführung des Codes blockiert wird. Damit aber die Computerzeit bei den `Hits` benutzt werden kann, müssen die `Hit`-Daten unverzüglich, nach dem sie an den Computer gesendet wurden, auch ausgelesen werden. Dies bedeutet, dass die Auslese nicht-blockierend geschehen muss. Dies kann mit dem Python-Paket `pyserial-asyncio` erreicht werden, welches eine asynchrone Programmierung ermöglicht, was jedoch mit den `async` und `await` Schlüsselwörtern den Python Code verkompliziert, da hierdurch der code nicht mehr wie gewohnt sequentiell ausgeführt wird (eine Zeile nach der anderen), sondern zwischen Code Fragmenten hin und her gesprungen wird, je nachdem, welcher Prozess gerade blockiert ist. In der Praxis hat dann die Detektorklasse folgende Funktionalität:

```
class Detector:
    def __init__(self, port: str) -> None: ...

    @async def open(self) -> Detector: ...

    @async def close(self) -> None: ...
```

```
async def measurement(self) -> HitData: ...

def run(self, hits: int) -> list[HitData]: ...
```

Beim Erstellen eines Klassenobjekts muss der Name des Ports angegeben werden. die Funktionen `open` und `close` sind dazu da, um den Port zu öffnen und zu schließen. Mit `measurement` können die Daten nach einem `Hit` ausgelesen werden. Diese Funktion gibt ein Objekt der Klasse `HitData` wieder, die folgendermaßen definiert ist:

```
from dataclasses import dataclass

@dataclass
class HitData:
    comp_time: int
    ard_time: int
    amplitude: int
    sipm_voltage: float
    dead_time: int
    temp: float
```

3.3 Koinzidenzmessung

Für die Koinzidenzmessung wurde die `DetectorPool` Klasse erstellt. Diese hat folgende Funktionalität:

```
class DetectorPool:
    def __init__(self, *ports: str, threshold: int = 10) -> None: ...

    def run(self, event_count: int, callback = None, *args)
        -> (int, Optional[Exception]): ...
```

Mit der Funktion `run` wird eine Messung gestartet, die so lange läuft, bis `event_count` `Events` registriert wurden. Falls eine `callback` Funktion spezifiziert wurde (diese kann eine Async Funktion sein), so wird diese nach jedem `Event` ausgeführt. Das erste Argument der Funktion muss dabei das `Event` Objekt sein. Intern funktioniert `run` so, dass nach Eingang von einem `Hit` die Daten in einem Dictionary gespeichert werden, wobei der Detektorindex der Schlüssel und `HitData` der Wert ist. Wird daraufhin ein weiterer `Hit` in einem anderen Detektor registriert, so wird die Zeitdifferenz zwischen den `Hits` überprüft. Ist die Zeitdifferenz kleiner als `threshold`, so wird der nächste `Hit` im Dictionary gespeichert. Ist dies nicht der Fall, so wird das alte Dictionary in einer Liste aller `Events` gespeichert und mit dem neuen `Hit` ein neues Dictionary gestartet. Das alte Dictionary wird dabei nur dann gespeichert, falls mindestens zwei `Hits` registriert wurden, da nur Koinzidenzen von Relevanz sind. Nach Ende einer Messung gibt `run` als Tupel die Anzahl aller registrierten `Events` sowie eine Fehlermeldung wieder (falls existent), da es passieren kann, dass während der Messung ein Fehler aufkommt und am Ende die Anzahl an `Events` nicht mit `event_count` übereinstimmt. Damit aber die Messdaten nicht verschwinden, werden jegliche Fehlermeldungen unterdrückt und als Wiedergabewert weitergeleitet.

3.4 Tracking Display

3.4.1 Koinzidenz Automatismus

Um im Display Teilchenbahnen darstellen zu können, müssen `Events` nach physikalisch sinnvoll und nicht sinnvoll gefiltert werden. Aufgrund der geringen Raten ist es unwahrscheinlich, dass zwei Myonen gleichzeitig auf die

Detektoren treffen. Mit dem in Abschnitt 2.1 genäherten Myonenfluss von $1 \text{ cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$ und einer effektiven Detektorfläche von $3 \cdot 25 \text{ cm}^2$, was bei drei aneinander stehenden CosmicWatch Detektoren der Fall ist, wird ein Myon alle 800 ms erwartet. Der Threshold für Koinzidenzen wird allerdings nur auf wenige ms abgeschätzt (der genaue Wert wird in Abschnitt 4.3 experimentell bestimmt). Daher wird bei jedem Event angenommen, dass nur ein Myon das Event verursacht hat. Bei bekannter geometrischer Anordnung ist es damit einfach zu sehen, welches Event von einem Myon verursacht werden konnte und damit physikalisch sinnvoll ist. Alle anderen Events sind nach dieser Definition physikalisch nicht sinnvoll, wenn durch die getroffenen Szintillatorenvolumina keine gerade Teilchenbahn durchgezogen werden kann. Beispielsweise wäre eine Koinzidenz von zwei Detektoren nicht sinnvoll, wenn zwischen ihnen noch ein weiterer Detektor liegt, der ebenfalls getroffen werden müsste. So eine Koinzidenz ist beispielsweise in Abb. 3.2 zu sehen. Hier ist eine Teilchenbahn durch alle drei Detektoren möglich, eine Koinzidenz ohne Detektor 2 jedoch nicht. Die Koinzidenz von 1 und 2 ist ebenfalls möglich, aber nur, wenn die Teilchenbahn nicht mittig, sondern am Rande der Detektoren durchgeht. Die Komplexität, Bahnen auf physikalische Sinnhaftigkeit zu überprüfen, steigt in Abhängigkeit von der Anzahl der Detektoren und ihrer Anordnung. Um einen modularen Einsatz des Trackers zu ermöglichen, ist ein Algorithmus zum Herausfiltern nicht sinnvoller Bahnen nötig. Bei bekannter Geometrie des Aufbaus kann jedoch ein Algorithmus definiert werden, der physikalisch sinnvolle Events berechnen kann.

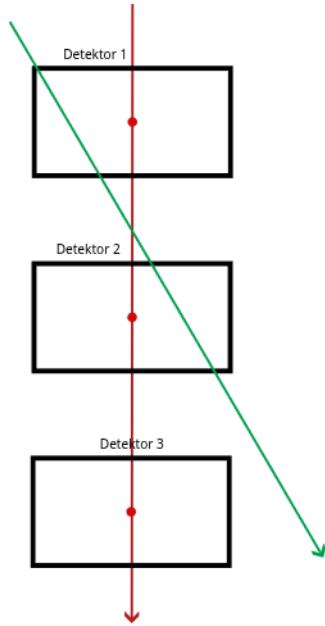


Abbildung 3.2: Zeigt drei Detektoren und zwei Teilchenbahnen skizziert. Die rote Teilchenbahn ist valide, falls alle drei Detektoren getroffen wurden und die grüne nur bei Detektoren 1 und 2.

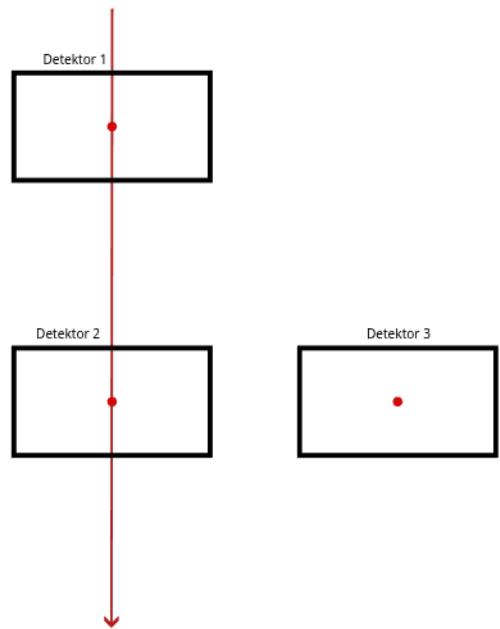


Abbildung 3.3: Detektoranordnung, bei der eine Koinzidenz von Detektoren 1 und 2 möglich ist, eine Koinzidenz von allen drei Detektoren jedoch nicht.

Man betrachte einen Punkt \mathbf{u} in Detektor 1, Punkt \mathbf{v} in Detektor 2 und Punkt \mathbf{w} in Detektor 3. Eine Teilchenbahn durch die Punkte der ersten beiden Detektoren kann durch die Kurve

$$\gamma(\alpha) = \mathbf{u} + \alpha \mathbf{r} \quad (3.2)$$

parametrisiert werden, wobei $\mathbf{r} = \mathbf{v} - \mathbf{u}$ ist. Des Weiteren wird $\mathbf{s} = \mathbf{w} - \mathbf{u}$ definiert. Das Ziel ist es, herauszufinden, ob der Punkt \mathbf{w} in Detektor 3 auf dieser Bahn liegt. Da die Detektoren ein endliches Volumen besitzen, muss logischerweise nicht \mathbf{w} selbst, sondern mindestens ein Punkt in der Umgebung $\Omega_{\mathbf{L}}(\mathbf{w})$ von \mathbf{w} auf der Kurve liegen. Da der Szintillator ein Quader ist, wird als Umgebung $\Omega_{\mathbf{L}}(\mathbf{z})$ auch ein Quader definiert. Sei $\mathbf{L} = (l_x, l_y, l_z)$

ein Vektor, der die Ausmaße des Quaders in 3 Dimensionen beschreibt. Zu finden sind dann alle α , für die $\gamma(\alpha) \in \Omega_L(\mathbf{w})$ ist. Damit ergibt sich die Bedingung

$$\gamma_i(\alpha) - w_i = \alpha r_i - s_i \in \left(-\frac{l_i}{2}, \frac{l_i}{2}\right) \quad \text{für } i \text{ in x, y, z,} \quad (3.3)$$

die aussagt, dass jede Komponente von $\gamma(\alpha)$ in ihrer Dimension innerhalb des Quaders liegt. Für jede Dimension ergibt sich ein Intervall I_i , in dem α liegen muss, damit es in genau dieser Dimension im Quader liegt. Es gilt:

$$I_i = \begin{cases} \left(\frac{s_i - l_i/2}{r_i}, \frac{s_i + l_i/2}{r_i}\right) & r_i > 0 \\ \left(\frac{s_i + l_i/2}{r_i}, \frac{s_i - l_i/2}{r_i}\right) & r_i < 0 \end{cases}. \quad (3.4)$$

Das Intervall I_α , für das $\gamma(\alpha) \in \Omega_L(\mathbf{z})$ gilt, ist damit

$$I_\alpha = I_x \cap I_y \cap I_z.$$

Der Quader um \mathbf{z} wird von $\gamma(\alpha)$ geschnitten, wenn $I_\alpha \neq \emptyset$. Der Fall, dass $r_i = 0$ ist, muss gesondert behandelt werden. Ist $r_i = 0$, so ist $\gamma(\alpha)$ in dieser Dimension eine Konstante und die Bedingung in 3.3 vereinfacht sich zu

$$s_i \in \left(-\frac{l_i}{2}, \frac{l_i}{2}\right).$$

Ist dies der Fall, so kann nach Gleichung (3.4) mit $I_i = (-\infty, \infty)$ weitergerechnet werden. Falls s_i nicht in diesem Intervall ist, so kann $I_\alpha = \emptyset$ gesetzt werden.

Der hier vorgestellte Algorithmus funktioniert nur, falls die Symmetriearchsen des Quaders mit den Koordinatenachsen übereinstimmen. Falls dies nicht der Fall ist, muss das Koordinatensystem so gedreht werden, sodass die Achsen übereinstimmen. Die Rotationsmatrizen sind gegeben durch

$$\mathbf{R}_x(\theta_x) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta & -\sin \theta \\ 0 & \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}, \quad \mathbf{R}_y(\theta_y) = \begin{pmatrix} \cos \theta & 0 & \sin \theta \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta & 0 & \cos \theta \end{pmatrix}, \quad \mathbf{R}_z(\theta_z) = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta & 0 \\ \sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Jede Rotation $\mathbf{R}(\theta)$ um den Ursprung ist eine Kombination dieser drei Rotationsmatrizen. Wenn nun ein Quader mit Position \mathbf{w} rotiert werden soll, so müssen alle Punkte $\mathbf{u} \in \Omega_L(\mathbf{w})$ rotiert werden mit der Gleichung

$$\mathbf{u}' = \mathbf{R}(\theta)(\mathbf{u} - \mathbf{w}) + \mathbf{w}.$$

Dabei muss beachtet werden, dass \mathbf{u}' die Punkte des rotierten Detektors beschreiben. Da jedoch wie erwähnt der Algorithmus nur in den Koordinatenachsen funktioniert, indem die Symmetriearchsen des Quaders mit den Koordinatenachsen übereinstimmen, wird stattdessen die Kurve $\gamma(\alpha)$ um den Punkt \mathbf{w} rotiert. Daher wird mit der neuen Kurven

$$\gamma'(\alpha) = \mathbf{R}^T(\theta)(\gamma(\alpha) - \mathbf{w}) + \mathbf{w}$$

die Berechnung durchgeführt.

Um zu berechnen, welche Koinzidenzen möglich sind, werden die Detektoren in $n \times n$ Quader aufgeteilt, die Segmente genannt werden. Zwischen den Segmenten zweier Detektoren können Geraden parametrisiert werden, die durch die Mittelpunkte der Segmente gehen. Anschließend wird berechnet, welche anderen Detektoren auf dieser Geraden liegen. Dies muss für alle Detektorpaare durchgeführt werden, was eine enorme Rechenleistung benötigen kann, je nach der Segmentierung S und der Detektorzahl N . Die Segmentierung ist wichtig, da ansonsten nur Teilchenbahnen, die mittig durch die Detektoren gehen, berücksichtigt werden (siehe Abb. 3.2) und somit die meisten Koinzidenzen nicht gefunden werden können. Um den Algorithmus jedoch effizienter zu gestalten,

werden im ersten Schritt nur Koinzidenzen ohne [Segmentierung](#) berechnet. Dieser Schritt hat eine Zeitkomplexität von $\mathcal{O}(N^3)$ und dient dazu herauszufinden, welche Detektoren auf jeden Fall keine Koinzidenzen beschreiben können. Somit können Rechenschritte gespart werden. In Abb. 3.3 ist zu sehen, dass auch ohne [Segmentierung](#) eindeutig ist, dass die Koinzidenz {1, 2, 3} nicht möglich ist. Der Algorithmus sieht als Pseudocode im Stil von Python folgendermaßen aus:

```
# Hier kommen alle Koinzidenzen, die beim Aufbau möglich sind
course_coincidences = []

for i in range(n):
    for j in range(n):
        # Iteriere über alle Detektoren in einer Doppel-Schleife
        # Koinzidenzen, wo zweimal der selbe Detektor
        # angesprochen wird, sind nicht möglich
        if j == i:
            continue

        # Definiere eine Liste mit den Indizes der erlaubten Koinzidenz
        coincidence_indices = [i, j]

        p1 = Position des ersten Detektors
        p2 = Position des zweiten Detektors
        line = Gerade, die durch p1 und p2 geht

        # Überprüfe, welcher Detektor auf der Geraden liegt
        for k in range(n):
            if k == j or k == i:
                continue

            if cuboid_on_line(line, detector k) :
                coincidence_indices.append(k)

        course_coincidences.append(coincidence_indices)
```

Sobald die Liste `coincidences` gefüllt ist, werden die Detektoren in Segmente unterteilt und die Koinzidenzen nochmals berechnet. Hierfür wurde eine Klasse `Coincidences` geschrieben, welche von `Dictionary` erbt und als Schlüssels die Koinzidenzen annimmt. Ein einfaches `Dictionary` hätte nicht funktioniert, da Listen in Python nicht als Schlüssel verwendet werden können. Die Einträge sind dann wieder Listen, jedoch mit allen möglichen Teilchenbahnen.

```
coincidences = Coincidences()
detectors = Liste der Detektoren

for coin in course_indices:
    i1, i2 = coin[0:2]
    segments1 = Segmente von Detektor 1
    segments2 = Segmente von Detektor 2

    for s1 in segments1:
        for s2 in segments2:
```

```

indices = [i1, i2]
line = Gerade durch s1 und s2

# Finde alle Detektoren, die auf dieser Geraden liegen
indices.extend(in
    [i for i in coin[2:] if detectors[i].line_in_detector(line)])

coincidences[indices].append(line)

```

Dieser Algorithmus hat eine von der [Segmentierung](#) S abhängige Zeitkomplexität. Diese wächst mit S^4 . Abschließend kann zur Darstellung einer Teilchenbahn über alle möglichen Bahnen einer Koinzidenz gemittelt werden, um eine Bahn zu definieren, die gezeichnet werden soll, wenn diese Koinzidenz auftritt. Hierbei muss beachtet werden, dass die Parametrisierung der Bahnen über einen Punkt \mathbf{p} und einer Richtung $\hat{\mathbf{r}}$ stattfindet. Dabei muss $\hat{\mathbf{r}}$ zum einen normiert sein und zum anderen immer in die negative y -Richtung zeigen, damit der gemittelte Richtungsvektor sinnvoll ist. Dies ist in Abb. 3.4 zu sehen. Hier würden sich die grünen Bahnen zur blauen hin mitten, jedoch wäre das nicht möglich, falls eine der grünen Bahnen nach oben hin zeigen würde. Ob r_y immer negativ oder positiv ist, ist nicht wichtig. Es muss aber beachtet werden, dass für alle möglichen Bahnen r_y immer das gleiche Vorzeichen hat.

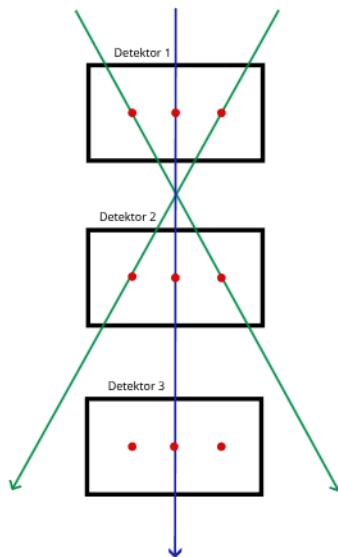
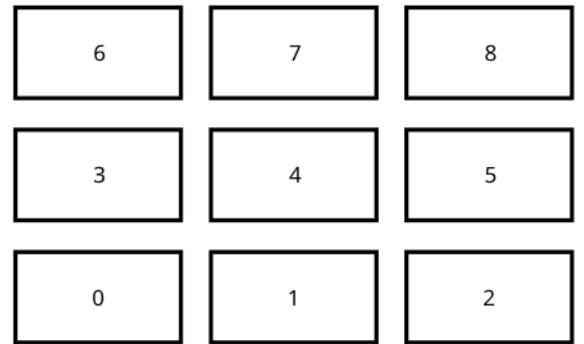


Abbildung 3.4: Es werden bei der Koinzidenz $\{0, 1\}$ bei einer [Segmentierung](#) $S = 2$ zwei mögliche Teilchenbahnen in Grün gezeigt. gemittelt kommt die Bahn raus, die in Blau gezeichnet ist.

3.5 Experimenteller Aufbau einer Langzeitmessung



(a) Aufbau



(b) Nummerierung

Abbildung 3.5: Experimenteller Aufbau der Langzeitmessung. Die CosmicWatch Detektoren sind in einem 3×3 Gitter angeordnet.

Die Funktionalität des Tracking-Systems wird mit einem praktischen Aufbau getestet, der exemplarisch für das Tracking Display verwendet wird. Bei diesem Aufbau sind 9 Detektoren in einem 3×3 Gitter auf- und nebeneinander angeordnet (siehe Abb. 3.5) und bieten für eine Analyse der Winkelverteilung 9 verschiedene Winkel. Hierfür werden über einen Zeitraum von mehreren Stunden insgesamt etwa 70 000 bis 90 000 Events gemessen. Eine Testmessung wurde im Gebäude des physikalischen Instituts durchgeführt (im Folgenden als TM bezeichnet) und zwei weitere Messungen (M1 und M2) auf dem Dach des Forschungs- und Technologiezentrum Detektorphysik, zwischen welchen der Gesamtaufbau um 180 Grad rotiert wurde, um Effizienzunterschiede der Detektoren als mögliche Fehlerquelle zu beseitigen.

Primär dient der Versuch dazu, die Trefferzahl N auf ihre Winkelabhängigkeit zu untersuchen. Nach Gleichung (2.2) wird eine immer kleiner werdende Teilchenrate für größer werdende Zenitwinkel erwartet. Die Trefferzahl folgt dabei der Poisson-Statistik mit einer Unsicherheit $\Delta N = \sqrt{N}$, wie es üblich bei Zählereignissen ist [15]. Es existieren Winkel für den senkrechten Einfall von Teilchen bei 0° bis hin zu flachen Winkeln bei $\pm 90^\circ$. Die Winkel berechnen sich aus den Abständen der Mittelpunkte der Detektoren zueinander, wie es in Abb. 3.6 dargestellt ist. Bei einer Koinzidenz dreier Detektoren werden die beiden Äußenen betrachtet. Sei s_x der Abstand der Detektoren in x -Richtung und s_y der Abstand in y -Richtung. Dann ist der Winkel berechenbar über

$$\phi = \arctan \left(\frac{s_x}{s_y} \right). \quad (3.5)$$

Aufgrund der Geometrie können die Abstände nur ein Vielfaches von der Breite eines Detektors $b = 4,5$ cm oder von der Höhe $h = 7,06$ cm sein. Die Unsicherheit ist hierbei über den minimalen sowie maximalen Winkel, den ein Teilchen bei einem Treffer haben kann, definiert. Wie in Abb. 3.6 zusehen, sind diese Winkel im Vergleich zu Gleichung (3.5) über

$$\phi_{\min/\max} = \arctan \left(\frac{s_x \mp \Delta}{s_y - \delta} \right) \quad (3.6)$$

zu berechnen. Dabei stehen $\Delta = 5$ cm und $\delta = 1$ cm für die Ausmaße des Szintillators. Die Berechnung der Unsicherheit für den $\pm 90^\circ$ Winkel muss gesondert behandelt werden, da sich beide Detektoren auf der gleichen Höhe befinden. Nach Abb. 3.7 wird die Unsicherheit durch

$$\phi_{\min/\max} = \pm \arctan \left(\frac{s_x + \Delta}{\delta} \right)$$

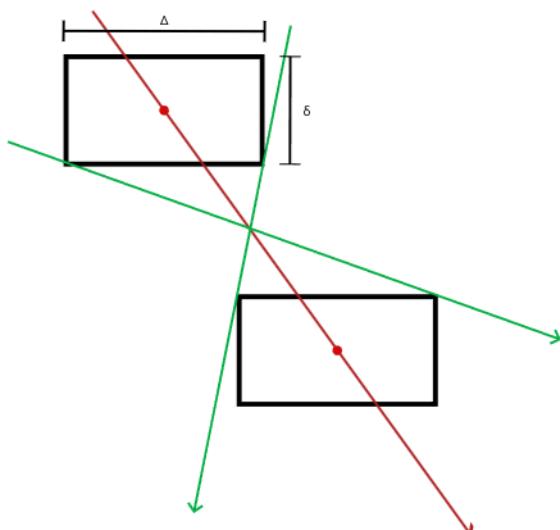


Abbildung 3.6: Skizze einer Koinzidenz zweier Detektoren. Die rote Spur geht durch die Mittelpunkte der Detektoren und definiert den Winkel der Teilchenbahn. Die grünen Spuren markieren die Grenzen der möglichen Winkel und damit die Unsicherheit.

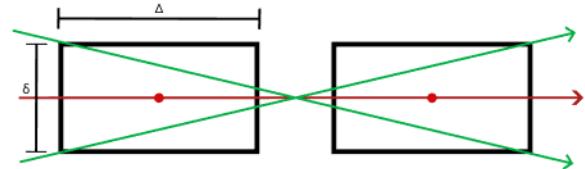


Abbildung 3.7: Skizze einer Koinzidenz für nebeneinander stehende Detektoren. Die Grünen Spuren markieren die Grenzwinkel, bei der Annahme, dass sich darüber und/oder darunter noch eine Reihe von Detektoren befinden.

bestimmt. Die tatsächlichen Unsicherheiten können dabei für bestimmte Koinzidenzen kleiner sein als hier berechnet wurde, da sich über oder unter den Detektoren sich noch eine weitere Detektorschicht befindet, weshalb der Winkelbereich eingeschränkt wird. Zudem muss berücksichtigt werden, dass es keine Information darüber gibt, ob einem Teilchen der Winkel 90° oder -90° zugeordnet werden soll, da beide mit den selben Koinzidenzen beschrieben werden. Daher wird die Trefferzahl N zusätzlich durch zwei geteilt und beiden Winkeln zugeordnet.

Resultate

4.1 Nutzung des Trackers für den experimentellen Aufbau

Der Tracker wurde für den in Abschnitt 3.5 beschriebenen Aufbau getestet. Dieser wurde in TypeScript mit React als Framework geschrieben. Für dreidimensionale Grafiken wurde die Bibliothek Three.js¹ verwendet. In Abb. 4.1 ist der Tracker im Einsatz dargestellt, welcher Teilchenbahnen in Rot visualisiert, falls diese bei der registrierten Koinzidenz möglich ist. Ob die Koinzidenz eine Teilchenbahn darstellen kann, wurde automatisch über den in Abschnitt 3.4.1 erarbeiteten Algorithmus innerhalb einer Sekunde berechnet mit einer **Segmentierung** von 5. Wie zu erkennen ist, konnten mit dem Algorithmus zu den passenden Koinzidenzen sinnvolle Teilchenbahnen gezeichnet werden. Für diesen speziellen Aufbau konnten alle physikalisch sinnvollen Koinzidenzen gefunden werden. Insbesondere wurden auch nicht fälschlicherweise Teilchenbahnen berechnet für Koinzidenzen, wo keine Bahnen existieren können. Da der Algorithmus seine Aufgabe erfolgreich durchgeführt hat und innerhalb kürzester Zeit die Berechnung durchgeführt hat, eignet sich dieser sehr gut für den Tracker, da hiermit unnötige Arbeit von dem Benutzer abgenommen wird, welcher sonst alle möglichen Teilchenbahnen selbst definieren müsste.



Abbildung 4.1: Bilder vom Gebrauch des Trackers im Browser. Abgebildet sind in (a) **Events**, die zeitlich nah beieinander registriert wurden und in (b) ein **Event**, welches keine Teilchenbahn zugeordnet werden konnte.

¹ URL: <https://threejs.org/>

4.2 Zeitlicher Verlauf der Temperatur und der Gesamtraten

Da die Effektivität von **SiPMs** auch temperaturabhängig ist [16], wurden während der Messungen Temperaturen aufgenommen. Während der Langzeitmessung auf dem Dach des FTDs wurde Temperaturdifferenzen von 15 bis 30° aufgezeichnet, weswegen ein Effekt in den Daten erwartet wird. Die Rate $R(t)$ wird definiert als Anzahl an Events ΔN , die in einem Zeitfenster $[t - \Delta t, t]$ mit $\Delta t = 30$ min detektiert wurden. Welche Detektoren dabei getroffen wurden, wird nicht betrachtet. Dieses Zeitfenster startet bei $t_0 + \Delta t$, wobei t_0 die Startzeit der Messung markiert, und wird iterativ um 1 min verschoben. Die Messreihe ist damit durch

$$R_i = R(t_0 + \Delta t + i \cdot 1 \text{ min})$$

definiert.

Die Ergebnisse aus Messung M1 sind in Abb. 4.2 dargestellt, nur die Temperaturen von Detektor 0 sind nicht eingetragen, da dieser keinen Temperatursensor besitzt und keine sinnvollen Werte gemessen hat (siehe Abb. B.2). Es ist zu erkennen, dass die Rate bei etwa 18:00 Uhr auf 0 s^{-1} fällt zum gleichen Zeitpunkt, wo die Detektortemperaturen ihr Maximum erreichen. Wenn die Temperatur wieder sinkt, stabilisiert sich die Rate wieder und schwankt im Bereich von etwa 1,3 bis $1,55 \text{ s}^{-1}$. Die Schwankungen korrelieren nicht mit den Temperaturen und spiegeln wahrscheinlich eine Schwankung der Myonenrate wieder, die tatsächlich auf die Detektoren treffen. Diese kann nämlich nicht durch eine statistische Unsicherheit erklärt werden, da im Zeitraum von 30 min bei einer Rate von maximal $1,6 \text{ s}^{-1}$ die statistische Unsicherheit nach einer Poisson-Statistik auf höchstens 2 % abgeschätzt werden kann.

Ähnliches kann auch für Messung M2 in Anhang B.1 behauptet werden. Messung TM weist in Anhang B.1 keine Temperaturschwankungen auf, was sich auch in einer etwa konstanten Rate widerspiegelt. Die technischen Hintergründe, warum keine Hits mehr registriert wurden, konnten nicht vollständig geklärt werden, aber ein Zusammenhang mit der hohen Temperatur ist sehr wahrscheinlich. Diese Zeitspanne, bei der immer mindestens ein Detektor keine **Hits** aufgezeichnet hat, wird im Folgenden als Auszeit bezeichnet. In Tabelle 4.1 sind unter anderem die Temperaturen kurz vor und nach der Auszeit sowie die Uhrzeiten aufgetragen. Zum einen ist erkennbar, dass die Detektoren in der Regel bei etwa 43 bis 48°C aufhören, Ereignisse zu messen und bei einer ähnlichen Temperatur wieder weitermachen. eine Ausnahme stellt dabei Detektor 6 dar, welcher schon bei 32°C aufhört zu messen, dann aber bei 42°C weiter macht. Dies ist auch der Detektor, der am längsten aus war und auch sich am schnellsten erwärmt hat. Die Auszeiten unterscheiden sich stark untereinander. Während Detektor 6 für 172 min nicht messen konnte, beträgt die Dauer bei Detektor 1 nur 22 min. Für M2 (siehe Tabelle B.1) lässt sich ein ähnlicher Trend beobachten, wobei hier auffällt, dass sich die Auszeiten von 1 bis 265 min noch stärker voneinander unterscheiden und die Maximaltemperaturen etwa bis 3°C von M1 abweichen. Die einzige Ausnahme ist Detektor 3, der hier fast 6°C wärmer war als bei M1. Für die weitere Analyse muss der Zeitraum, in der mindestens ein Detektor nicht messen konnte, aus den Daten gestrichen werden, da die gemessenen Raten dadurch verfälscht wurden.

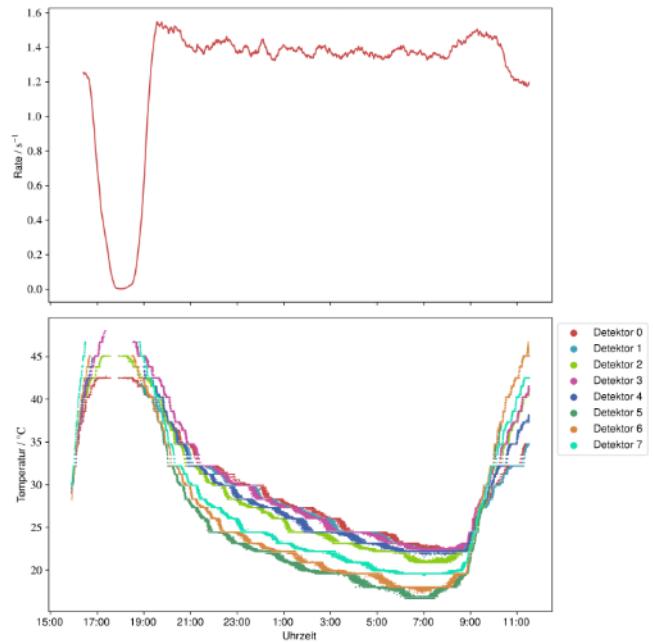


Abbildung 4.2: Gesamtraten der Messung M1 (oben) verglichen mit dem zeitlichen Verlauf der Detektortemperaturen (unten).

Zeitspanne, bei der immer mindestens ein Detektor keine **Hits** aufgezeichnet hat, wird im Folgenden als Auszeit bezeichnet. In Tabelle 4.1 sind unter anderem die Temperaturen kurz vor und nach der Auszeit sowie die Uhrzeiten aufgetragen. Zum einen ist erkennbar, dass die Detektoren in der Regel bei etwa 43 bis 48°C aufhören, Ereignisse zu messen und bei einer ähnlichen Temperatur wieder weitermachen. eine Ausnahme stellt dabei Detektor 6 dar, welcher schon bei 32°C aufhört zu messen, dann aber bei 42°C weiter macht. Dies ist auch der Detektor, der am längsten aus war und auch sich am schnellsten erwärmt hat. Die Auszeiten unterscheiden sich stark untereinander. Während Detektor 6 für 172 min nicht messen konnte, beträgt die Dauer bei Detektor 1 nur 22 min. Für M2 (siehe Tabelle B.1) lässt sich ein ähnlicher Trend beobachten, wobei hier auffällt, dass sich die Auszeiten von 1 bis 265 min noch stärker voneinander unterscheiden und die Maximaltemperaturen etwa bis 3°C von M1 abweichen. Die einzige Ausnahme ist Detektor 3, der hier fast 6°C wärmer war als bei M1. Für die weitere Analyse muss der Zeitraum, in der mindestens ein Detektor nicht messen konnte, aus den Daten gestrichen werden, da die gemessenen Raten dadurch verfälscht wurden.

Tabelle 4.1: Temperaturen und Uhrzeiten vor und nachdem die Detektoren aufgehört haben, über einen längeren Zeitraum Events aufzunehmen bei Messung M1.

Detektor Index	$T_{\text{vor}} / ^\circ\text{C}$	$T_{\text{nach}} / ^\circ\text{C}$	$t_{\text{vor}} / \text{Uhrzeit}$	$t_{\text{nach}} / \text{Uhrzeit}$	Auszeit / min
1	42,49	42,49	17:33	17:54	22
2	42,49	41,52	16:41	18:57	136
3	45,07	45,07	17:33	17:54	22
4	47,97	46,68	17:23	18:31	69
5	44,75	43,78	16:48	18:59	132
6	32,18	42,17	16:00	18:51	172
7	45,07	45,07	16:41	18:29	108
8	46,68	46,68	16:29	18:46	137

4.3 Richtungsabhängigkeit, Zeit-Threshold und Energiespektren

Da kosmische Myonen auf Meereshöhe nahezu mit Lichtgeschwindigkeit propagieren, werden diese die Detektoren in zeitlichen Abständen von Nanosekunden treffen. Aufgrund der beschränkten Taktrate der Arduinos, die im Mikrosekundenbereich arbeiten, kann schon allein durch die Hardware keine Richtungsinformation aus der zeitlichen Reihenfolge der getroffenen Detektoren entnommen werden. In Tabelle 4.2 sind für jede Langzeitmessung die Anteile der Events eingetragen, wo die Teilchen von oben oder von unten gekommen oder nicht zuordenbar sind, wenn angenommen wird, dass die zeitliche Reihenfolge der Hits innerhalb eines Events die Richtungsinformation beinhaltet würde. Dabei sei anzumerken, dass nur Koinzidenzen mit mindestens drei angesprochenen Detektoren eine undefinierte Richtung haben können. Es ist zu sehen, dass mit dieser Annahme etwa 35 % der Teilchen kosmischen Ursprungs sein sollte, 48 % terrestrisch und über 8 % undefiniert sind. Schon aus diesen Daten wird deutlich, dass keine Richtungsinformation vorhanden sein kann. Zwar ist der Anteil an terrestrischer Strahlung größer als der Anteil kosmischer Strahlung [17], jedoch sollten nach Abschnitt 2.3 für Koinzidenzmessungen fast nur Myonen gemessen werden. Die unteren drei Reihen in der Tabelle beschreiben Ereignisse der $\pm 90^\circ$ Koinzidenzen, da diese nicht in oben und unten, sondern in links und rechts aufgeteilt werden können. Hierbei wird jedoch deutlich, dass fast gar keine Events unsortiert sind und nahezu gleichmäßig auf links und rechts aufgeteilt sind.

Dass keine Richtungsinformation vorhanden ist, wird im Folgenden mithilfe der Energiespektren bestätigt, da wie in Abschnitt 2.3 erläutert, Energiespektren von Myonen und weiterer Hintergrundstrahlung unterschieden werden können. Im ungefilterten Spektrum in Abb. 4.3 sind für Events von oben und unten ein Peak bei etwa 40 mV erkennbar und ein schwacher Peak bei etwa 20 mV. Es ist nach Vergleich erkennbar, dass sich hier im Spektrum Myonen mit Hintergrundstrahlung überlagern. Wäre die Richtungsinformation in den Daten mit enthalten, so müssten sich die Spektren gefiltert nach der Richtung unterscheiden, da terrestrische Strahlung von unten und kosmische Strahlung von oben erwartet wird. Anders sieht es bei den undefinierten Events aus, welche nur aus Myonen bestehen. Dies ist damit zu begründen, dass undefinierte Events nur aus Koinzidenzen mit drei Detektoren bestehen und diese für Hintergrundstrahlung sehr unwahrscheinlich sind.

In Abb. 4.4 ist das Zeitspektrum der Messung M1 dargestellt. Hierbei stehen die Werte für die Differenz der Computerzeiten innerhalb der Events. Für alle Messungen ist ein Peak bei 0 ms, der sich bis zu 4 ms erstreckt, zu beobachten, und ein

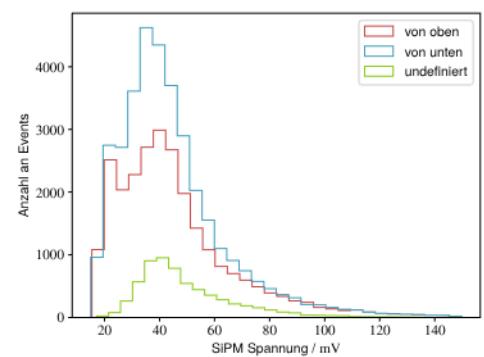


Abbildung 4.3: Ungefiltertes Energiespektrum von Messung M1 aufgeteilt nach Teilchenrichtung. Die Energien beziehen sich auf die pro Event mittlere SiPM-Spannung.

weiterer kleiner Peak bei wieder 9 ms. Es wird daher festgelegt, dass **Events**, wo die zeitliche Diskrepanz zwischen den Detektor-**Hits** größer als 3 ms ist, als eine zufällige Koinzidenz interpretiert werden und daher aus den Daten gefiltert werden sollten. Werden nun die Daten nach einer Zeitdifferenz von unter 4 ms und ab 4 ms aufgeteilt (siehe Abb. 4.5), so wird deutlich, dass die Koinzidenzen ab 4 ms fast vollständig aus Hintergrundstrahlung bestehen und Koinzidenzen unter 4 ms primär aus Myonen. Der restliche Hintergrund lässt sich nicht mehr herausfiltern. Dies zeigt, dass Koinzidenzmessungen über einen zentralen Computer deutlich ungenauer sind als über Koinzidenzmessungen zweier mit Klinkenstecker verbundenen Detektoren, da das Spektrum für Koinzidenzen in Abb. 2.5 bei dieser Langzeitmessung nicht reproduzierbar war. Abb. 4.5(c) zeigt das Energiespektrum für waagerechte Koinzidenzen bei $\pm 90^\circ$ Zenitwinkeln. Hier ist klar ein Hintergrundspektrum erkennbar, was bedeutet, dass kaum **Events** bei diesen Winkeln von Myonen verursacht wurden, was die kleinen Werte für undefinierte Richtungen in Tabelle 4.2 für waagerechte Koinzidenzen erklärt. Undefinierte Richtungen existieren nur für Koinzidenzen mit drei Detektoren.

Zusätzlich wird untersucht, wie sich die im Szintillator deponierten Energien innerhalb eines Events voneinander unterscheiden, da nach der Bethe-Bloch Gleichung (siehe 2.1) ähnlich viel Energie in den Szintillatoren deponiert werden soll. Sei E ein Event und $V(E)$ die **SiPM**-Spannungen, die die Detektoren eines Events aufzeichnen haben. Dann wird die Energiedifferenz ε definiert als

$$\varepsilon(E) = 2 \cdot \left| \frac{\max(V) - \min(V)}{\max(V) + \min(V)} \right|.$$

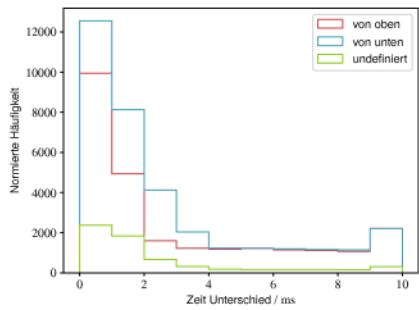


Abbildung 4.4: Zeitspektrum der Events von Messung M1. Zeigt die zeitliche Diskrepanz von Detektors Hits innerhalb eines Events.

Wird nun der Anteil der Events geplottet, wo die Energiedifferenz unter einem gewählten Threshold liegt, so kommt bei allen drei Messungen der Verlauf in Abb. 4.6 als Ergebnis. Das Filtern der Daten nach der Energiedifferenz kann auf die Histogramme in Abb. 4.5 angewandt werden. Wird das Spektrum bei Zeitdifferenz ≤ 3 ms betrachtet, so ergeben sich Spektren wie in Abb. 4.7. Es ist zu sehen, dass für $\varepsilon \geq 1.5$ ein Hintergrundspektrum zu sehen ist, für kleinere Werte jedoch kein sauberes Myonenspektrum übrig bleibt. Es ist jedoch auch hier nicht möglich, den maximal erlaubten ε -Wert weiter zu minimieren, da dann in das Myonenspektrum geschnitten wird. Eine Überlagerung von Myonen- und Hintergrundspektrum ist unumgänglich. Für die weitere Analyse wird daher mit einer maximalen Zeitdifferenz von 3 ms und einem ε -Wert von 1.5 gerechnet.

Tabelle 4.2: Anteile an Teilchen für jede Langzeitmessung, aufgeteilt nach Richtung der Teilchen.

Richtung	M1 / %	M2 / %	TM / %
oben	35,1	34,9	31,2
unten	47,9	47,9	51,1
undefiniert	8,7	8,7	8,4
links	4,2	4,4	4,6
rechts	4,1	4,1	4,6
undefiniert	0,0	0,0	0,0

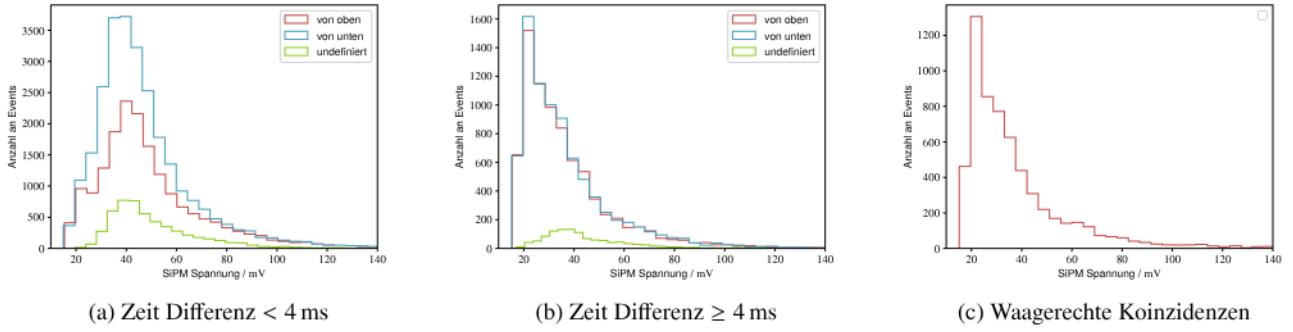


Abbildung 4.5: Gefilterte Energiespektren aller Events für Messung M1. Die Energien beziehen sich dabei auf die mittlere SiPM-Spannung, die beim Event gemessen wurde.

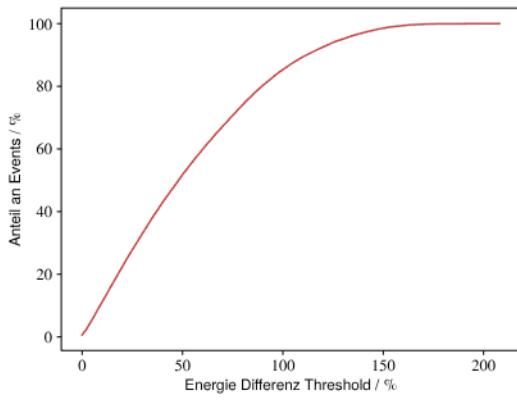


Abbildung 4.6: Maximal erlaubter relativer Energieunterschied zwischen Detektor Hits eines Events in Abhängigkeit der relativen Anzahl an Events, die diese Grenze nicht überschritten haben.

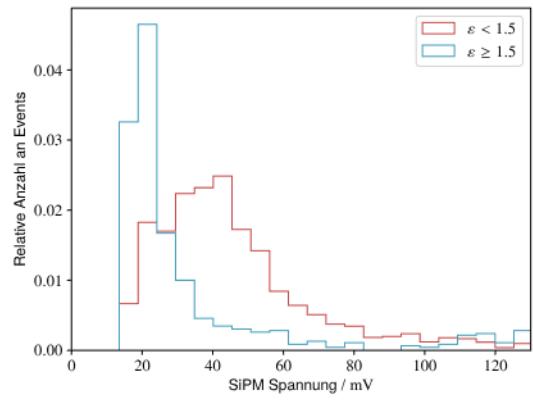


Abbildung 4.7: Energiespektren bei maximaler Zeitdifferenz von 3 ms aufgeteilt nach ihrem ϵ -Wert.

4.4 Winkelverteilung

In Tabelle 4.3 sind die Messwerte von den drei Langzeitmessungen aufgetragen. Die Normierung ist ein Vorfaktor, mit dem die Eventanzahl multipliziert werden muss. Diese ist nötig, da verschiedene Winkel bei diesem Aufbau mit unterschiedlich vielen Detektorflächen gemessen werden können. Der Winkel 0° beispielsweise kann mit drei Detektorreihen gemessen werden, während der Winkel 38° effektiv nur mit 2 Detektorreihen gemessen werden kann (vergleiche Abb. 3.5(b)). Die Winkelverteilung für M1 und M2 ist in Abb. 4.8 grafisch aufgetragen. Dabei ist zu erkennen, dass aufgrund des sehr großen Winkelbereiches von etwa 110° ein Großteil der Teilchen dem 0° Winkel zugeordnet werden. Für immer größer werdende Winkel nimmt die Trefferzahl wie erwartet ab. Aufgrund der stark unterschiedlichen Winkelbereiche lässt sich aus dieser Verteilung nicht die erwartete Verteilung aus Gleichung (2.2) ablesen. Die Auswertung kann daher mit diesen Daten nur qualitativ erfolgen. Der Anteil an nicht zuordnabaren Koinzidenzen (bevor gefiltert wurde) liegt bei allen drei Messungen bei 16 % bis 17 %.

Des Weiteren kann untersucht werden, aus welchen Koinzidenzen sich die Trefferzahlen zusammensetzen. Koinzidenzen bei 0° können von den Detektoren 0, 3, 6 entstanden sein ($\{0, 3, 6\}$, $\{0, 3\}$ und $\{3, 6\}$ sind möglich), aber auch von 1, 4, 7 oder 2, 5, 8. In Abb. 4.9 ist zu erkennen, dass bei Koinzidenzen, die Detektor 3 beinhalten, die wenigsten Events registriert wurden. Es könnte daran liegen, dass Detektor 3 eine Ineffizienz aufweist mit einer Rate von $(0,834 \pm 0,064) \text{ s}^{-1}$, obwohl die anderen Detektoren eine Rate im Bereich von 1 s^{-1} oder höher aufweisen.

Tabelle 4.3: Anzahl an gemessenen Koinzidenzen in Abhängigkeit vom Zenitwinkel θ für alle Langzeitmessungen. Die Normierung gibt den Faktor an, mit dem die Trefferzahl multipliziert werden muss wegen den unterschiedlich großen Detektionsflächen.

Winkel / $^{\circ}$	N_{TM}	N_{M1}	N_{M2}	Normierung
-72^{+3}_{-7}	169 ± 13	665 ± 26	582 ± 24	1/2
-57^{+27}_{-16}	781 ± 28	$3\,044 \pm 55$	$2\,419 \pm 49$	1/3
-38^{+24}_{-18}	600 ± 24	$2\,427 \pm 49$	$2\,013 \pm 45$	1/2
0^{+55}_{-55}	$8\,100 \pm 90$	$34\,157 \pm 185$	$30\,114 \pm 174$	1/3
38^{+18}_{-24}	581 ± 24	$2\,465 \pm 50$	$2\,147 \pm 46$	1/2
57^{+16}_{-27}	846 ± 29	$2\,937 \pm 54$	$2\,884 \pm 54$	1/3
72^{+7}_{-3}	166 ± 13	620 ± 25	546 ± 23	1/2
90^{+5}_{-5}	0	3 ± 2	3 ± 2	1/6
-90^{+5}_{-5}	0	3 ± 2	3 ± 2	1/6

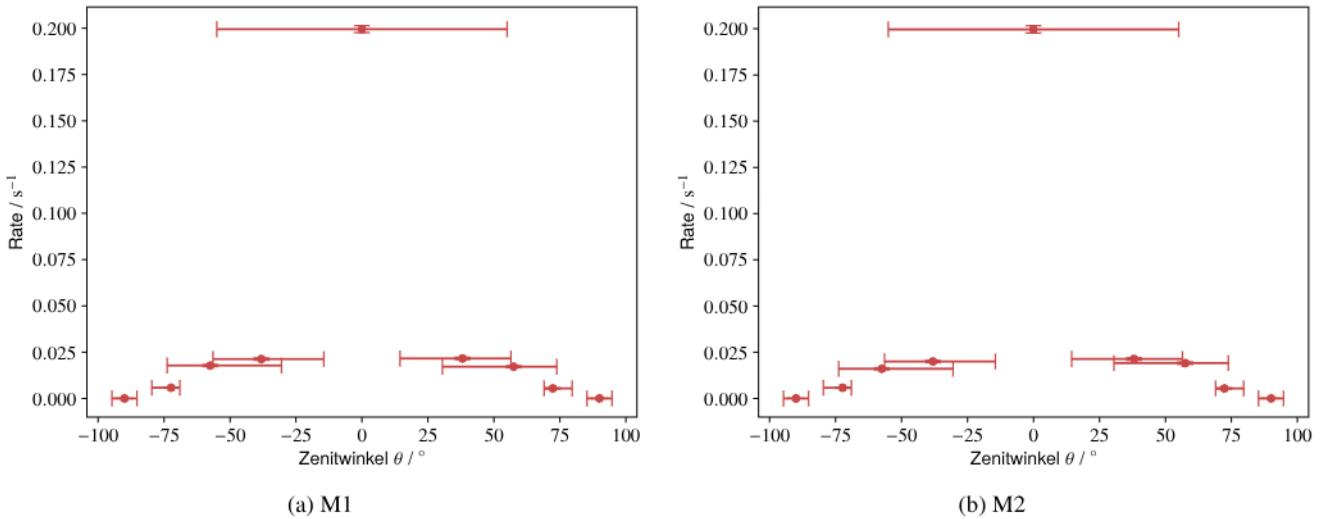


Abbildung 4.8: Winkelverteilung der Langzeitmessungen M1 und M2. Da die Unsicherheit der Rate gering ist, ist diese für eine bessere Übersicht nicht eingezeichnet. Die Balken in x-Richtung stehen für den Akzeptanzbereich des jeweiligen Datenpunkts.

Es ist ebenfalls im mittleren und rechten Diagramm von Abb. 4.9 ersichtlich, dass die mittleren Balken etwa doppelt so viele Events beinhalten als die anderen. Dies ist jedoch erwartbar, da die mittleren Balken 3 verschiedene Koinzidenzen beinhalten und damit auch eine größere Fläche bieten, die von den auftreffenden Myonen gesehen wird. Bei Messung M2 konnten keine signifikanten Unterschiede hierzu erkannt werden.

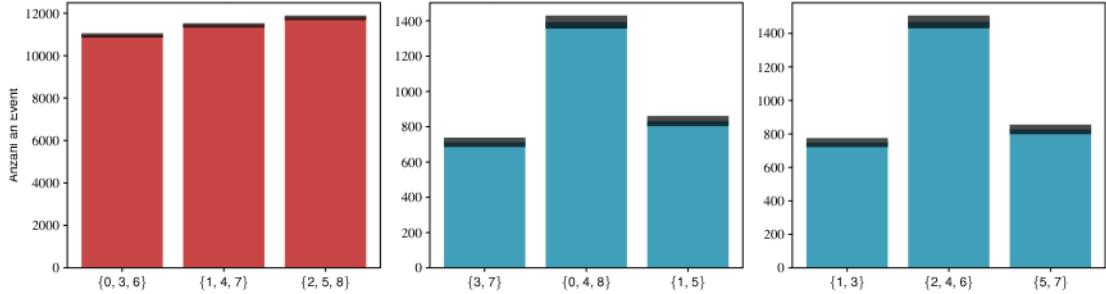


Abbildung 4.9: Untersuchung der Trefferzahl in Abhängigkeit der getroffenen Detektoren für Messung M1. Links sind die Koinzidenzen bei 0° , mittig sowie rechts bei $\pm 57^\circ$. Die Unsicherheiten sind in Schwarz eingetragen.

4.5 Ost-West-Asymmetrie

Um die Ost-West-Asymmetrie bestimmen zu können, muss eine Messung in Ost-West-Richtung durchgeführt werden. Der Detektoraufbau wurde dementsprechend bei den Langzeitmessungen M1 und M2 auf dem Dach des Instituts entlang der Ost-West Linie ausgerichtet. Die negativen Winkel in Abb. 4.8(a) können Teilchen, die aus der westlichen Richtung kommen, zugewiesen werden und positive Winkel dementsprechend Teilchen mit Flugrichtung aus dem Osten. Für Messung M2 wurde der Aufbau um 180° gedreht, sodass in Abb. 4.8(b) negative Winkel für Teilchen aus dem Osten stehen und umgekehrt. Die Drehung des Detektors ist nötig, da wie in Abschnitte 4.2 und 4.4 gezeigt wurde, Detektoren verschiedene Effizienzen aufweisen, weshalb mithilfe von beiden Messungen eine Asymmetrie bestimmt werden kann, die nicht mehr so stark von den individuellen Detektoreigenschaften abhängt. Die Ost-West-Asymmetrie in Gleichung (2.4) kann hier auch mit den gemessenen Raten als

$$A(\theta) = 2 \cdot \frac{R_W(\theta) - R_O(\theta)}{R_W(\theta) + R_O(\theta)} \quad (4.1)$$

definiert werden, da der Öffnungswinkel für Ost und West Messungen identisch ist. Die Raten $R_W(\theta)$ und $R_O(\theta)$ beschreiben die winkelabhängigen Raten aus dem Westen und Osten. Mit dieser Definition steht eine positive Asymmetrie für höhere Teilchenraten aus Westrichtung und umgekehrt eine negative Asymmetrie höhere Teilchenraten aus dem Osten. Die Unsicherheit berechnet sich nach gaußscher Fehlerfortpflanzung mit der Gleichung

$$\Delta A = 2 \sqrt{\Delta R_W^2 + \Delta R_O^2} \cdot \frac{|R_W - R_O - 1|}{(R_W + R_O)^2}. \quad (4.2)$$

Die Messwerte sind in Abb. 4.10 aufgetragen. Dabei fällt auf, dass bei 0° die Asymmetrie nahe der 0 % liegt. Wenn dies nicht der Fall gewesen wäre, dann würde es dafür zeugen, dass die Raten fehlerhaft berechnet wurden. Ansonsten fällt auf, dass die stärkste Asymmetrie bei den 57° Winkel gemessen wurden, was den Erwartungen entspricht. Allerdings sind diese etwa 6 % bis 8 % geringer als nach [8] erwartet. Der Referenzwert wurde jedoch in Hanoi gemessen, weshalb ein genauer Vergleich wahrscheinlich gar nicht möglich ist. Für positive sowie negative Winkel sollen vergleichbare Asymmetrien festgestellt werden, was hier innerhalb der Unsicherheit mit Ausnahme für den $\pm 38^\circ$ Winkel der Fall ist. Für die Winkel $\pm 72^\circ$ sind die Unsicherheiten aufgrund der geringen Raten so groß, dass gar keine Aussage über die Asymmetrie getroffen werden kann, womit effektiv nur noch 4 Messwerte bei den

$(\pm 57,0 \pm 38,0)^\circ$ Winkel für eine Auswertung nutzbar bleiben. In diesen Werten wird jedoch die Tendenz deutlich, dass mehr Teilchen aus dem Westen als aus dem Osten gemessen wurden.

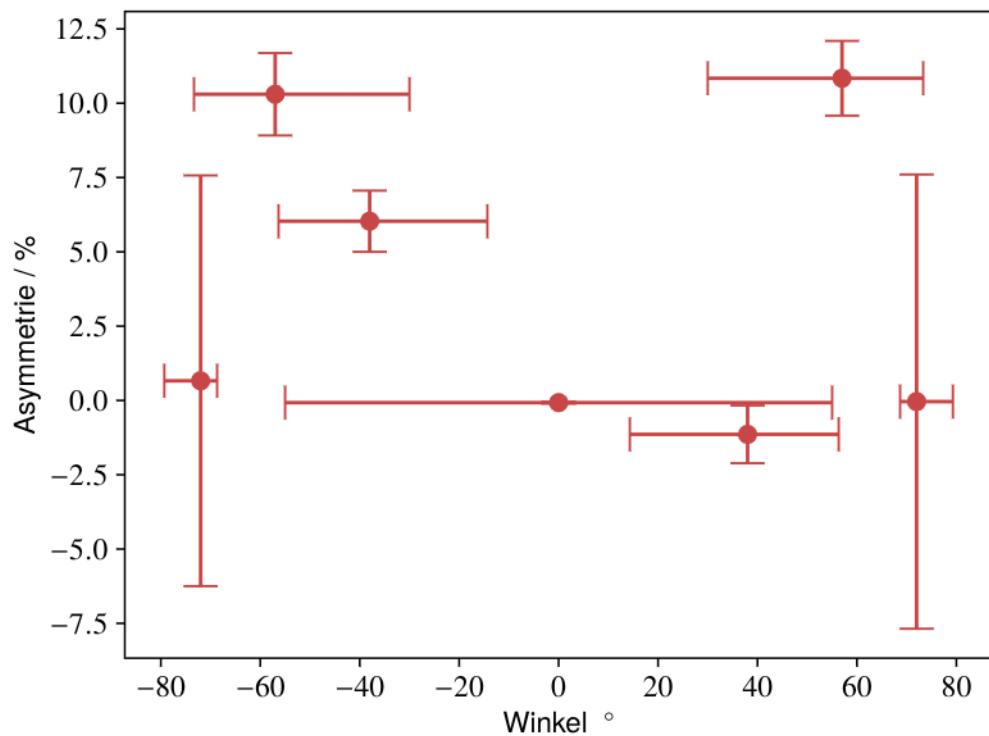


Abbildung 4.10: Der Plot zeigt die relativen Ratenunterschiede, die bei den Langzeitmessungen M1 und M2 gemessen wurden, in Abhängigkeit des Winkels.

KAPITEL 5

Fazit

Es wurde ein Tracker entwickelt, der für beliebige Detektor Aufbauten in Echtzeit Koinzidenzen messen und im Browser in einer dreidimensionalen Nachstellung des Aufbaus mögliche Teilchenbahnen visualisieren kann. Die Berechnung der möglichen Teilchenbahn erfolgt über einen in Abschnitt 3.4.1 vorgestellten Algorithmus, wodurch der Nutzer nur die Geometrie seines Aufbaus eingeben muss, um den Tracker starten zu können.

Die asynchrone Signal Auslese der Detektoren wurde mit drei Langzeitmessungen getestet und wie erwartet eine Antikorrelation von Zenitwinkel und Detektionsrate gemessen (siehe Abschnitt 4.4). Aufgrund der unterschiedlich großen Winkelbereiche, die verschiedene Koinzidenzen messen, ist das Tracking-System für Messungen von Winkelverteilungen nicht optimal geeignet und erschwert erheblich die Berechnung von Teilchenflüssen. Zusätzlich konnte die Ost-West-Asymmetrie mit den CosmicWatch Detektoren sichtbar gemacht werden (Abschnitt 4.5). Im Vergleich zur Koinzidenzmessung über den Klinkenstecker ist es hiermit nicht möglich, mit einer Koinzidenz von lediglich zwei Detektoren das Myonenspektrum von weiterer Hintergrundstrahlung zu separieren aufgrund der zu hohen zeitlichen Unsicherheit bei Nutzung der Detektoren über USB-Anschlüsse und einem zentralen Desktop Computer (4.3). Erst ab Koinzidenzen mit drei Detektoren können Messungen ohne Verfälschung von Hintergrundstrahlung gemacht werden. Gut funktionieren würde der Tracker daher für Aufbauten mit sehr vielen Detektoren, wo nur Koinzidenzen ab drei Detektoren erlaubt sind. Das Problem der Zeitgenauigkeit könnte gelöst werden, indem die Detektoren mit dem Klinkenstecker an einen dedizierten Mikrocontroller angeschlossen werden und die Auslese über diesen stattfindet.

Das hier vorgestellte Trackingsystem ist hervorragend für die Lehre oder die Wissenschaftskommunikation im Bereich der Teilchenphysik geeignet, da es die unsichtbare Welt der Teilchen auf eine leicht nachvollziehbare Art und Weise zugänglicher macht. Er bietet die Funktion, Teilchenbahnen für einen modularen Aufbau zu visualisieren und bietet Interessierten umfangreiche Möglichkeiten für Experimente.

Kurzanleitung

Im Folgenden wird gezeigt, wie das für diese Arbeit geschriebene Python Paket pywatch zu benutzen ist. Das Projekt ist unter https://gitlab.uni-bonn.de/s6garemi/tracker_webapp zu finden, wo auch eine detailliertere Dokumentation zu finden ist. Als Erstes muss das Paket in einem Terminal mit dem Befehl

```
pip install pywatch-tracker
```

installiert werden. Das Paket kann ab der Python Version 3.8 genutzt werden.

A.1 Eine Messung durchführen

Um eine Messung zu starten, wird ein weiterer Befehl

```
python -m pywatch --measurement setup.py
```

eingegeben. `setup.py` ist eine Datei, in der alle wichtigen Variablen für die Messung definiert werden. Diese kann folgendermaßen aussehen:

```
PORTS = [f"/dev/ttyUSB{i}" for i in range(9)]
SAVE_FILE = "./data.json"
EVENT_COUNT = 1_000
SAVE_CHECKPOINT = 100

def callback(event, thread):
    print("HIT")
```

Mit `PORTS` sind die Namen der seriellen Ports gemeint, über die die Detektoren verbunden sind. Die Ports der angeschlossenen Detektoren müssen zunächst ausfindig gemacht werden. Diese folgen folgender Namensgebung:

Windows COM<nummer>

Linux /dev/ttyUSB<nummer>

Mac OS /dev/tty.usbserial<nummer>

Es ist jedoch nicht nur wichtig den Namen eines Ports herauszufinden, es muss auch für die Analyse der Daten jedem Port ein Index zugewiesen werden. Hierfür kann der Befehl

```
python -m pywatch --set-ports
```

genutzt werden, mit dem die Ports nacheinander nummeriert werden können. In einer Datei werden dann die Ports in korrekter Reihenfolge in einer Liste abgespeichert, welche in die `setup.py` Datei kopiert werden muss. `SAVE_FILE` ist der Name der Datei, wo die Messdaten gespeichert werden sollen. `EVENT_COUNT` ist die Anzahl an Events, die gemessen werden sollen und `SAVE_CHECKPOINT` ist die Schrittweite, nach der immer wieder die `SAVE_FILE` die schon aufgezeichneten Daten speichern soll. Diese Variable ist optional, aber empfehlenswert, da Messungen über eine längere Zeit unerwartet aufhören können (durch eine Fehlermeldung zum Beispiel), sodass die bis hier hin aufgezeichnete Messdaten nicht verloren gehen. Die Funktion `callback` wird immer dann ausgeführt, wenn ein Event aufgezeichnet wurde. `event` ist dabei das Objekt, welches die Event-Daten beinhaltet. Falls eine Funktion viel Zeit beanspruchen sollte, kann diese über `thread.pass_function(func, args)` in einem separaten Thread ausgeführt werden, ohne die Detektor Auslese zu blockieren.

A.2 Den Tracker im Browser benutzen

Die in Anhang A.1 erwähnte `setup.py` Datei auch bei der Benutzung des Trackers benutzt werden. Um den Tracker auszuführen, wird der Befehl

```
python -m pywatch --webapp setup.py
```

In die Kommandozeile eingegeben. Anschließend wird eine HTTP-Adresse ausgegeben, die in einen Browser kopiert werden kann. Um eine Messung zu starten, muss eine json-Datei mit der Detektor Geometrie eingegeben werden, falls diese nicht schon in `setup.py` als Variable `GEOMETRY_FILE` definiert wurde. In dieser werden die Position der Detektoren in den drei Raumrichtungen in cm angegeben. Der Inhalt dieser Datei kann wie folgt aussehen:

```
{
  "detectors": [
    {
      "position": [0, 0, 0]
    },
    {
      "position": [0, 5, 0],
      "rotation": [0, 90, 0, "XYZ"]
    }
  ]
}
```

In der Liste `detectors` befinden sich die Position und optional die Rotation der Detektoren. Bei der Rotation steht das 4. Element in der Liste für die Reihenfolge der Achsen, um die rotiert werden soll. Nach dem Start einer Messung werden physikalisch sinnvolle Teilchenbahnen angezeigt und die roten Szintillatoren leuchten kurz grün auf. Falls bei einem Event keine sinnvolle Bahn gefunden werden konnte, werden nur die Detektoren aufleuchten.

Langzeitmessung

B.1 Temperatur- und Ratenverlauf

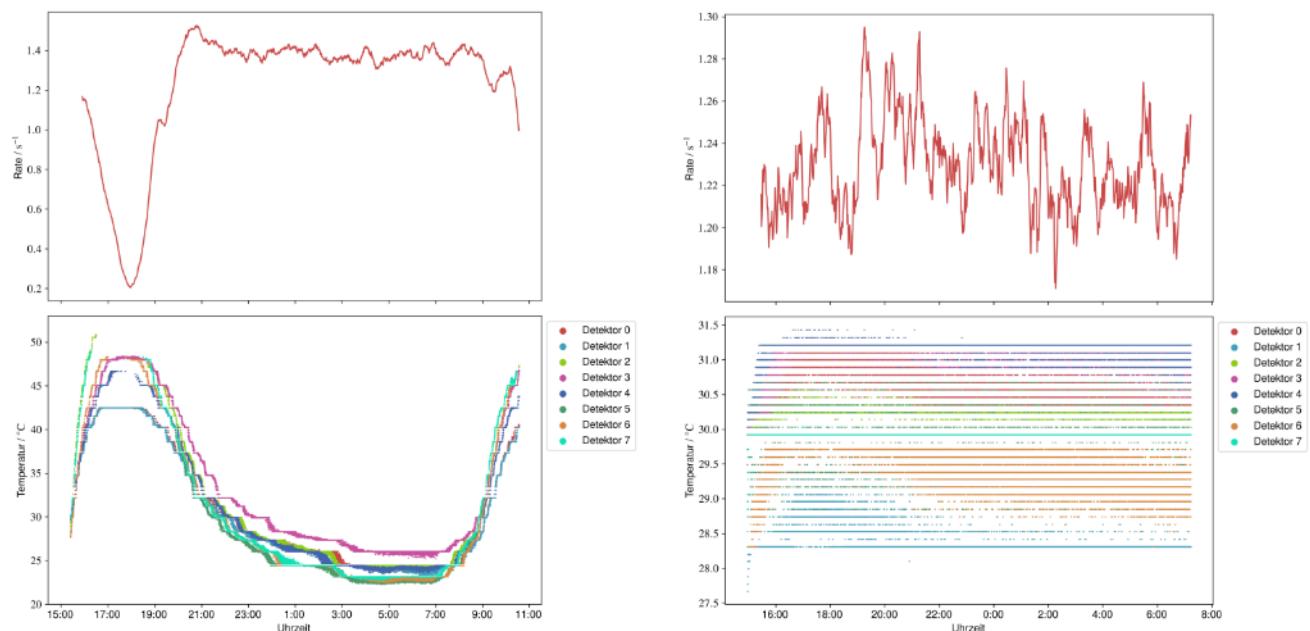


Abbildung B.1: Zeitlicher Verlauf der Detektortemperaturen verglichen mit den Gesamtraten der Messung M2.

Tabelle B.1: Temperaturen und Uhrzeiten vor und nachdem die Detektoren aufgehört haben, über einen längeren Zeitraum Events aufzunehmen bei Messung M2.

Detektor Index	$T_{\text{vor}} / ^\circ\text{C}$	$T_{\text{nach}} / ^\circ\text{C}$	$t_{\text{vor}} / \text{Uhrzeit}$	$t_{\text{nach}} / \text{Uhrzeit}$	Auszeit / min
1	42,49	42,49	18:12	18:13	1
2	42,49	42,49	17:51	17:53	2
3	50,87	47,97	16:29	18:23	115
4	47,97	47,97	17:03	17:04	1
5	46,68	46,36	17:44	18:09	26
6	28,31	40,23	15:25	19:49	265
7	48,29	48,29	17:00	17:44	45
8	49,37	48,29	16:20	18:30	131

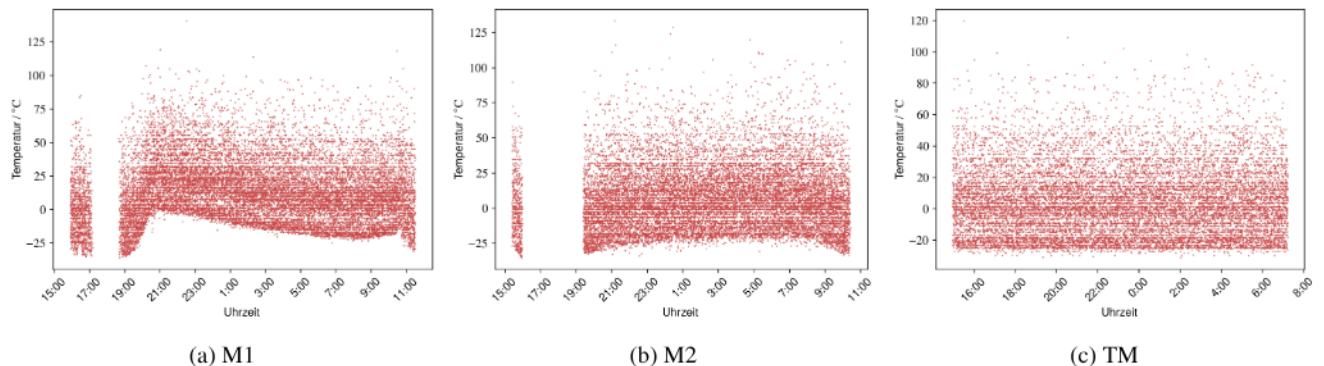


Abbildung B.2: Zeitabhängige Temperaturen der Langzeitmessungen von Detektor 0.

B.2 Energie- und Zeitspekren

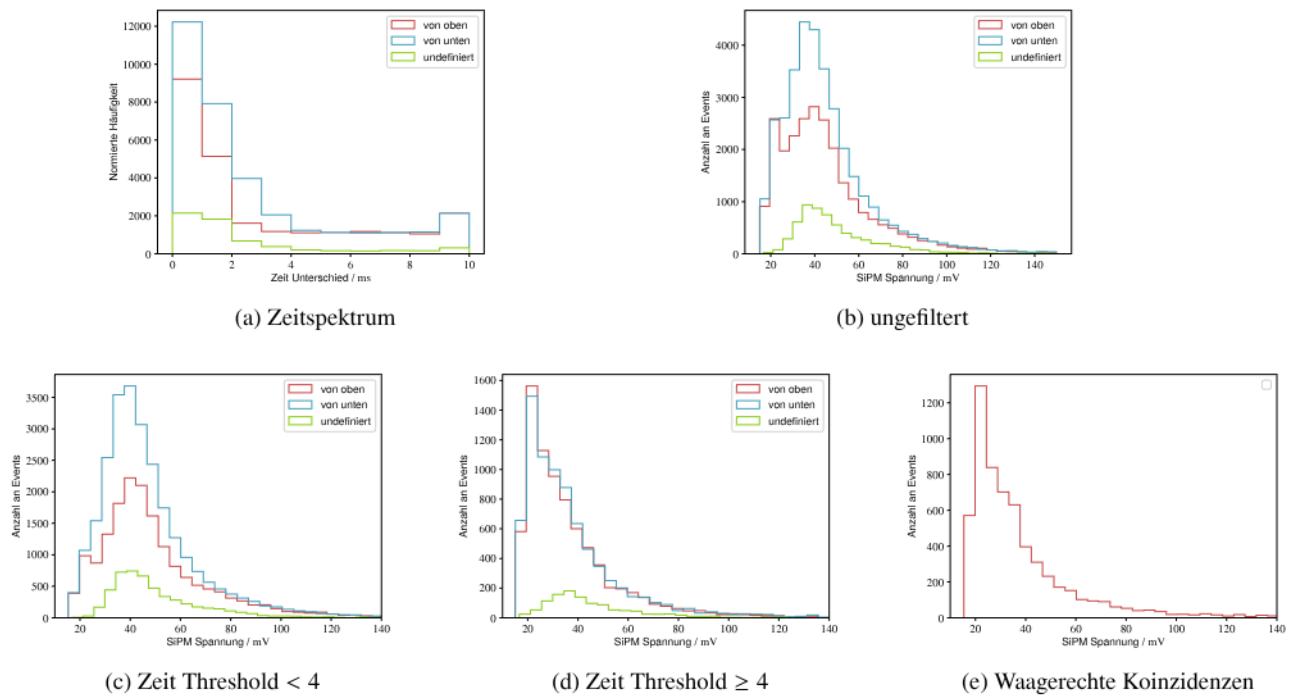


Abbildung B.3: Zeitspektrum und Energiespektren aller Events für Messung M2. Die Energien beziehen sich dabei auf die mittlere SiPM-Spannung, die beim Event gemessen wurde.

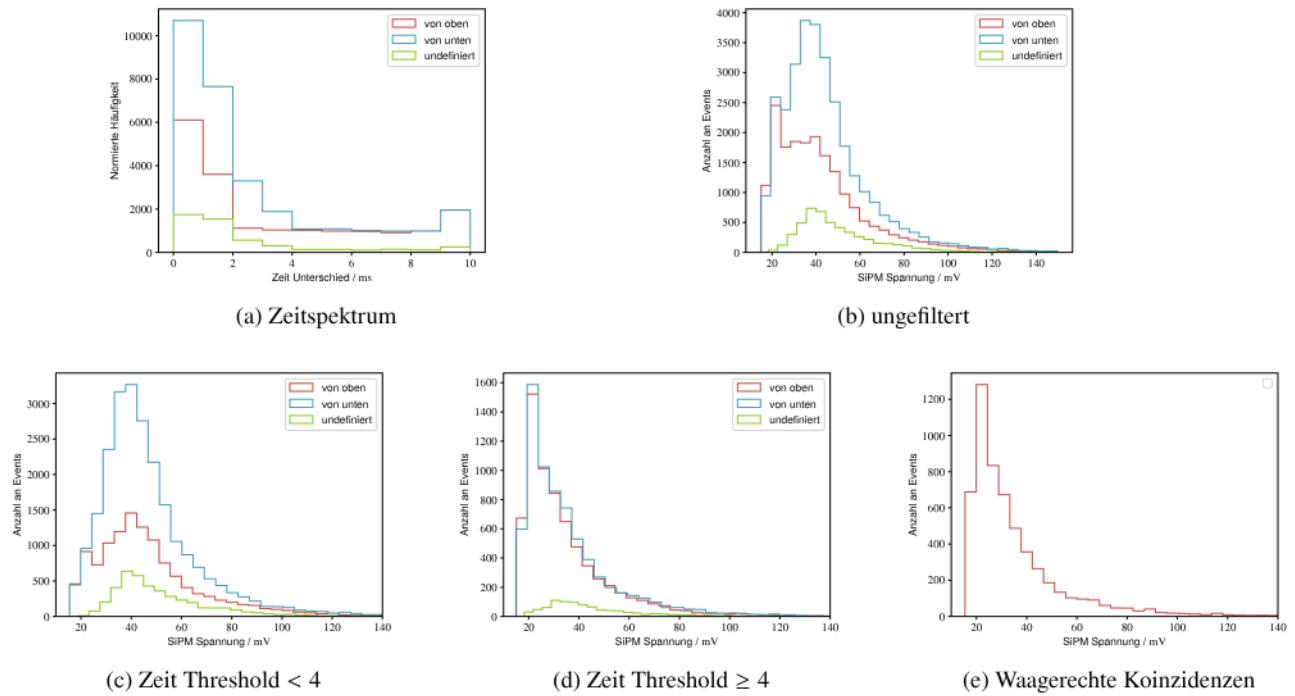


Abbildung B.4: Zeitspektrum und Energiespektren aller Events für Messung TM. Die Energien beziehen sich dabei auf die mittlere SiPM-Spannung, die beim Event gemessen wurde.

B.3 Winkelverteilung

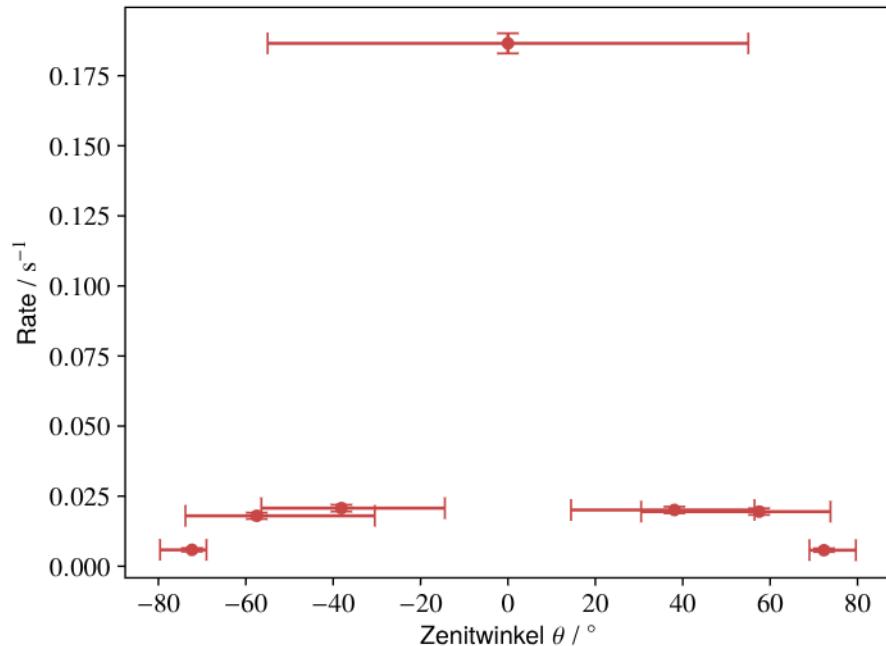


Abbildung B.5: Winkelverteilung der Langzeitmessung TM. Da die Unsicherheit der Rate gering ist, ist diese für eine bessere Übersicht nicht eingezeichnet.

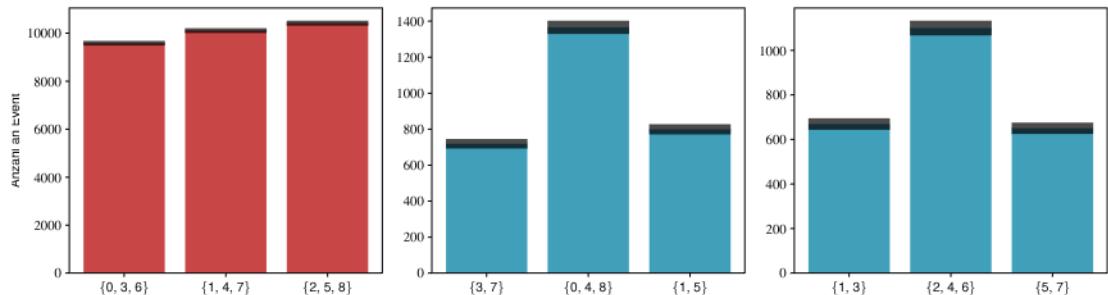


Abbildung B.6: Untersuchung der Trefferzahl in Abhängigkeit der getroffenen Detektoren für Messung M1. Links sind die Koinzidenzen bei 0° , mittig sowie rechts bei $\pm 57^\circ$. Die Unsicherheiten sind in Schwarz eingetragen.

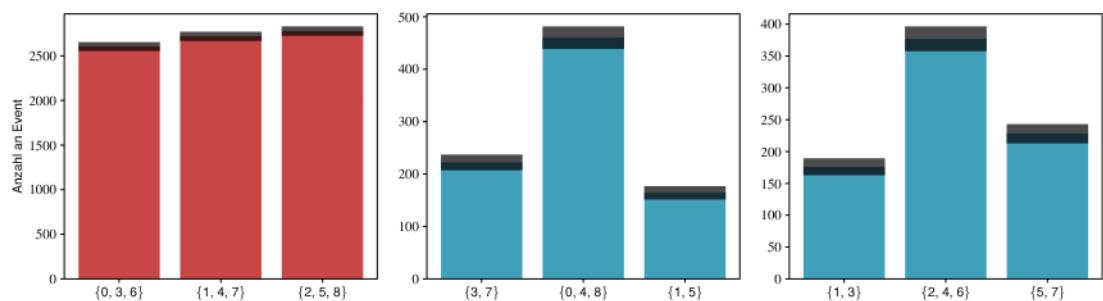


Abbildung B.7: Untersuchung der Trefferzahl in Abhängigkeit der getroffenen Detektoren für Messung M1. Links sind die Koinzidenzen bei 0° , mittig sowie rechts bei $\pm 57^\circ$. Die Unsicherheiten sind in Schwarz eingetragen.

Literatur

- [1] S. N. Axani, *CosmicWatch Website*, Datum: 09.09.2024, URL: <http://www.cosmicwatch.lns.mit.edu/> (siehe S. 1, 4).
- [2] *How did we discover the Higgs boson?*, Datum: 08.09.2024, URL: <https://home.cern/science/physics/higgs-boson/how> (siehe S. 1).
- [3] C. Grupen,
Einstieg in die Astroteilchenphysik: Grundlagen, Messungen und Ergebnisse aktueller Forschung, Springer-Verlag, 2017 (siehe S. 1, 3).
- [4] T. K. Gaisser, R. Engel und E. Resconi, *Cosmic rays and particle physics*, 2016 (siehe S. 1, 2).
- [5] H. Kolanoski und N. Wermes, *Teilchendetektoren*, Springer, 2016 (siehe S. 1, 2, 5).
- [6] P. K. Grieder, *Cosmic rays at Earth*, Elsevier, 2001 (siehe S. 2, 3).
- [7] T. K. Gaisser und T. Stanev, *Cosmic rays. The European Physical Journal.C, Particles and Fields.*, *The European Physical Journal.C, Particles and Fields.* (2000) 150 (siehe S. 2, 3).
- [8] P. N. Diep u. a., *Measurement of the east-west asymmetry of the cosmic muon flux in Hanoi*, *Nuclear Physics B* **678** (1-2 2004), ISSN: 05503213 (siehe S. 3, 23).
- [9] G. Barton, *Subatomic Physics*, *Physics Bulletin* **25** (10 1974), ISSN: 0031-9112 (siehe S. 4).
- [10] S. N. Axani, Datum: 08.09.2024, URL: <http://www2.lns.mit.edu/~saxani/> (siehe S. 3).
- [11] C. W. Fabjan und H. Schopper,
Particle Physics Reference Library: Volume 2: Detectors for Particles and Radiation, Bd. 2, 2020 (siehe S. 5).
- [12] P. BUZHAN u. a., „THE ADVANCED STUDY OF SILICON PHOTOMULTIPLIER“, 2002 (siehe S. 5).
- [13] S. N. Axani, Datum: 09.09.2024, URL: https://github.com/spenceraxani/CosmicWatch-Desktop-Muon-Detector-v2/blob/master/PCB_Files/calibration.pdf (siehe S. 6).
- [14] S. N. Axani, *The Physics behind the CosmicWatch Desktop Muon Detectors* (siehe S. 6, 7).
- [15] S. M. Ross, *Introduction to Probability Models*, 2019 (siehe S. 15).
- [16] S. K. Goyal, A. P. Naik und P. Sharma,
Characterization of Silicon Photomultipliers (SiPMs) for Space Exploration, *Advances in Space Research* **70** (2022) 3750, ISSN: 0273-1177, URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117722007839> (siehe S. 18).
- [17] C. Grupen, *Grundkurs Strahlenschutz*, 1998 (siehe S. 19).

Abbildungsverzeichnis

1.1	Higgs Boson Kandidat Event aus Kollisionen zwischen Protonen am LHC. Das Event zeigt einen Zerfall am ATLAS Experiment in vier Myonen (rote Teilchenbahnen) [2].	1
2.1	Die wichtigsten Zerfälle und Wechselwirkungen, die zur Bildung von Teilchenschauern in der Erdatmosphäre durch Auftreffen primärer kosmischer Strahlung führen. Inspiriert von [9].	4
2.2	Vergleich des verstärkten SiPM-Signals (dunkel Blau) des CosmicWatch Detektors mit dem gestreckten Signal (hell Blau). Das gestreckte Signal ist das, welches von der Arduino Software genutzt wird.	4
2.3	PN-Übergang einer Avalanche-Photodiode. Darunter ist der Verlauf des elektrischen Feldes skizziert [5].	5
2.4	Kalibrationskurve, die den ADC-Werten des CosmicWatch Detektors eine Puls Amplitude des SiPM zuordnet. Entnommen aus [13].	6
2.5	SiPM-Spannungs Spektrum einer Langzeitmessung. Das Spektrum ist aufgeteilt in Koinzidenz- und nicht-Koinzidenz Events [14, S. 55]	6
3.1	Zeitdifferenzen verschiedener Detektoren zwischen Computer- und Arduinozeit aufgetragen in Abhängigkeit der Computerzeit.	9
3.2	Zeigt drei Detektoren und zwei Teilchenbahnen skizziert. Die rote Teilchenbahn ist valide, falls alle drei Detektoren getroffen wurden und die grüne nur bei Detektoren 1 und 2.	11
3.3	Detektoranordnung, bei der eine Koinzidenz von Detektoren 1 und 2 möglich ist, eine Koinzidenz von allen drei Detektoren jedoch nicht.	11
3.4	Es werden bei der Koinzidenz $\{0, 1\}$ bei einer Segmentierung $S = 2$ zwei mögliche Teilchenbahnen in Grün gezeigt. gemittelt kommt die Bahn raus, die in Blau gezeichnet ist.	14
3.5	Experimenteller Aufbau der Langzeitmessung. Die CosmicWatch Detektoren sind in einem 3×3 Gitter angeordnet.	15
3.6	Skizze einer Koinzidenz zweier Detektoren. Die rote Spur geht durch die Mittelpunkte der Detektoren und definiert den Winkel der Teilchenbahn. Die grünen Spuren markieren die Grenzen der möglichen Winkel und damit die Unsicherheit.	16
3.7	Skizze einer Koinzidenz für nebeneinander stehende Detektoren. Die Grünen Spuren markieren die Grenzwinkel, bei der Annahme, dass sich darüber und/oder darunter noch eine Reihe von Detektoren befinden.	16
4.1	Bilder vom Gebrauch des Trackers im Browser. Abgebildet sind in (a) Events, die zeitlich nah beieinander registriert wurden und in (b) ein Event, welches keine Teilchenbahn zugeordnet werden konnte.	17
4.2	Gesamtraten der Messung M1 (oben) verglichen mit dem zeitlichen Verlauf der Detektortemperaturen (unten).	18
4.3	Ungefiltertes Energiespektrum von Messung M1 aufgeteilt nach Teilchenrichtung. Die Energien beziehen sich auf die pro Event mittlere SiPM-Spannung.	19

4.4	Zeitspektrum der Events von Messung M1. Zeigt die zeitliche Diskrepanz von Detektors Hits innerhalb eines Events.	20
4.5	Gefilterte Energiespektren aller Events für Messung M1. Die Energien beziehen sich dabei auf die mittlere SiPM-Spannung, die beim Event gemessen wurde.	21
4.6	Maximal erlaubter relativer Energieunterschied zwischen Detektor Hits eines Events in Abhängigkeit der relativen Anzahl an Events, die diese Grenze nicht überschritten haben.	21
4.7	Energiespektren bei maximaler Zeitdifferenz von 3 ms aufgeteilt nach ihrem ε -Wert.	21
4.8	Winkelverteilung der Langzeitmessungen M1 und M2. Da die Unsicherheit der Rate gering ist, ist diese für eine bessere Übersicht nicht eingezeichnet. Die Balken in x-Richtung stehen für den Akzeptanzbereich des jeweiligen Datenpunkts.	22
4.9	Untersuchung der Trefferzahl in Abhängigkeit der getroffenen Detektoren für Messung M1. Links sind die Koinzidenzen bei 0° , mittig sowie rechts bei $\pm 57^\circ$. Die Unsicherheiten sind in Schwarz eingetragen.	23
4.10	Der Plot zeigt die relativen Ratenunterschiede, die bei den Langzeitmessungen M1 und M2 gemessen wurden, in Abhängigkeit des Winkels.	24
B.1	Zeitlicher Verlauf der Detektortemperaturen verglichen mit den Gesamtraten der Messung M2. . .	28
B.2	Zeitabhängige Temperaturen der Langzeitmessungen von Detektor 0.	29
B.3	Zeitspektrum und Energiespektren aller Events für Messung M2. Die Energien beziehen sich dabei auf die mittlere SiPM-Spannung, die beim Event gemessen wurde.	30
B.4	Zeitspektrum und Energiespektren aller Events für Messung TM. Die Energien beziehen sich dabei auf die mittlere SiPM-Spannung, die beim Event gemessen wurde.	31
B.5	Winkelverteilung der Langzeitmessung TM. Da die Unsicherheit der Rate gering ist, ist diese für eine bessere Übersicht nicht eingezeichnet.	32
B.6	Untersuchung der Trefferzahl in Abhängigkeit der getroffenen Detektoren für Messung M1. Links sind die Koinzidenzen bei 0° , mittig sowie rechts bei $\pm 57^\circ$. Die Unsicherheiten sind in Schwarz eingetragen.	32
B.7	Untersuchung der Trefferzahl in Abhängigkeit der getroffenen Detektoren für Messung M1. Links sind die Koinzidenzen bei 0° , mittig sowie rechts bei $\pm 57^\circ$. Die Unsicherheiten sind in Schwarz eingetragen.	33

Tabellenverzeichnis

3.1	Zeitdrift der Detektoren. Die obere Reihe zeigt die Zeitdrifts in Millisekunden pro Sekunde, während die untere Reihe die Werte in Sekunden pro Tag angibt.	8
4.1	Temperaturen und Uhrzeiten vor und nachdem die Detektoren aufgehört haben, über einen längeren Zeitraum Events aufzunehmen bei Messung M1.	19
4.2	Anteile an Teilchen für jede Langzeitmessung, aufgeteilt nach Richtung der Teilchen.	20
4.3	Anzahl an gemessenen Koinzidenzen in Abhängigkeit vom Zenitwinkel θ für alle Langzeitmessungen. Die Normierung gibt den Faktor an, mit dem die Trefferzahl multipliziert werden muss wegen den unterschiedlich großen Detektionsflächen.	22
B.1	Temperaturen und Uhrzeiten vor und nachdem die Detektoren aufgehört haben, über einen längeren Zeitraum Events aufzunehmen bei Messung M2.	29

Abkürzungsverzeichnis

ADC Analog-To-Digital Converter. [4–6](#), [35](#)

APD Avalanche-Photodiode. [5](#), [35](#)

LED Light Emitting Diode. [1](#)

LHC Large Hadron Collider. [1](#), [35](#)

PCB Printed Circuit Board. [4](#), [6](#)

SiPM Silizium-Photovervielfacher. [3–7](#), [18–21](#), [30](#), [31](#), [35](#), [36](#)

Glossar

async eine Async Funktion bietet die Möglichkeit, Code zu schreiben, der aussieht, als würde er wie gewöhnlich synchron laufen, dennoch zwischen Code Fragmenten hin und her wechseln kann, falls ein Fragment blockiert wird. [9](#)

await mit dem Python Schlüsselwort await kann eine Async Funktion ausgeführt werden. Der darauffolgende Code kann erst ausgeführt werden, sobald die Funktion beendet wurde. [9](#)

Dichtekorrektur Ein Korrekturterm in der Bethe-Bloch Formel, der die Polarisierung des Mediums aufgrund des elektromagnetischen Feldes des propagierenden Teilchens berücksichtigt. [3](#)

Event Sammlung an [Hits](#), die innerhalb eines zeitlichen Thresholds koinzidieren. Kann statt Koinzidenz benutzt werden. [8, 10, 11, 15, 17, 19, 20, 35](#)

Hit Signal, welches vom CosmicWatch Detektor beim Auftreffen eines Teilchens gemessen und über einen seriellen Port an einen Computer weitergeleitet wird. [8–10, 18, 20, 39](#)

Schalenkorrektur Ein Korrekturterm in der Bethe-Block Formel, der die Bindungsenergie von Elektronen der inneren Schalen berücksichtigt. [3](#)

Segmentierung Unterteilung eines Szintillatordurchmessers in gleich große Quader. Es wird von einer Segmentierung N gesprochen, wenn das Volumen in $N \times N$ Quader aufgeteilt wird. [12–14, 17, 35](#)

Zeitdrift Eine Angabe, um wie viele Sekunden die Arduino Uhr pro vergangenen Tag relativ zum zentralen Computer auseinander läuft. [8, 37](#)

Zenitwinkel Ein Winkel, der relativ vom senkrechten Lot gemessen wird. [3](#)