

Bachelorarbeit

Ausarbeitung eines Gesamtexperimentierkonzeptes zur Kamiokanne

Development of a concept for the Kamiokanne experiment

angefertigt von

Maike Jekel

aus Bad Gandersheim

am II. Physikalischen Institut

Arbeitsnummer: II.Physik-UniGö-BSc-2011/12

Bearbeitungszeit: 11. April 2011 bis 4. Juli 2011

Erstgutachter/in: Prof. Dr. Arnulf Quadt

Zweitgutachter/in: Priv. Doz. Dr. Jörn Große-Knetter

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Standardmodell der Teilchenphysik	3
2.1	Elementarteilchen	4
2.2	Zusammengesetzte Teilchen	4
2.3	Fundamentale Wechselwirkungen	5
3	Kosmische Strahlung	7
3.1	Geschichtlicher Exkurs	7
3.2	Primäre kosmische Strahlung	8
3.3	Sekundäre kosmische Strahlung	8
4	Das Myon	11
4.1	Entstehung und Zerfall	11
4.2	Myonparadoxon	13
4.3	Nachweis von Myonen	15
4.3.1	Energieverlust in Medien	15
4.3.2	Cherenkov-Effekt	17
4.3.3	Übergangsstrahlung	20
4.3.4	Photoeffekt	20
4.3.5	Winkelabhängigkeit der Myonrate	21
4.4	Neutrinos und ihre Nachweismethoden	23
5	Datenanalyse und Zählstatistik	25
5.1	Poisson-Statistik und Fehlerrechnung	25
5.2	Klassifizierung von Datensätzen	26
5.3	χ^2 -Test	28
6	Experimenteller Aufbau	31
6.1	Photomultiplier	32

Inhaltsverzeichnis

6.2	Elektronik	33
6.3	Untergrundrauschen	35
7	Ratenmessung	39
7.1	Nullratenmessung	39
7.1.1	Durchführung	39
7.1.2	Auswertung	40
7.2	Myonenratenmessung	41
7.2.1	Durchführung	41
7.2.2	Auswertung	42
7.3	Systematik der Ratenmessung	43
8	Kalibrierung	45
8.1	Durchführung	45
8.2	Auswertung	46
9	Lebensdauermessung	51
9.1	Lebensdauermessung in Abhängigkeit der Schwellenspannung	54
9.2	Lebensdauermessung ohne Wasser	56
9.3	Mögliche Untergrundquellen für Doppelpulse	57
10	Schlussbemerkung	63
A	Anhang	65
A.1	ROOT-Skript	65
A.2	Histogramme der Lebensdauermessungen	67

1 Einleitung

“I often say that when you can measure what you are speaking about, and express it in numbers, you know something about it; but when you cannot express it in numbers, your knowledge is of a meagre and unsatisfactory kind; it may be the beginning of knowledge, but you have scarcely, in your thoughts, advanced to the stage of science, whatever the matter may be.” [1]

Das angeführte Zitat fasst den den Ausgangspunkt der vorliegenden Bachelorarbeit zusammen, deren Ziel es ist kosmische Myonen aus der uns umgebenden Höhenstrahlung messbar und mit verschiedenen Experimenten quantifizierbar zu machen. Im Besonderen ist es das Ziel SchülerInnen mit einfachen Mitteln zu ermöglichen, selbständig die Brücke zur Wissenschaft zu schlagen. Der Versuchsaufbau bestehend aus einem Wasserbehälter, Photomultiplier und Elektronik, ist überraschend simpel um sich mit hochenergetischer Strahlung zu befassen und sie zu messen. Ein bedeutender Vorteil daran ist, dass speziell SchülerInnen im Rahmen des Unterrichts hochenergetische Strahlung messen können ohne in direkten Kontakt mit einer Signalquelle, zum Beispiel einem radioaktiven Präparat, treten zu müssen. Derzeit können kaum experimentelle Erkenntnisse in die Unterrichtsinhalte zu Kern- und Teilchenphysik oder Hochenergiephysik einfließen, da zum einen Experimente mit Signalquellen nie gänzlich gefahrlos sind und zum anderen ein Strahlenschutzbeauftragter beschäftigt werden muss, was an nahezu keiner Schule der Fall ist. Wie Thomson schon sagte: Ohne experimentelle Erkenntnisse und Messbarkeit ist unser Wissen unzufriedenstellend.

Zudem kann den SchülerInnen mit einem solchen Experiment bewusst gemacht werden, dass hochenergetische Strahlung im „Alltag“ existiert und uns umgibt. Dieses Bewusstsein ist wichtig, da unter anderem auf Grund der jüngsten Atomkatastrophe in Fukushima die Diskussion um Atomenergie in der Politik, Gesellschaft und Bildung eine große Rolle spielt.

Die vorliegende Abschlussarbeit befasst sich mit der Entwicklung eines Experimentierkonzeptes zur Detektion kosmischer Myonen. Es geht um die Ausarbeitung und Präsentation möglicher Experimente. Dieses Projekt entsteht in einer Kooperation mit dem

1 Einleitung

Unternehmen PHYWE¹ und soll nach Fertigstellung in der Produktpalette zu finden sein.

Zum Nachweis der Myonen dient ein mit Wasser gefülltes Gefäß. Die hochenergetischen Myonen lösen im Wasser einen Lichtblitz über den Cherenkov-Effekt aus, dieser wird durch einen Photomultiplier registriert, in ein elektrisches Signal umgewandelt und mittels einer speziell angefertigten Elektronik detektiert und weiter verarbeitet. Mit diesem Versuchsaufbau lassen sich verschiedene Messungen zum Themengebiet kosmische Myonen realisieren. Es ist möglich, die mittlere Rate und die Lebensdauer der Myonen zu ermitteln oder Koinzidenzmessungen mit zwei Gefäßen und zwei Photomultipliern durchzuführen, wobei im Rahmen dieser Arbeit nur die Raten- und Lebensdauerermessung betrachtet wird. Nachdem im Folgenden zunächst auf die theoretischen Grundlagen zum Standardmodell der Teilchenphysik, der kosmischen Strahlung, dem Myon und der zugrunde liegenden Statistik eingegangen wird, geht es im Hauptteil um den experimentellen Aufbau und die Messungen, sowie um deren Auswertung. Den Abschluss der Arbeit bildet eine Zusammenfassung.

¹Hersteller von Lehr- und Lernmitteln zu naturwissenschaftlicher Ausbildung für Schulen und Hochschulen

2 Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik [2–7] fasst den aktuellen Forschungsstand zu Elementarteilchen, deren Eigenschaften und Wechselwirkungen zusammen (s. Abbildung 1). Dieses Modell, sowie die Elementarteilchen und Wechselwirkungen werden durch eine relativistische Quantenfeldtheorie beschrieben, welche sowohl mit der Quantenmechanik als auch mit der Speziellen Relativitätstheorie vereinbar ist.

Die Einordnung der Teilchen erfolgt zunächst nach Spin. Teilchen mit halbzahligem Spin werden Fermionen genannt, aus ihnen setzt sich die sichtbare stabile Materie zusammen. Teilchen mit ganzzahligem Spin werden Bosonen genannt. Bosonen sind die Austausch- teilchen der fundamentalen Wechselwirkungen.

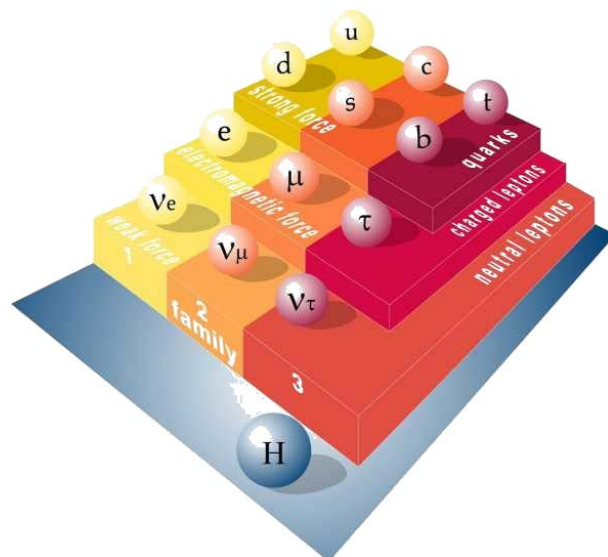


Abb. 2.1: Zusammenfassung der Elementarteilchen, Quelle: Deutsches Elektronen-Synchrotron (DESY)

2.1 Elementarteilchen

Die Fermionen werden in Leptonen und Quarks unterteilt (s. Tabelle 2.1 und 2.2). Quarks haben, abgesehen von Masse und elektrischer Ladung, eine zusätzliche Eigenschaft; sie tragen sogenannte Farbladungen und sind zudem Bausteine der Hadronen¹. In der Regel treten Quarks nicht alleine auf. Das Top-Quark bildet dabei eine Ausnahme, denn aus seiner im Vergleich zu den anderen Quarks ca. 40 mal höheren Masse resultiert eine kurze Lebensdauer $\tau = 4,2 \cdot 10^{-25}$ s [8], so dass es keine hadronischen Bindungen eingehen kann. Fermionen werden in drei Familien gegliedert, wobei die Teilchen nach aufsteigender Masse geordnet werden. Die erste Familie bilden Elektron und Elektronneutrino zusammen mit dem Up- und Down-Quark. Myon und Myonneutrino gemeinsam mit dem Strange- und dem Charm-Quark bilden die zweite Familie. Die letzte Familie bilden Tauon sowie Tauonneutrino zusammen mit dem Top- und Bottom-Quark (s. Tabelle 2.1 und 2.2). Hinzuzufügen ist, dass für alle geladenen Teilchen ein Antiteilchen existiert, welches dieselbe Masse jedoch entgegengesetzte Ladung trägt.

Familie:	1	2	3
Elektrische Ladung			
$\frac{2}{3}$	up u	charm c	top t
$-\frac{1}{3}$	down d	strange s	bottom b

Tab. 2.1: Die Familien der Quarks

Familie:	1	2	3
Elektrische Ladung			
-1	Elektron e	Myon μ	Tauon τ
0	Elektronneutrino ν_e	Myonneutrino ν_μ	Tauonneutrino ν_τ

Tab. 2.2: Die Familien der Leptonen

2.2 Zusammengesetzte Teilchen

Wie o.g. treten Quarks in der Regel nicht alleine auf, sondern sind in Hadronen durch die starke Kraft gebunden. Hadronen wiederum lassen sich in zwei Gruppen unterteilen. Zum

¹Teilchen, dass der starken Wechselwirkung unterliegt

einen die Mesonen mit ganzzahligem Spin und zum anderen die Baryonen mit halbzahligem Spin. Baryonen bestehen aus drei gebundenen Quarks, während Mesonen paarweise gebundene Quarks sind, die aus einem Quark-Antiquark-Paar bestehen.

Bekannte Beispiele für Baryonen sind Protonen und Neutronen, für Mesonen sind es Kaonen und Pionen (s. Tabelle 2.3).

Hadron	Quark-Zusammensetzung	Masse [$\frac{\text{GeV}}{c^2}$]	el. Ladung	Spin
Proton p	uud	0,938	1	$\frac{1}{2}$
Neutron n	udd	0,940	0	$\frac{1}{2}$
Kaon K^-	$s\bar{u}$	0,494	-1	0
Pion π^\pm	$u\bar{d}$ bzw. $\bar{u}d$	0,140	1 bzw. -1	0
Pion π^0	$\frac{1}{\sqrt{2}}[d\bar{d} - u\bar{u}]$	0,135	0	0

Tab. 2.3: Eigenschaften einiger Hadronen

2.3 Fundamentale Wechselwirkungen

Man unterscheidet zwischen vier fundamentalen Wechselwirkungen; der schwachen und der starken Wechselwirkung, der elektromagnetischen Wechselwirkung sowie der Gravitation. Die Gravitation wird im Standardmodell jedoch nicht betrachtet, da sie derzeit nicht im Rahmen einer Quantenfeldtheorie beschrieben werden kann.

Die Austauschteilchen der starken Kraft sind die Gluonen g . Gluonen tragen neben Energie und Impuls auch sogenannte Farbladungen. Durch unterschiedliche Farbkombinationen existieren acht verschiedene Gluonen. Die Gluonen sind masselos und ihre Reichweite liegt im Bereich von 10^{-15} m. Die starke Kraft ist ca. 100 mal größer als die elektromagnetische und ungefähr 10^5 mal größer als die schwache Kraft an der elektroschwachen Skala. Das Photon, dessen Reichweite unendlich ist, ist das masselose Austauschteilchen der elektromagnetischen Kraft.

Die schwache Wechselwirkung hat mit dem Z^0 - und W^\pm -Boson die einzigen Austauschteilchen, die eine Masse tragen. Die Reichweite der schwachen Kraft liegt im Bereich von 10^{-18} m. In Tabelle 2.4 sind die Bosonen mit zwei exemplarischen Eigenschaften zusammengefasst.

Allerdings koppeln nicht alle Elementarteilchen mit jedem Boson. Lediglich auf die Quarks wirken alle fundamentalen Kräfte. Da die starke Kraft auf Farbladungen und damit nur auf die Quarks wirkt, unterliegen die Leptonen ausschließlich der schwachen und der elektromagnetischen Wechselwirkung.

2 Standardmodell der Teilchenphysik

Austauschteilchen	Wechselwirkung	wirkt auf	Masse [$\frac{\text{GeV}}{c^2}$]
Gluon g	starke WW	Farbladungen	0
Photon γ	elektromagnetische WW	el. Ladungen	0
Z^0 - und W^\pm -Bosonen	schwache WW	schwache Ladung	91,2 bzw. 80,3

Tab. 2.4: Überblick über die Austauschteilchen der elementaren Wechselwirkungen [7]

Damit sind alle Teilchen der gegenwärtigen Theorie entdeckt worden, mit Ausnahme des ebenfalls postulierten Higgs-Teilchens. Das Higgs-Boson ist ein hypothetisches Teilchen. Eines der Ziele der aktuellen und der zukünftigen experimentellen Teilchenphysik ist die Entdeckung und Bestimmung seiner Eigenschaften.

3 Kosmische Strahlung

3.1 Geschichtlicher Exkurs

Bei den Untersuchungen zum Phänomen der Radioaktivität stellten Forscher Anfang des 20. Jahrhunderts fest, dass auch in Abwesenheit radioaktiver Quellen eine Reststrahlung zu messen ist. Vermutet wurde u.a. von E. Rutherford¹, dass diese Strahlung auf natürliche Radioaktivität zurückzuführen ist [9].

Der Österreicher Viktor Franz Hess entdeckte 1910 bei Experimenten mit dem Heißluftballon, dass die Strahlung mit der Höhe zunimmt [10].

Hess fand zudem heraus, dass die Strahlung unabhängig von der Sonnenstrahlung Tag und Nacht konstant ist.

1929 zeigten W.Bothe² und W.Kohlhörster³ mittels Geiger-Müller-Zählrohren in Koinzidenzschaltung, dass kosmische Strahlung geladene Teilchen enthält [11].

Eine weitere Entdeckung dieser Zeit war die Nebelkammer. 1927 konnte so zum ersten Mal Strahlung experimentell sichtbar gemacht werden (s. Abbildung 3.1).

In der ersten Version, der Wilsonschen Nebelkammer [12], befindet sich in einer Kammer mit Wasserdampf gesättigte Luft. Fliegt ein geladenes Teilchen durch die Kammer, so bilden sich Ionen entlang der Teilchenbahn, an denen der Wasserdampf kondensiert. Zu sehen ist dann die Spur des Teilchens. Diese und die darauf folgenden Versuche haben



Abb. 3.1: Spuren kosmischer Teilchen in einer Nebelkammer [13]

¹Sir Ernest Rutherford (1871-1937): neuseeländischer Experimentalphysiker

²Walther Bothe (1891-1957): deutscher Physiker (1954 Nobelpreis in Physik)

³Werner Kohlhörster (1887-1946): deutscher Physiker

wichtige Erkenntnisse zur kosmischen Strahlung erbracht. Im Folgenden wird ein Überblick über die Höhenstrahlung gegeben, wobei man zwischen primärer und sekundärer kosmischer Strahlung unterscheidet.

3.2 Primäre kosmische Strahlung

Die primäre kosmische Strahlung besteht aus hochenergetischen Teilchen aus dem Raum außerhalb der Erdatmosphäre.

Den Großteil der primären kosmischen Strahlung machen Wasserstoffkerne (Protonen) mit ca. 85% aus. Des Weiteren besteht sie aus Heliumkernen (α -Teilchen) zu ca. 12,5%, schweren Kernen ($Z \geq 3$) zu ca. 2,5% und Elektronen zu ca. 1% [14].

Quellen für die Strahlung sind zum Beispiel Sonnenwinde, Sonneneruptionen, Supernovae oder Pulsare.

Am Rande der Erdatmosphäre unterscheidet sich die kosmische Strahlung leicht von derer am Ort der Quellen, denn sie steht in Wechselwirkung mit Feldern und Materie des interstellaren Raumes während der Zeit in der Galaxis (aus [14]).

3.3 Sekundäre kosmische Strahlung

Die sekundäre kosmische Strahlung entsteht durch die Wechselwirkung der primären Strahlung mit der Erdatmosphäre in etwa 10 – 15 km Höhe. Es werden durch hadronische bzw. elektromagnetische Wechselwirkung Sekundärteilchen erzeugt, die wiederum weitere Reaktionen einleiten. Diese sogenannten Kaskaden verändern die Zusammensetzung der kosmischen Strahlung völlig [14].

Die Folge ist, dass nahezu keines der primären kosmischen Teilchen bis zur Meeresspiegellhöhe vordringt. Wie in Abbildung 3.2 zu sehen ist, entstehen bei dem Eintritt der Atomkerne in die Erdatmosphäre neben Protonen, Neutronen und leichten Kernen auch sowohl geladene als auch ungeladene Pionen (s. Tabelle 2.3).

Die ungeladenen Pionen zerfallen in Gammaquanten. Diese bilden wiederum den Ursprung der sogenannten elektromagnetischen Kaskade, eine Komponente der sekundären kosmischen Strahlung. Beim Durchflug durch die Atmosphäre erzeugen die Gammaquanten Elektronen- und Positronenschauer.

Die geladenen Pionen zerfallen in Myonen und Myonenneutrinos, diese bilden die zweite Komponente der sekundären kosmischen Strahlung, die myonische Kaskade.

Die letzte Komponente ist die hadronische Kaskade. Durch starke Wechselwirkung der primären kosmischen Teilchen mit der Atmosphäre entstehen energiereiche Hadronen, die

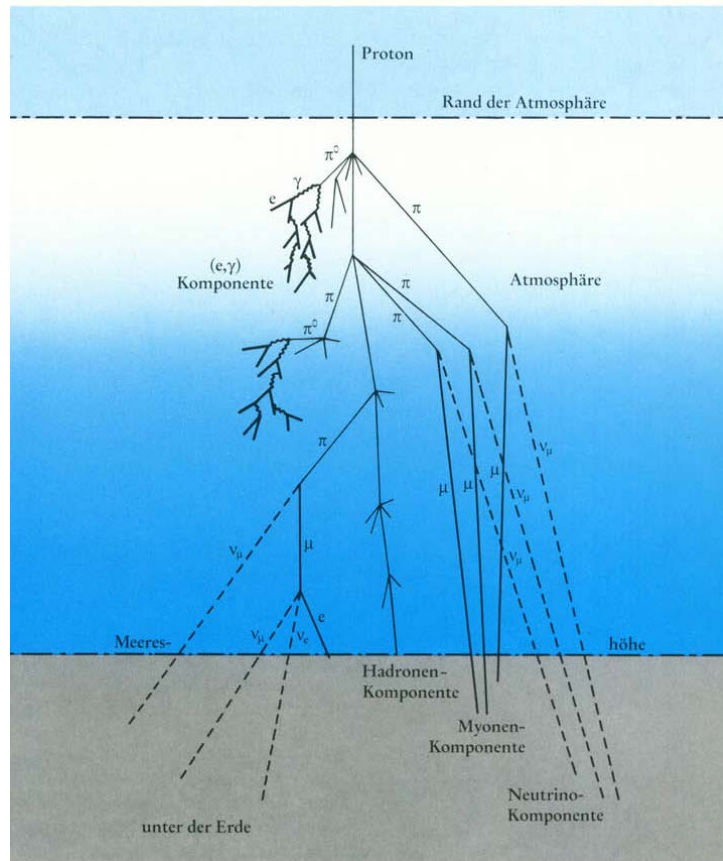


Abb. 3.2: Schema der Teilchenschauer in der Atmosphäre [14]

wiederum ihrerseits mit der Atmosphäre reagieren oder nach kurzer Zeit zerfallen.

Der Anteil der geladenen Teilchen auf Meereshöhe ist sehr unterschiedlich. Wie in Abbildung 3.2 zu sehen ist, entstehen aus einer Vielzahl der Wechselwirkungen Myonen. Man registriert ca. 80% Myonen, 20% Elektronen und nur rund 1% Hadronen [14].

Eine Möglichkeit, Untersuchungen der kosmischen Strahlung vorzunehmen, ist somit die Messung des Myonanteils, da diese den größten Anteil an der kosmischen Strahlung auf Höhe des Meeresspiegels ausmachen.

Im Folgenden soll nun das Myon im Zentrum der Betrachtung stehen. Für die Untersuchung von Elementarteilchen und ihren Eigenschaften werden Teilchenbeschleuniger [15] verwendet. Diese Experimente sind sehr aufwendig und kostspielig. Das besondere an Myonen ist, dass es die einzigen Teilchen aus der 2. Familie sind, die über die kosmische Strahlung in der Natur direkt beobachtbar sind und somit wesentlich leichter zu untersuchen sind, als solche, die es nicht sind.

4 Das Myon

4.1 Entstehung und Zerfall

Myonen entstehen unter anderem aus schwachen Zerfällen der Hadronen im Teilchenschauer der sekundären kosmischen Strahlung, wie in Tabelle 4.1 zu sehen ist, hauptsächlich aus den Zerfällen der geladenen Pionen und Kaonen. Dabei können Kaonen nicht nur direkt in Myonen, sondern auch zunächst in Pionen zerfallen, die dann ihrerseits ein Myon erzeugen. Damit macht der Zerfall von geladenen Pionen den Hauptteil der Myonenentstehung aus und wird im Weiteren näher erläutert. Teilchen zerfallen auf Grund

Zerfallsreaktion	rel. Häufigkeit [%]	Lebensdauer [s]
$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$	100	$2,60 \cdot 10^{-8}$
$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$	100	$2,60 \cdot 10^{-8}$
$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$	64	$1,24 \cdot 10^{-8}$
$K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$	64	$1,24 \cdot 10^{-8}$
$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$	21	$1,24 \cdot 10^{-8}$
$K^- \rightarrow \pi^- + \pi^0$	21	$1,24 \cdot 10^{-8}$
$\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+$	48	$0,08 \cdot 10^{-10}$
$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$	100	$1,48 \cdot 10^{-10}$
$\Lambda \rightarrow p + \pi^-$	64	$2,63 \cdot 10^{-10}$

Tab. 4.1: Einige Zerfallskanäle der Myonenentstehung [16]. Es sind ausschließlich die Zerfälle mit Myonen im Endzustand dargestellt mit der jeweiligen mittleren Lebensdauer in Sekunden. Die aufgelisteten relativen Häufigkeiten sind Werte im Vergleich mit allen anderen möglichen Zerfallsreaktionen mit denselben Ausgangsteilchen.

der Energieerhaltung nur in einen energieärmeren Zustand. Da Energie äquivalent zur Masse ist: $E = m \cdot c^2$, müssen also die entstandenen Teilchen eine geringere Masse haben als das Ausgangsteilchen. Energieerhaltung bedeutet in diesem Fall, dass die Ruhemasse und die kinetische Energie der Ausgangsteilchen zusammen den gleichen Wert ergeben müssen wie die Ruhemasse und die kinetische Energie der erzeugten Teilchen zusammen. Pionen sind die leichtesten Hadronen, somit kommen nur Leptonen als Zerfallsprodukt in Frage. Leptonen wiederum können nur paarweise erzeugt werden, so dass sich folgende

4 Das Myon

Zerfallskanäle ergeben:

$$\begin{aligned}\pi^\pm &\rightarrow e^\pm + \nu_e/\bar{\nu}_e \\ \pi^\pm &\rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu/\bar{\nu}_\mu\end{aligned}$$

Der Zerfall in Myonen ist allerdings 10 000 mal wahrscheinlicher. Der Zerfall in Elektronen und Positronen ist unterdrückt. Der Grund für dieses Zerfallsverhalten liegt in der Paritätsverletzung.

Der Pionzerfall unterliegt der schwachen Wechselwirkung. Eine schematische Darstellung des Zerfalls eines positiv geladenen Pions ist in Abbildung 4.1 zu sehen.

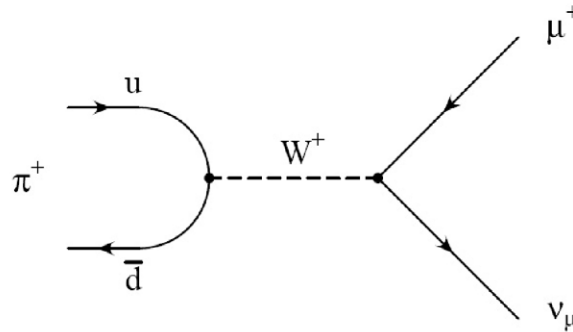


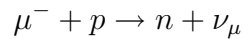
Abb. 4.1: Feynmandiagramm eines Pionzerfalls [13]

Das Myon selbst ist ebenfalls instabil und zerfällt mit einer mittleren Lebensdauer von $\tau_\mu = (2,19703 \pm 0,00004) \mu\text{s}$ [8]. Auch hier gilt für den Zerfall, wie oben erwähnt, das Prinzip der Energieerhaltung, somit können bei schwachem Zerfall von einem Fermion nur Fermionen einer niedrigeren Familie entstehen. Demnach zerfällt das Myon in Elektron bzw. Positron und in die entsprechenden Neutrinos wie aus den folgenden Zerfallskanälen hervorgeht.

$$\begin{aligned}\mu^- &\rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \\ \mu^+ &\rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e\end{aligned}$$

Es bestehen noch weitere Möglichkeiten für den Zerfall eines Myons, welche aber äußerst selten vorkommen, wie zum Beispiel der Zerfall des negativen Myons durch Protonenein-

fang in Neutron und Myonneutrino.



Der Zerfall eines negativ geladenen Myons ist in Abbildung 4.2 als Feynmandiagramm schematisch dargestellt. Es handelt sich um einen Zerfall durch die schwache Wechselwir-

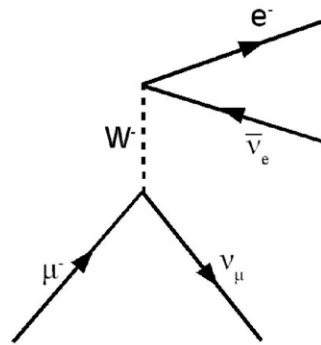


Abb. 4.2: Feynmandiagramm eines Myonzerfalls [13]

kung. Wie in Abbildung 4.2 zu sehen, ist das W^- -Boson das Austauschteilchen für den μ^- -Zerfall. Analog gilt, dass für den μ^+ -Zerfall nur das W^+ -Boson als Austauschteilchen in Frage kommt.

Es ist nicht möglich den Zeitpunkt des Zerfalls vorherzusagen, das heißt der Zerfall unterliegt einem statistischen Prozess. Die Anzahl der Myonen im Abhängigkeit von der Zeit lässt sich demnach durch das Zerfallsgesetz beschreiben:

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-t/\tau_0}. \quad (4.1)$$

N_0 gibt dabei die Anzahl der Myonen zum Zeitpunkt $t = 0$ an und τ_0 beschreibt die mittlere Lebensdauer.

4.2 Myonparadoxon

Myonen haben eine mittlere Lebensdauer von ungefähr $\tau_0 = 2,2 \mu\text{s}$ und weisen eine mittlere Geschwindigkeit von ca. $v = 0,998c$ auf [8]. Nach klassischer Rechnung legen sie folgenden Weg zurück:

$$s = v \cdot t = 0,998 \cdot 3 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}} \cdot 2,2 \cdot 10^{-6} \text{ s} \approx 658 \text{ m.}$$

4 Das Myon

Die kosmischen Myonen entstehen allerdings in den oberen Schichten der Atmosphäre, das heißt in ca. 10 – 15 km über dem Erdboden.

Nach klassischer Rechnung erreichen die Myonen folglich nicht den Erdboden.

Die Erklärung dieses scheinbaren Paradoxons liefert die spezielle Relativitätstheorie [17].

Die Interpretation einer Beobachtung eines Teilchens mit nahezu Lichtgeschwindigkeit ist vom Bezugssystem abhängig. Für Teilchen mit Geschwindigkeiten nahe der Lichtgeschwindigkeit müssen die relativistischen Effekte der Zeitdilatation und Längenkontraktion berücksichtigt werden. Demnach verlängert sich die Lebensdauer des Myons im Beobachtersystem der Erde auf Grund der Zeitdilatation um den sogenannten Lorentzfaktor γ . Andersherum legt die Erde aus Sicht des Myons durch Längenkontraktion eine um γ verkürzte Strecke zurück. Für den Lorentzfaktor gilt in diesem Fall:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \approx 16.$$

Damit folgt, betrachtet aus dem Bezugssystem der Erde, für die mittlere Lebensdauer $\tau = \tau_0 \cdot \gamma$ und für die zurückgelegte Strecke:

$$s = \tau_0 \cdot \gamma \cdot v = 2,2 \cdot 10^{-6} \text{ s} \cdot 16 \cdot 0,998 \cdot 3 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}} \approx 10500 \text{ m}$$

Das Myon erreicht somit nach relativistischer Rechnung die Erdoberfläche und das vermeintliche Myonparadoxon ist gelöst.

4.3 Nachweis von Myonen

4.3.1 Energieverlust in Medien

Myonen verlieren beim Durchdringen von Materie durch Ionisation oder Bremsstrahlung Energie. Durchqueren geladene Teilchen Materie, so geben sie durch Stöße mit Atomen dieses Mediums Energie ab. Hauptsächlich kommt es zur Wechselwirkung mit den Hüllenelektronen, was zur Anregung oder Ionisation der Atome führt.

Der daraus resultierende, mittlere Energieverlust pro durchlaufene Strecke kann näherungsweise über die sogenannte Bethe-Bloch-Formel [16] bestimmt werden:

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{4\pi}{m_e c^2} \frac{n(z e)^2}{\beta^2} \left(\frac{e}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{(1 - \beta^2) \cdot I} \right) - \beta^2 \right] \quad (4.2)$$

mit

m_e = Elektronenmasse,

c = Lichtgeschwindigkeit,

n = Elektronendichte des Absorbermaterials,

ze = Ladung des Teilchens,

$\beta = \frac{v}{c}$ mit v Geschwindigkeit des Teilchens,

ϵ_0 = Dielektrizitätskonstante,

I = Ionisationspotenzial des Materials ($I = 16 \text{ eV} \cdot Z^{0,9}$),

Z = Ordnungszahl des Materials.

Der detaillierte Verlauf der Funktion ist in Abbildung 4.3 zu sehen. An dieser Näherung ist zu erkennen, dass die Energieänderung pro durchlaufene Strecke unter anderem von der Ladung des Teilchens ze und seiner Geschwindigkeit v abhängt, nicht aber von seiner Masse.

In Abbildung 4.4 ist der mittlere Energieverlust der Myonen in Abhängigkeit vom Impuls exemplarisch für Wasser und Blei dargestellt. Die Kurve hat einen typischen Verlauf. Zunächst fällt der Energieverlust für kleine p mit $\frac{1}{v^2}$ ab und durchläuft dann ein Minimum bei $p \approx 2 \cdot 10^2$. Bei Teilchen mit höherem Impuls als bei diesem minimalen Energieverlust spricht man von minimal ionisierenden Teilchen (MIP). Für große p steigt die Kurve logarithmisch.

Da der Energieverlust der Myonen in Wasser und Blei im Weiteren relevant sein wird,

4 Das Myon

sind in Tabelle 4.2 die über die Bethe-Bloch-Formel berechneten Ergebnisse dargestellt.

Material	$\langle \frac{dE}{dx} \rangle$	$\frac{\text{MeV}}{\text{cm}}$
Wasser	1,992	
Blei	12,7	

Tab. 4.2: Mittlerer Energieverlust von Myonen beim Durchgang von Wasser und Blei [18]

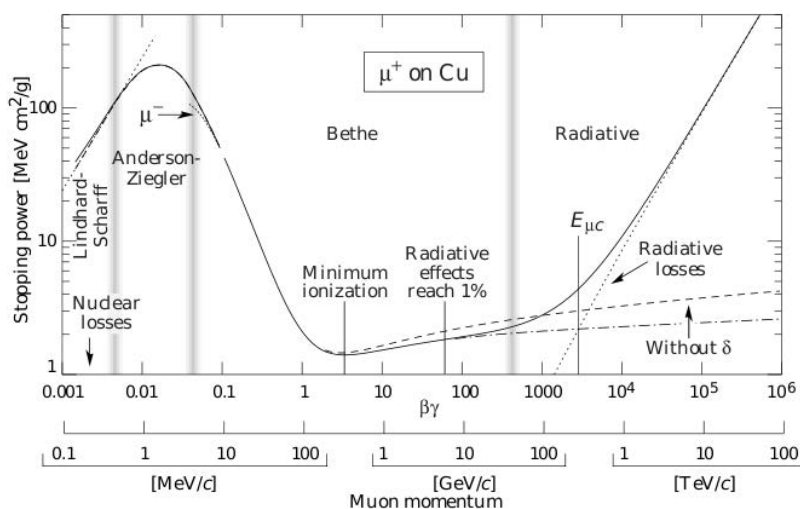


Abb. 4.3: Mittlerer Energieverlust pro durchlaufene Strecke positiv geladener Myonen in Abhängigkeit von $\beta\gamma = \frac{p}{M c}$ [19]

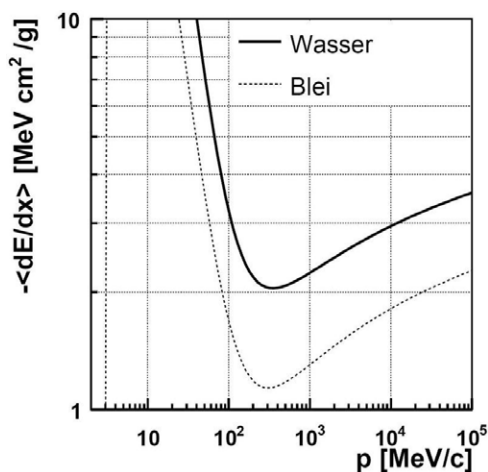


Abb. 4.4: Mittlerer Energieverlust kosmischer Myonen pro durchlaufene Strecke in Abhängigkeit vom Impuls für Wasser und Blei [20]

4.3.2 Cherenkov-Effekt

Der Cherenkov-Effekt ist einer von zwei Effekten, der im Folgenden nutzbar gemacht wird, um kosmische Myonen nachzuweisen.

In einem Medium ist die größtmögliche Geschwindigkeit $v_{max} = \frac{c}{n}$ mit der Lichtgeschwindigkeit c im Vakuum und dem Brechungsindex n des Mediums. Bewegt sich nun ein geladenes Teilchen wie das Myon in einem dielektrischen Medium mit einer Geschwindigkeit $v > v_{max}$, entsteht die sogenannte Cherenkov-Strahlung [21]. Ein analoges Phänomen ist der Machsche Kegel [22] bei Überschallflugzeugen.

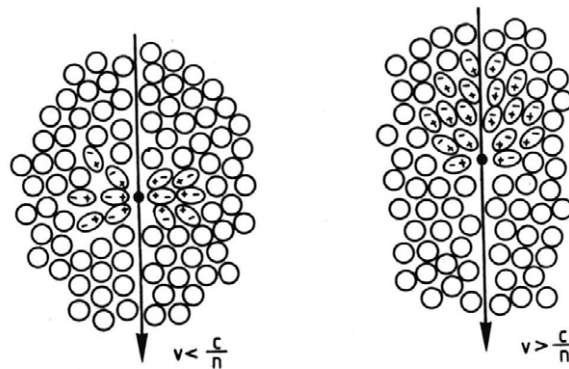


Abb. 4.5: Veranschaulichung des Cherenkov-Effekts; Durchlaufen eines geladenen Teilchens durch ein dielektrisches Medium bei verschiedenen Geschwindigkeiten [21]

Der linke Teil der Abbildung 4.4 veranschaulicht ein geladenes Teilchen beim Durchflug durch ein dielektrisches Medium mit der Geschwindigkeit $v < \frac{c}{n}$. Die rechte Seite veranschaulicht ein geladenes Teilchen mit einer Geschwindigkeit von $v > \frac{c}{n}$. Beide Teilchen polarisieren die benachbarten Atome längs ihrer Bahnen durch das Medium. Bei dem linken Teilchen mit geringerer Geschwindigkeit sind die so entstandenen Dipole symmetrisch angeordnet, so dass die Integration über das Dipolfeld den Wert Null ergibt.

Bei dem rechten Teilchen hingegen ordnen sich die Dipole durch die höhere Geschwindigkeit asymmetrisch an, es entsteht also ein nicht verschwindendes Dipolfeld. Durch die zeitliche Änderung des Dipolfeldes werden elektromagnetische Wellen emittiert. Die elektromagnetischen Wellen breiten sich von jedem Punkt der Bahn mit $v = \frac{c}{n}$ aus. Nach dem Huygenschem Prinzip [23] bildet sich durch die Überlagerung der Elementarwellen eine Wellenfront aus. Die Ausbreitungsrichtung des Teilchens und die Wellenfront bilden den Winkel θ , wie in Abbildung 4.5 zu sehen ist.

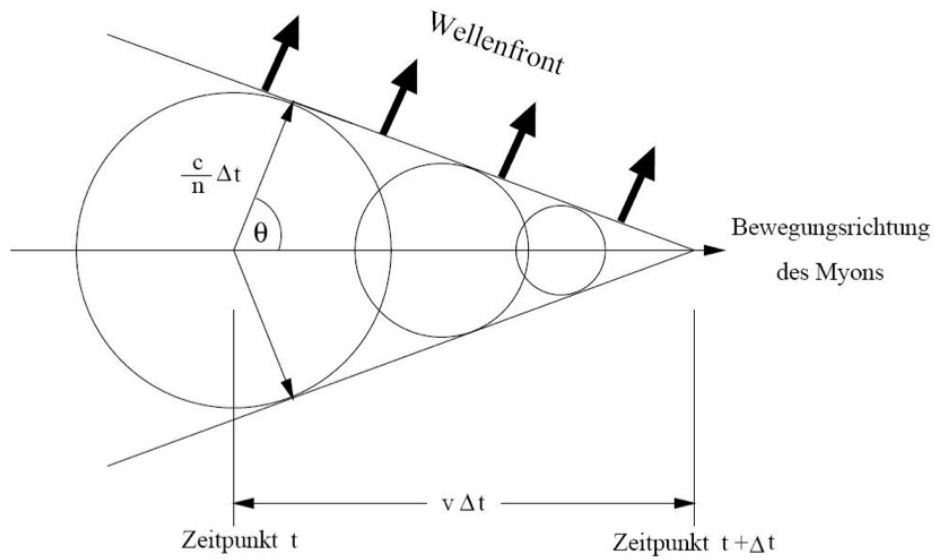


Abb. 4.6: Der Cherenkov-Kegel [24]

Für die zurückgelegten Strecken des Teilchens s_T und der Wellenfront s_{WF} während der Zeit Δt gilt (s.Abbildung 4.5):

$$s_T = v \cdot \Delta t \quad \text{und} \quad s_{WF} = \frac{c}{n} \cdot \Delta t$$

Demnach gilt für den Winkel θ :

$$\begin{aligned} \cos(\theta) &= \frac{\frac{c}{n} \Delta t}{v \Delta t} \\ &= \frac{c}{n v} \end{aligned}$$

$$\Rightarrow \cos(\theta) = \frac{1}{n\beta} \quad \text{mit} \quad \beta = \frac{v}{c} \quad (4.3)$$

Man kann zudem die Anzahl der erzeugten Photonen in einem bestimmten Wellenlängenbereich von λ_1 bis λ_2 bestimmen [21]:

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha z^2 \sin^2(\theta) \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1 \lambda_2} \quad (4.4)$$

mit

$$\alpha \approx \frac{1}{137} \text{ Feinstrukturkonstante}$$

z = Ladung des erzeugenden Teilchens

dx = Länge der Teilchenbahn im Medium

4.3.3 Übergangsstrahlung

Übergangsstrahlung [25] entsteht, sobald ein geladenes Teilchen die Grenzschicht zweier Medien mit unterschiedlichen Dielektrizitätskonstanten durchdringt bzw. sich in einem räumlich inhomogenen Medium bewegt. Man betrachtet im Folgenden ein geladenes Teilchen beim Übergang zwischen zwei Medien mit unterschiedlichen dielektrischen Eigenschaften. Nähert sich ein geladenes Teilchen der Grenzschicht zweier solcher Medien, kommt es zur Polarisierung und es erzeugt eine sogenannte Spiegelladung. Zusammen mit der Spiegelladung bildet das geladene Teilchen einen elektrischen Dipol und es wird ein elektrisches Feld induziert. Die Feldstärke des Dipols wird immer größer je näher das geladene Teilchen der Grenzschicht kommt und verschwindet, sobald es diese passiert hat. Wie beim zuvor beschriebenen Cherenkov-Effekt werden auch in diesem Fall durch die zeitliche Änderung des Dipolfeldes elektromagnetische Wellen emittiert und somit Strahlung ausgesendet, die sogenannte Übergangsstrahlung.

4.3.4 Photoeffekt

Der Photoeffekt beschreibt das Herauslösen eines Elektrons aus der Atomhülle durch Lichteinwirkung (s. Abbildung 4.6).

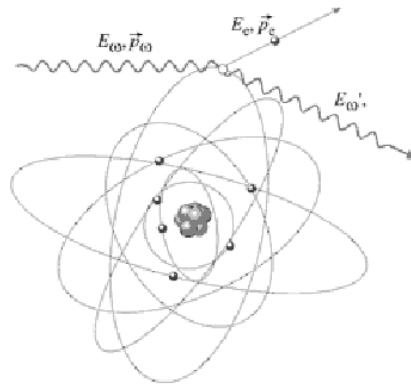


Abb. 4.7: Schematische Darstellung des Photoeffektes [26]

Dies ist möglich, sofern das Licht hinreichend kurzwellig ist und das Material eine Metalloberfläche hat, da bei Metallen freie Elektronen als Elektronengas vorliegen und somit leichter zu lösen sind. Dabei müssen die Bindungskräfte, die das Elektron in der Atomhülle halten überwunden werden. Demnach ist die sogenannte Austrittsarbeit W_a die minimale Energie, die ein Photon haben muss, um ein Elektron freizusetzen:

$$E_{\text{Photon}} \geq W_a$$

Ein Photon hat die Strahlungsenergie $E = h \cdot \nu$ mit der Konstanten h , dem Planckschen Wirkungsquantum, und der ν Frequenz des Photons. Da das Photon seine gesamte Energie an das Elektron abgibt, fließt nach Abzug der Austrittsarbeit der Rest der Energie des Photons in die kinetische Energie des Elektrons

$$E_{\text{kin}} = h \cdot \nu - W_{\text{a}}.$$

Die Anzahl der Photonen, also die Intensität des Lichtes, hat jedoch keinerlei Einfluss auf die Energie der austretenden Elektronen; sie bestimmt nur ihre Anzahl [8].

Albert Einstein erhielt 1922 für die theoretischen Ausführungen zum Photoeffekt den Nobelpreis für Physik.

4.3.5 Winkelabhängigkeit der Myonrate

Der durchschnittliche Myonenfluss auf der Höhe des Meeresspiegels beträgt ein Teilchen pro cm^2 und Minute [27]. Dies ist ein Durchschnittswert für vertikal einfallende Myonen. Da die kosmische Strahlung je nach Einfallswinkel unterschiedlich lange Wege durch die Atmosphärenschichten hat, je flacher der Winkel desto länger der Weg, kommt es zu einer Winkelabhängigkeit. Es wurde experimentell herausgefunden, dass der totale Myonenfluss I sich mit dem Zenitwinkel θ wie folgt ändert:

$$I(\theta) = I_0 \cdot \cos^n(\theta) \quad (4.5)$$

Dabei steht I_0 für den Fluss der senkrecht einfallenden Myonen und n für eine impulsabhängige Variable.

Abbildung 4.6 zeigt das Impulsspektrum in Abhängigkeit des Einfallswinkels durch das \cos^n -Gesetz. Mit $n = 1,85$ lässt sich der Myonfluss über ein breites Energiespektrum

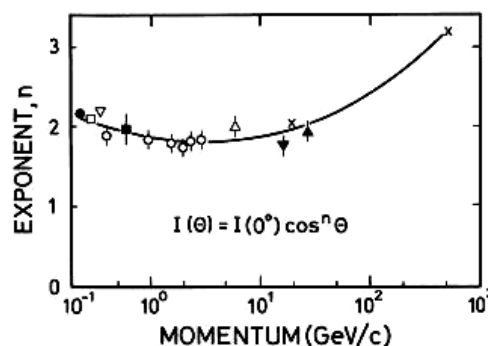
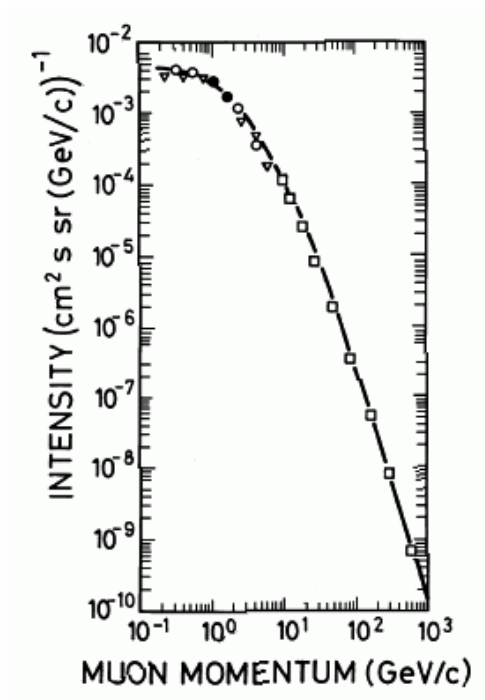


Abb. 4.8: Der Exponent der Winkelverteilung der Myonen auf Meereshöhe in Abhängigkeit vom Impuls [27]

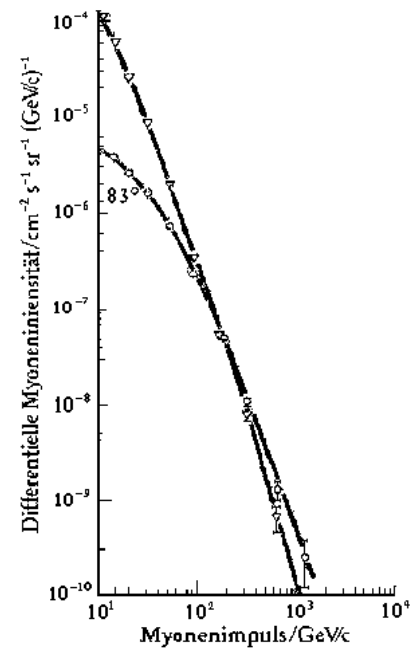
4 Das Myon

beschreiben [27]. Der größte Teil der Myonen trifft senkrecht oder unter einem kleinen Winkel auf die Erdoberfläche. Mit zunehmendem Einfallswinkel nimmt auch die Rate der Myonen ab.

Die unterschiedlichen Einfallswinkel haben auch unterschiedliche Energien zur Folge. Die mittlere Energie der Myonen auf der Erdoberfläche beträgt im Durchschnitt 4 GeV. Ein genaues Impulsspektrum der vertikal auftreffenden Myonen ist in Abbildung 4.7a zu sehen. In Abbildung 4.7b ist der Vergleich zwischen den Energien der vertikal und schräg einfallenden Myonen dargestellt.



(a) Impulsspektrum vertikal einfallender Myonen [28]



(b) Impulsspektrum vertikal und geneigt einfallender Myonen [14]

Abb. 4.9: Impulsspektrum von Myonen auf der Erdoberfläche

Aus den Abbildungen geht hervor, dass schräg einfallende Myonen höhere Energien erreichen als solche, die vertikal einfallen.

Die vertikal einfallenden Pionen haben einen wesentlich kürzeren Weg durch die dünnen Schichten der Atmosphäre, demnach verlieren sie weniger Energie durch Wechselwirkungen mit den Luftmolekülen als aus denen, die schräg einfallen. Bei dem Zerfall überträgt das Pion seinen Impuls auf das Myon. Somit entstehen aus den vertikal einfallenden Pionen Myonen mit höherer Energie als aus den schräg einfallenden Pionen.

4.4 Neutrinos und ihre Nachweismethoden

Neutrinos sind, da sie ungeladene Teilchen sind, nicht direkt über den Cherenkov-Effekt nachzuweisen. Durch schwache Wechselwirkung mit Materie wandeln sie sich allerdings in geladene Leptonen, welche wiederum mittels des Cherenkov-Effekts nachweisbar sind. Die Detektion von Neutrinos verläuft somit ähnlich zu der Detektion von Myonen. Als dielektrisches Medium wird auch hier Wasser verwendet. Die Neutrinos wechselwirken mit den Wassermolekülen und wandeln sich in geladene Teilchen, welche dann auf Grund der ebenfalls hohen Geschwindigkeit Cherenkov-Strahlung emittieren. Allerdings wird zur Detektion von Neutrinoereaktionen ein sehr viel größeres Behältnis mit Wasser benötigt, sowie eine Vielzahl an Detektoren für die Cherenkov-Strahlung. Da Neutrinoereignisse sehr selten sind und ihr Wirkungsquerschnitt gering, wäre andernfalls eine sinnvolle Messung von solchen Reaktionen überhaupt nicht möglich.

Das „Super-Kamiokande-Experiment“ (Super Kamiokande Nucleon Decay Experiment [29]) in Japan realisiert einen solch aufwendigen Versuchsaufbau und gilt als überdimensionaler Vorreiter zu dem hier betrachteten „Kamiokande-Experiment“. In Japan wurde ein Tank mit einem Fassungsvermögen von ca. 50000 t reinstem Wasser und 11000 Photomultiplier (s. Kapitel 6.1) aufgebaut. Für die damit erzielten Forschungsergebnisse erhielten Raymond Davis Junior und Riccardo Giacconi aus den Vereinigten Staaten und Masatoshi Koshiba aus Japan 2002 den Nobelpreis in Physik [30].

5 Datenanalyse und Zählstatistik

5.1 Poisson-Statistik und Fehlerrechnung

Die Poisson-Verteilung ist eine diskrete Wahrscheinlichkeitsverteilung und wird auch Verteilung der seltenen Ereignisse genannt, da sie zur Beschreibung von Zählexperimenten mit einer geringen Ausgangswahrscheinlichkeit verwendet wird. Bei diesen Poisson-Prozessen ist lediglich bekannt, wieviele Ereignisse im Durchschnitt erwartet werden, ausgedrückt in einer Rate λ . Die Wahrscheinlichkeit k seltene, zufällige und voneinander unabhängige Ereignisse zu beobachten ist nach Poisson [31] gegeben durch

$$P(k) = \frac{\lambda^k}{k!} e^{-\lambda}. \quad (5.1)$$

Der Erwartungswert E und die Varianz σ^2 sind beide durch λ gegeben.

Der radioaktive Zerfall oder speziell der Zerfall der Myonen ist ein typisches Beispiel für einen solchen Poisson-Prozess.

Die Rate der Ereignisse ist $x = \frac{k}{\Delta t}$ mit k der Anzahl der Ereignisse und Δt die Dauer der Messung. Die Messzeit der Untergrund- bzw. Myonenrate erstreckt sich im Normalfall über mehr als 30 Minuten, so dass der Ablesefehler im Bereich von Sekunden liegt. Das ergibt eine statistische Unsicherheit unter 0,1 %, so dass die Messzeit als fehlerfrei angenommen werden kann. Für die statistische Unsicherheit der Einzelmessung gilt in Gauß'scher Näherung und für hinreichende Zählstatistik die Poisson-Verteilung und $\sigma = \sqrt{k}$. Nach Gauß'scher Fehlerfortpflanzung folgt für den Fehler der Rate:

$$\begin{aligned} \sigma_x &= \sqrt{\left(\frac{\partial x}{\partial k}\right)^2 \sigma_k^2} \\ &= \sqrt{\frac{1}{\Delta t^2} \sqrt{k}^2} \end{aligned}$$

$$\Rightarrow \sigma_x = \frac{\sqrt{k}}{\Delta t} \quad (5.2)$$

Für die Auswertung der folgenden Messungen muss von der ermittelten Rate eine Untergrundrate abgezogen werden um die Myonenrate zu extrahieren. Es gilt:

$$x_\mu = x_{\mu+U} - x_U \quad (5.3)$$

mit dem zugehörigen Fehler nach dem Gesetz der Fehlerfortpflanzung:

$$\sigma_{x_\mu} = \sqrt{\left(\frac{\partial x_\mu}{\partial x_{\mu+U}}\right)^2 (\sigma_{x_{\mu+U}})^2 + \left(\frac{\partial x_\mu}{\partial x_U}\right)^2 (\sigma_{x_U})^2} = \sqrt{\sigma_{x_{\mu+U}}^2 + \sigma_{x_U}^2} \quad (5.4)$$

5.2 Klassifizierung von Datensätzen

Eine Klassifizierung von Datensätzen beschreibt das Einteilen der erhobenen diskreten oder kontinuierlichen Daten in disjunkte Gruppen beziehungsweise Klassen. Diese Klassifizierung von Informationen ermöglicht eine geordnete Verarbeitung, falls sonst die Anzahl der Werte der beobachteten Zufallsvariable zu groß wären. Außerdem ist so eine bessere Übersicht über die Daten gegeben.

Für eine optimale Analyse von Datensätzen sollten diese in graphischer Form dargestellt werden. Nach einer Klassifizierung sind Histogramme eine Möglichkeit solche Stichproben graphisch darzustellen.

Sei

$$x_1, x_2, \dots, x_n$$

eine Stichprobe. Nun wird die x -Achse in k Intervalle gleicher Breite Δx eingeteilt:

$$\zeta_1, \zeta_2, \dots, \zeta_k$$

Diese Intervalle bezeichnet man als Bins.

Auf der y -Achse werden die zugehörigen Anzahlen

$$n_1, n_2, \dots, n_k$$

der Stichprobenelemente aufgetragen, die in die jeweiligen Bins fallen [32]. Es gibt verschiedene graphische Umsetzungen für Histogramme, zum Beispiel Balkendiagramme oder Stufendiagramme. Das entstandene Diagramm stellt eine Häufigkeitsverteilung der Stich-

probe dar.

Die Klasseneinteilung beeinflusst entscheidend das Diagramm, besonders bei kleineren Stichproben, wie in Abbildung 5.1 zu sehen ist.

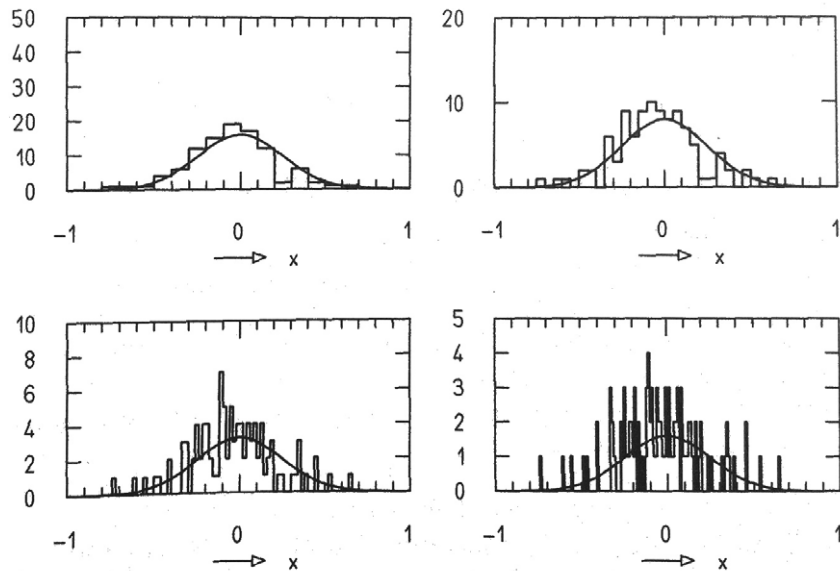


Abb. 5.1: Histogramm der gleichen Stichprobe aus einer Gauß-Verteilung dargestellt mit vier verschiedenen Intervallbreiten [32]

Die Anzahl der Bins und damit die Intervallbreite des Histogramms sollte weder zu groß noch zu klein gewählt werden. Bei grober Einteilung der Intervalle sind zwar die relativen statistischen Schwankungen der einzelnen Inhalte klein, jedoch gehen auch viele Informationen über die Stichprobe verloren. Für kleiner werdende Intervallbreiten geht das Histogramm in ein eindimensionales Streudiagramm über, wobei keine Information verloren geht, doch die zugrunde liegende Verteilung nicht mehr zu erkennen ist.

Es gelingt ohne einschränkende Annahmen nicht ein allgemeingültiges Gesetz zur Bestimmung der optimalen Intervallanzahl zu entwickeln. Eine Möglichkeit zur Bestimmung einer sinnvollen Anzahl der Intervalle bietet das Gesetz von Sturges [33]

$$k = 1 + 3,3 \cdot \log_{10}(n) \quad (5.5)$$

mit der Anzahl der Messungen n . Ein Nachteil dieser Regel ist, dass sie nur anwendbar ist, wenn die Daten kontinuierlich verteilt. Zudem wird die relative statistische Schwankung der Werte nicht berücksichtigt.

5.3 χ^2 -Test

Der χ^2 -Test wird verwendet um die Vereinbarkeit von Daten mit einer bestimmten Hypothese zu untersuchen [34]. Der χ^2 -Wert ist ein Maß für die mittlere quadratische Abweichung zwischen Messdaten und hypothetisch erwarteten Werten.

Im Folgenden seien die Messdaten mit Hilfe von Histogrammen graphisch dargestellt. Das nun betrachtete Histogramm habe n Bins. Die Messdaten seien für hinreichende Zählstatistik poissonverteilt, so dass für die statistische Unsicherheit eines einzelnen Bins gilt:

$$\sigma_{n_i} = \sqrt{n_i}$$

mit n_i der Anzahl der gemessenen Ereignisse innerhalb des i -ten Bins. Die Anzahl der Ereignisse innerhalb der jeweiligen Bins nach der hypothetisch erwarteten Verteilung der Messdaten $n_{i,\text{theo}}$ sind bekannt. Dann gilt:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(n_i - n_{i,\text{theo}})^2}{\sigma_{n_i,\text{theo}}^2} \quad (5.6)$$

Ist die hypothetisch angenommene Verteilung richtig, sollte die mittlere quadratische Abweichung zwischen den beobachteten und den theoretisch erwarteten Häufigkeiten klein sein. In Abbildung 5.2 ist eine Tabelle der kritischen Werte für χ^2 in Abhängigkeit von der Anzahl der Freiheitsgrade dargestellt. Für die Anzahl der Freiheitsgrade k gilt im hier beschriebenen Fall

$$k = n - 1.$$

χ^2 -Verteilung kumulativ

Tafel 15

Freiheits- grad f	Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2, f)$									
	0,99	0,95	0,90	0,70	0,50	0,30	0,10	0,05	0,01	0,001
1	0,000	0,004	0,016	0,148	0,455	1,07	2,71	3,84	6,64	10,8
2	0,020	0,103	0,211	0,713	1,39	2,41	4,61	5,99	9,21	13,8
3	0,115	0,352	0,584	1,42	2,37	3,67	6,25	7,82	11,3	16,3
4	0,297	0,711	1,06	2,20	3,36	4,88	7,78	9,49	13,3	18,5
5	0,554	1,145	1,61	3,00	4,35	6,06	9,24	11,1	15,1	20,5
6	0,872	1,64	2,20	3,83	5,35	7,23	10,6	12,6	16,8	22,5
7	1,24	2,17	2,83	4,67	6,35	8,38	12,0	14,1	18,5	24,3
8	1,65	2,73	3,49	5,53	7,34	9,52	13,4	15,5	20,1	26,1
9	2,09	3,33	4,17	6,39	8,34	10,7	14,7	16,9	21,7	27,9
10	2,56	3,94	4,87	7,27	9,34	11,8	16,0	18,3	23,2	29,6
11	3,05	4,57	5,58	8,15	10,3	12,9	17,3	19,7	24,7	31,3
12	3,57	5,23	6,30	9,03	11,3	14,0	18,5	21,0	26,2	32,9
13	4,11	5,89	7,04	9,93	12,3	15,1	19,8	22,4	27,7	34,5
14	4,66	6,57	7,79	10,8	13,3	16,2	21,1	23,7	29,1	36,1
15	5,23	7,26	8,55	11,7	14,3	17,3	22,3	25,0	30,6	37,7
16	5,81	7,96	9,31	12,6	15,3	18,4	23,5	26,3	32,0	39,3
17	6,41	8,67	10,1	13,5	16,3	19,5	24,8	27,6	33,4	40,8
18	7,02	9,39	10,9	14,4	17,3	20,6	26,0	28,9	34,8	42,3
19	7,63	10,1	11,7	15,4	18,3	21,7	27,2	30,1	36,2	43,8
20	8,26	10,9	12,4	16,3	19,3	22,8	28,4	31,4	37,6	45,3
21	8,90	11,6	13,2	17,2	20,3	23,9	29,6	32,7	38,9	46,8
22	9,54	12,3	14,0	18,1	21,3	24,9	30,8	33,9	40,3	48,3
23	10,2	13,1	14,8	19,0	22,3	26,0	32,0	35,2	41,6	49,7
24	10,9	13,8	15,7	19,9	23,3	27,1	33,2	36,4	43,0	51,2
25	11,5	14,6	16,5	20,9	24,3	28,2	34,4	37,7	44,3	52,6
26	12,2	15,4	17,3	21,8	25,3	29,2	35,6	38,9	45,6	54,1
27	12,9	16,2	18,1	22,7	26,3	30,3	36,7	40,1	47,0	55,5
28	13,6	16,9	18,9	23,6	27,3	31,4	37,9	41,3	48,3	56,9
29	14,3	17,7	19,8	24,6	28,3	32,5	39,1	42,6	49,6	58,3
30	15,0	18,5	20,6	25,5	29,3	33,5	40,3	43,8	50,9	59,7
40	22,2	26,5	29,1	34,9	39,3	44,2	51,8	55,8	63,7	73,4
50	29,7	34,8	37,7	44,3	49,3	54,7	63,2	67,5	76,2	86,7
60	37,5	43,2	46,5	53,8	59,3	65,2	74,4	79,1	88,4	99,6
70	45,4	51,7	55,3	63,3	69,3	75,7	85,5	90,5	100,4	112,3
80	53,5	60,4	64,3	72,9	79,3	86,1	96,6	101,9	112,3	124,8
90	61,8	69,1	73,3	82,5	89,3	96,5	107,6	113,1	124,1	137,2
100	70,1	77,9	82,4	92,1	99,3	106,9	118,5	124,3	135,8	149,4

Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2, f)$, bei vorgegebenem f mindestens den in der Tafel angegebenen Wert von χ^2 zu erreichen. f ist die Anzahl der Freiheitsgrade (der unabhängig bestimmbar Häufigkeiten). Zur Verwendung der Tafel vgl. 8.3.4 auf S. 77.

Für $f = 5$ ist die Tafel so zu lesen:
 $P(\chi^2 = 0,554) = 0,99$ heißt: der Wert $\chi^2 = 0,554$ wird mit 99% Wahrscheinlichkeit
 $P(\chi^2 = 1,145) = 0,95$ heißt: der Wert $\chi^2 = 1,145$ wird mit 95% Wahrscheinlichkeit
 $P(\chi^2 = 15,1) = 0,01$ heißt: der Wert $\chi^2 = 15,1$ wird mit 1% Wahrscheinlichkeit erreicht oder überschritten.

Eine Hypothese wird in der Regel abgelehnt, wenn der zugehörige χ^2 -Wert eine Wahrscheinlichkeit von weniger als 5% hat, d. h., wenn $P(\chi^2) < 0,05$ ist.
 Statistische Daten sind auch dann fragwürdig, wenn der χ^2 -Wert eine Wahrscheinlichkeit von mehr als 99% hat (Datenmanipulation).

Beispiele:
 $f = 5$ (Würfelversuche), $\chi^2 = 18$, $P(18,5) \approx 0,5\%$
 $f = 12$ (13 Spielkarten gleicher Farbe: 2, 3, ..., 10, Bube, ..., As), $\chi^2 = 15$, $P(15,12) \approx 25\%$

Abb. 5.2: Kumulative χ^2 -Verteilung für unterschiedliche Freiheitsgrade [35]

6 Experimenteller Aufbau

Ziel des folgenden Versuchsaufbaus (s. Abbildung 6.1) ist, aus der sekundären kosmischen Strahlung Myonen nachzuweisen.

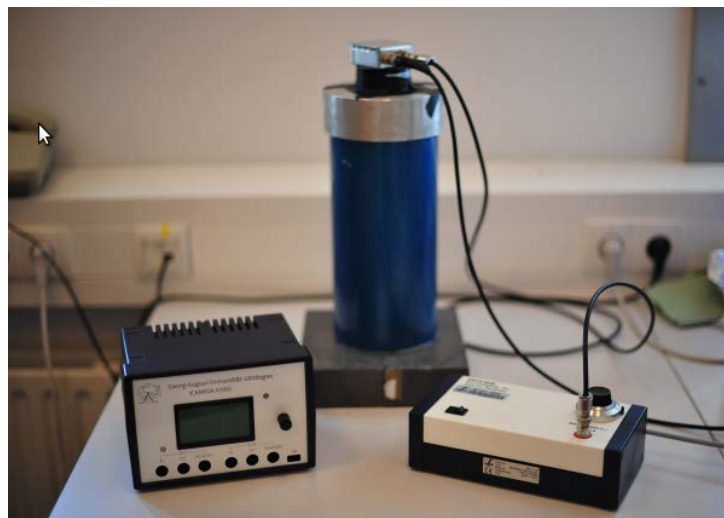


Abb. 6.1: Bauteile des Versuchs

In einer Thermoskanne bzw. einem Dewargefäß befindet sich Wasser. Auf die Öffnung wird ein Photomultiplier montiert. Die Myonen treten in das dielektrische Medium Wasser ein und emittieren aufgrund des Cherenkov-Effektes Lichtblitze.

Der Photomultiplier weist diese Lichtblitze nach und wandelt sie in elektrische Signale um. Diese elektrischen Signale wiederum werden von einer Ausleseelektronik in Pulse umgewandelt und auf einem Speichermedium gesichert (die Pulse werden zudem als Schriftzug „Puls“ auf dem Display ausgegeben und durch ein Knacken als akustisches Signal hörbar gemacht).

Die Innenseite des Dewargefäßes ist mit einer Folie ausgekleidet, die das sichtbare Cherenkov-Licht reflektiert und zudem die Eigenschaft hat Wellenlängen zu verschieben, so dass der Teil des Cherenkov-Lichtes, der im UV-Bereich liegt, in den sichtbaren Bereich verschoben wird. Dort hat der Photomultiplier die höchste Effizienz. Außerdem steht das Gefäß auf Blöcken aus Blei, die als Absorber für die Myonen genutzt werden. Wegen der sehr hohen Lichtempfindlichkeit des Photomultipliers, muss das Dewargefäß lichtundurchlässig

6 Experimenteller Aufbau

aufgebaut werden.

Der schematische Versuchsaufbau ist in Abbildung 6.2 zu sehen.

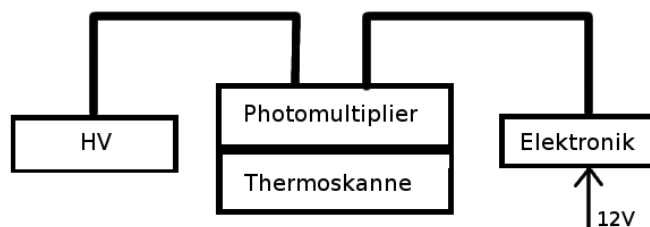


Abb. 6.2: Schematischer Aufbau des Versuchs

Der Photomultiplier ist zum einen an eine Hochspannungsversorgung angeschlossen und zum anderen an die Elektronik. Die Elektronik wiederum ist an ein 12 V-Netzteil angeschlossen.

6.1 Photomultiplier

Der Photomultiplier (PMT) ist ein äußerst empfindliches Nachweisgerät für Lichtsignale. Der schematische Aufbau eines PMTs ist in Abbildung 6.3 dargestellt. Der PMT besteht

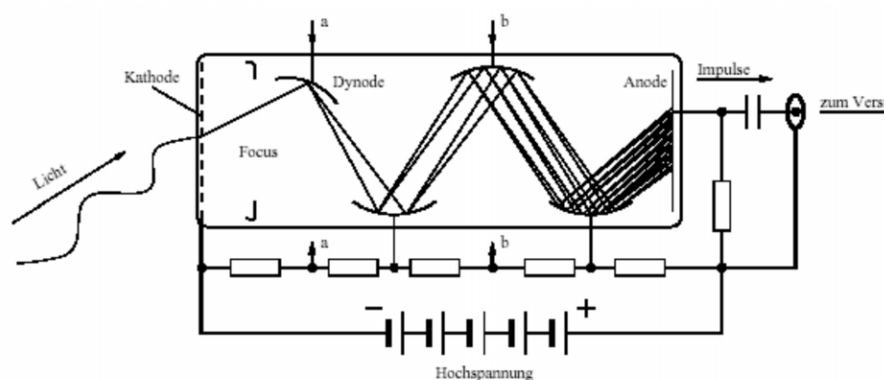


Abb. 6.3: Schematischer Aufbau eines Photomultipliers [24]

aus einer Vakuumröhre in der sich Kathode, Anode und dazwischen eine Kette von Sekundäremissionselektroden, sogenannten Dynoden, befinden. An der aus einer sehr dünnen

Metallschicht bestehenden Kathode liegt eine negative Hochspannung an, die bis zur Anode hin über Spannungsteiler aufgliedert wird. So kommt es zu einer Potentialdifferenz zwischen zwei benachbarten Dynoden von ca. 100 – 200 V [24].

Trifft nun ein Photon der Cherenkov-Strahlung auf die Kathodenschicht, so werden durch den Photoeffekt Elektronen emittiert. Diese Elektronen werden zur ersten Dynode beschleunigt und lösen ihrerseits Elektronen aus dem Dynodenmaterial. Für das Dynodenmaterial ist wichtig, dass die mittlere Anzahl der pro einfallendem Elektron emittierten Sekundärelektronen groß und das thermische Rauschen gering ist. Dafür wird meist eine Legierung aus einem edlen Metall und einem Alkalimetall verwendet. Durch die Potentialdifferenz zwischen den Dynoden werden die Elektronen von einer Dynode zur nächsten beschleunigt. Pro einfallendem Elektron werden je nach Material jeweils 3 – 5 Sekundärelektronen aus jeder der Dynoden gelöst. Durch den resultierenden Ladungsstrom entsteht an der Anode ein messbarer Strom, welcher über einen Widerstand abgegriffen und als Spannungspuls an die Elektronik ausgegeben wird.

Ein PMT besteht in der Regel aus 6 – 10 Dynoden. Es kommt zu einer Gesamtverstärkung um den Faktor $10^6 - 10^{12}$, wobei die Bauart und die Materialwahl von Kathode und Dynoden eine wichtige Rolle spielt.

Durch thermische Anregungen kann es auch ohne den Beschuss der Dynoden mit Elektronen dazu kommen, dass sich Elektronen aus dem Dynodenmaterial lösen und ihrerseits Richtung Anode beschleunigt werden. Dabei lösen sie ebenfalls einen Spannungspuls aus oder verstärken eine Elektronenlawine und damit den herausgegeben Puls. Dieser Effekt nennt sich thermisches oder elektronisches Rauschen und wird zusammen mit anderen Rauschquellen (s. Kapitel 6.3) mit dem Einstellen der Schwellenspannung an der Elektronik reguliert und, soweit möglich, von den Myonensignalen getrennt.

6.2 Elektronik

Ein durch ein Myon hervorgerufener Cherenkov-Lichtblitz führt zu etwa 5 – 80 mV hohen, ca. 30 ns breiten und negativ gepolten Spannungspulsen im Photomultiplier. Ein exemplarischer Myonpuls mit zugehörigem Triggersignal ist in Abbildung 6.4 zu sehen. Durch eine interne Invertierung ist der Spannungspuls in der Abbildung positiv.

Die Elektronik hat die Aufgabe, diese Spannungspulse und die Zeitdifferenz Δt zwischen zwei aufeinanderfolgenden Pulsen auszulesen, zu zählen und die resultierenden Daten über einen USB-Port direkt auf einem geeigneten Medium abzuspeichern.

Neben dem USB-Port befinden sich an der Frontseite der Elektronikbox (s. Abbildung 6.5a)

6 Experimenteller Aufbau

Anschlüsse für zwei Eingangs- sowie Ausgangskanäle für das Signal vom PMT mit Triggerausgang und ein Display (s. Abbildung 6.5b), auf dem jeweils für die Eingänge A und B sowohl die Schwellenspannung als auch die einzelnen Spannungspulse als optisches Signal „Puls“ abgelesen werden können.

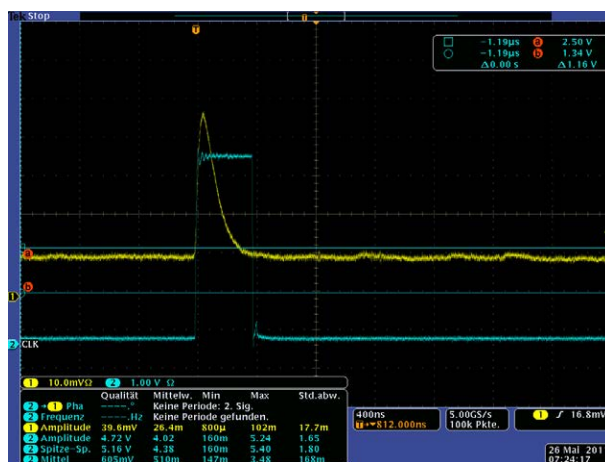
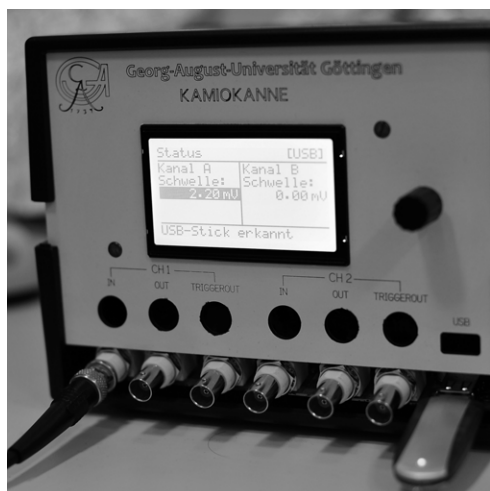
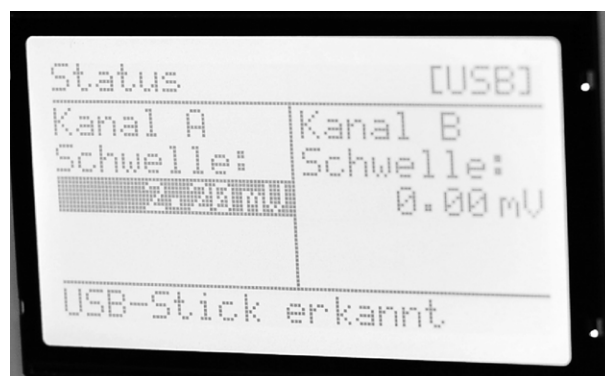


Abb. 6.4: Ein mit dem Oszilloskop aufgenommener Myonpuls mit zugehörigem Triggersignal



(a) Elektronikbox



(b) Display der Elektronikbox

Abb. 6.5: Elektronikbox und Display

Außerdem wird der Name der Datei, welche die Daten einer laufenden Messung enthält, auf dem Display angezeigt.

Durch das Drehen eines Reglers, der sich ebenfalls an der Frontseite befindet, wird die Schwelle der Detektion eines Signals eingestellt. Die Schwelle gibt an, ab welcher minimalen Amplitude ein Spannungspuls detektiert wird. Liegt die Signalstärke eines ankomm-

menden Pulses oberhalb der eingestellten Schwelle, wird dieser gezählt, andernfalls wird das Signal ignoriert. Die Schwellenspannung ist idealerweise so einzustellen, dass möglichst wenig Signale aus dem Untergrundrauschen detektiert werden, gleichzeitig aber so wenig schwache Myonensignale wie möglich ignoriert werden. Es gilt hier einen optimalen Mittelweg zu finden.

Durch das Drücken des Reglers gelangt man in das „User-Menü“ der Elektronik. Dort besteht die Möglichkeiten, den Kanal auszuwählen, eine Messung zu starten oder zu beenden und verschiedene Einstellungen vorzunehmen, wie die Sprachauswahl oder das Ein- und Ausschalten des Lautsprechers für ein akustisches Signal des Pulses.

6.3 Untergrundrauschen

Bei einer Messung ohne Wasser im Gefäß, sollten im Idealfall keine Cherenkov-Blitze emittiert werden können, wenn man davon ausgeht, dass kein Cherenkov-Licht oder Übergangsstrahlung in anderen Materialien des Gefäßes entsteht. Das heißt, es sollten auch keine Pulse detektiert werden. Im Realfall kommt es allerdings auch ohne Wasser im Gefäß zu Spannungspulsen im Photomultiplier, die von der Elektronik registriert werden. Diese Spannungspulse, welche nicht von Myonenereignissen hervorgerufen werden, nennt man Untergrundrauschen. Die Quellen für dieses Rauschen sind unterschiedlich und vielfältig:

- **Elektronisches Rauschen**

Elektronisches Rauschen wird in diesem Fall durch thermische Anregungen im Photomultiplier bei Raumtemperatur verursacht. Hierbei lösen sich durch thermische Energie Elektronen aus den Dynoden und werden ihrerseits Richtung Anode beschleunigt. Dabei verstärken sie entweder eine Elektronenlawine oder lösen einen zusätzlichen Spannungspuls aus.

- **Netzschwankungen**

Netzschwankungen sind Spannungsstörungen im Stromnetz durch zum Beispiel weitere Verbraucher am gleichen Netz. Für die Registrierung eines Signals wird von der Elektronik die Vergleichsspannung mit der Signalspannung verglichen. Kommt es also zu Versorgungsschwankungen, so dass die Vergleichsspannung oder Messspannung schwankt bzw. gestört wird, wird die Sensitivität der Messung beeinflusst.

- **Elektromagnetische Einstreuungen**

Elektromagnetische Störsignale werden durch eingeschaltete Mobiltelefone, Laptops oder Radios verursacht. Das Einschalten einer Neonröhre oder die Benutzung eines Dimmers können den gleichen Effekt haben. Durch solche elektromagnetischen

Einstreuungen wird zum einen der Elektronenfluss im Photomultiplier und zum anderen der Stromfluss in der Elektronik negativ beeinflusst, so dass Störsignale wie in Abbildung 6.6 induziert werden. So kommt es zur Registrierung von Signalen, die in die Messung aufgenommen werden, was zu einer Verfälschung derselbigen beiträgt.

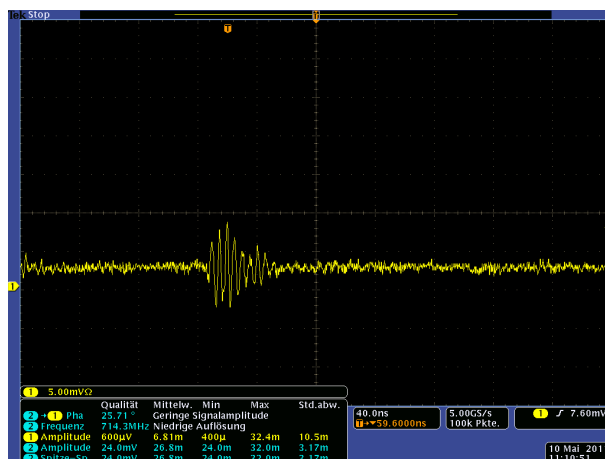


Abb. 6.6: Eine mit dem Oszilloskop aufgenommene Signaleinstreuung induziert durch das Einschalten einer Leuchtstoffröhre

• Natürliche Radioaktivität

Eine weitere Ursache des Untergrundrauschens ist die natürliche Radioaktivität, wobei diese hochenergetisch genug sein muss, um als Untergrund für die Messung in Frage zu kommen. Dazu gehören zum Beispiel radioaktive Zerfälle in der Luft. In ihr enthalten ist ein Gemisch aus Radon und seinen kurzlebigen Zerfallsprodukten, die weiter zerfallen und somit Pulse auslösen können.

Auch gibt es radioaktive Zerfälle im eigenen Körper. Körpereigenes Kalium besteht zum Teil aus dem radioaktiven Isotop Kalium-40, welches zerfällt und ionisierende Strahlung abgibt.

Des Weiteren gibt es abhängig von der Umgebung radioaktive Gesteine oder Mineralien wie Erz, die zur natürlichen Strahlung beitragen. Außerdem könnten radioaktive Isotope in Baustoffen, die den experimentellen Aufbau umgeben, eine weitere Ursache für das Untergrundrauschen sein.

- **Lichteinstrahlung**

Es kann ebenfalls zu Störungen der Messung durch Lichteinstrahlung kommen. Selbst wenn der Raum idealerweise abgedunkelt wird, entspricht dies nicht der vollkommenen Dunkelheit, da diese in der Praxis nicht zu erreichen ist. Da der Photomultiplier zudem sehr empfindlich ist, kann es dazu kommen, dass durch die Öffnung des Gefäßes, auf dem der PMT montiert ist, Licht eindringt. Diese Lichteinstrahlung wird im PMT in ein Signal umgewandelt, welches detektiert wird und die Messung beeinflusst.

7 Ratenmessung

Ziel der Ratenmessung ist es, die Anzahl der auftreffenden kosmischen Myonen pro Sekunde und pro Auftrefffläche des Gefäßes zu bestimmen. Die Messung erfolgt in zwei Schritten, wobei zunächst die mittlere Untergrundrate und danach die mittlere Gesamtrate bestimmt wird.

Neben kosmischen Myonen gibt es wie bereits erwähnt weitere Signalquellen, deren Strahlung detektiert wird - das Untergrundrauschen. Dieses Rauschen soll mit Hilfe der Untergrundratenmessung extrahiert werden. Die mittlere Gesamtrate abzüglich der mittleren Untergrundrate oder auch Nullrate ergibt die mittlere Myonenrate.

Wie bereits in Kapitel 6 beschrieben, werden Spannungspulse (s. Abbildung 6.3) von der Elektronik registriert und gezählt. Die manuell einstellbare Schwellenspannung gibt an, welche minimale Amplitude die Spannungspulse haben müssen um registriert zu werden. Das heißt die Rate steht in Abhängigkeit zur Schwellenspannung. Es gibt jedoch einen Bereich für die Schwellenspannung, in welchem die mittlere Myonenrate konsistent bleibt und nur kleine systematische Änderungen auftreten.

7.1 Nullratenmessung

7.1.1 Durchführung

Der experimentelle Aufbau erfolgt zunächst nach den Angaben in Kapitel 6. Das Dewargefäß bleibt unbefüllt, da in diesem Abschnitt die Nullrate zu bestimmen ist. Der Photomultiplier reagiert sehr lichtempfindlich. Da man Lichteinstreuungen als weiteren Beitrag zum Untergrundrauschen vermeiden möchte, ist darauf zu achten, dass die Kanne mit dem Photomultiplier lichtundurchlässig aufzubauen ist. Zudem ist der Raum im Idealfall komplett abzudunkeln.

Auch stören elektromagnetische Signale das Signal des Photomultipliers, so dass keine eingeschalteten Mobiltelefone, Laptops oder ähnliche Störquellen im Raum sein sollten. Ist der Aufbau abgeschlossen, kann die Hochspannungsversorgung eingeschaltet werden.

Zunächst sollte der Photomultiplier ca. 15 Minuten warmlaufen. Das Signalverhalten ist abhängig von der Temperatur (z.B. durch thermisches Rauschen). Während der 15 minütigen Vorlaufzeit erwärmt sich der Photomultiplier auf eine konstante Temperatur, so dass ein gleichbleibender Zustand für die Messung geschaffen wird. Durch andernfalls auftretende Schwankungen der Temperatur und somit der Spannungspulse wird die Signalrate beeinflusst.

Die Warmlaufphase ist jedes Mal nötig, wenn die Hochspannung wieder eingeschaltet wird, zum Beispiel nachdem Wasser in die Kanne gefüllt oder herausgelassen wurde.

Im Vorfeld sollte mit Hilfe der im folgenden Kapitel beschriebenen Kalibrierung ein Bereich für die Schwellenspannung bestimmt werden in dem die Abhängigkeit der mittleren Myonenrate von der Schwelle minimal ist. Man verwendet einen Wert aus diesem Bereich für die Ratenmessung. Für die folgende Messung wurde $U_S = 3,60$ mV als Schwellenspannung eingestellt. Dieser Wert sollte für jeden Versuchsaufbau spezifisch ermittelt werden. Nun wird ein USB-Stick über den Slot angeschlossen und die Messung über den Regler an der Box gestartet. Zudem wird der angezeigte Dateiname notiert. Nach 60 Minuten kann die Messung ebenfalls über den Regler beendet werden.

7.1.2 Auswertung

Zur Auswertung des Datensatzes in der gespeicherten Datei wird ROOT [36] verwendet. ROOT ist eine auf der Programmiersprache C/C++ basierte, freie, objektorientierte Datenanalyse- und Visualisierungssoftware. Die Software findet ihre Anwendung vorrangig im Bereich der Teilchenphysik und bei der Auswertung großer Datenmengen. ROOT verfügt über einen C++-ähnlichen Kommandozeilen-Interpreter (CINT [36]), der über das Terminal aufgerufen werden kann. Der Interpreter kann interaktiv bedient werden, erlaubt aber zusätzlich das Ausführen von Skripten. Die Skripte werden auch Makros genannt und lassen sich mit einem beliebigen Editor erstellen.

ROOT liest mittels eines Skriptes (s.Anhang A.1) die Datei mit Informationen über den verwendeten Kanal und die Zeitpunkte der registrierten Pulse aus und erstellt ein Histogramm. Das Histogramm zeigt die absoluten Häufigkeiten der gemessenen Raten. Zudem wird eine Poissonkurve an die Werte gefittet und der Mittelwert ausgegeben, welcher die durchschnittliche Rate darstellt. Das Histogramm zu der durchgeführten Nullratenmessung ist in Abbildung 7.1 zu sehen.

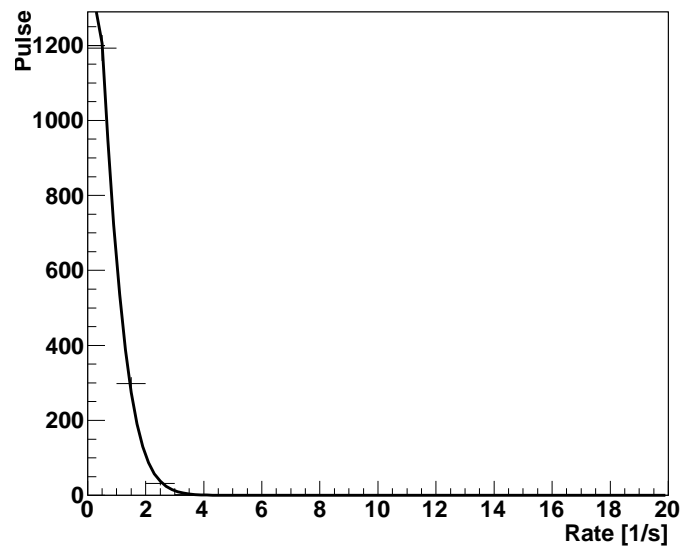


Abb. 7.1: Auftragung der gemessenen absoluten Häufigkeiten der Raten

Die mittlere Nullrate mit zugehöriger statistischer Unsicherheit beträgt

$$\bar{x}_U = (0,241 \pm 0,013) \frac{1}{s}.$$

Die statistische Unsicherheit folgt aus der Poisson-Statistik (s. Kapitel 5).

Zur Überprüfung der Hypothese ist der χ^2 -Test nur bedingt sinnvoll, da lediglich drei Werte zur Überprüfung vorliegen und diese nicht den gesamten Bereich der Poissonkurve abdecken. Allerdings sieht man in der Grafik deutlich, dass diese Messwerte für kleine Raten gut mit der Poissonkurve übereinstimmen, so dass man davon ausgeht, es liege ein Poissonprozess vor.

7.2 Myonenratenmessung

7.2.1 Durchführung

Nach der Nullratenmessung erfolgt eine Ratenmessung mit Wasser im Behältnis. Der Aufbau bleibt gleich, lediglich Wasser wird zusätzlich in das Dewargefäß gefüllt, so dass nun zusätzlich zum Untergrund Myonen mittels Cherenkov-Effekt detektiert werden können. Es sollte sich soviel Wasser im Gefäß befinden, dass sich das Eintrittsfenster des Photomultipliers vollständig im Wasser befindet und der Photomultiplier ca. 1-2 cm ins Wasser ragt.

7 Ratenmessung

Nach korrektem Aufbau, wie in Kapitel 7.1.1 beschrieben, und der durchgeführten Warmlaufphase wird die Schwellenspannung auf den Wert geregelt, der auch in der Nullratenmessung verwendet worden ist. In diesem Fall beträgt die Schwellenspannung $U_S = 3,60$ mV. Sofern sich ein USB-Stick im Slot befindet, kann erneut eine 60 minütige Messung gestartet werden.

7.2.2 Auswertung

Die Auswertung erfolgt ebenfalls mittels ROOT. Die Datei mit den gespeicherten Daten wird erneut über ein Skript in ROOT eingelesen und ausgewertet. Wie in Kapitel 7.1.2 beschrieben wird ein Histogramm mit den Messwerten und dem theoretisch zu erwarteten Verlauf einer Poissonkurve ausgegeben (s. Abbildung 7.2).

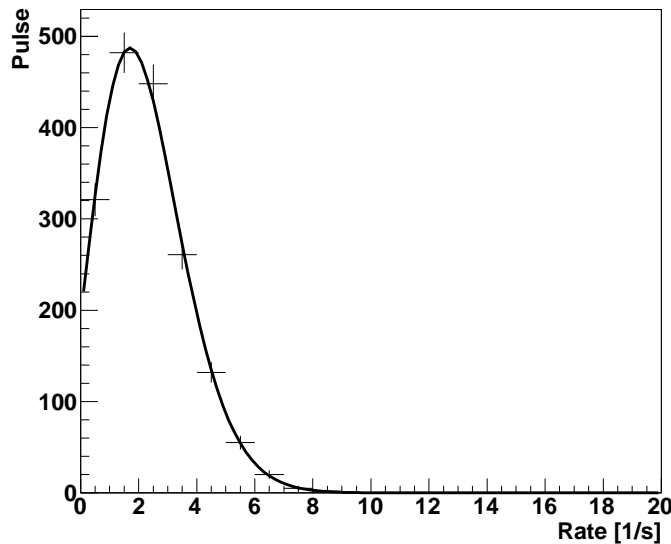


Abb. 7.2: Auftragung der gemessenen absoluten Häufigkeiten der Raten und der theoretisch aus der Poissonverteilung erwartete Verlauf

In dieser Ratenmessung wurden sowohl das Untergrundrauschen, als auch die Myonenpulse detektiert, das heißt die abgelesene Rate ist die mittlere Gesamtrate:

$$\bar{x}_{U+\mu} = (1,816 \pm 0,035) \frac{1}{s}$$

Die statistische Unsicherheit folgt ebenfalls aus der Poisson-Statistik.

Um die durchschnittliche Myonenrate zu erhalten, wird die mittlere Nullrate von der mitt-

leren Gesamtrate abgezogen.

$$\bar{x}_\mu = \bar{x}_{U+\mu} - \bar{x}_U = (1,575 \pm 0,038) \frac{1}{\text{s}}$$

Hierbei resultiert die statistische Unsicherheit aus der Fehlerfortpflanzung der Fehler der mittleren Untergrund- und Gesamtrate (s. Gleichung 5.4). Man erhält also einen Wert, der angibt, wieviele Myonen pro Sekunde durch das wassergefüllte Volumen des Dewargefäßes fliegen. Die mittlere Myonenrate ist keinesfalls konstant, sondern hängt von zahlreichen Faktoren ab, wie Abschirmung des Versuchsaufbaus, Höhe über Normalnull in der gemessen wird und dem Untergrundrauschen bzw. der Schwelle (s. Kapitel 7).

Die Hypothese, dass auch die Gesamtrate und somit auch die Myonenrate einem Poissonprozess unterliegt, wird von der Grafik bestätigt. Die Messwerte weichen kaum merklich von der theoretisch zu erwartenden Kurve ab. Um diese Annahme noch zu verifizieren führt man den χ^2 -Test (s. Kapitel 5.3) durch. Für die obigen Messdaten beträgt der Wert:

$$\chi^2 = 1,7383$$

Da die Anzahl der Freiheitsgrade 8 beträgt, liegt die Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2 = 1,7383)$ zwischen 0,95 und 0,99. Damit hat man die vorangegangene Hypothese bestätigt, da die Wahrscheinlichkeit oberhalb der Akzeptanzgrenze von 0,95 liegt.

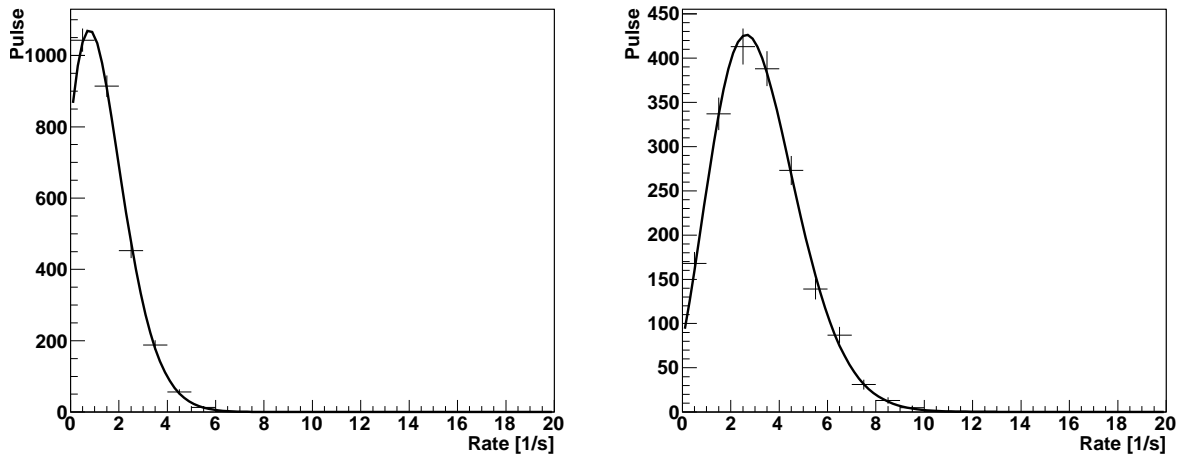
Man konnte also bestätigen, dass die gemessene Verteilung kompatibel mit einem Poisson-Modell ist.

7.3 Systematik der Ratenmessung

Die obigen Messungen wurden mit einem anderen Photomultiplier des identischen Modells, bei gleichen Randbedingungen und bei entsprechender Schwellenspannung $U_S = 3,60$ mV wiederholt. Die resultierenden Histogramme mit Fit der Poissonkurve zur Nullraten- und Gesamtratenmessung sind in Abbildung 7.3 zu sehen. Die mittlere Nullrate beträgt

$$\bar{x}_U = (1,02 \pm 0,03) \frac{1}{\text{s}}$$

7 Ratenmessung



(a) Die absoluten gemessenen Häufigkeiten der Nullraten (b) Die absoluten gemessenen Häufigkeiten der Gesamtraten

Abb. 7.3: Histogramme der Ratenmessungen mit der theoretisch erwarteten Poissonkurve

mit der statistischen Unsicherheit aus der Poisson-Statistik. Die mittlere Gesamtrate und die aus der Differenz der Werte resultierende mittlere Myonenrate betragen

$$\begin{aligned} \bar{x}_{\mu+U} &= (2,71 \pm 0,05) \frac{1}{\text{s}} \\ \Rightarrow \quad \bar{x}_{\mu} &= \bar{x}_{\mu+U} - \bar{x}_U \\ &= (1,69 \pm 0,06) \frac{1}{\text{s}} \end{aligned}$$

Die statistische Unsicherheit folgt aus der Fehlerfortpflanzung.

Die Ergebnisse der Ratenmessung mit dem hier verwendeten Photomultiplier weichen deutlich von den oben bestimmten mittleren Raten ab. Das heißt durch unterschiedliche Serienstreuungen in den Photomultipliern kommt eine systematische Unsicherheit zum Tragen, die berücksichtigt werden muss. Um diese systematische Unsicherheit zu minimieren wird im Vorfeld der Messungen eine Kalibrierung durchgeführt, die im Folgenden beschrieben wird.

8 Kalibrierung

Durch das Variieren der Schwellenspannung verändert sich der Rauschanteil der Messung. Das heißt, dass die Rate von der Schwellenspannung abhängig ist. Zudem kann sich die Schwellenspannung, für unterschiedliche Photomultiplier oder andere Effekte verschieben, wie in Kapitel 7.3 beschrieben wurde.

In diesem Abschnitt geht es um die Bestimmung einer Schwellenspannung die sich für die Ratenmessung als optimal erweist. In dem Kapitel zur Ratenmessung wird zwar ein Wert für die Schwellenspannung angegeben, jedoch ist dieser spezifisch für den hier vorliegenden Versuchsaufbau. Eine Kalibrierung ist somit erforderlich bevor mit den ersten Messungen begonnen wird. Gründe für die Schwankungen der optimalen Schwelle sind verschieden. Zum Beispiel sind die Störungen, die durch Netzschwankungen ausgelöst werden, nicht für jeden Aufbau gleich, weitere Geräte am Netz können den Schwellenbereich beeinflussen. Das durch natürliche Radioaktivität verursachte Rauschen ist zudem ortsabhängig, zum Beispiel durch unterschiedliches Aufkommen an radioaktiven Gesteinen oder Mineralien wie Erz in der Umgebung. Des Weiteren ist die Myonenrate abhängig von der Höhe über Normalnull und der Abschirmung des Gebäudes.

Das heißt, mit der folgenden Messung, gewinnt man an Präzision und stellt sicher, dass in einem wohldefinierten Bereich gemessen wird.

Im Folgenden wird nun sowohl die Untergrundrate als auch die Gesamtrate in Abhängigkeit der Schwellenspannung gemessen, um einen Bereich zu bestimmen, in dem die Myonenrate auf konsistente Weise bestimmt werden kann.

8.1 Durchführung

Der Aufbau wird wie in Kapitel 6 und 7.1.1 beschrieben durchgeführt. Das Dewargefäß bleibt zunächst unbefüllt. Ist alles korrekt angeschlossen, folgt das Einschalten der Hochspannungsversorgung und das Warmlaufen des Photomultipliers für ca. 15 Minuten.

Zu Beginn wird die Schwellenspannung des zugehörigen Kanals an der Elektronikbox $U_S = 2,40$ mV eingestellt und ein USB-Stick angeschlossen. Die Messung wird gestartet

8 Kalibrierung

und sowohl die Schwelle als auch der zugehörige Dateiname werden notiert. Nach 45 Minuten wird die Messung beendet.

Diese Messung wird nun für die Schwellenspannungen $U_S = 2,60; 2,80; 3,00$ mV usw. bis $U_S = 4,20$ mV wiederholt. Im Anschluß werden noch drei Messungen in 0,40 mV-Schritten und zwei weitere in 0,80 mV-Schritten durchgeführt, so dass man insgesamt auf 15 je 45 minütige Messungen kommt.

Man bleibt bei der Erhöhung der Schwelle zunächst kleinschrittig um in der Auswertung den Verlauf der Kurve und das beginnende Plateau gut erkennen zu können. Danach werden zusätzlich Messungen in größeren Abständen vorgenommen, um eventuelle Schwankungen ausschließen zu können.

Im Anschluss wird das Gefäß mit Wasser befüllt und die oben beschriebenen Messungen werden für die gleichen Schwellenspannungen erneut durchgeführt.

8.2 Auswertung

Um den Verlauf der Rate in Abhängigkeit der Schwelle betrachten zu können, müssen zunächst die Zählraten für die jeweiligen Schwellen mit und ohne Wasser bestimmt werden. Um die Rate für eine bestimmte Schwellenspannung zu bestimmen, wird die zugehörige Datei mit den durch die Elektronik registrierten Daten unter Benutzung eines Skriptes (s.Anhang A.1) in ROOT eingelesen und wie in Kapitel 7.1.2 beschrieben die mittlere Rate bestimmt. So wird für alle gemessenen Schwellen die zugehörige mittlere Rate mit und ohne Wasser bestimmt.

Trägt man nun die Schwelle gegen die Rate auf, erhält man die Verteilungen in den Abbildungen 8.1 und 8.2.

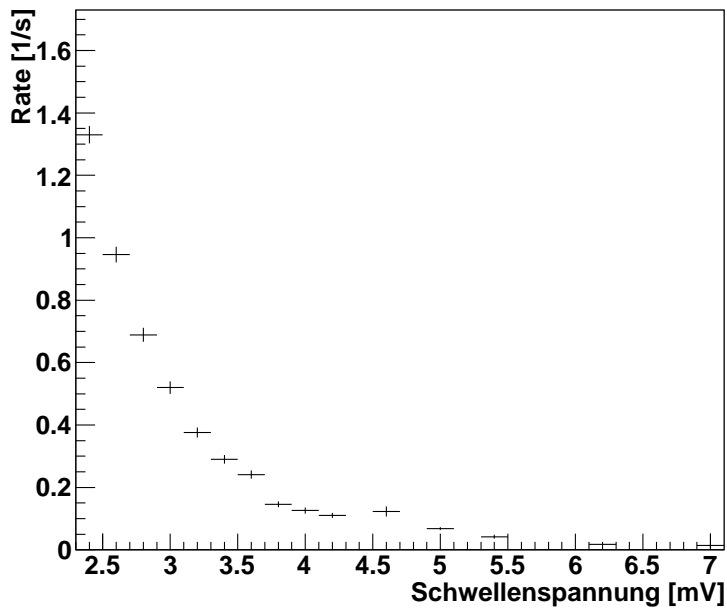


Abb. 8.1: mittlere Untergrundrate in Abhängigkeit der Schwellenspannung

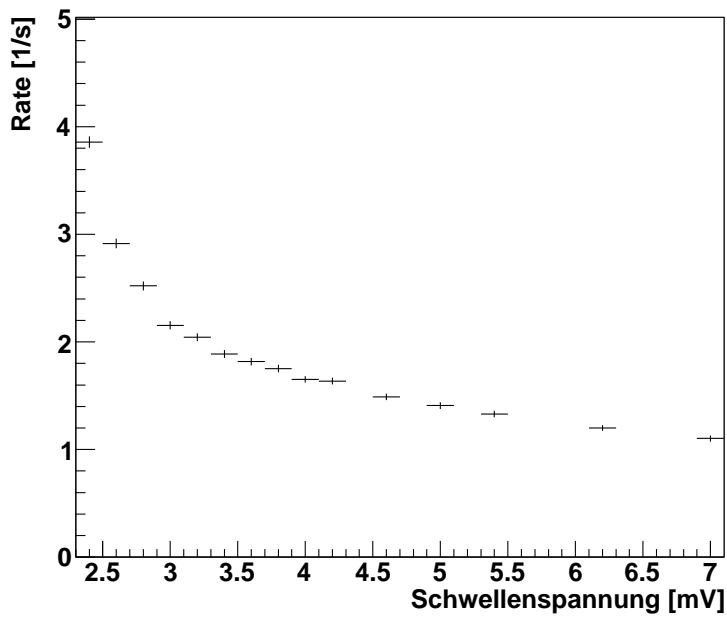


Abb. 8.2: mittlere Gesamtrate in Abhängigkeit der Schwellenspannung

Der Verlauf der Messpunkte im Bereich von 2,4 mV bis ca. 4,5 mV lässt sowohl bei der Nullrate als auch bei der Gesamtrate auf einen exponentiellen Zusammenhang schließen. In dem Bereich ab 4,5 mV sinken die Raten für höher werdende Schwellen weiter.

8 Kalibrierung

Trägt man nun die Differenz aus der Gesamtrate und der Nullrate gegen die Schwellenspannung auf, erhält man den Verlauf der Myonenrate in Abhängigkeit der Schwellenspannung.

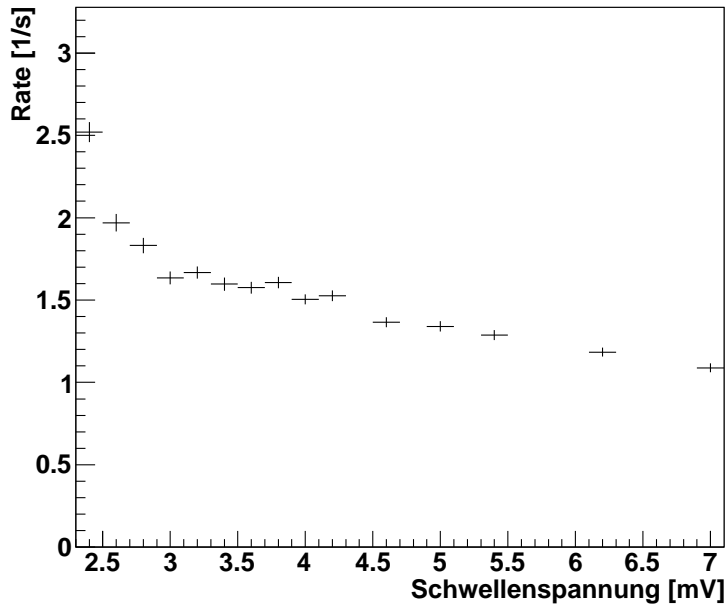


Abb. 8.3: mittlere Myonenrate in Abhängigkeit der Schwellenspannung

In Abbildung 8.3 ist zu sehen, dass sich die vorangegangene Vermutung bestätigt hat: die Myonenrate unterliegt für Schwellen im Bereich von 3,00 mV bis 4,20 mV einer schwächeren Abhängigkeit von der Schwellenspannung als im übrigen Bereich. Für die gemessenen Schwellenspannungen kleiner als 3,00 mV fällt die mittlere Rate schnell ab. Das heißt, dass das Modell der Untergrundsubtraktion für kleine Raten offensichtlich nicht anwendbar ist, diese Tatsache ist ein weiterer Grund, weshalb die Kalibrierung im Vorfeld wichtig ist. Für den Bereich 4,20 mV bis 7,00 mV fällt die mittlere Rate ebenfalls weiter, jedoch deutlich langsamer. Bei zu niedrigen Schwellenspannungen werden wie erwartet zu viele Rauschsignale detektiert, bei zu hohen Schwellenspannungen hingegen ist die Nullrate zwar sehr niedrig, es werden aber zu viele Myonenpulse von der Elektronik ignoriert. In dem Bereich mit den geringen Schwankungen für die mittlere Rate ist die Schwelle gerade so hoch, dass das Rauschen genügend klein bleibt und dabei lediglich eine minimale Anzahl von Myonenpulsen nicht detektiert werden. Die Höhen der Myonenpulse schwanken zwischen 5 mV und 80 mV, was bedeutet, dass ein Teil der Myonenpulse nicht höher als die Rauschpulse sind. Damit kann kein Bereich existieren, in dem die Myonenrate gänzlich konstant bleibt, da bei Messungen mit jeglicher Schwelle, stets einige Myonenpulse nicht

detektiert werden.

Man findet also mit Hilfe der Kalibrierung einen Bereich für die Schwellenspannung in dem die mittlere Myonenrate weniger stark von der Schwellenspannung abhängt.

9 Lebensdauerermessung

Die Lebensdauer des Myons beträgt wie in Kapitel 4.1 erwähnt ca. $2,2 \mu\text{s}$, was es im Folgenden zu verifizieren gilt.

Tritt ein Myon in das Dewargefäß ein, löst es im Wasser Cherenkov-Strahlung aus und verliert Energie. Stoppt es im Wasser, zerfällt es in Elektron bzw. Positron und Neutrinos, wobei das geladene Teilchen erneut Cherenkov-Strahlung emittiert. Man erwartet also im Falle des Zerfalls zwei kurz aufeinanderfolgende Spannungspulse. Der erste stammt vom Myon und der zweite vom Elektron bzw. Positron. Zwei solcher Doppelpulse sind in Abbildung 9.1 zu sehen.



(a) Doppelpuls mit $\Delta t \approx 800 \text{ ns}$

(b) Doppelpuls mit $\Delta t \approx 2000 \text{ ns}$

Abb. 9.1: Mit dem Oszilloskop aufgenommene Doppelpulse

In der folgenden Messung werden diese Doppelpulse gezählt und ihr zeitlicher Abstand gemessen. Die Ereignisdichte der durch Myonen induzierten Doppelpulse ist sehr gering, da zum einen die mittlere Rate der Myonenpulse klein ist und zum anderen nicht jedes dieser Myonen innerhalb des Dewargefäßes zerfällt. Um also eine genügend hohe Zählstatistik zu erhalten, müssen lange Messungen über mehrere Tage durchgeführt werden. Um die Effizienz der Detektion zu verbessern wird das Dewargefäß auf Blöcke aus Blei gestellt. Da Blei eine wesentlich höhere Dichte als Wasser hat und somit der Energieverlust

in Blei höher ist, werden die Myonen, die im Wasser nicht zerfallen sind, mit hoher Wahrscheinlichkeit im Blei gestoppt und zerfallen. Das Elektron bzw. Positron aus dem Zerfall kann, sofern es sich zurück in Richtung des Gefäßes bewegt, dort detektiert werden. Die Wahrscheinlichkeit, dass das geladene Teilchen aus dem Zerfall zurück in das Gefäß fliegt ist jedoch klein.

Die Durchführung der Messung erfolgt analog zu der in Kapitel 7 beschriebenen. Zunächst wird mit Hilfe des Oszilloskops eine Schwellenspannung eingestellt, bei der ca. 2-3 Doppelpulse in 15 Minuten detektiert werden: $U_S = 2,30$ mV. Die Messung wird nach zwei Tagen beendet.

Für die Auswertung der Messdaten wird erneut ROOT verwendet. Unter Verwendung des bekannten Skriptes (s.Anhang A.1) wird zunächst ein Histogramm erstellt, welches die Häufigkeiten der Doppelpulse einer bestimmten Zeitdifferenz, also die Verteilung der Zeitdifferenzen zeigt (s.Abbildung 9.2).

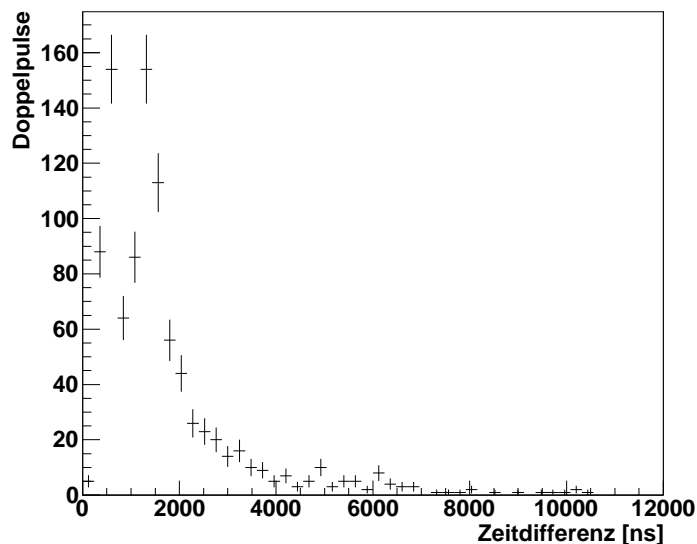


Abb. 9.2: Δt -Spektrum der Doppelpulse

Wie zu erwarten treten für kleine Zeitdifferenzen nur wenige Ereignisse auf, da diese Zeitdifferenzen innerhalb der Totzeit des Detektors liegen. Die Totzeit des Detektors bezeichnet die Zeitspanne nach Registrierung eines Pulses, in der es dem Detektor nicht möglich ist einen weiteren Puls zu registrieren. Für Zeitdifferenzen bis 2000 ns fällt die Verteilung stark exponentiell ab. Man nimmt an, dass dieses Verhalten von Einzelpulsen ausgelöst wird, welche fälschlicherweise als Doppelpulse registriert werden, da die gemessenen absoluten Häufigkeiten dieser Zeitdifferenzen zu groß sind, als dass sie von Myonzerfällen stammen könnten. Es kommen des Weiteren Pulse mit hinreichend gerin-

gen Zeitabständen aus dem Untergrundrauschen für diese Verteilung in Frage. In dem Bereich der Zeitdifferenzen von ca. 2100 - 10000 ns klingt die Häufigkeit der Doppelpulse schwach exponentiell ab. Die darauf folgende nahezu konstante Rate der Doppelpulse für sehr hohe Zeitdifferenzen resultiert aus dem Untergrundrauschen. Man nimmt im Folgenden an, dass der schwach exponentiell abklingende Bereich der Verteilung die Ereignisse aus dem Myonzerfall beschreibt. Für die weitere Auswertung wird aus diesem Grund nur der Messbereich von 2100 - 10000 ns betrachtet.

Zunächst wird eine sinnvolle Anzahl Bins für die verbleibenden Messdaten abgeschätzt (z.B. Gleichung 5.5). Die zeitliche Verteilung der Doppelpulse gehorcht in der Theorie dem Zerfallsgesetz (s.Gleichung 5.1). Um den Wert für die Lebensdauer zu bestimmen, wird also eine solche Exponentialfunktion an das neu erstellte Histogramm gefittet (s.ROOT-Skript A.1):

$$N(\Delta t) = p_0 \cdot e^{-\frac{\Delta t}{p_1}} + p_2$$

wobei p_1 die Lebensdauer τ darstellt. Das Ergebnis ist in Abbildung 9.3 zu sehen.

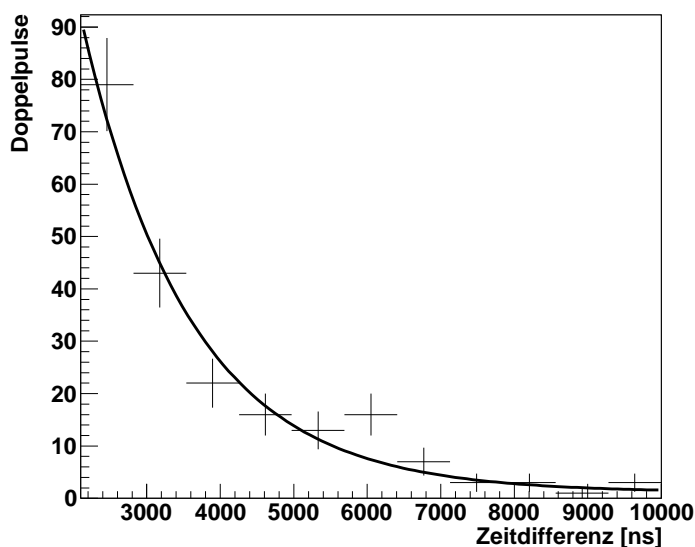


Abb. 9.3: Histogramm des relevanten Messbereichs mit exponentiellem Fit

Die ermittelte Lebensdauer beträgt

$$\tau = (1,35 \pm 0,21) \mu\text{s}.$$

Für die weiteren Parameter ergab sich:

$$p_0 = 307,4 \pm 110,5$$

$$p_2 = 1,06 \pm 0,76$$

wobei die statistische Unsicherheit der Werte aus der Regression folgt. Für χ^2 wurde folgender Wert ermittelt:

$$\chi^2 = 14,9$$

Die hier bestimmte mittlere Lebensdauer des Myons stimmt nicht mit den Erwartungen überein. Die Vermutung liegt nahe, dass die in dem relevanten Bereich der Zeitdifferenzen gemessenen Doppelpulse nicht alle von Myon und Elektron bzw. Positron ausgelöst wurden sind. Auch in diesem Teil des Experiments ist die Anzahl der detektierten Signale von der Schwellenspannung abhängig. Die Amplitude der Elektronen/Positronen-Pulse liegt ca. zwischen 2 mV und 5 mV (s. Abbildung 9.1), das heißt bei niedriger Schwelle detektiert man diese womöglich nahezu vollständig, jedoch kommen viele Doppelpulse aus dem Untergrundrauschen dazu. Ist die Schwelle zu hoch, können keine Doppelpulse aus dem Myonzerfall detektiert werden, da die Elektron/Positronen-Pulse nicht registriert werden. Um diese Abhängigkeit näher zu untersuchen werden einige Lebensdauermessungen bei unterschiedlichen Schwellenspannungen durchgeführt.

9.1 Lebensdauermessung in Abhängigkeit der Schwellenspannung

Zur Untersuchung der Schwellenabhängigkeit der Lebensdauermessung werden drei weitere Messungen bei den Schwellenspannungen $U_{S_1} = 2,20$ mV, $U_{S_2} = 2,40$ mV und $U_{S_3} = 2,45$ mV durchgeführt. Die Durchführung und Auswertung erfolgt analog zur oben beschriebenen. Die Messung mit U_{S_1} wurde nach zwei Tagen, die mit U_{S_2} nach drei und die Messung mit U_{S_3} nach vier Tagen beendet.

Die zugehörigen Histogramme und Fits sind im Anhang A.2 und in den Abbildungen 9.2

9.1 Lebensdauermessung in Abhängigkeit der Schwellenspannung

und 9.3 zu finden. Die jeweiligen Ergebnisse für die Lebensdauer sind

$$\tau_{2,20\text{mV}} = (1,43 \pm 0,98) \mu\text{s}$$

$$\tau_{2,30\text{mV}} = (1,35 \pm 0,21) \mu\text{s}$$

$$\tau_{2,40\text{mV}} = (0,85 \pm 0,24) \mu\text{s}$$

$$\tau_{2,45\text{mV}} = (0,84 \pm 0,07) \mu\text{s}$$

Es ist zu sehen, dass τ mit steigender Schwelle sinkt, was in Bezug auf die Exponentialfunktion bedeutet, dass die Kurve steiler wird. Um die Kurven besser vergleichen zu können wird ein kombinierter Plot erstellt (s. Abbildung 9.4).

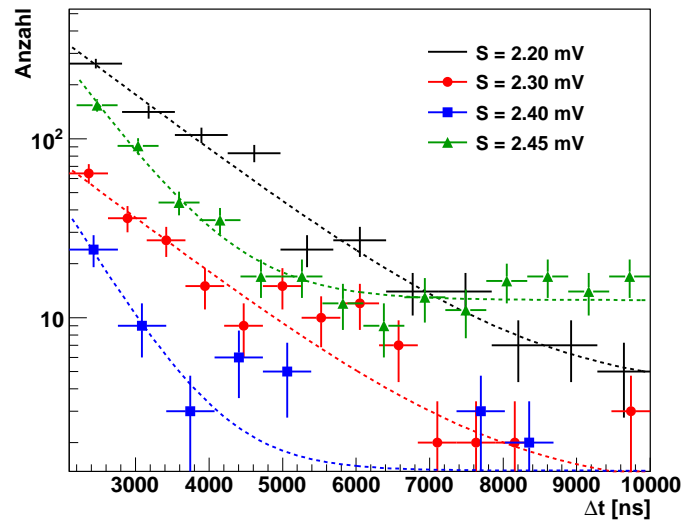
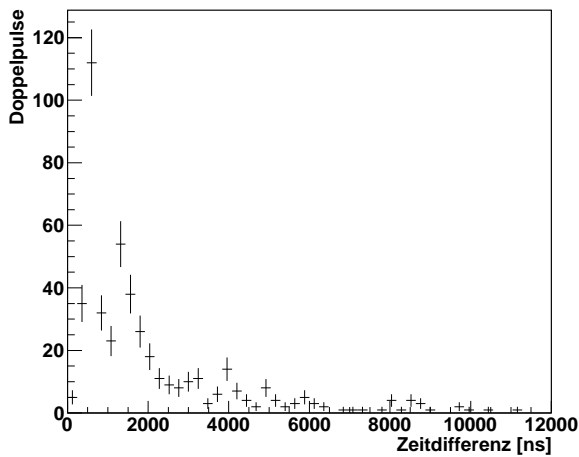
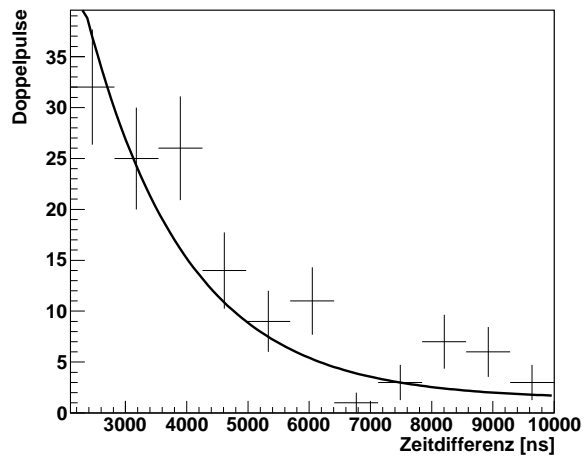


Abb. 9.4: relevanter Bereich der Lebensdauermessungen bei unterschiedlicher Schwelle mit exponentiellem Fit in logarithmischer Darstellung

Anhand der Kurven bestätigt sich, dass mit steigender Schwelle die Zerfallsfunktion steiler wird. Je höher die Schwellenspannung ist, desto geringer ist der Anteil der durch Myonenzerfall induzierten Doppelpulse. Prozentual dominieren dann die Rauschpulse, denn auch die Wahrscheinlichkeit, dass Doppelpulse durch zwei Myonen hervorgerufen werden ist verschwindend gering. Das bedeutet je höher der Anteil der durch Myonen und deren Zerfallsprodukte ausgelösten Doppelpulse ist, desto flacher wird die Kurve. Andersherum gilt: Je höher der Anteil der Rauschpulse, desto steiler die Kurve. Um den Beitrag der Rauschpulse zu der Verteilung der Doppelpulse besser interpretieren zu können wird eine Lebensdauermessung ohne Wasser im Gefäß durchgeführt.

9.2 Lebensdauermessung ohne Wasser

Bei einer Lebensdauermessung ohne Wasser im Dewargefäß werden im Idealfall lediglich Doppelpulse aus dem Untergrundrauschen detektiert. Man erhält folglich die Häufigkeitsverteilung der Rauschdoppelpulse. Die Messung wurde bei einer Schwelle von $U_S = 2,20$ mV durchgeführt und nach zwei Tagen beendet. Die Gesamtverteilung sowie der relevante Bereich mit dem exponentiellen Fit sind als Histogramme in Abbildung 9.5 dargestellt.

(a) Δt -Spektrum der Doppelpulse

(b) Histogramm mit exponentiellem Fit im relevanten Bereich

Abb. 9.5: Histogramme der Lebensdauermessung ohne Wasser bei $U_S = 2,20$ mV

Es ist zu erkennen, dass die Verteilung der Doppelpulse aus dem Rauschen sehr der Verteilung einer Messung mit Wasser ähnelt. Der Wert für den Fitparameter, der bei einer Messung mit Wasser im Gefäß die Lebensdauer des Myons angeben soll, beträgt

$$p_1 = (2,08 \pm 0,49) \mu s$$

Es gilt nun die Quellen für diese exponentiell verteilten Doppelpulse bei einer Messung ohne Wasser zu finden und im Idealfall eine Möglichkeit die reine Häufigkeitsverteilung der vom Myonenzerfall induzierten Doppelpulse zu extrahieren.

9.3 Mögliche Untergrundquellen für Doppelpulse

Eine mögliche Untergrundquelle wären zufällige Koinzidenzen der Myonen, diese würden zu einer Exponentialverteilung führen, da die durch Myonen ausgelösten Einzelpulse einer Poissonverteilung unterliegen (s. Kapitel 7). Die in Kapitel 7 ermittelte durchschnittliche Myonenrate beträgt $\bar{x}_\mu = (1,575 \pm 0,038) \frac{1}{s}$. Damit erhält man für die maximale betrachtete Zeitdifferenz von 10000 ns eine mittlere Rate von $\bar{x}_\mu = (15,75 \pm 0,38) \frac{1}{10000 \text{ ns}}$, welche um Koinzidenzen zu beobachten sehr gering ist.

Für die Wahrscheinlichkeit n Myonenereignisse in einem bestimmten Zeitintervall zu beobachten gilt nun:

$$P(n) = \frac{(\bar{x}_\mu \Delta t)^n}{n!} e^{-\bar{x}_\mu \Delta t}$$

Daraus bestimmt man die Wahrscheinlichkeit zwei Myonen während des o.g. Zeitraums zu beobachten:

$$P(2) = 1,24 \cdot 10^{-10}$$

Diese Wahrscheinlichkeit ist zu gering, als dass zufällige Myonenkoinzidenzen signifikant zu der Verteilung der Doppelpulse beitragen könnten.

Es könnten aber weitere Poissonprozesse beteiligt sein, dessen Ereignisse das Ergebnis verfälschen. Ist dies der Fall, könnte der weitere Prozess mittels eines angepassten Fits extrahiert werden.

Sei zunächst die Rate des unbekanntes Untergrunds poissonverteilt mit dem Parameter λ . Die Anzahl n der registrierten Pulse in einem Zeitintervall $[0, t]$ sind dann ebenfalls poissonverteilt mit dem Parameter λt . Weiter gilt für die Wahrscheinlichkeit n Ereignisse im Intervall $[0, t]$ zu registrieren [37]:

$$P_n = \frac{(\lambda t)^n e^{-\lambda t}}{n!} \quad (9.1)$$

Für die Verteilung der Doppelpulse in Abhängigkeit der Zeit Δt zwischen zwei Ereignissen gilt:

$$F_{\Delta t}(t) = P_{\Delta t}(\Delta t \leq t)$$

9 Lebensdauermessung

mit der Wahrscheinlichkeit des Gegenereignisses:

$$P_{\Delta t}(\Delta t \leq t) = 1 - P_{\Delta t}(\Delta t > t)$$

Dabei steht $P_{\Delta t}(\Delta t > t)$ für die Wahrscheinlichkeit, dass im Intervall $[0, t]$ kein Ereignis registriert wird.

$$\begin{aligned} P_{\Delta t}(\Delta t > t) &= P_n(n = 0) \\ &= \frac{(\lambda t)^0 e^{-\lambda t}}{0!} \\ &= e^{-\lambda t} \end{aligned}$$

Daraus folgt für die Verteilungsfunktion:

$$F_{\Delta t}(t) = P_{\Delta t}(\Delta t \leq t) = 1 - e^{-\lambda t}$$

Durch Differenzieren der Verteilungsfunktion erhält man die gesuchte Dichtefunktion:

$$f_{\Delta t}(t) = \lambda \cdot e^{-\lambda t}$$

Die Gesamtnormierung ist in diesem Fall jedoch unbekannt. Daraus folgt, dass der Fitparameter, der effektiv für die Lebensdauer steht, invers mit der mittleren Rate zusammenhängt:

$$\tau = \frac{1}{\lambda}$$

Das heißt, falls die Untergrundrate poissonverteilt ist, mit der in Kapitel 7 gemessenen mittleren Rate $\lambda = (0,241 \pm 0,013) \frac{1}{\text{s}}$, erwartet man theoretisch für den in der Messung ohne Wasser ermittelten Wert für den Fitparameter p_1 :

$$p_1 = (4,15 \pm 0,23) \text{ s}$$

wobei die statistische Unsicherheit aus der Fehlerfortpflanzung resultiert. Tatsächlich erhält man aus der Messung in Kapitel 9.2:

$$p_1 = (2,08 \pm 0,49) \mu\text{s}$$

9.3 Mögliche Untergrundquellen für Doppelpulse

Der experimentell ermittelte und der theoretisch erwartete Wert weichen um einen Faktor von 10^6 voneinander ab.

Geht man andersherum davon aus, dass die Zeiten zwischen zwei Pulsen bei der Messung ohne Wasser exponentiell verteilt sind, muss die Rate der Einzelereignisse poissonverteilt sein. Mit der in Kapitel 9.2 ermittelten Lebensdauer gilt dann für die mittlere Rate:

$$\begin{aligned}\lambda &= \frac{1}{\tau} \\ &= (480\,769 \pm 113\,259) \frac{1}{\text{s}}\end{aligned}$$

mit der statistischen Unsicherheit aus der Fehlerfortpflanzung. Auch dieser theoretisch bestimmte Wert liegt nicht in der Größenordnung des experimentell ermittelten Wertes für die mittlere Rate. Das heißt, falls ein Anteil des Untergrundes aus einem weiteren Poissonprozess stammt, ist dieser nicht annähernd dominant. Somit kann dieser Anteil nicht mittels eines angepassten Fits extrahiert werden.

Eine weitere mögliche Untergrundquelle könnte durch das Gefäßmaterial entstandene Übergangsstrahlung sein. Das Dewargefäß besteht zum Teil aus Glas, Silber und verspiegelnden Folien, in diesen Materialien kann es zu Übergangsstrahlung kommen, die vom Photomultiplier detektiert wird und Doppelpulse auslösen kann.

Um dies zu prüfen wurden zwei Lebensdauermessungen ohne Wasser bei gleichen Randbedingungen durchgeführt, eine Messung mit dem Dewargefäß und eine mit einem dunklen Plastikrohr (s. Abbildung 9.6).

Die Schwellenspannung betrug $U_S = 2,35$ mV und es wurde jeweils einen Tag gemessen. Die Ergebnisse sind zum Vergleich in den Abbildungen 9.7 und 9.8 zu sehen. Es ist lediglich in den ersten Bins der Gesamtverteilung ein signifikanter Unterschied zwischen den Messungen zu erkennen, jedoch nicht im relevanten Bereich. Die Werte für die jeweiligen Fitparameter im Exponenten der Exponentialfunktion sind

$$\begin{aligned}(p_1)_{Dewar} &= (2,63 \pm 0,16) \mu\text{s} \\ (p_1)_{Plastikrohr} &= (2,81 \pm 0,31) \mu\text{s}\end{aligned}$$

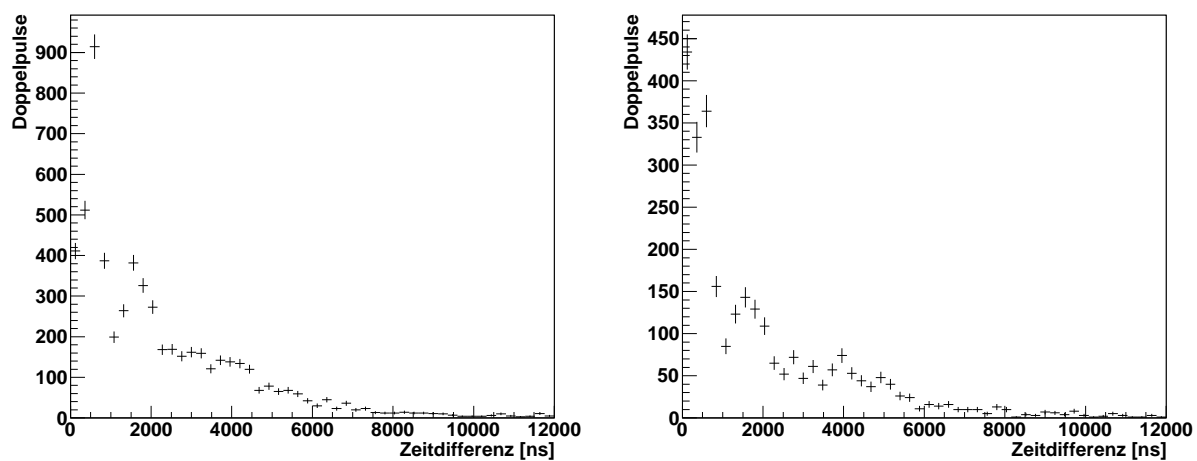
Auch hier liegen die Werte innerhalb oder knapp am Rand des jeweiligen Fehlerbereichs des anderen. Das heißt auch die Übergangsstrahlung durch das Material des Gefäßes

9 Lebensdauerermessung

ist nicht oder nur im geringen Maße verantwortlich für die gemessene Verteilung der Doppelpulse bei einer Messung ohne Wasser.



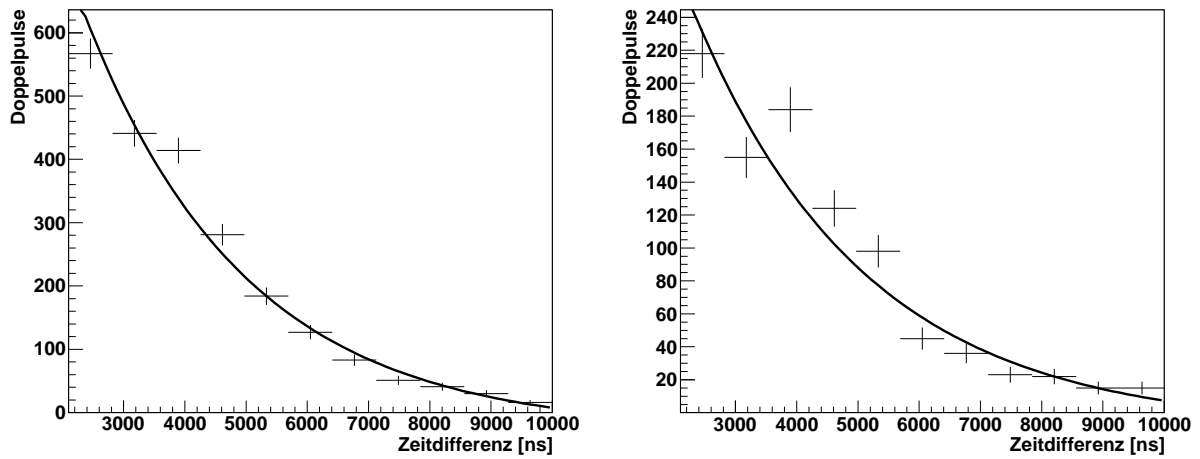
Abb. 9.6: Plastikrohr



(a) Δt -Spektrum der Messung mit dem Dewargefäß (b) Δt -Spektrum der Messung mit dem Plastikrohr

Abb. 9.7: Histogramme der Gesamtverteilung der Doppelpulse bei Messung mit verschiedenem Material

9.3 Mögliche Untergrundquellen für Doppelpulse



(a) relevanter Bereich der Messung mit dem Dewar-
gefäß

(b) relevanter Bereich der Messung mit dem
Plastikrohr

Abb. 9.8: relevanter Bereich der Verteilung mit exponentiellem Fit bei Messung mit verschiedenem Material

10 Schlussbemerkung

Das Ziel dieser Abschlussarbeit bestand in der Entwicklung eines Experimentierkonzeptes für die Messung und Quantifizierung kosmischer Strahlung mit Hilfe eines mit Wasser befüllten Gefäßes in der Größe einer Thermoskanne.

Im ersten Versuchsteil wurde die mittlere Rate der Myonen bestimmt. Es konnte hier verifiziert werden, dass die Myonenrate einem Poissonprozess unterliegt. Zudem wurde eine systematische Unsicherheit festgestellt. Bei Ratenmessungen unter gleichen Randbedingungen mit jeweils zwei unterschiedlichen Photomultipliern des identischen Modells wurde eine signifikante Änderung der mittleren Rate festgestellt. Diese Systematik macht eine Kalibrierung im Vorfeld der Ratenmessungen unerlässlich. Mit Hilfe der Kalibrierung konnte erfolgreich ein Bereich ermittelt werden, in dem die mittlere Myonenrate nur noch in geringer Abhängigkeit zur Schwellenspannung steht, so dass sicher gestellt werden konnte, dass in einem wohldefinierten Bereich gemessen werden kann.

Das Ziel des zweiten Versuchsteils war die Messung der mittleren Lebensdauer der Myonen. Die ersten Ergebnisse der Messungen stimmten nicht mit den Erwartungen überein, was zu weiteren Untersuchungen führte. Es wurde zunächst festgestellt, dass die exponentielle Verteilung der Doppelpulse im relevanten Δt -Bereich mit zunehmender Schwelle immer steiler und somit der Fitparameter, der effektiv für die Lebensdauer steht, immer kleiner wird. Da mit zunehmender Schwelle weniger durch Myonen induzierte Doppelpulse registriert werden, trägt die Verteilung der durch den Untergrund induzierten Doppelpulse zu diesem Verlauf bei und verfälscht schlussendlich das Ergebnis für die Lebensdauer der Myonen. Es konnte im weiteren Verlauf bei Lebensdauerermessungen ohne Wasser im Gefäß gezeigt werden, dass die Untergrund-Verteilung nicht oder nur in geringem Maße aus materialbedingter Übergangsstrahlung resultiert. Des Weiteren konnte belegt werden, dass die Verteilung nicht die Folge eines zu Grunde liegenden Poissonprozesses der Doppelpulse des Rauschens ist. Auch eine Verfälschung der Verteilung durch Koinzidenzen von Myonen konnte, auf Grund der geringen Wahrscheinlichkeit zwei Myonenpulse in einem gewissen Zeitintervall zu detektieren, ausgeschlossen werden.

10 Schlussbemerkung

Das langfristige Ziel dieses Projekts muss zunächst die Bestimmung der Quellen für die exponentielle Verteilung der aus dem Rauschen resultierenden Doppelpulse sein. Erst dann kann ein Konzept für die Lebensdauerermessung erarbeitet werden.

Zu dem sollte geprüft werden, ob und inwiefern sich die Bleiblöcke unter dem Wassergefäß auf die Messergebnisse auswirken. Außerdem könnte man den Behälter drumherum mit Blei abschirmen, so dass bei einer Messung im Idealfall nur noch die senkrecht und im großen Winkel einfallenden Myonen detektiert werden, so könnte das Untergrundrauschen zusätzlich unterdrückt werden, falls der Untergrund durch externe Einstrahlungen bedingt ist.

Auch ein dritter Versuchsteil zu Koinzidenzmessungen mit Myonen soll noch ergänzt werden.

Zusammenfassend ist zu sagen, dass im Rahmen dieser Arbeit wichtige Erkenntnisse gewonnen werden konnten, die es im weiteren Verlauf dieses Projekts zu nutzen und zu erweitern gilt, um abschließend ein Gesamtkonzept in Form einer Anleitung und Handreichung für Lernende und Lehrende vorlegen zu können.

A Anhang

A.1 ROOT-Skript

```
#include "TH1I.h"
#include "TF1.h"
#include "fstream"
#include "TCanvas.h"
#include "TMath.h"
#include "TROOT.h"

using namespace std;

void lebensdauer(TString filename)
{
    gROOT->SetStyle("Plain");
    gStyle->SetOptStat(0);
    gStyle->SetOptFit(0);
    gStyle->SetOptTitle(0);

    TH1I *h1 = new TH1I("Ratenmessung", "Ratenmessung", 20, 0, 20);
    TH1I *h2 = new TH1I("Lebensdauer", "Lebensdauer", 18, 2600, 10000);
    TF1 *f1 = new TF1("f1", "[1]*TMath::Poisson(x,[0])");
    f1->SetParameters(8,3000);

    TF1 *f2 = new TF1("f2", "[0]*TMath::Exp(-x/[1])+[2]");
    f2->SetParameters(2.1,10000.,1.0);

    unsigned int i = 0, muons = 0;
    double time1 = 0, time2 = 0;
    char channel1, channel2, discard0[256], discard1, discard2;
    vector<double> vdiff;

    ifstream infile(filename);

    infile.getline(discard0,256);
    infile.getline(discard0,256);
    infile.getline(discard0,256);

    while (!infile.eof()) {
        infile >> channel1;
        infile >> discard1;
        infile >> time1;
        //cout << "Ch1: " << channel1 << " " << time1 << endl;
        if(infile.eof()) {
```

A Anhang

```

        break;
        muons++;
    }
    infile >> channel2;
    infile >> discard2;
    infile >> time2;
    //cout << "Ch2: " << channel2 << " " << time2 << endl;
    muons+=2;
    if(channel1 == 'A' && channel1 == channel2) {
        double diff = 0.05*(time2-time1);
        vdiff.push_back(diff);
    }
}

unsigned int vdiff_size = vdiff.size();
while(i < vdiff_size) {
    unsigned int counter = 0;
    Double_t tmp = vdiff[i];
    tmp = 0.000001*tmp;
    while(tmp > 1) {
        h1->Fill(counter);
        tmp = tmp-1;
    }
    while(tmp <= 1) {
        i++;
        if ( i >= vdiff_size ) break;
        counter++;
        tmp=tmp+0.000001*vdiff[i];
    }
    h1->Fill(counter);
}

//Double_t rate=0, fehler=0;
for(int j=1; j <= 10; j++) {
    //rate += (j-1)*h1->GetBinContent(j);
    cout << j-1 << "□" << h1->GetBinContent(j) << endl;
}

//cout << rate << endl;

for(unsigned int k = 0; k < vdiff.size(); k++) {
    Double_t tmp = vdiff[k];
    if (tmp < 100) {
        h2->Fill(tmp*1000.);
    }
}

/*h1->Fit("f2", "E+");
Double_t tau = 1/(h1->GetFunction("f2")->GetParameter(0)*1000);
Double_t tauErr = h1->GetFunction("f2")->GetParError(0)*1000*tau*tau;
cout << "tau: " << tau << " " << tauErr << " 10^-6 s" << endl;
h1->Draw();*/
//h1->Fit("f2", "", "", 0, 5);

```

A.2 Histogramme der Lebensdauermessungen

```
TCanvas *c1 = new TCanvas("c1", "c1", 1000, 500);
c1->Divide(2, 1);

c1->cd(1);
h1->Fit("f1");
h1->SetXTitle("Rate [1/s]");
h1->SetYTitle("Pulse");
h1->GetYaxis()->SetTitleOffset(1.3);
h1->Draw("E");

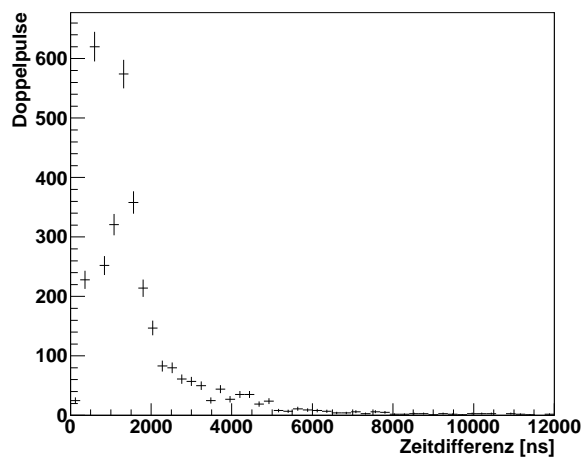
c1->SaveAs("rate.eps", "eps");

c1->cd(2);
h2->SetXTitle("Zeitdifferenz [ns]");
h2->SetYTitle("Doppelpulse");
h2->Fit("f2", "", "", 2600., 10000.);
h2->Draw("E");
c1->SaveAs("lebensdauer.pdf", "pdf");
h2->SaveAs("lebensdauer_245.root", "root");

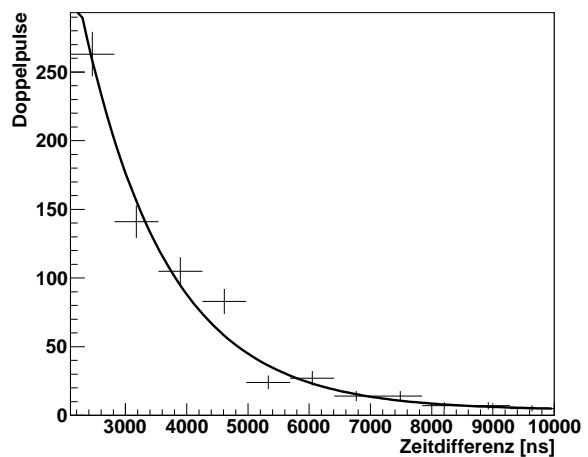
cout << "Mean rate = " << h1->GetMean() << " +- " << h1->GetMeanError() << endl;
cout << "Underflow = " << h1->GetBinContent(0) << endl;
cout << "Overflow = " << h1->GetBinContent(501) << endl;

infile.close();
}
```

A.2 Histogramme der Lebensdauermessungen

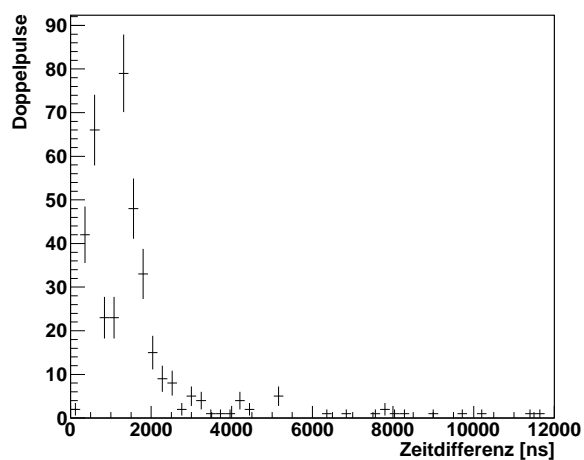


(a) Δt -Spektrum der Doppelpulse

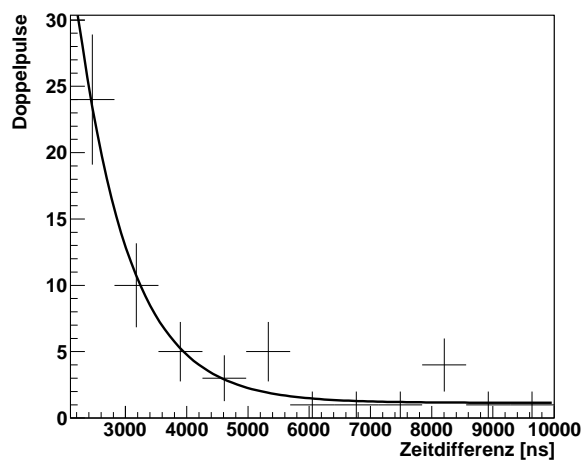


(b) Histogramm mit exponentiellem Fit im relevanten Bereich

Abb. A.1: Histogramme der Lebensdauermessung bei $U_{S1} = 2,20$ mV

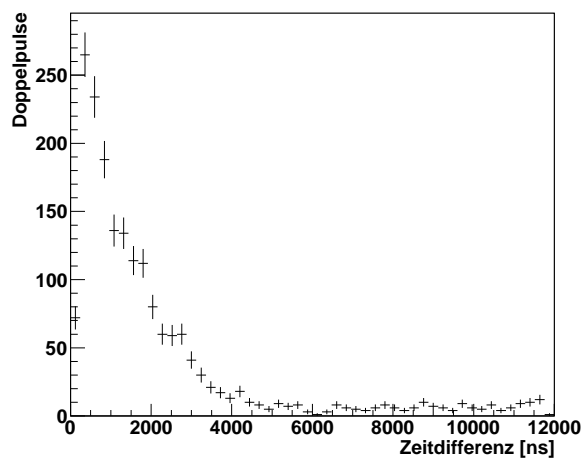


(a) Δt -Spektrum der Doppelpulse

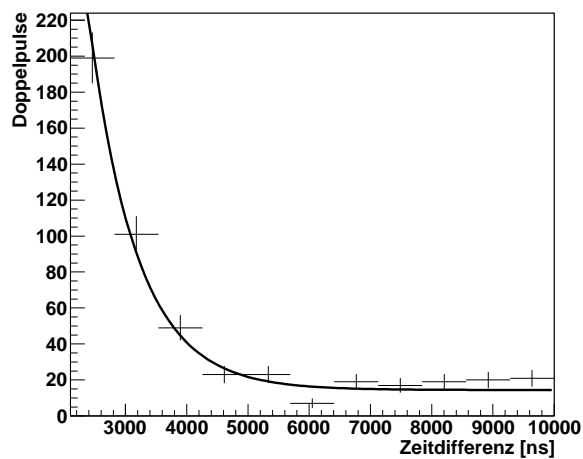


(b) Histogramm mit exponentiellem Fit im relevanten Bereich

Abb. A.2: Histogramme der Lebensdauerermessung bei $U_{S_2} = 2,40$ mV



(a) Δt -Spektrum der Doppelpulse



(b) Histogramm mit exponentiellem Fit im relevanten Bereich

Abb. A.3: Histogramme der Lebensdauerermessung bei $U_{S_3} = 2,45$ mV

Literaturverzeichnis

- [1] W. Thomson, *Electrical Units of Measurement* **1** (1883)
- [2] S. L. Glashow, *Partial Symmetries of Weak Interactions*, Nucl. Phys. **22**, 579 (1961)
- [3] S. Weinberg, *A Model of Leptons*, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967)
- [4] A. Salam, *Weak and Electromagnetic Interactions*, in W. Svartholm, editor, *Elementary Particle Theory*, page 367, Almquist and Wiksell, Stockholm (1968)
- [5] H. D. Politzer, *Reliable Perturbative Results for Strong Interactions?*, Phys. Rev. Lett. **30**, 1346 (1973)
- [6] D. J. Gross, F. Wilczek, *Ultraviolet Behaviour of Non-Abelian Gauge Theories*, Phys. Rev. Lett. **30**, 1343 (1973)
- [7] H. Fritsch, M. Gell-Mann, *Current algebra: Quarks and what else?*, eConf **C720906V2**, 135 (1972), hep-ph/0208010
- [8] C. Gerthsen, H. Vogel, *Physik*, 17. Auflage, Springer-Verlag, Berlin [u.a.] (1993)
- [9] E. Rutherford, *Comparison of the radiations from radioactive substances*, Philosophical magazine (1902)
- [10] V. F. Hess, *The electrical Conductivity of the Atmosphere and its causes*, Constable & Company (1928)
- [11] W. Bothe, W. Kohlhörster, *Das Wesen der Höhenstrahlung*, Zeitschrift für Physik **29** (1929)
- [12] J. Wilson, *The Principles of Cloud-Chamber Technique*, Cambridge University Press (1951)
- [13] D. Burak, *Nachweis kosmischer Myonen mittels Wasser-Cherenkov-Zähler*, Staatsexamensarbeit, Karlsruhe (2007)

- [14] C. Grupen, *Kosmische Strahlung*, Physik in unserer Zeit **16** (1985)
- [15] K. Wille, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*, 2. Auflage, Teubner (1996)
- [16] B. Povh, et al., *Teilchen und Kerne*, 6. Auflage, Springer-Verlag, Berlin (2004)
- [17] A. French, *Die spezielle Relativitätstheorie*, Vieweg, Braunschweig (1971)
- [18] C. Amsler, et al., *Particle Physics Booklet*, Physics Letters B667 (2008)
- [19] H. Bichsel, et al., *Passage of particles through matter*, K. Nakamura et al. (Particle Data Group) (2010)
- [20] C. Söder, *Vorbereitung und Aufbau eines FP-Versuchs für den Bachelorstudiengang Physik zum Nachweis kosmischer Strahlung mit Cherenkovdetektoren*, Staatsexamensarbeit, II.Physik-UniGö-Staatsex-2008/01, Göttingen (2008)
- [21] C. Grupen, *Teilchendetektoren*, B. I. Wissenschaftsverlag, Mannheim [u.a.] (1993)
- [22] W. Demtröder, *Experimentalphysik 1: Mechanik und Wärme*, Springerlehrbuch, Berlin (2000)
- [23] W. Demtröder, *Experimentalphysik 2: Elektrizität und Optik*, Springerlehrbuch, Berlin (2002)
- [24] M. Klein, *Kosmische Myonen - Schulversuche zur Höhenstrahlung*, Staatsexamensarbeit, Mainz (2000)
- [25] M. von Ardenne, et al., *Effekte der Physik und ihre Anwendung*, 3. Auflage, Wissenschaftlicher Verlag Harri Deutsch, Frankfurt am Main (2005)
- [26] B. Povh, *Anschauliche Physik für Naturwissenschaftler*, Springer-Verlag, Berlin [u.a.] (2011)
- [27] O. Allkofer, P. Grieder, *Physik Daten - Cosmic Rays on Earth*, Fachinformationszentrum, Karlsruhe (1984)
- [28] C. Grupen, *Astroteilchenphysik - Das Universum im Licht der kosmischen Strahlung*, Friedrich Vieweg & Sohn Verlagsgesellschaft mbH, Braunschweig/Wiesbaden (2000)
- [29] Y. Ashie, et al., *Measurement of atmospheric neutrino oscillation parameters by super-kamiokande i.*, Phys. Rev. D **71(11):112005** (2005)

- [30] T. Althaus, *Physik Nobelpreis 2002 ging an drei Astronomen [Raymond Davis, Masatoshi Koshiba, Riccardo Giacconi]*, *Sterne und Weltraum* **42(11):110000-+** (2002)
- [31] L. Sachs, *Angewandte Statistik. Anwendung statistischer Methoden*, 11. überarbeitete Auflage, Springer-Verlag, Berlin [u.a.] (2004)
- [32] S. Brandt, *Datenanalyse*, 4. Auflage, Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg, Berlin (1999)
- [33] H. Sturges, *The choice of a class interval*, *Journal of the American Statistical Association* **21** (1926)
- [34] V. Blobel, E. Lohmann, *Statistische und numerische Methoden der Datenanalyse*, Teubner, Stuttgart [u.a.] (1998)
- [35] H. Wunderling, H. Adelsberger, *Schülkes Tafeln*, 59. Auflage, Teubner, Stuttgart [u.a.] (2000)
- [36] R. Brun, F. Rademaker, *ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework* (1997)
- [37] M. Precht, et al., *Angewandte Statistik 1*, 7. Auflage, Oldenbourg Wissenschaftsverlag (2005)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all jenen danken, die durch ihre fachliche und persönliche Unterstützung zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Zunächst gilt mein Dank Prof. Dr. Arnulf Quadt für die Bereitstellung des Themas und die Korrektur dieser Bachelorarbeit. Ich möchte ebenfalls Dr. Jörn Große-Knetter für die Korrektur danken.

Mein ganz besonderer Dank gilt meinem Betreuer Dipl. Phys. Fabian Kohn, der mir trotz mangelnder Zeit, wann immer ich Anleitung bedurfte, mit Rat und Tat zur Seite stand und eine unverzichtbare Hilfe war. Zudem danke ich ihm für die akribische und zeitaufwendige Korrekturlesung meiner Arbeit.

Des Weiteren möchte ich mich bei Rasit Kösker für das Lösen der Elektronikprobleme bedanken. Ich danke ebenfalls Johannes Agricola für die zeitnahe Behebung der aufgetretenen Softwareprobleme.

Einen großen Dank richte ich an Franziska Rothe und Klaus-Dieter Jekel für die nicht-physikalische Korrekturlesung, sowie an Laura Jacobey, die stets mit persönlicher Unterstützung, einem offenen Ohr und hilfreichen Ideen zur Stelle war.

Ein abschließender besonderer Dank gilt meinen Eltern Ulrike und Klaus-Dieter Jekel, die alles in ihrer Macht stehende tun, um mein Studium so sorgenfrei wie möglich zu gestalten. Vielen Dank!

Erklärung

nach §13(8) der Prüfungsordnung für den Bachelor-Studiengang Physik und den Master-Studiengang Physik an der Universität Göttingen:

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Abschlussarbeit selbständig verfasst habe, keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe und alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten Schriften entnommen wurden, als solche kenntlich gemacht habe.

Darüberhinaus erkläre ich, dass diese Abschlussarbeit nicht, auch nicht auszugsweise, im Rahmen einer nichtbestandenenen Prüfung an dieser oder einer anderen Hochschule eingereicht wurde.

Göttingen, den 3. Juli 2011

(Maike Jekel)