Vorbemerkung

Dies ist ein abgegebenes Praktikumsprotokoll aus dem Modul physik512.

Dieses Praktikumsprotokoll wurde nicht bewertet. Es handelt sich lediglich um meine Abgabe und keine Musterlösung.

Alle Praktikumsprotokolle zu diesem Modul können auf http://martin-ueding.de/de/university/bsc_physics/physi gefunden werden.

Sofern im Dokuments nichts anderes angegeben ist: Dieses Werk von Martin Ueding ist lizenziert unter einer Creative Commons Namensnennung - Weitergabe unter gleichen Bedingungen 4.0 International Lizenz.

[disclaimer]

Praktikumsprotokoll

Höhenstrahlung

Versuch P518 – Universität Bonn

Martin Ueding
mu@martin-ueding.de

Lino Lemmer
l2@uni-bonn.de

2014-07-02 bis 03

Tutor: Michael Lupberger

Wir vermessen die Energie- und Winkelabhängigkeit der Höhenstrahlung. Außerdem bestimmen wir die Lebensdauer der Myonen.

Inhaltsverzeichnis

1. Theorie **5**
1.1. Höhenstrahlung . . . 5
1.2. Standardmodell . . . 7
1.2.1. Protonen und Neutronen . . . 7
1.2.2. Photonen . . . 7
1.2.3. Elektronen, Myonen, Neutrinos . . . 7
1.2.4. Leichte Mesonen . . . 7
1.3. Interaktion von Teilchen mit Materie . . . 9
1.3.1. Bethe-Bloch-Gleichung . . . 9
1.3.2. Landauverteilung . . . 9
1.3.3. Schauerentwicklung . . . 10
1.4. Zerfallsgesetz und Lebensdauer . . . 10
1.5. Detektoren . . . 11
1.6. Logische Schaltungen . . . 11
1.6.1. Constant Fraction Diskriminator (CFD) . . . 11
1.6.2. Koinzidenz . . . 11
1.6.3. FPGA . . . 11
1.7. Vorbereitungsfragen zur Winkelverteilung . . . 12
1.7.1. Frage 1: Szintillatoren und Photomultiplier . . . 12
1.7.2. Frage 2: Diskriminator und Koinzidenz . . . 12
1.7.3. Frage 3: Zufallskoinzidenzen . . . 14
1.7.4. Frage 4: Bethe-Bloch und Landau . . . 17
1.7.5. Frage 5: Pulshöhenspektrum . . . 17
1.7.6. Frage 6: Pulshöhenspektrum und Schwellenkurve . . . 18
1.7.7. Frage 7: LabVIEW Programm . . . 18
1.8. Vorbereitungsfragen zur Myonenlebensdauer . . . 19
1.8.1. Frage 1: Myonen und Antimyonen . . . 20
1.8.2. Frage 2: Start und Stop . . . 20
1.8.3. Frage 3: Blockschaltbild . . . 21
1.8.4. Frage 4: Zeitintervalle . . . 21
1.8.5. Frage 5: Verzögerung . . . 21
1.8.6. Frage 6: Scheinbare Myonzerfälle . . . 22

2. Winkelverteilung **23**
2.1. Aufbau, Geräte . . . 23
2.1.1. Zählerring . . . 23
2.1.2. Elektronik . . . 23
2.2. Justierung . . . 26
2.2.1. Einstellung der Diskriminatorschwelle . . . 26
2.2.2. Optimieren der Verzögerung . . . 30

2.3. Langzeitmessung zur Winkelverteilung 32
2.4. Langzeitmessung des Pulshöhenspektrums 33

3. Myonenlebensdauer **35**
3.1. Aufbau 35
3.1.1. Detektoren 35
3.1.2. Monitorkreis 35
3.1.3. Zeitmessung 35
3.2. Durchführung 36
3.2.1. Aufbau der Elektronik 36
3.2.2. Aufnahme der Schwellenkurve 36
3.2.3. Einstellen der Verzögerung 37
3.2.4. Aufnahme der Lebensdauerkurve 37
3.3. Auswertung 39

4. Ergebnis **40**

A. Rohe Messdaten **41**
A.1. Pulshöhenspektrum 41
A.2. Schwellenkurve Winkelverteilung 42
A.3. Schwellenkurve Myonlebensdauer 43

1. Theorie

1.1. Höhenstrahlung

Deutlich außerhalb der Atmosphäre befinden sich hochenergetische Teilchen, die beim Eintritt in die Atmosphäre diverse Reaktionen verursachen.

Die Primärstrahlung besteht zum Großteil aus Protonen und hat Energien bis 10^{21} eV, der Mittelwert liegt im Bereich 10^{9} eV bis 10^{10} eV (Meschede 2010, S. 983). Der Anteil der Protonen ist ungefähr 85 % (Grupen 2000, S. 110).

Diese teils sehr harten Teilchen zerfallen in der Atmosphäre in verschiedene Leptonen, Photonen und Mesonen. Dabei treten folgende Zerfälle auf, die Myonen erzeugen (ebd., S. 111):

- $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$
- $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$
- $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$
- $K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$

Da Pionen eine geringe Ruhemasse haben, werden sie in großer Anzahl in Hadronenschauern erzeugt. Sie zerfallen schnell – Lebensdauer von 26 ns (ebd., S. 111) – und erzeugen so viele Myonen. Daher folgt das Energiespektrum der Myonen dem der Pionen (ebd., S. 113).

Myonen haben eine hohe Ruhemasse und verlieren daher wenig Energie durch Bremsstrahlung. Daher kommen Sie hochenergetisch an der Erdoberfläche an (Meschede 2010, S. 984). Sie stellen einen Anteil von 80 % der geladenen Teilchen, die bis auf die Erdoberfläche durchdringen (Grupen 2000, S. 111).

Diese Myonen sind die Teilchen, die wir hier im Versuch untersuchen werden.

Die Winkelabhängigkeit der Myonen ist, wenn man die Ablenkung durch das Erdmagnetfeld ignoriert, isotrop in der Azimutrichtung und ungefähr $\cos(\theta)^2$ in der Höhe (ebd., (7.2)). Diese Verteilung ist in Abbildung 1.1 skizziert. Die *atmosphärische Tiefe*, also die Menge an Materie in der Luftsäule über dem Detektor, steigt mit dem Winkel zum Zenit. Daher gibt es mehr Möglichkeiten für die Erzeugung der Myonen. Jedoch wird der Hauptteil des Flusses durch weniger energetische Myonen ausgemacht. Diese haben auf dem größeren Weg mehr Zerfallsmöglichkeiten in zum Beispiel Elektronen. (ebd., S. 115)

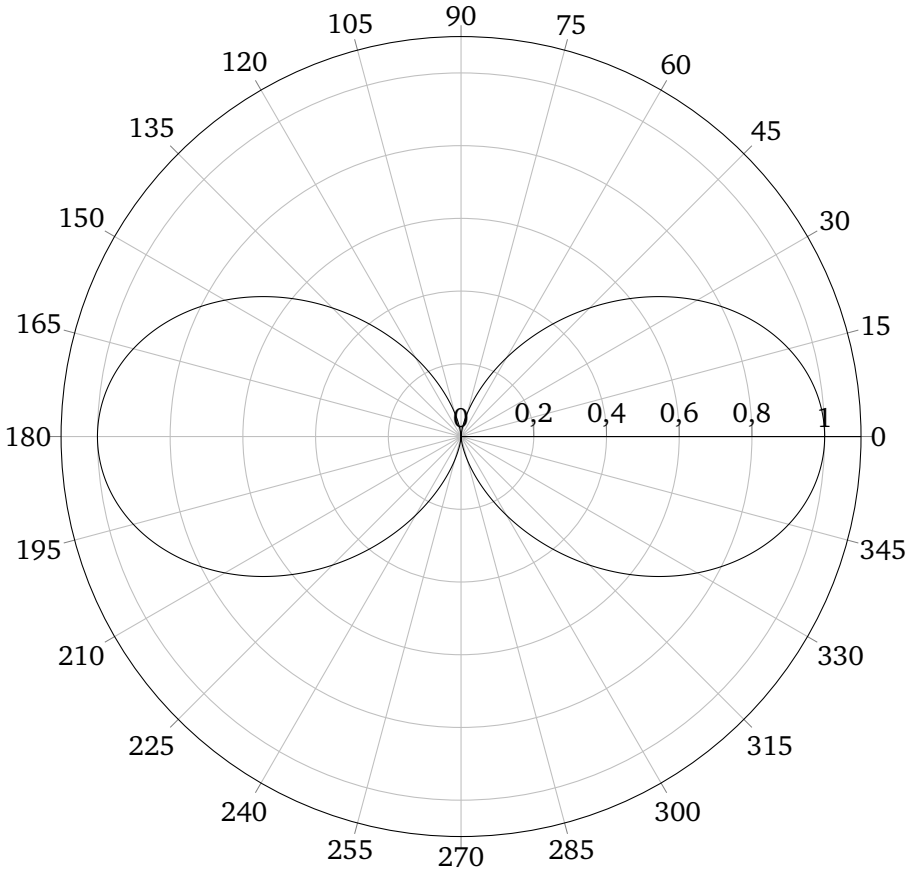

Abbildung 1.1.: Erwartete Intensitätsverteilung der Höhenstrahlung $\cos(\theta)^2$. Dabei ist θ hier so gewählt, dass $\theta = 0°$ einer Einstrahlung senkrecht zum Erdboden entspricht.

1.2. Standardmodell

1.2.1. Protonen und Neutronen

Proton und Neutron sind Hadronen, die aus up- und down-Quarks zusammengesetzt sind. Sie haben beide Spin S und Isospin I von $\frac{1}{2}$. Sie unterscheiden sich in der I_3-Komponente, dort hat das Proton $\frac{1}{2}$, das Neutron $-\frac{1}{2}$.

Über das W^--Boson, einem Vermittler der schwachen Wechselwirkung, kann das Neutron in ein Proton zerfallen:

$$\mathrm{n} \to \mathrm{p} + \mathrm{e}^- + \bar{\nu}_\mathrm{e} \iff \mathrm{d} \to \mathrm{u} + \mathrm{W}^- \to \mathrm{u} + \mathrm{e}^- + \bar{\nu}_\mathrm{e}$$

Das Proton ist stabil, das freie Neutron zerfällt jedoch innerhalb Minuten.

1.2.2. Photonen

Photonen sind die Vermittler der elektromagnetischen Wechselwirkung. Sie sind masselos und tragen keinerlei Ladung. Sie haben jedoch Spin $S = 1$ und können positive und negative Helizität haben, können also polarisiert sein. Die Energie eines Photons ist $\hbar\omega$.

Steht ein weiteres Teilchen als Stoßpartner zur Verfügung, so erlaubt es die Energie- und Impulserhaltung, dass ein Photon ein Teilchen-Antiteilchen-Paar erzeugt (Paarbildung).

1.2.3. Elektronen, Myonen, Neutrinos

Elektronen und Myonen (sowie das Tau) sind die drei Familien von Leptonen im Standardmodell. Myon und Tau sind letztlich schwerere Varianten des Elektrons. Sie alle haben Ladung -1. Zu jedem dieser Teilchen gibt es ein Antiteilchen. Außerdem gibt es zu jedem noch ein Neutrino und Antineutrino, diese werden als ν_X für $X \in \{\mathrm{e}, \mu, \tau\}$ bezeichnet. Auch diese haben jeweils ein Antiteilchen. Neutrinos wechselwirken nur durch die schwache Wechselwirkung. Man geht davon aus, dass die Neutrinos eine kleine, allerdings endliche Ruhemasse besitzen, da man Neutrinooszillation beobachtet.

Elektronen haben aufgrund ihrer geringen Ruhemasse einen relativ hohen Energieverlust durch Bremsstrahlung. Die schwereren Teilchen haben nur eine endliche Lebensdauer und gehen unter Abstrahlung von Neutrinos in den Grundzustand, das Elektron, über.

1.2.4. Leichte Mesonen

Die leichten Mesonen sind die Pionen und die Kaonen (Meschede 2010, Tabelle 19.6). Diese gibt es jeweils in positiv, negativ und nicht geladener Form.

Die Zerfallskanäle, die direkt zu Myonen führen, haben wir bereits in §1.1 aufgelistet:

- $\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu$
- $\pi^- \to \mu^- + \bar{\nu}_\mu$

- $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$
- $K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$

Dazu kommen noch weiter Zerfälle, die nicht direkt in Myonen enden (Meschede 2010, Tabelle 19.6):

- $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$
- $\pi^0 \rightarrow \gamma + e^+ + e^-$
- $K^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^0$
- $K^\pm \rightarrow 2\pi^\pm + \pi^\mp$
- $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$
- $K^0 \rightarrow 2\pi^0$
- $K^0 \rightarrow 3\pi^0$

In der zitierten Tabelle wird die Lebensdauer dieser Mesonen angegeben mit:

Meson	τ/s
$\pi^\pm$	$2{,}6 \times 10^{-8}$
π^0	$0{,}8 \times 10^{-16}$
$K^\pm$	$1{,}24 \times 10^{-8}$
K^0 (erste beiden Zerfälle)	$0{,}89 \times 10^{-10}$
K^0 (letzter Zerfall)	$5{,}2 \times 10^{-8}$

Das $\pi^\pm$ kann im Prinzip auch in $e^\pm$ und das passende Antineutrino zerfallen. Dieser Zerfall auch schon nachgewiesen (Fazzini u. a. 1958), allerdings mit einer Wahrscheinlichkeit von $(1{,}230 \pm 0{,}004) \times 10^{-4}$ (Amsler u. a. 2008, S. 3).

Diese Unterdrückung wird durch die Helizitäten erzeugt. Masselose Leptonen sind immer linkshändig (Wikipedia 2014b). Das W-Boson koppelt nur an linkshändige Teilchen (Povh u. a. 2009, S. 156).

Massebehaftete Leptonen können als zwischen links- und rechtshändigen Zuständen oszillierend angesehen werden (Penrose 2005, Fig. 25.1). Die schwache Wechselwirkung koppelt allerdings nur linkshändige Teilchen (ebd., Fig. 25.4), Je kleiner die Masse und je größer die Geschwindigkeit jedoch ist, desto ausgeprägter ist der linkshändige Teil eines Leptons.

Zerfällt ein π^+ in ein e^+ und ein ν_e, so müssen diese im Ruhesystem des Pions entgegengesetzte Impulse haben. Da das Pion ein pseudoskalares Teilchen mit Spin 0 ist, muss der Spin der Leptonen ebenfalls entgegengesetzt sein. Da das Neutrino im Standardmodell jedoch masselos ist, ist es rein linkshändig. Das Positron müsste aufgrund der Impuls- und Spinerhaltung daher auch linkshändig sein. Als Antilepton ist es aber hautpsächlich rechtshändig. Beim Antimyon ist die Masse so groß, dass genug Linkshändigkeit enthalten ist, um diesen Zerfall zu ermöglichen. Beim Positron führt die geringe Masse allerdings zu der erwähnten Unterdrückung.

1.3. Interaktion von Teilchen mit Materie

1.3.1. Bethe-Bloch-Gleichung

Die Bethe-Bloch-Gleichung gibt einen differentiellen Zusammenhang zwischen Energieverlust und Eindringtiefe eines geladenen Teilchens in Materie an (Grupen 2000, (4.6)):

$$-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln\left(\frac{2m_\mathrm{e}c^2\beta^2\gamma^2 T_\mathrm{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right],$$

wobei dabei folgende Größen benutzt worden sind:

Größe	Definition
K	$e\pi N_\mathrm{A} r_\mathrm{e}^2 m_\mathrm{e} c^2 \approx 0{,}307\,\mathrm{MeV\,g^{-1}\,cm^{-2}}$
N_A	Avogadro-Zahl
r_e	klassicher Elektronenradius ($= 2{,}82\,\mathrm{fm}$)
z	Projektilladungszahl
Z	Targetladungszahl
A	Targetmassenzahl
β	Projektilgeschwindigkeit in natürlichen Einheiten
γ	relativistischer Faktor
T_max	$\frac{m_\mathrm{e}p^2}{m_0^2+m_\mathrm{e}^2+2m_\mathrm{e}E/c^2}$
I	mittlere Ionisierungsenergie des Targets
δ	Dichtekorrektur

T_max ist die maximal übertragene Energie in einer einzelnen Kollision (Leo 1994, S. 24).

1.3.2. Landauverteilung

Die Bethe-Bloch-Gleichung aus §1.3.1 gibt den mittleren Energieverlust an. Diese Werte sind entsprechend einer Landauverteilung verteilt. (Grupen 2000, S. 44)

Die Bethe-Bloch-Gleichung gibt den Anschein, dass der Energieverlust stetig ist. Dies würde dazu führen, dass nachdem die Energie aufgebraucht ist, die Intensität vollständig verschwindet. Jedoch beobachtet man, dass die Intensität um die Reichweite etwas verteilt abnimmt. Dies liegt daran, dass der Energieverlust durch endlich viele, diskrete Wechelwirkungen zustande kommt. (Leo 1994, §2.2.9)

Betrachtet man dieses Phänomen nicht als Funktion der Reichweite, sondern des Energieverlusts in dünnen Absorbern, ergibt sich ebenfalls die Konsequenz, dass der Energieverlust eine Verteilung aufweist. (ebd., §2.6)

Im Grenzfall des dünnen Absorbers gelten die Überlegungen von Landau, Symon und Vavilov. Die Theorie von Landau nimmt an, dass der maximale Energieübertrag unbegrenzt ist. Daher läuft die Landauverteilung bei hohen Energieverlusten asymptotisch aus. (ebd., §2.6.3)

Die Landauverteilung ist in Abbildung 1.2 für bestimmte Parameter dargestellt.

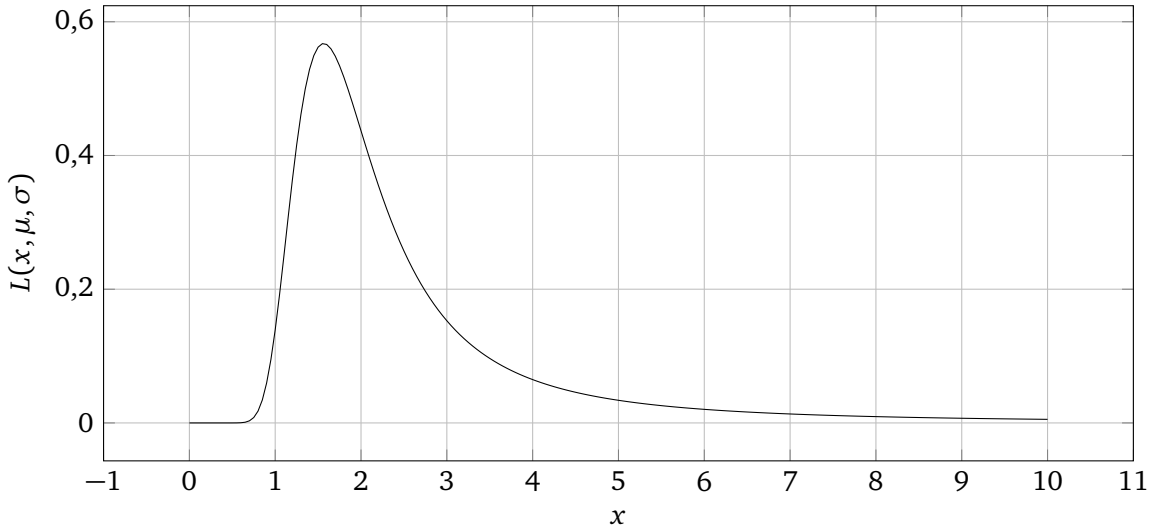

Abbildung 1.2.: Landauverteilung mit $\mu = 2$ und $\sigma = 0{,}5$. Datenpunkte mit Mathematica 9 durch `PDF[LandauDistribution[2, 0.5], x]` erzeugt.

1.3.3. Schauerentwicklung

In §1.2.4 haben wir die Zerfallskanäle für die leichten Mesonen aufgelistet. Dazu kommen noch die Paarbildung und die hadronischen Zerfälle.

Die eintreffenden, hochenergetischen Teilchen erzeugen in einer ersten Reaktion weitere hochenergetische Teilchen, beispielsweise Pionen. Diese zerfallen dann in Leptonen und Photonen. Letztere können dann wieder durch Paarerzeugung weitere Teilchenpaare erzeugen. Entstehen Kaonen, zerfallen diese unter anderem in mehrere Pionen. Auf diese Weise entstehen immer mehr einzelne Teilchen, ein Schauer.

Von den Teilchen, die auf der Erdoberfläche ankommen, sind die meisten Myonen. Die Reichweiten der anderen Teilchen sind zu klein, als dass sie die ganze Atmosphäre durchqueren könnten. (Grupen 2000, S. 110)

1.4. Zerfallsgesetz und Lebensdauer

Die Lebensdauer τ ist gerade die Zeit, bei der die Teilchenzahl auf e^{-1} gesunken ist. Das Zerfallsgesetz ist im Einklang damit durch

$$N(t) = N(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$$

gegeben.

1.5. Detektoren

Um ionisierende Strahlung nachzuweisen gibt es den Geiger-Müller Zähler, in dem die Strahlung Ionenpaare erzeugen, die durch eine Hochspannung abgesaugt und registriert werden. In einer Nebel- oder Blasenkammer dienen Ionisationen als Kondensationskeime, so können die Spuren verfolgt werden. Betreibt man eine Diode in Sperrrichtung, erzeugt Strahlung wie beim Geier-Zähler Ionenpaar, deren Absaugen einen kurzen Strompuls erzeugt.

In diesem Versuch benutzen wir Szintillationszähler. Dort deponieren Teilchen ihre Energie durch Wechselwirkungen wie Compton- oder Photoeffekt, Bremsstrahlung und Paarerzeugung. Das Szintillatormaterial wird dadurch angeregt und strahlt Licht auf den Photomultiplier, der das Signal entsprechend verstärkt.

Siehe auch §1.7.1.

1.6. Logische Schaltungen

1.6.1. Constant Fraction Diskriminator (CFD)

Ein Diskriminator ist ein Gerät, welches nur anspricht, wenn ein eintreffendes Signal stärker ist, als ein bestimmter Grenzwert (engl. *threshold*). Trifft ein solches Signal ein, gibt der Diskriminator ein Standardsignal, zum Beispiel ein Rechtecksignal aus.

Eine Anwendung des Diskriminators ist das Triggern: Trifft ein Signal ein, wird ein neues, standardisiertes abgegeben. So ist zum Beispiel der zeitliche Abstand zwischen zwei eintreffenden Signalen zu messen. Wann genau der Diskriminator triggert, kommt auf die Art an.

Ein CFD triggert, wenn ein bestimmter Anteil der Maximalamplitude erreicht wird. Dazu wird das einkommende Signal gesplittet, ein Teil wird zeitlich verzögert, der andere invertiert und um einen Faktor k gedämpft. Anschließend werden beide Signale wieder addiert. Ein vorher rein positives Signal erhält so eine Nullstelle, welche durch k bestimmt wird und den Triggerpunkt definiert.

(Ueding und Lemmer 2014)

1.6.2. Koinzidenz

Eine Koinzidenzeinheit wirkt als logisches Und. Sie hat mehrere Eingänge und einen Ausgang. Genau dann, wenn an allen Eingängen der Wert 1 anliegt, steht der Ausgang auf 1.

1.6.3. FPGA

Ein Field Programmable Gate Array (FPGA) ist ein Gerät, das frei verschaltbare Gatter bietet. Die einzelnen Gatter können als verschiedene Gatter programmiert werden (Und, Oder, exklusives Oder, Nicht-Und, ...) und im Rahmen der Anordnungsmöglichkeiten zu beliebigen Logikschaltungen kombiniert werden. Dadurch ist es möglich, eine Schaltung zu programmieren.

Der Vorteil von einem FPGA gegenüber einen kleinen Computer ist, dass das FPGA mit einer festen Schaltung deutlich weniger Zyklen als ein Computer mit einem Programm braucht. Daher werden FPGAs direkt hinter Detektoren eingesetzt, um mit den großen Zählraten klar zu kommen.

1.7. Vorbereitungsfragen zur Winkelverteilung

Dies sind die Vorbereitungsfragen aus (Uni Bonn 2014, S. 11).

1.7.1. Frage 1: Szintillatoren und Photomultiplier

> Wie funktionieren Szintillatoren und Photomultiplier? Welche physikalischen Prozesse und apparativen Einflüsse bestimmen den zeitlichen Verlauf des Photomultiplier-Ausgangssignals? Wie hängt die Pulshöhe von der gewählten Hochspannung am Photomultiplier ab?

In einem Szintillator verlieren eingehende Teilchen und Photonen durch verschiedene Prozesse (Comptoneffekt, Photoeffekt, Paarbildung) ihre Energie und wandeln sie letztendlich in Photonen um. Diese treffen auf den Photomultiplier, wo sie Elektronen auslösen. Diese Elektronen werden durch starke elektrische Felder zu der nächsten Anode beschleunigt. Dort schlagen sie weitere Elektronen heraus, es entwickelt sich eine Lawine.

Der zeitliche Verlauf wird durch die Vorgänge im Szintillator beeinflusst. Je nach Material dauert es unterschiedlich lange, bis die angeregten Atome im Material in den Grundzustand übergehen und ihre Energie abgeben.

Je größer die angelegte Hochspannung ist, desto stärker werden die Elektronen beschleunigt und desto mehr können sie in jedem Schritt herausschlagen. Jedoch kann die Stromversorgung nicht mehr schnell genug Elektronen nachliefern, so dass eine Sättigung eintritt. Somit sollte sich ein linearer Verlauf mit Plateau einstellen.

1.7.2. Frage 2: Diskriminator und Koinzidenz

> Wie funktionieren Diskriminator- und Koinzidenz-Schaltungen? Wie sehen die jeweiligen Ausgangssignale aus? Wie beeinflusst die Schwellenhöhe eines Diskriminators die zeitliche Lage des Ausgangssignals gegenüber dem Eingangssignal?

Zur Funktionsweise des Diskriminators siehe §1.6.1. Eine Koinzidenzschaltung benutzt ein logisches und.

Der Ausgang von einem Diskriminator ist ein Rechteckpuls, das über dem ursprünglichen Signal liegt. Die zeitliche Lage sowie die Länge des Pulses hängt vom Diskriminator ab. Ein Oszillogramm ist in Abbildung 1.3 gezeigt.

Die Koinzidenzeinheit wird aus zwei digitalen Rechteckpulsen das Produkt erstellen, also wieder einen Rechteckpulse, der nur in der überlappenden Region 1 ist. In Abbildung 1.4 ist das Oszillogramm von zwei Eingängen gezeigt. Nach der Koinzidenz ist nur ein etwas schmalerer Rechteckpuls zu sehen.

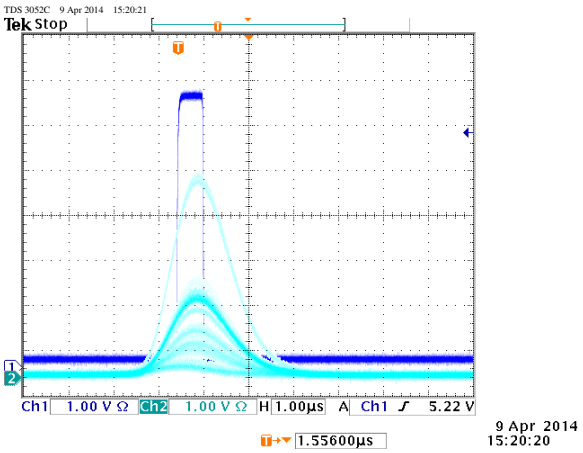

Abbildung 1.3.: Slow-Signal eines Photomultipliers zusammen mit dem Signal des Einkanalanalysators (SCA). Bild aus (Ueding und Lemmer 2014, Abbildung 2.8). Ein Diskriminator ist zwar kein Einkanalanalysator, jedoch ist das Ausgangsbild vergleichbar.

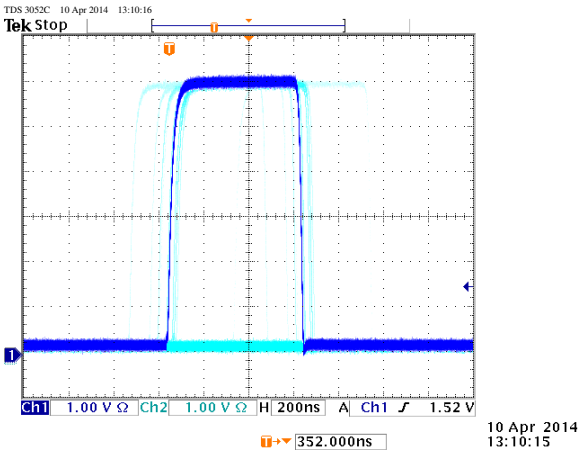

Abbildung 1.4.: Oszillogramm der Slow-Zweige von zwei verschiedenen Photomultiplier. Es wurde auf eins der Signale getriggert. Bild aus (Ueding und Lemmer 2014, Abbildung 2.24).

1.7.3. Frage 3: Zufallskoinzidenzen

Wir haben Gliederungspunkte eingefügt, damit wir besser auf die einzelnen Fragen eingehen können.

> Die Zählrate für jeden einzelnen Zähler betrage etwa 1 Hz am Diskriminatorausgang.
>
> 1. Wie groß ist die theoretisch zu erwartende Rate der Zufallskoinzidenzen für eine der Dreifach-Koinzidenz-Schaltungen zur Messung der Winkelverteilung der Höhenstrahlung?
> 2. Und für die Koinzidenz-Schaltung, die zur Messung des Pulshöhenspektrums verwendet wird?
> 3. Wie groß sind jeweils die Totzeiten?
> 4. Machen Sie einen Vorschlag, wie die Rate der Zufallskoinzidenzen für eine der Dreifach-Koinzidenz-Schaltungen gemessen werden kann.

Teil 1: Zufallskoinzidenzrate

Die Pulslängen der Diskriminatoren oben, unten und in der Mitte sind gegeben mit:

$$\Delta t_{\mathrm{O}} = 30\,\mathrm{ns}, \quad \Delta t_{\mathrm{U}} = 50\,\mathrm{ns}, \quad \Delta t_{\mathrm{M}} = 100\,\mathrm{ns}.$$

An jedem Zähler ist $f = 1\,\mathrm{Hz}$ als Durchschnitt angegeben. Wir nehmen für unsere weiteren Überlegungen an, dass pro Intervall von 1 s ein Impuls kommt, jedoch innerhalb des Intervalls zu einem beliebigen Zeitpunkt. Wahrscheinlich sind die Pulse poissonverteilt, jedoch sind die Pulslängen so kurz, dass eine Überlappung von zwei Impulsen das Endergebnis wahrscheinlich nicht sonderlich verändern.

Innerhalb der Zeit Δt_{M} müssen auch die anderen Diskriminatoren ihr Signal abgeben. Dies bedeutet also für die Koinzidenz von oberen und mittlerem Detektor

$$-\Delta t_{\mathrm{O}} \leq t_{\mathrm{O}} - t_{\mathrm{M}} \leq \Delta t_{\mathrm{M}},$$

wobei t_{O} und t_{M} die Signalzeitpunkte innerhalb des Intervalls sind. Sei t_{M} beliebig. Somit muss t_{O} ein Intervall der Breite $\Delta t_{\mathrm{O}} + \Delta t_{\mathrm{M}}$ treffen, damit es eine Zweifachkoinzidenz gibt. Der Anteil

$$f\left[\Delta t_{\mathrm{O}} + \Delta t_{\mathrm{M}}\right]$$

der Zeit steht also für Zweifachkoinzidenzen offen. Dazu muss jetzt das dritte Signal ebenfalls so liegen, dass es die beiden vorherigen Überschneidet. Dies ist immer gegeben, wenn t_{U} innerhalb von Δt_{O} liegt, weil letzteres das kürzeste Intervall ist. Im Prinzip kann es auch noch davor liegen, weil es größer ist.

Da $\Delta t_{\mathrm{O}} < \Delta t_{\mathrm{M}}$, ist die Wahrscheinlichkeit, dass das kleinste komplett innerhalb des größten ist, relativ groß und deckt das meiste damit ab. Somit ist hier die Wahrscheinlichkeit, eine

Koinzidenz zu erhalten:

$$f\left[\Delta t_{\mathrm{O}} + \Delta t_{\mathrm{U}}\right].$$

Die Rate ist somit:

$$f^3\left[\Delta t_{\mathrm{O}} + \Delta t_{\mathrm{M}}\right]\left[\Delta t_{\mathrm{O}} + \Delta t_{\mathrm{U}}\right] \approx 1{,}2 \times 10^{-14}\,\mathrm{Hz}.$$

Da bei dieser Herleitung einige Überlappungsfälle nicht so genau behandelt worden sind, haben wir dies noch mit Monte Carlo Methoden ausprobiert. Dieses C++11 Programm zieht drei zufällige Zeiten innerhalb des Intervalls von einer Sekunde. Dann prüft es, ob eine Dreifachkoinzidenz vorliegt.

```
// Copyright © 2014 Martin Ueding <dev@martin-ueding.de>
// Licensed under The GNU Public License Version 2 (or later)

#include <functional>
#include <iostream>
#include <random>

int main() {
    double dtm{100e-5};
    double dtu{50e-5};
    double dto{30e-5};

    unsigned iterations{100000000};
    unsigned triple{0};

    std::default_random_engine engine;
    std::uniform_real_distribution<double> distribution{0.0, 1.0};
    auto die = std::bind(distribution, engine);

    for (unsigned i{0}; i != iterations; ++i) {
        double tm{die()};
        double tu{die()};
        double to{die()};

        // Compute coincidence between M and U.
        bool m_and_u{-dtu <= tu - tm && tu - tm <= dtm};
        if (!m_and_u) { continue; }

        bool m_and_o{-dto <= to - tm && to - tm <= dtm};
        if (!m_and_o) { continue; }

        bool u_and_o{-dto <= to - tu && to - tu <= dtu};
        if (!u_and_o) { continue; }

        // All three match up, this is a triple coincidence.
```

```
        ++triple;
    }

    std::cout << triple << " / " << iterations << ": "
        << static_cast<double>(triple) / iterations << std::endl;

    return 0;
}
```

Die Daten aus der Anleitung erhält man mit `e-9`, also nano als Basis. Wir haben mit `e-3` bis `e-5` laufen lassen, danach wurde die Laufzeit zu lang. Verringert man die Größenordnung der Diskriminatorsignale um eins, so verringert sich die Größenordnung der Zufallskoinzidenzrate um zwei. Daher extrapolieren wir dies auf eine erwartete Rate von 9×10^{-15} Hz. Dies deckt sich gut mit den vorherigen Überlegungen.

Teil 2: Für Pulshöhenspektrum

Für das Pulshöhenspektrum wird folgende Koinzidenz aufgebaut:

$$[\mathrm{D23} \vee \mathrm{D24} \vee \mathrm{D1} \vee \mathrm{D2}] \wedge \mathrm{D12}.$$

Daher muss jetzt in nur einem der oberen Detektoren ein Ereignis gleichzeitig mit dem unteren Detektor stattfinden, damit es eine Zufallskoinzidenz gibt. Wir nehmen an, dass die Zufallsereignisse in den oberen vier Detektoren nicht gleichzeitig auftreten. Dies führt dazu, dass die Gesamtrate das vierfache der einfachen Koinzidenzrate ist:

$$4f^2\left[\Delta t_\mathrm{O} + \Delta t_\mathrm{U}\right] \approx 3{,}2 \times 10^{-7}\,\mathrm{Hz}.$$

Auch diese Rate ist wieder sehr klein.

Teil 3: Totzeiten

Die Totzeiten sind die Zeiten, in denen ein zweites legitimes Ereignis nicht aufgelöst werden kann. Diese Zeit ist ein klein wenig größer als die Länge des kürzesten Diskriminatorsignals. Angenommen, alle Diskriminatoren lösen gleichzeitig aus. Die Koinzidenz besteht solange, wie alle Diskriminatoren ein Signal senden. Danach verschwindet die Koinzidenz und der Diskriminator mit der kürzesten Signaldauer kann wieder von einem legitimen Ereignis ausgelöst werden. In beiden Fällen ist dies $\Delta t_\mathrm{O} = 30\,\mathrm{ns}$.

Teil 4: Vorschlag zur Messung

Zufällige Ereignisse sind miteinander überhaupt nicht korreliert. Daher kann man die Diskriminatorsignale beliebig verzögern und erhält die gleiche Zufallskoinzidenzrate. Die legitimen Signale verschwinden jedoch bei zu großen Verzögerungen.

Baut man also eine zweite Koinzidenzschaltungen auf, in der die Signale stark verzögert ankommen auf, gibt diese die Zufallskoinzidenzrate. Ein Teilchen kann die Detektoren gar nicht derart durchlaufen, dass es mit großen Verzögerungen ein Signal gibt.

1.7.4. Frage 4: Bethe-Bloch und Landau

> Welchen inhaltlichen Zusammenhang haben Bethe-Bloch-Gleichung und Landau-Verteilung?

In den Abschnitten §1.3.1 und §1.3.2 haben wir etwas zur Bethe-Bloch-Gleichung und der Landauverteilung geschrieben. Die Bethe-Bloch-Gleichung gibt den mittleren Energieverlust an, die Landauverteilung die tatsächliche Verteilung der Energieverluste an. Der Mittelwert der Landauverteilung ist entsprechend der Wert, den die Bethe-Bloch-Gleichung gibt.

1.7.5. Frage 5: Pulshöhenspektrum

1. Welche Beiträge hat das Pulshöhenspektrum?
2. Welche physikalischen und apparativen Einflüsse bestimmen die Form des Pulshöhenspektrums?
3. Wie unterscheiden sich zwei Pulshöhenspektren, wenn diese mit und ohne aktiven Gate-Eingang aufgenommen werden?

Teil 1: Beiträge

Der Großteil des Spektrums orientiert sich stark am Pionenspektrum in der Atmosphäre. Dieses sieht dem Protonenspektrum ebenfalls ähnlich. Die Abweichungen ergeben sich bei kleinen Energien durch den Zerfall der Myonen. Bei großen Energien erzeugen die Pionen weitere Pionen, die dann jedoch nur weniger energetische Myonen erzeugen. Daher gibt es weniger hochenergetische Myonen. (Grupen 2000, §6.1, §7.2)

Ebenfalls können die Myonen noch durch andere Teilchen als die Pionen entstehen, (ebd., S. 115) nennt charmante Mesonen als weitere Quelle. Weiter werden Elektronen und Photonen als Beiträge genannt, die den Detektor auslösen können.

Teil 2: Einflüsse

Die obere und untere Grenze in der Energie des MCA schneiden das Spektrum entsprechend ab. Hängt die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors von der Energie ab, so verzerrt dies das Spektrum. Andere Nichtlinearitäten verzerren das Spektrum ebenso.

Teil 3: Unterschiede

Schließt man an das Gate nichts an, werden gar keine Ereignisse aufgenommen. Ist es immer offen, wird der Untergrund nicht mehr herausgefiltert. Man hat also auf der Niederenergetischen

Flanke mehr Ereignisse als mit aktivem Gate. Außerdem können die Teilchen dann aus jeder Richtung kommen, es handelt sich nicht mehr um Teilchen, deren Flugbahn nahe der Senkrechten liegt.

1.7.6. Frage 6: Pulshöhenspektrum und Schwellenkurve

> Wie hängen Pulshöhenspektrum und Schwellenkurve zusammen? Wie ändert sich die Form der Schwellenkurve, wenn man die Anzahl der Koinzidenzsignale anstelle der Diskriminatorsignale betrachtet?

Im Pulshöhenspektrum sind die Zählraten für verschiedene Energien dargestellt. Die Schwellenkurve gibt die Zählrate gegen die Diskriminatorschwelle, welche die untere Grenze der Energie ist. Ist das Pulshöhenspektrum als $n(E)$ gegeben, so ist die Schwellenkurve $S(E)$

$$S(E) = \int_E^\infty \mathrm{d}E'\, n(E'),$$

also die Anzahl aller Ereignisse mit einer Energie oberhalb der Schwelle.

1.7.7. Frage 7: LabVIEW Programm

> Welche Funktion erfüllt das in Abbildung 5 gezeigte LabVIEW-Programm?

Wir haben das Programm mit einigen Anmerkungen versehen, siehe Abbildung 1.5.

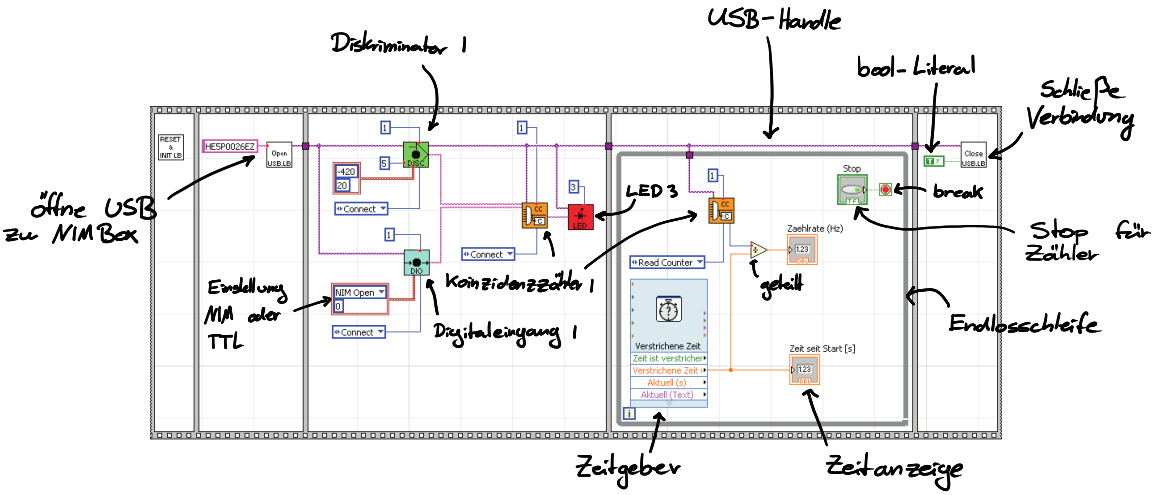

Abbildung 1.5.: LabVIEW Programm aus (Uni Bonn 2014, Abbildung 5).

Dieses Programm realisiert eine Zählratenbestimmung mit einem Zähler mit Diskriminator und Gate. Die Bauteile im Detail:

Erstes Bild: Reset

Im ersten Bild des Filmstreifens wird die NIMBox zurückgesetzt und initialisiert.

Zweites Bild: Init

Hier wird die Verbindung zur NIMBox aufgebaut und die USB Verbindung als handle (dunkelviolett) zum nächsten Bild gegeben. Mit diesem handle können alle Module auf die richtige NIMBox bezogen werden.

Drittes Bild: Setup

Oben ist das violette handle für die USB-Verbindung zum nächsten Bild geschleift. Dieses handle ist ebenfalls an alle Bauteile angeschlossen.

Das grüne ist ein Diskriminator. Dieser bekommt von oben eine 1, so dass dies der erste Diskriminator in der Box ist. Die drei weiteren Eingänge, −420, 20 und 5 stehen für die Schwelle, Hystere in mV bzw. für die Dauer des Ausgangspulses in 10 ns. Das „Connect“ führt hier dazu, dass dieser Diskriminator so konfiguriert wird.

Das türkise Element ist für digitale Ein- und Ausgabe (digitale IO). Auch dieses ist das erste in der Box. Mit einem „Connect“ wird es ebenfalls angeschlossen. Der Cluster mit Parametern gibt noch an, dass NIM anstelle von TTL als Übertragunsstandard gewählt worden ist. Dies muss mit der Position des physischen Jumpers übereinstimmen. Dieses Modul wird dazu benutzt, digitale Signale in das Programm zu bekommen.

Die Signale von Diskriminator und digitaler Eingabe werden zusammen auf einen Koinzidenzzähler (orange) gelegt. Dies ist der erste in der Box und wird auch so angeschlossen.

Dessen Ausgang geht wiederum auf eine LED, diesmal die dritte in der Box.

Viertes Bild: Schleife

Auch im vierten Bild kommt das handle für die USB-Verbindung an und wird weitergegeben. Das handle wird in die Endlosschleife hineingegeben. Dort wird der erste Koinzidenzzähler (dunkles orange) ausgelesen und durch die bis dorthin verstrichene Zeit geteilt. Diese Zeit liefert ein Zeitgeber (hellblau). In der Ausgabe erscheint die Rate sowie die Zeit seit Start. Um die Schleife verlassen zu können ist ein Schalter als Abbruchbedingung in die Vorderansicht eingebaut.

Fünftes Bild: Ende

Zuletzt wird die USB-Verbindung getrennt. Da die boolsche Konstante auf wahr gesetzt ist, wird das Programm im Speicher der NIMBox gespeichert.

1.8. Vorbereitungsfragen zur Myonenlebensdauer

Dies sind die Vorbereitungsfragen aus (Uni Bonn 2014, S. 14).

1.8.1. Frage 1: Myonen und Antimyonen

> Es kommen sowohl Myonen als auch Antimyonen auf der Erdoberfläche an. Welcher atomphysikalische Prozeß ist für Myonen möglich, aber nicht für Antimyonen? Wie beeinflußt das qualitativ die in diesem Versuch gemessene Lebensdauer?

Der Zerfall des Myons verläuft wie folgt (Povh u. a. 2009, S. 144):

$$\mu^- \to \nu_\mu + \bar{\nu}_e + e^-, \quad \mu^+ \to \bar{\nu}_\mu + \nu_e + e^+.$$

Die Gleichheit der Lebensdauern ist auf 10^{-4} überprüft worden (Wikipedia 2014a). Dies bezieht sich aber nur die Myonen alleine im Vakuum, siehe weiter unten.

Neutrinos treten nur mit negativer Helizität auf, sind also linkshändig. Antineutrinos haben dagegen immer positive Helizität. Betrachtet man die Zerfälle, in denen das Elektron/Positron maximalen Impuls übernimmt, so bewegen sich beide Neutrinos in die entgegengesetzte Richtung. Deren Gesamtspin ist 0, aufgrund der entgegengesetzten Helizitäten. Somit muss das Elektron/Position den gleichen Spin tragen wie das Myon/Antimyon. Positronen, die durch schwache Wechselwirkung zerfallen sind fast immer rechtshändig, also mit positiver Helizität. Dies bedeutet, dass sich das Positron fast immer in den Halbraum, in den der Spin des Antimyons zeigt, bewegt. (Egede u. a. 2008, §3)

Die meisten Antimyonen, die auf der Erdoberfläche ankommen, sind linkshändig. Dies liegt daran, dass sie durch den Zerfall des π^+-Mesons erzeugt werden. Das entstehende Neutrino ist immer linkshändig. Im Ruhesystem des Pions ist das Myon ebenfalls Linkshändig, da der Spin des Pions null ist. Jedoch bewegt sich das Pion schnell auf die Erde zu. Wurde das Myon vom Pion in Richtung Erde ausgesandt, so ist es linkshändig und schnell. Wurde es in die andere Richtung ausgesandt, ist es rechtshändig und langsamer. Von den langsamen Myonen zerfallen mehr, so dass auf der Erdoberfläche die linkshändigen ankommen, deren Spin Richtung Zenit zeigt. (ebd., S. 29f)

Dies erklärt eine Paritätsverletzung, jedoch keinen Unterschied in der Lebensdauer. Allerdings gelten die vorherigen Betrachtungen auch nur für das Vakuum.

In Material, das aus Materie (also nicht aus Antimaterie) besteht, können die Myonen an Atomkerne binden und einen elektronischen Zustand einnehmen. Dadurch verlieren die Myonen ihren Spin, die Paritätsverletzung betrifft Antimyonen daher deutlich stärker. (ebd., S. 30)

Der Fluß der Myonen wird durch den Einfang durch Atomkerne in der Luft ebenfalls reduziert. (TwoBs 2014)

Außerdem kann ein Myon zusammen mit einem Proton ein Neutron erzeugen. Dadurch verkürzt sich die Lebenszeit des Myons im Vergleich zum Antimyon. (Rennie 2014)

Daher ist zu erwarten, dass wir nicht einen exponentiellen Abfall sehen, sondern eine Überlagerung von zwei exponentiellen Zerfallskurven.

1.8.2. Frage 2: Start und Stop

> Machen Sie einen Vorschlag, wie man unter Verwendung von Diskriminatoren, Verzögerungskabeln und Koinzidenz-Schaltungen die START-und STOP-Impulse erzeugen

kann.

Ähnlich wie bei der Lebensdauermessung des metastabilen Zustands in Versuch 525 lassen wir den ersten Detektor das START-Signal liefern. Der Diskriminator muss entsprechend eingestellt werden, dass nur Ereignisse registriert werden, die von einem Myon stammen. Um zufällige Ereignisse besser herausfiltern zu können, müssen oberer und unterer Detektor gleichzeitig ein Signal liefern, damit dies als START-Signal zählt. Der STOP-Impuls kommt alleine vom zweiten Detektor, in dem das Myon zur Ruhe gekommen ist.

Da in der Anleitung nur Diskriminatoren und keine Einkanalanalysatoren erwähnt werden, benutzen wir wahrscheinlich keine Fast-Slow-Koinzidenzschaltung, sondern benutzten nur den Fast-Zweig aus dieser.

Da es theoretisch möglich ist, dass das Myon sofort zerfällt, sollte das STOP-Signal etwas verzögert werden, damit das STOP-Signal nach dem START-Signal kommt. Die Lebensdauer bestimmt sich aus dem exponentiellen Abfall, so dass eine derartige Verschiebung nichts ändert.

1.8.3. Frage 3: Blockschaltbild

Entwerfen Sie das Blockschaltbild für Messkreis und Monitorkreis.

Siehe Abbildung 3.2 und 3.1.

1.8.4. Frage 4: Zeitintervalle

Können Sie eine andere Gestaltung der Zeitintervalle vorschlagen, die die Genauigkeit der Myonlebensdauerbestimmung optimieren würde?

Die Intervalleinteilung in der Anleitung ist linear. Da ein exponentieller Abfall in der Kurve zu erwarten ist, werden in den ersten Intervallen mehr Ereignisse gemessen als in den letzten. Dadurch ist der relative Fehler in den ersten Intervallen kleiner. Verkleinert man die ersten und streckt dafür die letzten Intervalle exponentiell, kann man dadurch den relativen Fehler in allen Intervallen gleich bekommen.

1.8.5. Frage 5: Verzögerung

Das aus der Apparatur kommende START-Signal wird gegenüber dem STOP-Signal um ca. 100 ns verzögert. Warum ist das notwendig? Wie wirkt es sich auf das Messergebnis aus?

So, wie es in Abbildung 3.2 gezeigt ist, würde ein Teilchen, das gleichzeitig ein Ereignis in Detektor 1 und 2 auslöst, sowohl ein START- als auch ein STOP-Signal senden. Durch die Verzögerung des START-Signals wird dafür gesorgt, dass das ungewünschte STOP-Signal keine Wirkung hat.

Das Messergebnis wird dadurch nur zu kleineren Zeiten verschoben, Die Lebenszeit τ der Myonen erhalten wir jedoch aus dem exponentiellen Abfall der Zählrate. Diese Verschiebung ändert daran nichts.

1.8.6. Frage 6: Scheinbare Myonzerfälle

> Wie können scheinbare Myonzerfälle zustandekommen? Welche Messgrößen braucht man, um die erwartete Anzahl von Zufallsereignissen berechnen zu können?

Kommt es innerhalb der Messzeit in den STOP-Detektor zu Zufallsereignissen, werden diese als ein Ereignis mit entsprechend kürzerer Lebensdauer registriert. Der Zerfall des Myons erfolgt dann außerhalb des Messzeitraums. Um die Rate berechnen zu können brauchen wir die Rate der Koinzidenzen, also der Teilchen, die Detektor 1 durchqueren und in Detektor 2 ebenfalls ein Signal auslösen, $f_{1,2}$. Dann benötigen wir die Lebensdauer des Myons, τ. Außerdem brauchen wir die Rate aller Ereignisse, die in Detektor 2 Signale auslösen, f (zum Beispiel kosmische Gammastrahlung).

Ein zufälliger Impuls muss den Messzeitraum, der τ lang ist, treffen. Diese treten mit der Rate $f_{1,2}$ auf, so dass die Wahrscheinlichkeit, ein Zufallsereignis zu erzeugen, $f_{1,2}\tau$ ist. Die Rate der Zufallsereignisse ist damit dann $f_{1,2} f \tau$.

Wenn die Frequenzen im Bereich von 1 Hz sind, so ist die Rate der Zufallsereignisse im Bereich 10^{-5} Hz, da die erwartete Lebensdauer im Bereich 10^{-6} µs liegt.

2. Winkelverteilung

Um die Übersicht über die vielen kleinen Schritte zu gewährleisten, möchten wir hier erst einmal die Schritte grob zusammenstellen:

1. Einstellung der Diskriminatorschwellen um den Untergrund zu filtern. Die zugehörige Messung läuft über Nacht. Siehe §2.2.1.
2. Finden der optimalen Verzögerung der Signale, die in den MCA gehen, damit deren Überschneidung maximiert wird. Siehe §2.2.2.
3. Aufnahme der Winkelverteilung, also Zählrate über alle Energien gegen Winkel. Diese Messung läuft über Wochen. Siehe §2.3.
4. Aufnahme eines Pulshöhenspektrums der Höhenstrahlung, also letztlich Zählrate gegen Energie. Dies läuft ebenfalls über Wochen. Siehe §2.4.

2.1. Aufbau, Geräte

2.1.1. Zählerring

Das Detektorsystem besteht aus 24 ringförmig angeordneten Szintillationszählern, die um einen zentralen Zähler angeordnet sind, siehe Abbildung 2.1. Der ganze Ring steht senkrecht, so dass die Winkelverteilung im Bezug auf den Zenit bestimmt werden kann.

2.1.2. Elektronik

Diskriminatoren

An jeden Detektor ist ein Diskriminator angeschlossen. Damit werden die analogen Pulse in digitale Pulse umgewandelt.

Verteiler

Der mittlere Zähler Z25 wird für die Koinzidenz von allen Detektorpaaren benötigt. Daher wird dessen Signal nach dem Diskriminator durch einen Fanout zwölffach aufgefächert.

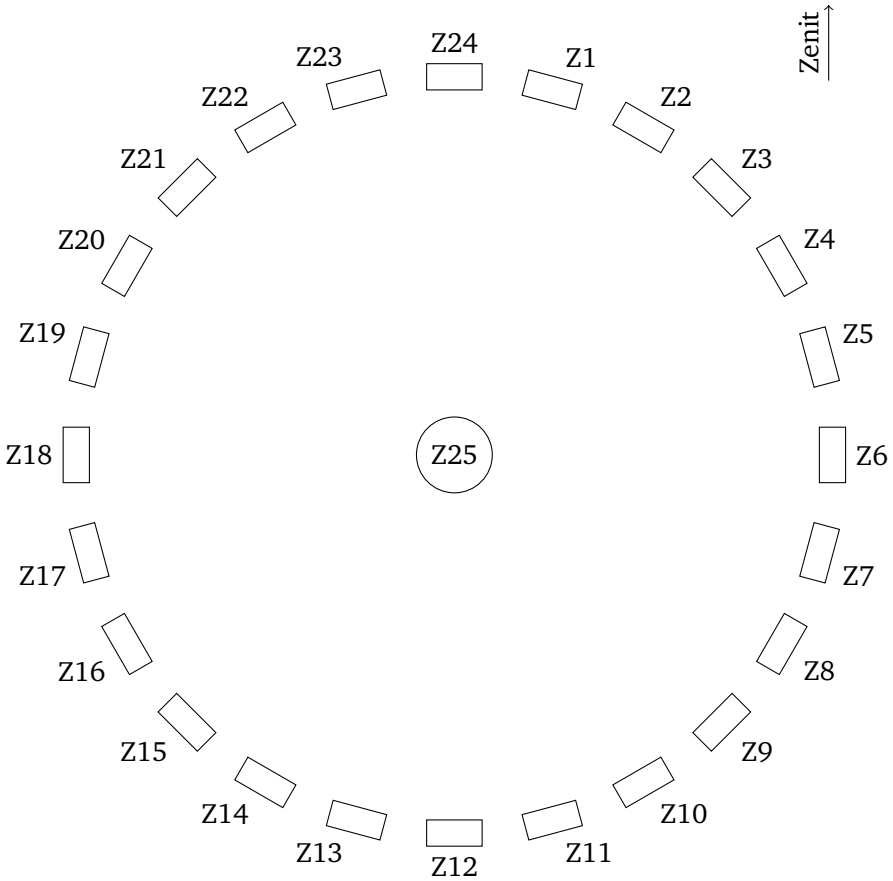

Abbildung 2.1.: Anordnung der Detektoren.

Koinzidenz

Ziel der Koinzidenz ist, nur solche Ereignisse zu filtern, bei denen ein Teilchen genau durch die Mitte und ein gegenüberliegendes Detektorpaar fliegt. Um dies zu filtern, gehen die digitalen Signale von zwei gegenüberliegenden Detektoren sowie des mittleren Detektors in eine Koinzidenzeinheit. Dies ist für zwei Detektorpaare in Abbildung 2.8 dargestellt.

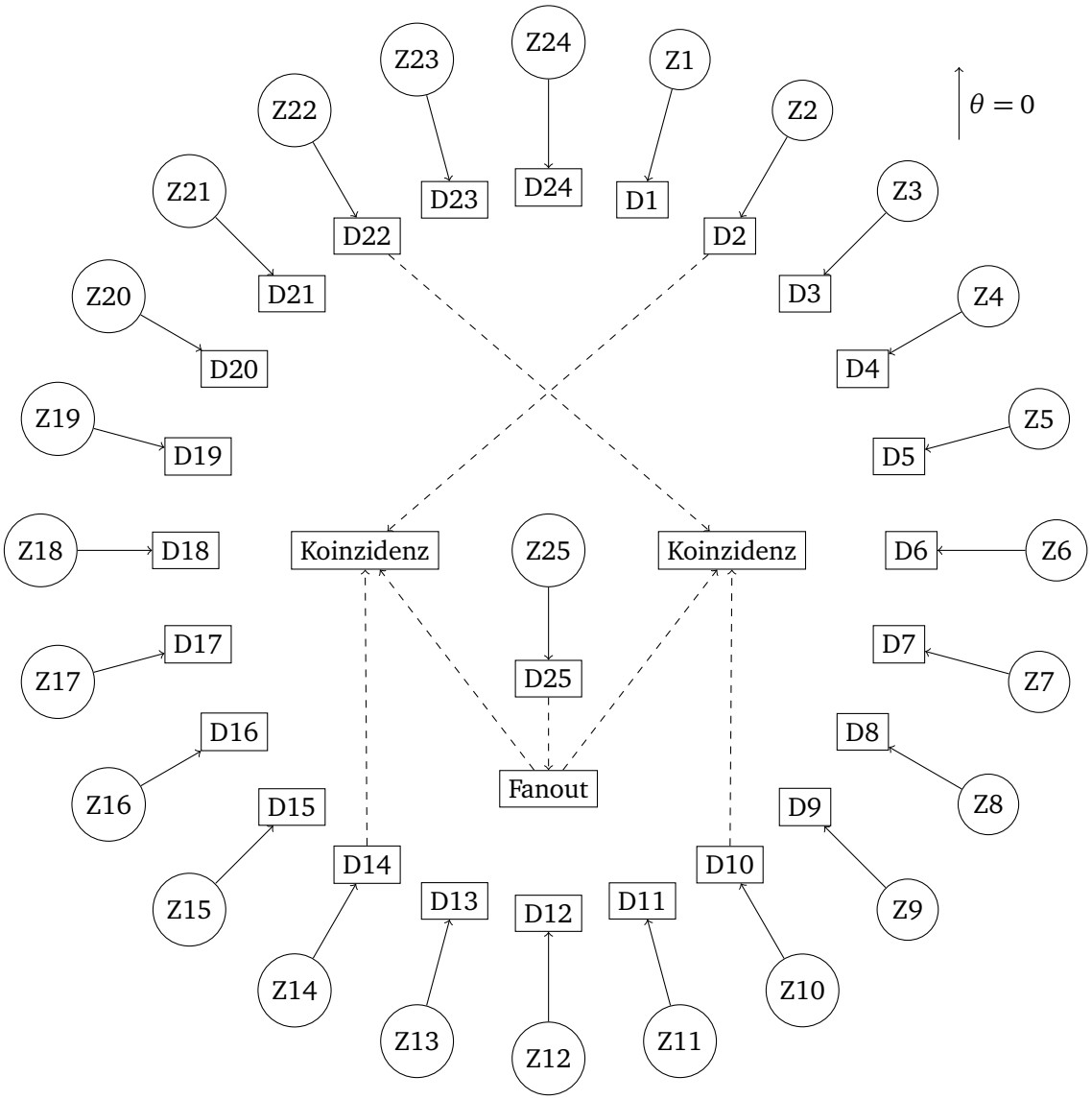

Abbildung 2.2.: Anordnung der Detektoren. Zur Übersicht sind nur zwei Koinzidenzschaltungen eingezeichnet. Durchgezogene und gestrichelte Linien stehen für analoge bzw. digitale Signalübertragungen. Detektoren sind durch Kreise, Elektronik durch Rechtecke gekennzeichnet.

Zähler

Zum einen benutzen wir die Zähler, die in der NIMBox eingebaut sind. Deren Zählstand lässt sich am PC in LabVIEW ablesen. Zum anderen haben wir 10 Sichtzähler zur Verfügung, die wir für die Messung der Zufallskoinzidenzrate benutzen werden.

2.2. Justierung

2.2.1. Einstellung der Diskriminatorschwelle

Entwicklung der Schaltung

Zur Ermittlung der optimalen Diskriminatorschwelle müssen wir eine Schwellenkurve aufnehmen. Dies ist eine Kurve mit Zählrate gegen Diskriminatorschwelle. Da wir von einer recht monoenergetischen Myonenstrahlung ausgehen, erwarten wir eine Stufenfunktion mit einer Stufe. Bei kleinen Schwellen werden wir den kompletten Untergrund mitnehmen. Ab der Schwelle, die der Myonenstrahlung entspricht, erwarten wir einen Einbruch. Die Diskriminatorschwelle wählen wir anschließend so, dass wir den Untergrund filtern können, jedoch möglichst wenig von den Myonen verlieren.

Dazu konstruieren wir in LabVIEW eine Schaltung, die über Nacht die verschiedenen Schwellen durchfährt und die Zählraten misst. Dabei müssen folgende Daten für die weitere Durchführung aufgezeichet werden.

- Gewählte Schwelle für Z12
- Anzahl Ereignisse in D12
- Anzahl der oder-Ereignisse
- Anzahl der Ereignisse in Z25
- Messdauer
- Anzahl der Koinzidenzen

Im Vorfeld haben wir uns überlegt, wie diese Programme grob aussehen müssten. In Abbildung 2.3 ist der Teil, der die Koinzidenz implementiert, gezeigt. Dort werden die Signale aus den Diskriminatoren über drei oder-Gatter zusammengeführt. Zusammen mit dem Signal aus D12 gehen diese dann in den Koinzidenzzähler. Dessen Logikausgang geben wir zur Kontrolle auf eine LED sowie durch die Lemo-Buchse nach draußen.

Um nun die verschiedenen Schwellen durchzumessen, müssen wir eine Schleife konstruieren und die verschiedenen Schwellen eine gewisse Zeit lang messen. Dazu halten wir eine `for`-Schleife für sinnvoll. Aus dem Index errechnen wir die Schwelle und sammeln alle interessanten Daten in Arrays. Mit Abbildung 2.4 haben wir unsere Skizze eingefügt.

Die Schwellenzahl, die Messdauer und der Schwellenschritt müssen noch eingetragen werden. Dabei müssen wir darauf achten, dass die Messzeit bis zum nächsten Morgen nicht überschritten wird.

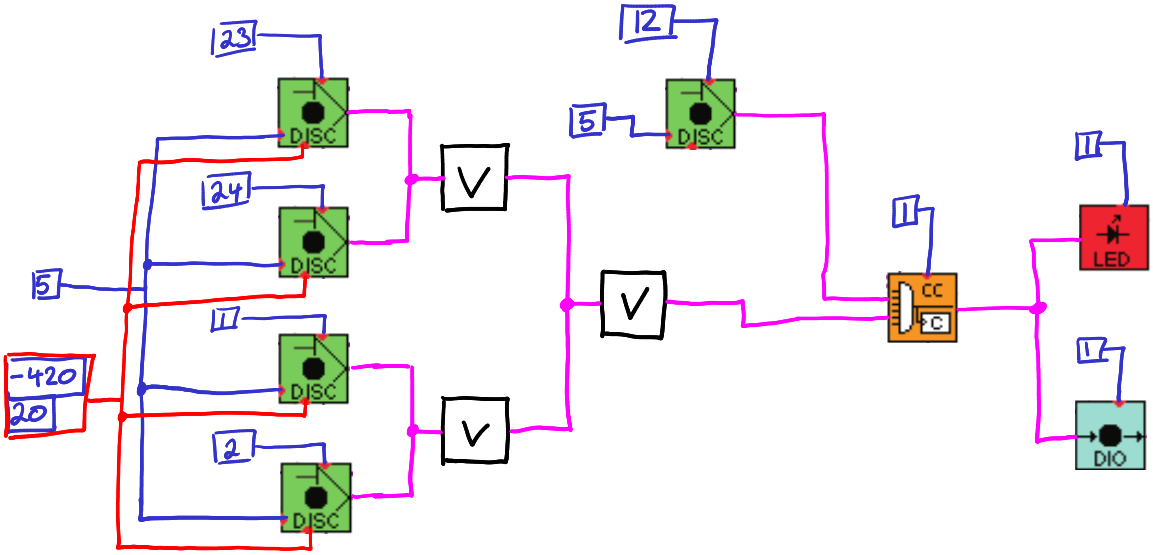

Abbildung 2.3.: Entwurf einer LabVIEW Schaltung für die Koinzidenz.

In jedem Schleifendurchlauf wird die Schwelle berechnet und der Diskriminator entsprechend eingestellt. Die Messzeit wird gewartet, bis entsprechend viele Ereignisse im Koinzidenzzähler angekommen sind. Mit weiteren Zählern zählen wir noch weitere Größen, die interessant werden können. Diese Werte geben wir durch den „loop tunnel" in Arrays weiter.

Zuletzt speichern wir die Daten aus den Arrays ab. Dazu bündeln wir sie in ein zweidimensionales Array und speichern es als Textdatei ab. Dies ist in Abbildung 2.5 dargestellt.

Das endgültige Programm, das wir am ersten Versuchstag entwickelt haben, ist in Abbildung 2.6 gezeigt. Wir haben noch das Zurücksetzen der Zähler eingefügt. Die Schwellen für die anderen Diskriminatoren haben wir aus dem Programm kopiert, das für die Langzeitmessung benutzt wird.

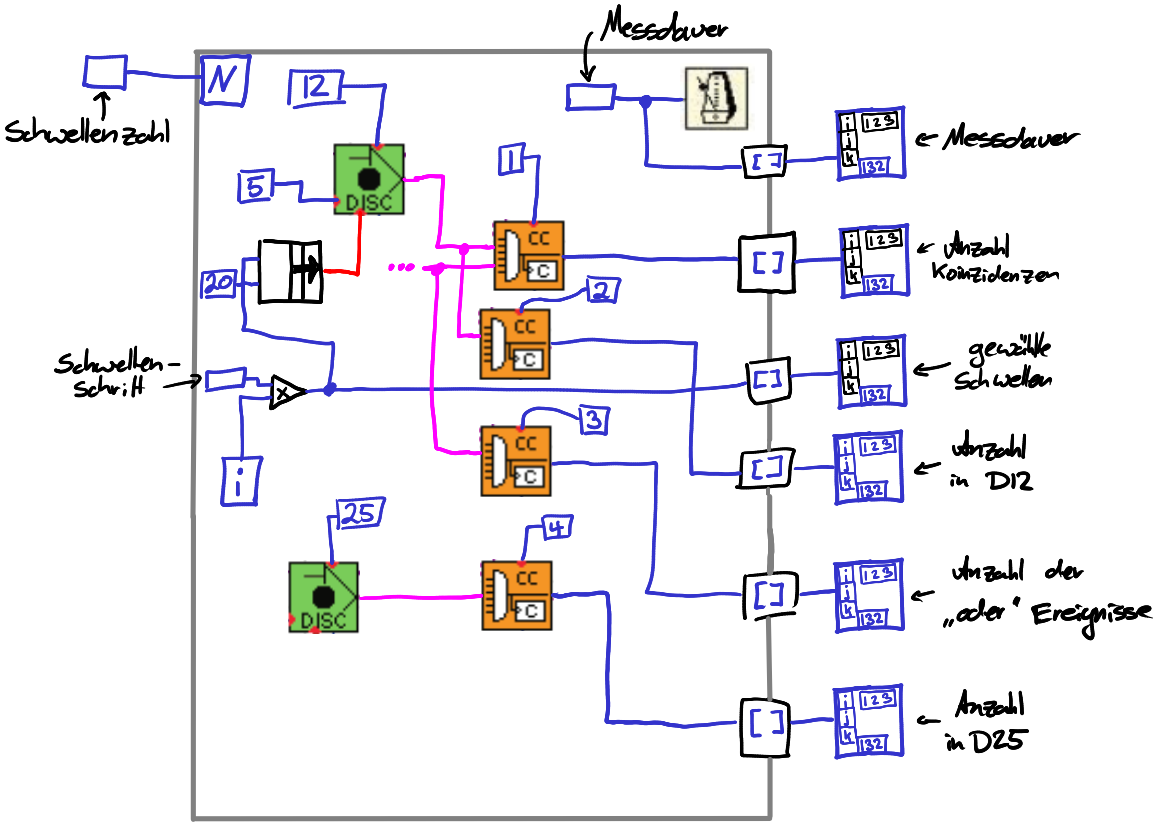

Abbildung 2.4.: Entwurf einer LabVIEW Schaltung für das Durchmessen der Schwellen.

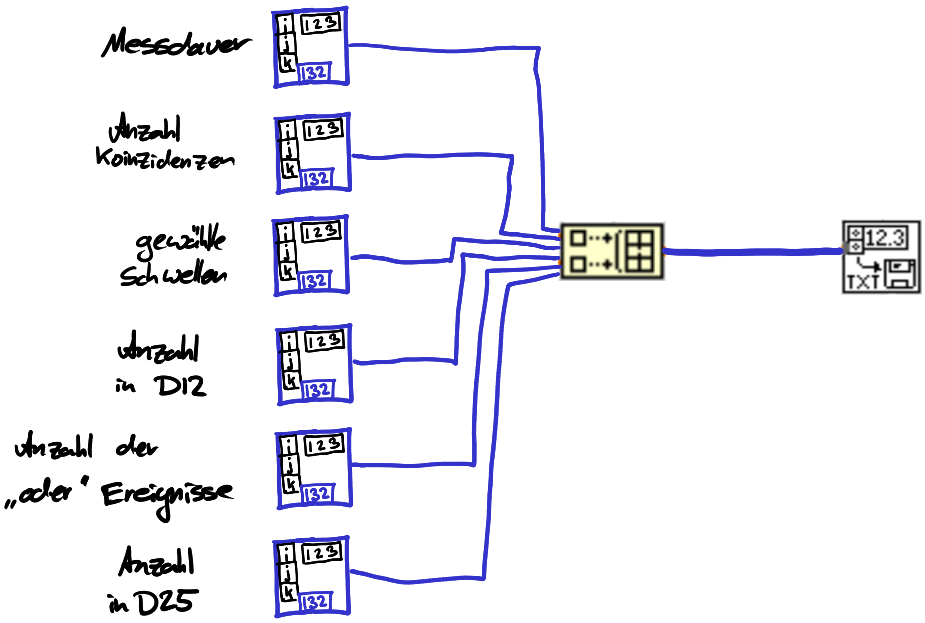

Abbildung 2.5.: Entwurf einer LabVIEW Schaltung für das Speichern der Daten.

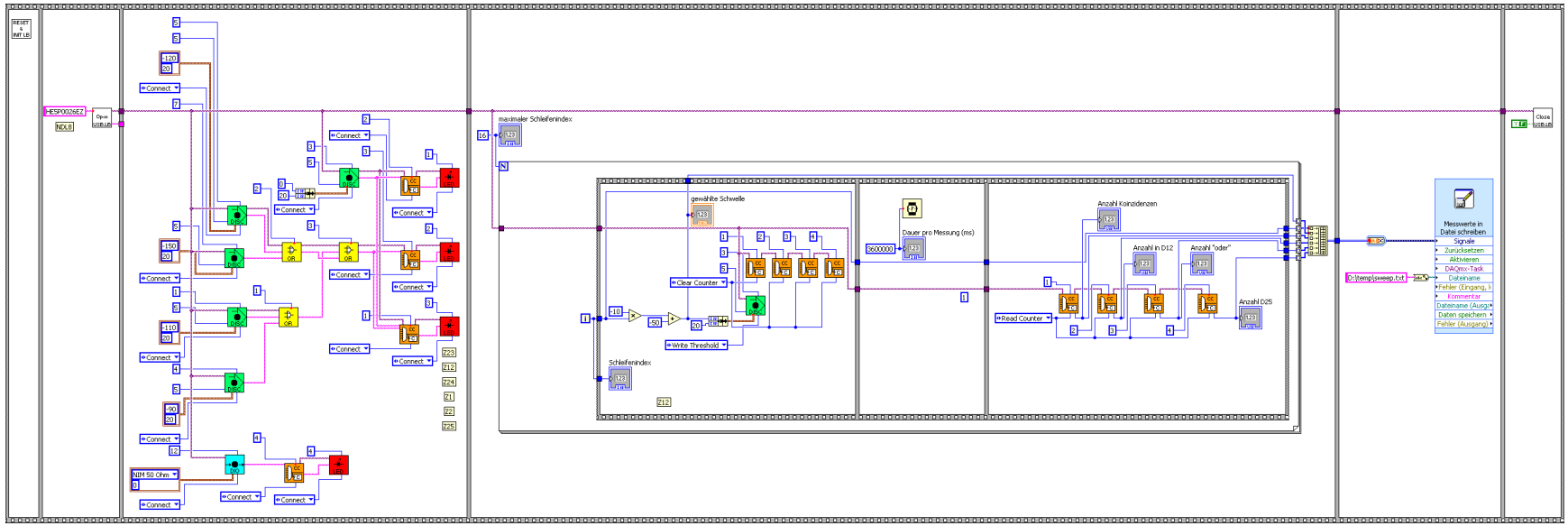

Abbildung 2.6.: Das von uns entwickelte LabVIEW Programm zur Schwellenbestimmung. Es geht verschiedene Schwellenwerte durch, nimmt für eine feste Zeit Ereignisse auf und speichert die Resultate in einer Datei.

Auswertung der Daten

Die Daten, die über Nacht durch das LabVIEW Programm gemessen worden sind, sind in Tabelle A.2 aufgelistet. In Abbildung 2.7 ist die Anzahl der Koinzidenzen gegen die eingestellte Schwelle zusammen mit der ersten Ableitung dargestellt.

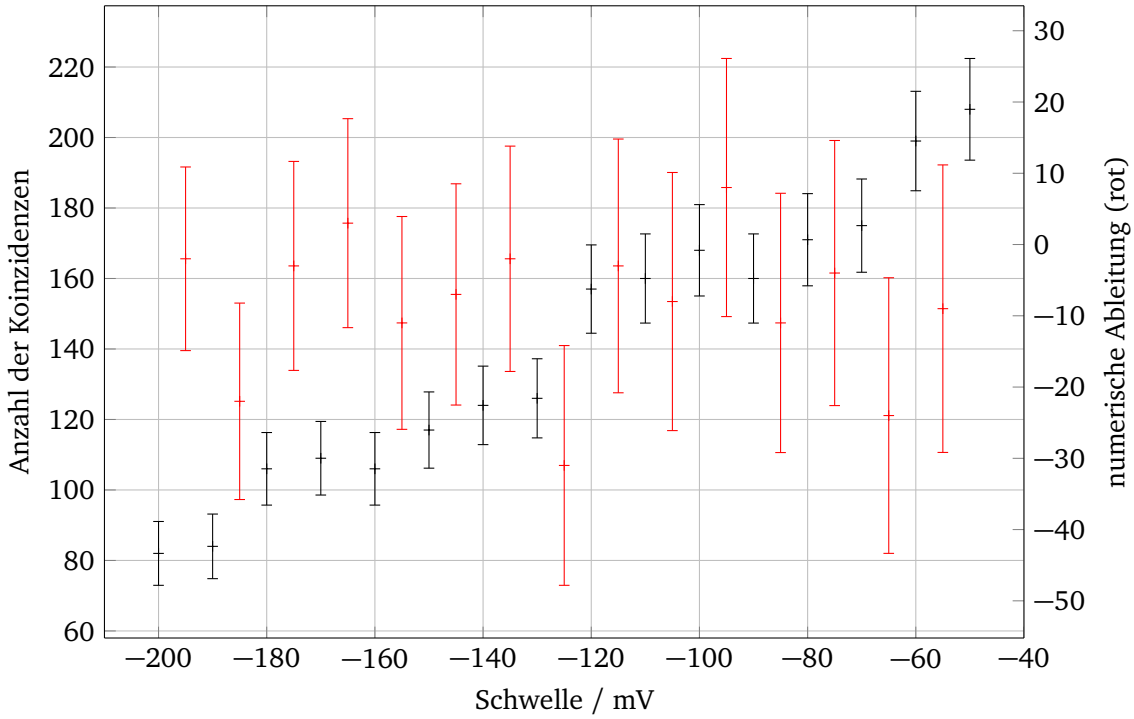

Abbildung 2.7.: Anzahl der Koinzidenzen gegen die eingestellte Schwelle. Zusätzlich ist in rot die numerische Ableitung eingetragen.

Wir benutzen als Schwelle nun −125 mV, da dort das Minimum der ersten Ableitung ist, es sich also um einen Wendepunkt in der gewünschten Richtung handelt.

2.2.2. Optimieren der Verzögerung

Das LabVIEW Programm, das für die Langzeitmessung benutzt wird, ist so aufgebaut, dass auf einem der Digitalausgänge der NIMBox das Signal von D12 liegt. Dieses wird durch einen Gate Delay Generator verlängert und dient als Gatesignal für den MCA. Das analoge Signal von Z12 wird in einem Shapingamplifier derart umgeformt, dass es positiv ist und eine mit dem MCA kompatible Form hat. Dieses Signal wird noch verzögert, damit es sich mit dem Gatesignal aus der NIMBox überschneidet.

Diese Überschneidung haben wir auf dem Oszilloskop betrachtet. Aufgrund der geringen Ereignisrate sind wir im Einzelschrittmodus vorgegangen. Da ein einzelnes Oszillogramm mit Überlappung nicht viel aussagt, haben wir einige Bilder gespeichert. Auf alle diesen ist die Überlappung gut, so dass die Verzögerung, die bereits eingestellt war, korrekt ist. Dies ist in Abbildung 2.8 abgebildet.

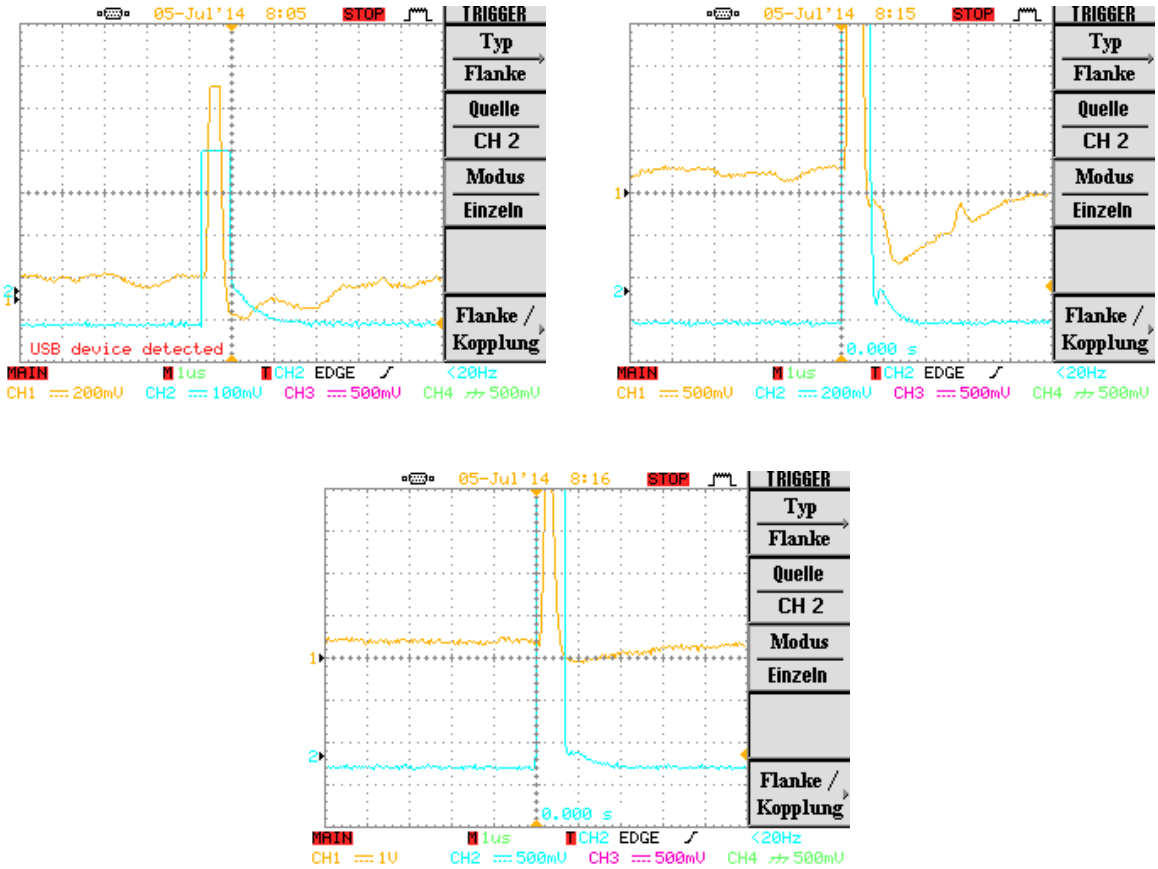

Abbildung 2.8.: Oszillogramme zur Koinzidenz vom analogen Z12 Signal gegen das dazugehörige Gatesignal. Auf Kanal 1 (orange) ist das analoge Signal von Z12, auf Kanal 2 (cyan) das Gatesignal. Der Trigger liegt auf der steigenden Flanke auf Kanal 2.

2.3. Langzeitmessung zur Winkelverteilung

Nachdem wir die Schwelle für den Diskriminator 12 entsprechend im vorgefertigten LabVIEW Programm eingestellt haben, starten wir damit die Langzeitmessung zur Winkelverteilung. Nach drei Tagen lesen wir Daten ab, siehe Tabelle 2.9. Die Fehler haben wir durch $\sqrt{n}$ berechnet, da es sich hier um ein Zählexperiment handelt.

θ / °	Anzahl Koinzidenzen
−75,0	162 ± 13
−60,0	446 ± 21
−45,0	1098 ± 33
−30,0	1583 ± 40
−15,0	2142 ± 46
0,00	2055 ± 45
15,0	2384 ± 49
30,0	1621 ± 40
45,0	0,00
60,0	710 ± 27
75,0	342 ± 18
90,0	108 ± 10

Tabelle 2.9.: Anzahl der Koinzidenzen für die verschiedenen Raumrichtungen.

Die Daten aus Tabelle 2.9 sind in Abbildung 2.10 gezeigt. Durch die Anpassung mit

$$N = A\cos(\theta + \phi)^n + B$$

erhalten wir $A = 2140 \pm 89$, $n = 2{,}1 \pm 0{,}2$, $\phi = -4 \pm 1$ und $B = 99 \pm 33$, wobei wir den Detektor, der keine Ereignisse gezählt hat, für die Anpassung ausgelassen haben. Für unsere Anpassung erhalten wir $\chi^2 = 86{,}3$ und $p = 7{,}03 \times 10^{-16}$.

Die Verteilung ist nicht ganz symmetrisch um 0°, folgt der Erwartung jedoch gut. Der Exponent passt auf die Theorie von einer $\cos^2\phi$-Proportionalität.

An den Sichtzählern haben wir keine Zufallskoinzidenzen abgelesen, weder für die zeitliche als auch für die geometrisch unmögliche Koinzidenz. Die im Theorieteil hergeleiteten Raten sind also nicht zu klein.

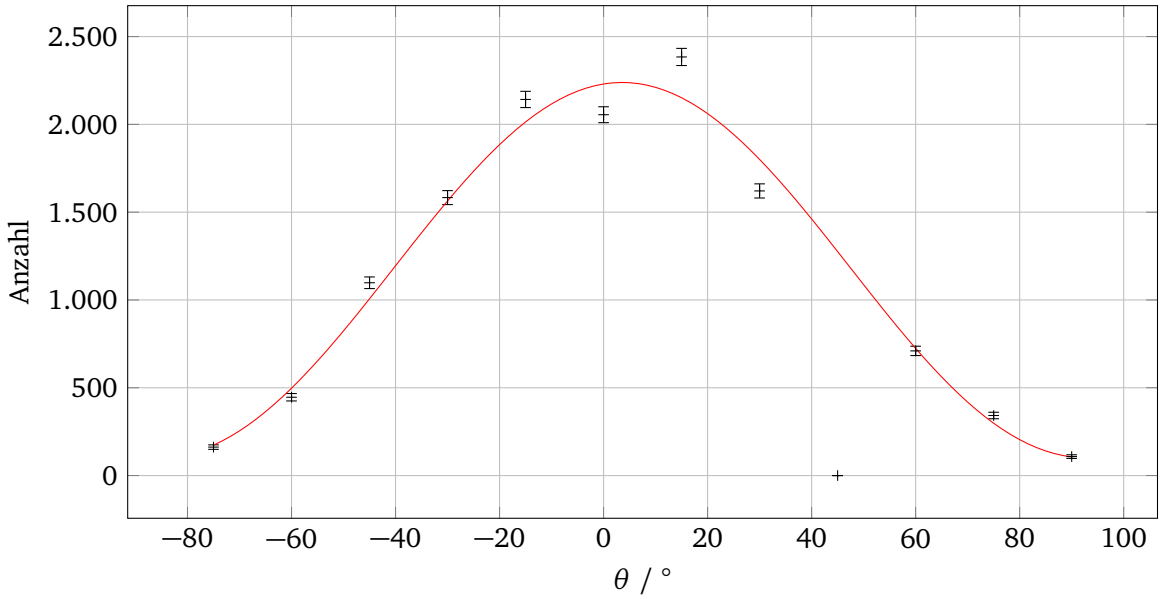

Abbildung 2.10.: Anzahl der Koinzidenzen gegen die Raumrichtung mit Anpassungsfunktion.

2.4. Langzeitmessung des Pulshöhenspektrums

Gleichzeitig mit der Messung der Winkelverteilung haben wir mit Detektor 12 ein Pulshöhenspektrum vermessen. Dieses ist in Abbildung 2.11 dargestellt. Wir haben in dieser Abbildung einen Ausschnitt gewählt, da bei kleinen Energien Rauschen auftritt. Die vollständigen Daten sind in Abbildung A.1 gezeigt.

Die Asymmetrie der Landauverteilung ist zu erkennen. Aufgrund der geringen Messzeit von drei Tagen sind die Schwankungen der einzelnen Messpunkte sehr groß.

An diese Daten passen wir eine Näherung der Landauverteilung an. Leider bietet SciPy keine exakte Landauverteilung an, so dass wir folgende Näherung benutzen (Bock 1998):

$$\Psi(\lambda) = \frac{A}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\lambda + \mathrm{e}^{-\lambda}}{2}\right)$$

mit

$$\lambda = \frac{x-\mu}{\sigma}.$$

Aus der Anpassung erhalten wir

$$A = 105 \pm 1, \quad \sigma = 94 \pm 1, \quad \mu = 348 \pm 2, \quad \chi^2 = 1408, \quad p = 6{,}01 \times 10^{-47}$$

Zum Vergleich passen wir noch eine Normalverteilung mit Integral A, Breite σ und Mittelwert μ an und erhalten:

$$A = 9408 \pm 125, \quad \sigma = 153 \pm 2, \quad \mu = 395 \pm 2, \quad \chi^2 = 1526, \quad p = 5{,}56 \times 10^{-60}$$

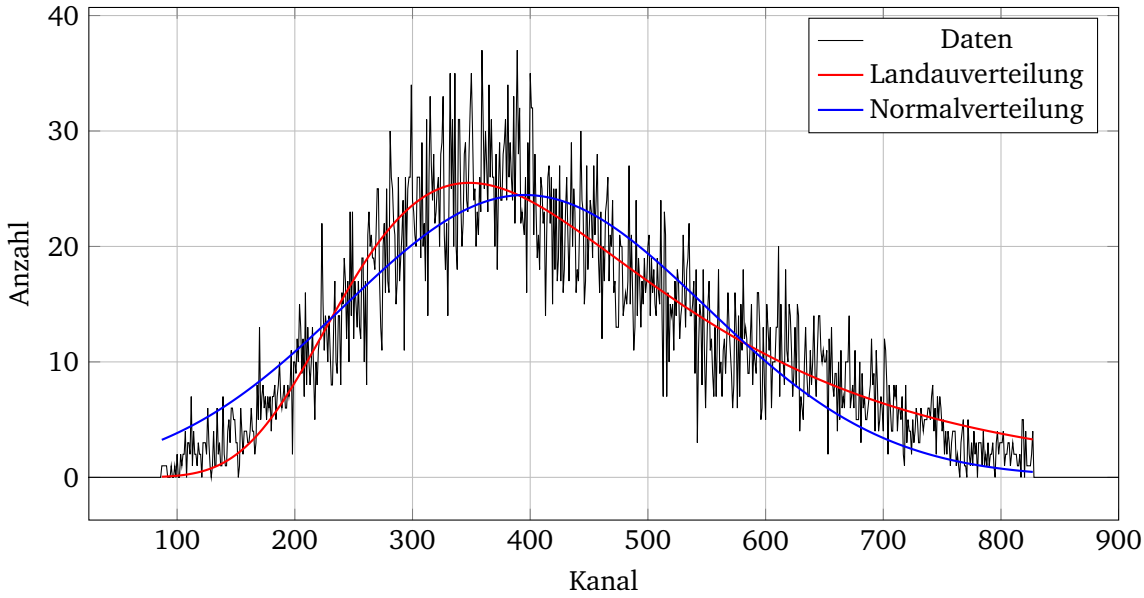

Abbildung 2.11.: Spektrum der Myonen. Angepasst wurden Landau- und Normalverteilung.

Das χ^2 ist leicht größer als bei der Landauverteilung. In der Abbildung 2.11 ist auch gut zu sehen, dass die Landauverteilung besser passt als die Normalverteilung.

3. Myonenlebensdauer

3.1. Aufbau

3.1.1. Detektoren

Da wir eine Lebensdauer messen möchten, brauchen wir zwei Detektoren. Wir benutzen hier einen schmalen über einer hohen Detektor. Beide sind unter einer 5 cm dicken Bleiabschirmung angebracht, um nur die harte Komponente der Höhenstrahlung durchzulassen.

Der obere und untere Detektor liefert uns, sofern sie gleichzeitig aktiviert werden, ein Startsignal für die Lebensdauermessung. Der untere Detektor gibt das dazugehörige STOP-Signal.

Die Beschaltung ist in Abbildung 3.2 gezeigt.

3.1.2. Monitorkreis

Zur Einstellung der Diskriminatorschwelle müssten wir eine Schwellenkurve aufnehmen. Da Myonen meist in Schauern auftreten, ist es sinnvoll die Zählrate für jede Schwelle in Verhältnis zu der Zählrate bei einer konstanten, betragsmäßig niedrigen Schwelle zu stellen.

Daher bauen wir die Elektronik zwei Mal auf, lassen im Monitorkreis die Schwellen unverändert, während wie im Messkreis die Schwellen durchlaufen, siehe Abbildung 3.1. Unsere Messgröße sind dann die Zählratenverhältnisse der beiden Kreise. Mit dieser ist eine sinnvolle Einstellung der Diskriminatorschwellen möglich.

Nachdem alles eingestellt ist, wird der Monitorkreis nicht mehr benötigt.

3.1.3. Zeitmessung

Für die Zeitmessung benutzen wir die Pulse eines 20 MHz Oszillators. Nach dem Startsignal werden die Pulse gezählt. Die Länge einer Periode sind 50 ns. Diese werden mit 1 : 20-Untersetzern auf eine größere Periode umgewandelt.

Zehn Sichtzähler erstellen eine Art Histogram mit Intervallgröße 1 µs. Für den Fall, dass innerhalb der 10 µs, die dargestellt werden können, kein STOP-Impuls kommt, wird das dahinter liegende Zählwerk zurückgesetzt. Somit ist die Totzeit durch ein Zufallsimpuls oder ein sehr langlebiges Myon begrenzt.

Der STOP-Impuls löst außerdem eine Sperre für das START-Signal aus, damit der passende Sichtzähler um eins erhöht werden kann. Und damit das keine unnötige Totzeit generiert, wenn die 10 µs abgelaufen sind, wird durch den letzten Zähler ein weiterer Impuls erzeugt, der die Sperre wieder außer Kraft setzt.

3.2. Durchführung

3.2.1. Aufbau der Elektronik

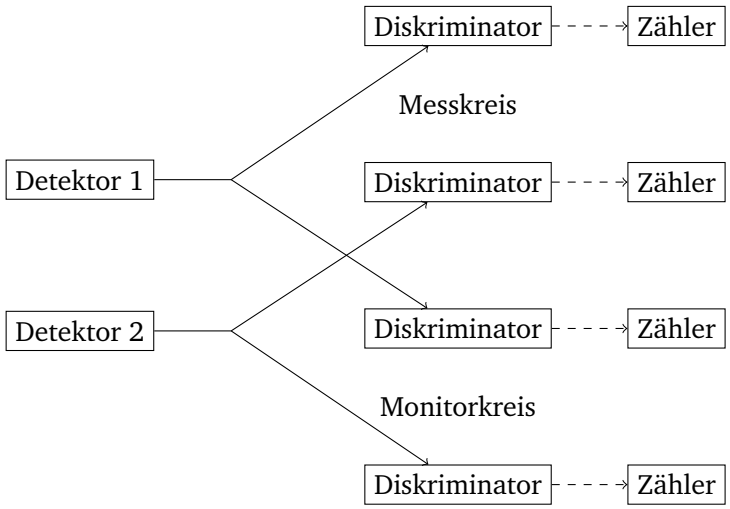

Abbildung 3.1.: Aufbau für die Diskriminatorschwellenbestimmung zu Messung der Lebensdauer von Myonen. Durchgezogene Linien bezeichnen analoge, gestrichelte bezeichnen digitale Signale.

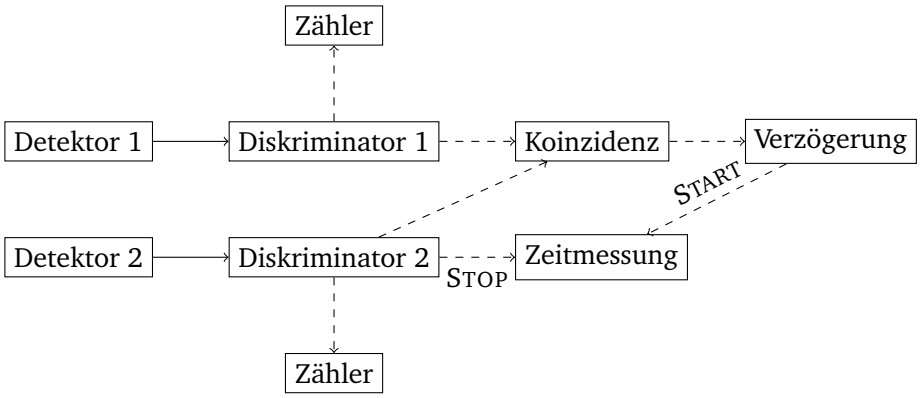

Abbildung 3.2.: Aufbau für die Zeitmessung zu Lebensdauerbestimmung. Analoge Signale sind durch durchgezogene Linien gekennzeichnet, digitale durch Gestrichelte.

3.2.2. Aufnahme der Schwellenkurve

Wir stellen die Diskriminatorschwellen des Monitorkreises auf das Minimum. Dies sind −0,51 V beziehungsweise −0,495 V. Dann gehen wir per Hand die Diskriminatorschwellen für den Messkreis durch und messen die Anzahl der Ereignisse, die in 600 s eintreffen. Die rohen Messdaten sind in Tabelle A.3.

Für uns interessant ist das Verhältnis der Zählraten von Mess- und Monitorkreis. Diese sind für den ersten Detektor in Tabelle A.4 aufgelistet und in Abbildung 3.3 dargestellt. Um den

Wendepunkt ablesen zu können, haben wir die numerische Ableitung gebildet und ebenfalls in das Diagramm eingetragen.

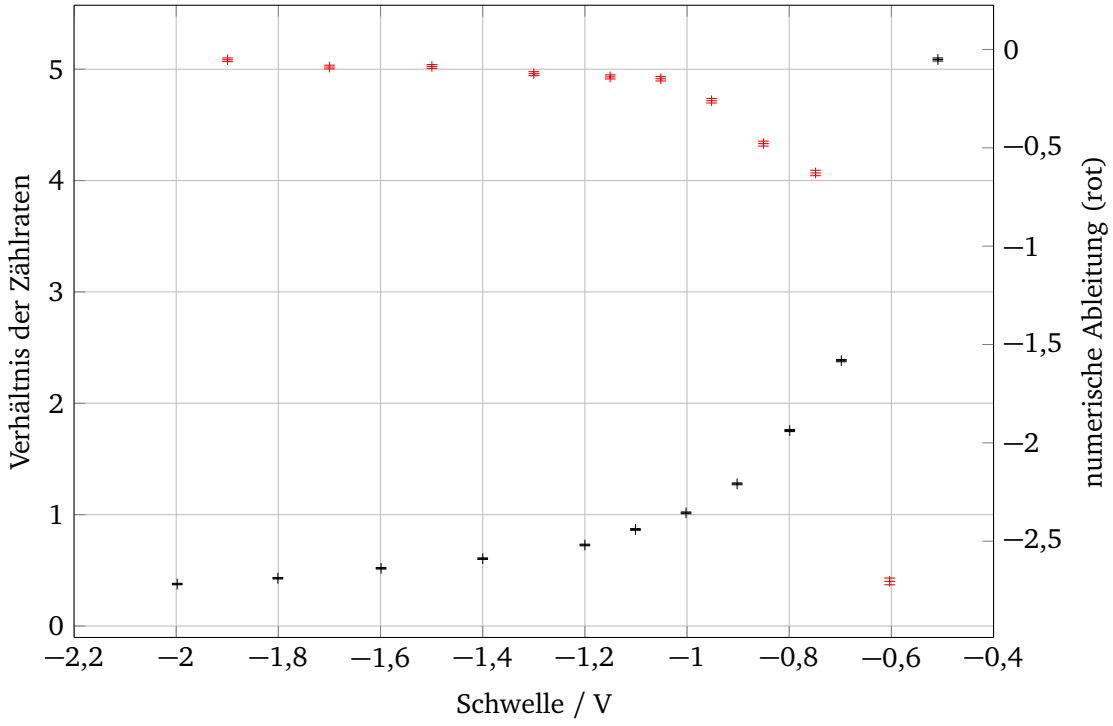

Abbildung 3.3.: Verhältnis der Zählraten von Mess- und Monitorkreis des ersten Detektors. Zusätzlich ist in rot die numerische Ableitung eingetragen.

Aus diesen Daten haben wir eine Schwelle von −1,0 V abgelesen.

Für den zweiten Detektor sind wir analog vorgegangen. Die Verhältnisse sind in Tabelle A.5 aufgelistet und in Abbildung 3.4 dargestellt.

Aus diesen Daten lesen wir −0,9 V als sinnvolle Schwelle ab.

3.2.3. Einstellen der Verzögerung

Das Signal aus der Koinzidenz der beiden Diskriminatoren schließen wir an die beiden Verzögerungskabelspulen an, die am Schrank angebracht sind. Auf diese Weise erhalten wir eine ausreichende Verzögerung des START-Signals.

3.2.4. Aufnahme der Lebensdauerkurve

Das Verzögerungskabel schließen wir an den START-Eingang des Zeitmessers an, das Signal von Detektor 2 schließen wir an den STOP-Eingang an. Wir setzen die 10 Sichtzähler zurück und lassen die Messung die nächsten Tage laufen.

Nach drei Tagen lesen wir die Messdaten ab. Die Daten sind in Tabelle 3.5 aufgelistet.

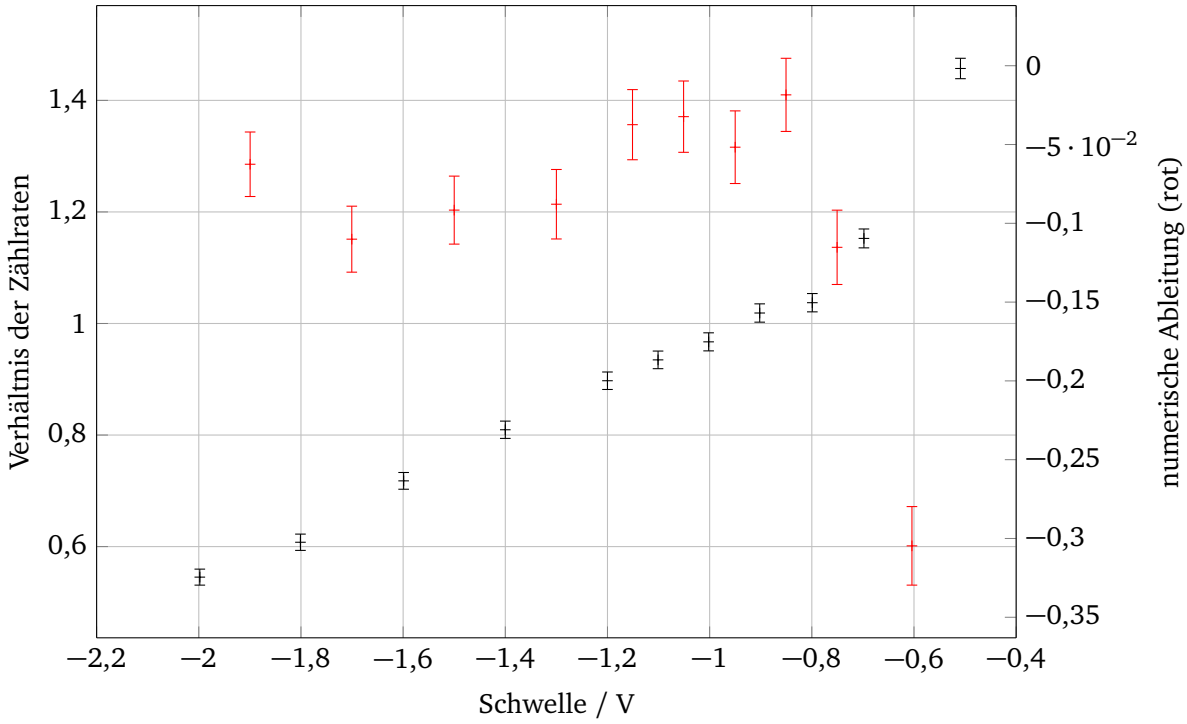

Abbildung 3.4.: Verhältnis der Zählraten von Mess- und Monitorkreis des ersten Detektors. Zusätzlich ist in rot die numerische Ableitung eingetragen.

Lebensdauer / µs	Anzahl Ereignisse
1,00	1810 ± 43
2,00	1142 ± 34
3,00	702 ± 26
4,00	452 ± 21
5,00	303 ± 17
6,00	165 ± 13
7,00	106 ± 10
8,00	74 ± 9
9,00	55 ± 7
10,0	36 ± 6

Tabelle 3.5.: Messdaten nach drei Tagen Lebensdauermessung.

3.3. Auswertung

An die Daten aus Tabelle 3.5 passen wir eine fallende Exponentialfunktion an. Die Anpassung un Messdaten sind zusammen in Abbildung 3.6 dargestellt.

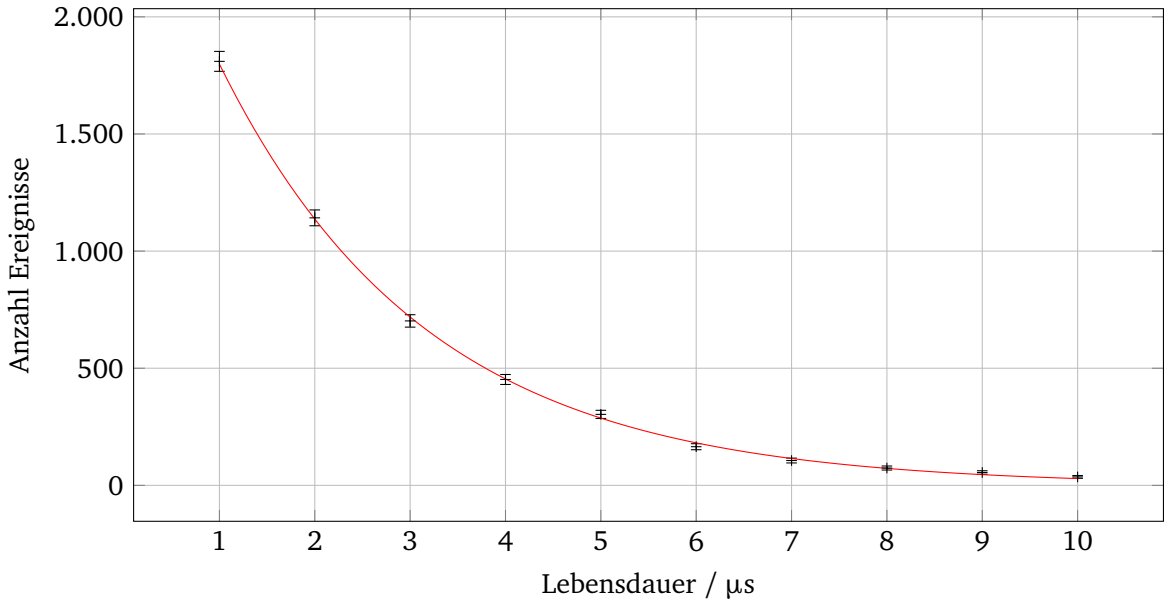

Abbildung 3.6.: Messdaten und Anpassung mit einer abfallenden Exponentialfunktion aus der Lebensdauermessung.

Aus der Anpassung erhalten wir eine Lebensdauer von $(2{,}18 \pm 0{,}03)\,\mu s$.

4. Ergebnis

Die $\cos(\theta)^2$ Verteilung der Myonen konnten wir nachvollziehen. Das Spektrum der senkrecht einfallenden Myonen weißt die erwartete Landauverteilung auf.

Die Lebensdauer des Myons haben wir auf $(2{,}18 \pm 0{,}03)\,\mu s$ bestimmt. Dies passt sehr gut zum Literaturwert von $(2{,}196\,981\,1 \pm 0{,}000\,002\,2)\,\mu s$ (Wikipedia 2014a).

A. Rohe Messdaten

A.1. Pulshöhenspektrum

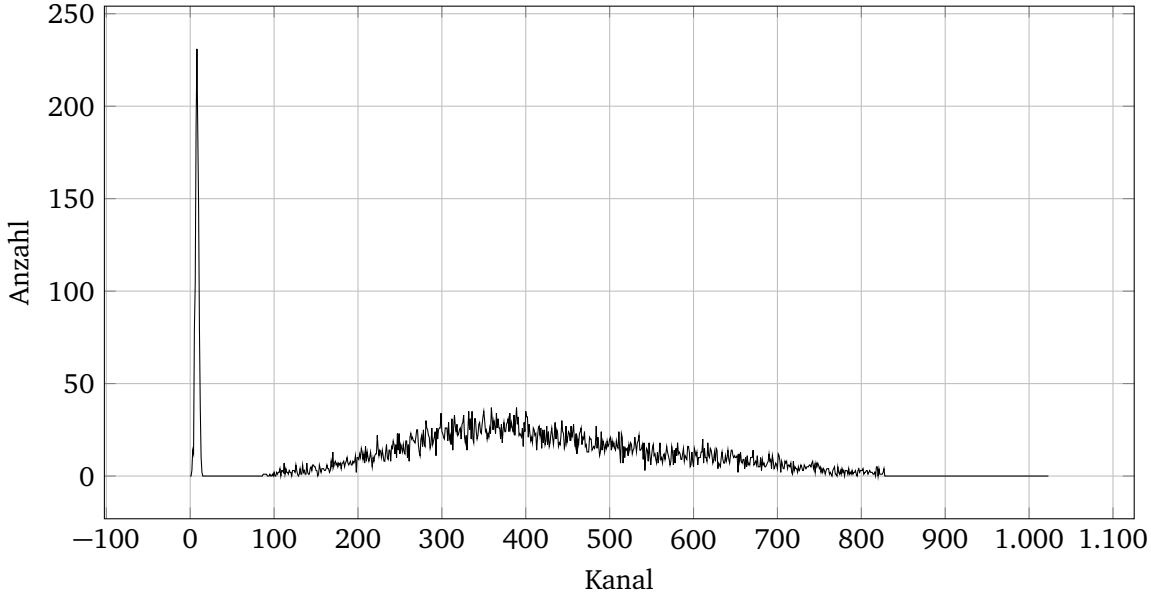

Abbildung A.1.: Alle Messdaten, in Abbildung 2.11 ist der interessante Ausschnitt dargestellt.

A.2. Schwellenkurve Winkelverteilung

Index	Schwelle	Koinzidenzen	D12	oder	D25
0,00	−50,0	208	24 215	348 201	9484
1,00	−60,0	199	15 217	377 659	9285
2,00	−70,0	175	11 461	346 778	9642
3,00	−80,0	171	9212	287 329	9546
4,00	−90,0	160	7747	158 108	9248
5,00	−100	168	6729	123 148	9369
6,00	−110	160	5720	113 037	9556
7,00	−120	157	5046	108 870	9729
8,00	−130	126	4554	108 625	9629
9,00	−140	124	4031	108 258	9522
10,0	−150	117	3628	108 499	9595
11,0	−160	106	3231	107 448	9445
12,0	−170	109	2880	108 224	9520
13,0	−180	106	2662	107 743	9772
14,0	−190	84,0	2430	107 416	9706
15,0	−200	82,0	2123	112 419	9627

Tabelle A.2.: Rohe Messdaten von unserem LabVIEW Programm aus Abbildung 2.6.

A.3. Schwellenkurve Myonlebensdauer

Me. 1	Me. 2	Me. 1	Me. 2	Mo. 1	Mo. 2	Zeit
−0,509	−0,508	$1{,}61 \times 10^5$	10 709	$3{,}17 \times 10^4$	7349	600
−0,698	−0,700	$7{,}70 \times 10^4$	8652	$3{,}23 \times 10^4$	7507	600
−0,799	−0,801	$5{,}67 \times 10^4$	7845	$3{,}23 \times 10^4$	7563	600
−0,902	−0,900	$4{,}13 \times 10^4$	7641	$3{,}23 \times 10^4$	7500	600
−1,00	−1,00	$3{,}27 \times 10^4$	7260	$3{,}21 \times 10^4$	7507	600
−1,10	−1,10	$2{,}83 \times 10^4$	7238	$3{,}27 \times 10^4$	7743	610
−1,20	−1,20	$2{,}44 \times 10^4$	6934	$3{,}35 \times 10^4$	7727	620
−1,40	−1,40	$1{,}96 \times 10^4$	6093	$3{,}25 \times 10^4$	7527	600
−1,60	−1,60	$1{,}67 \times 10^4$	5478	$3{,}22 \times 10^4$	7631	600
−1,80	−1,80	$1{,}40 \times 10^4$	4584	$3{,}26 \times 10^4$	7542	600
−2,00	−2,00	$1{,}23 \times 10^4$	4095	$3{,}27 \times 10^4$	7510	600

Tabelle A.3.: Rohe Messdaten der Schwellenkurve für die Myonlebensdauer. Die ersten zwei Spalten sind die Diskriminatorschwellen in V, die nächsten vier Spalten sind die Anzahl der Ereignisse. „Me“ steht dabei für Mess- und „Mo“ für Monitorkreis. Die letzte Spalte ist die Zeit in s.

Diskriminatorschwelle / V	Verhältnis der Zählraten
−0,509	5,09 ± 0,01
−0,698	2,38 ± 0,01
−0,799	1,755 ± 0,009
−0,902	1,277 ± 0,008
−1,00	1,016 ± 0,008
−1,10	0,867 ± 0,008
−1,20	0,728 ± 0,007
−1,40	0,605 ± 0,007
−1,60	0,518 ± 0,007
−1,80	0,429 ± 0,007
−2,00	0,377 ± 0,006

Tabelle A.4.: Diskriminatorschwellen und Verhältnis der Zählraten für den ersten Detektor.

Diskriminatorschwelle / V	Verhältnis der Zählraten
−0,509	1,46 ± 0,02
−0,698	1,15 ± 0,02
−0,799	1,04 ± 0,02
−0,902	1,02 ± 0,02
−1,00	0,97 ± 0,02
−1,10	0,93 ± 0,02
−1,20	0,90 ± 0,02
−1,40	0,81 ± 0,02
−1,60	0,72 ± 0,02
−1,80	0,61 ± 0,01
−2,00	0,55 ± 0,01

Tabelle A.5.: Diskriminatorschwellen und Verhältnis der Zählraten für den zweiten Detektor.

Literatur

Amsler, C. u. a. (2008). „Particle listings – $\pi^{\pm}$“. In: *Physical Letters* B667.1. URL: http://pdg.lbl.gov/2008/listings/s008.pdf.

Bock, K. (1998). *Landau Distribution*. URL: http://ikpe1101.ikp.kfa-juelich.de/briefbook_data_analysis/node148.html.

Egede, Ulrik u. a. (2008). *Parity violation in muon decays and the muon lifetime*. URL: http://www.hep.lu.se/staff/c.jarlskog/nffl_7184.pdf.

Fazzini, T. u. a. (1958). „Electron decay of the pion“. In: *Physical Review Letters* 1.7. DOI: 10.1103/PhysRevLett.1.247.

Grupen, Claus (2000). *Astroteilchenphysik*. 1. Braunschweig/Wiesbaden: Vieweg. ISBN: 3-528-03158-1.

Leo, William R. (1994). *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. 2. Berlin: Springer. ISBN: 3-540-37280-5.

Meschede, Dieter (2010). *Gerthsen Physik*. 24. Springer. ISBN: 978-3-642-12893-6. DOI: 10.1007/978-3-642-12894-3.

Penrose, Roger (2005). *Road to Reality*. 1. New York: Alfred A. Knopf. ISBN: 0-679-45443-8.

Povh, Bogdan u. a. (2009). *Teilchen und Kerne*. 8. Springer. ISBN: 978-3-540-68075-8. DOI: 10.1007/978-3-540-68080-2.

Rennie, John (2014). *Difference in decay for muon and anti muon*. URL: http://physics.stackexchange.com/a/121347/5705.

TwoBs (2014). *Difference in decay for muon and anti muon*. URL: http://physics.stackexchange.com/a/121352/5705.

Ueding, Martin und Lino Lemmer (2014). „Nukleare Elektronik und Lebensdauermessung“.

Uni Bonn, PI (2014). *Physikalisches Praktikum Teil V: Kerne und Teilchen – Versuchsbeschreibungen*. URL: http://www.praktika.physik.uni-bonn.de/module/physik512/SS14.

Wikipedia (2014a). *Muon – Wikipedia*. [Online; accessed 22-June-2014]. URL: http://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Muon&oldid=606626921.

— (2014b). *Pion*. [Online; accessed 24-June-2014]. URL: http://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Pion&oldid=610333354.