

V01: Lebensdauer von Myonen

Simon Schulte
simon.schulte@udo.edu

Tim Sedlaczek
tim.sedlaczek@udo.edu

Durchführung: 23.04.2018

Abgabe: 03.05.2018

TU Dortmund – Fakultät Physik

1 Theorie

Ziel des Versuchs ist die Bestimmung der Lebensdauer von Myonen. Myonen entstehen unter anderem in Luftshowern in der Hochatmosphäre durch Pionzerfälle. Diese Pionen wiederum entstehen zum Beispiel aus kosmischen Protonen aus u.A. Aktiven Galaktischen Kernen. Solche Protonen haben eine sehr hohe kinetische Energie. Das führt dazu, dass die entstehenden Myonen relativistische Geschwindigkeiten aufweisen und sie somit trotz ihrer kurzen Lebensdauer auf der Erdoberfläche registrierbar sind.

1.1 Standardmodell

Das Standardmodell unterscheidet zwischen zwei Arten von Elementarteilchen. Diese zwei Arten sind zum ersten (Eich)Bosonen und außerdem Fermionen. Während Bosonen als Austauschteilchen der fundamentalen Wechselwirkungen fungieren, stellen Fermionen die kleinsten aktuell bekannten Bausteine der Materie dar. Die Fermionen werden dabei in Quarks und Leptonen unterteilt. Quarks bilden dabei die fundamentalen Bausteine der Hadronen. Dazu gehören unter Anderem auch Protonen und Pionen, die für diesen Versuch von Relevanz sind. Leptonen und Quarks sind in drei Generationen aufgeteilt. Die Fermionengenerationen sind:

I Elektron (e^-) und Elektron-Neutrino (ν_e)

II Myon (μ^-) und Myon-Neutrino (ν_μ)

III Tauon (τ^-) und Tauon-Neutrino (ν_τ).

Dabei haben die Neutrinos eine im Standardmodell verschwindend geringe Masse. All diese Teilchen haben außerdem auch ein Antiteilchen. Das Antiteilchen eines geladenen Fermions hat die gleichen Eigenschaften, wie das Fermion selbst, außer, dass das Vorzeichen der Ladung sich ändert. Antineutrinos kennzeichnen sich durch eine Überstreichung. Antineutrinos sind wichtig, wenn Antifermionen in einem Zerfall eine Rolle spielen, um in dem jeweiligen Zerfall die Leptonzahlerhaltung zu gewährleisten. Die Lebensdauern von Myonen und Tauonen sind verschwindend gering und das Elektron ist das einzige stabile geladene Lepton. Dementsprechend zerfallen die Myonen und Tauonen bevorzugt in Elektronen. Wie bereits am Anfang erwähnt entstehen die meisten Myonen, die uns auf der Erdoberfläche erreichen bei Pionzerfällen in der Erdatmosphäre:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad \text{und} \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu.$$

1.2 Myonen in Szintillationsdetektoren

Myonen werden in diesem Versuch mit einem Szintillationsdetektor nachgewiesen. Myonen deponieren bei ihrem Durchgang durch den Szintillator einen Teil ihrer kinetischen Energie im Szintillatormaterial. Das führt zu Anregungszuständen der Moleküle, bei deren Rückkehr in den Grundzustand Photonen frei werden. Die Photonen werden durch einen Sekundärelektronenvervielfacher (SEV) nachgewiesen. Ein SEV ist aufgebaut aus

einer Photokathode, Dynoden zur Sekundärelektronenproduktion sowie einer Anode. Nun gibt es drei verschiedene Möglichkeiten, wie sich ein Myon verhält, dass auf den Szintillationsdetektor trifft. Die erste Möglichkeit ist, dass das Myon bereits so viel Energie in der Atmosphäre verloren hat, dass dieses dann im Detektor zerfällt. Zur Bestimmung der Lebensdauer wird dieses Verhalten beobachtet. Myonen, die im Detektor zerfallen, zerfallen meist in ein Elektron und die entsprechenden Neutrinos:

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

Da die Masse des Myons etwa 200 mal größer ist, als die des Elektrons folgt, dass so entstehende Elektronen sehr viel kinetische Energie haben. Diese reicht aus, um das Szintillatormaterial anzuregen. Dabei entstehen Photonen, die als Stoppsignal fungieren. Aus der zeitlichen Differenz von Eintritt des Myons im Szintillator und dem Zerfall des Myons lässt sich dann, mit einigen Methoden der Statistischen Datenanalyse die Lebensdauer der Myonen bestimmen.

Die zweite Möglichkeit ist, dass das Myon den Detektor durchquert ohne zu zerfallen. Dann wird trivialerweise immernoch das erste Signal detektiert, aber das zweite nicht. Das führt auch zu einem Untergrundrauschen, dem, mit Hilfe des Versuchsaufbaus, versucht wird entgegenzuwirken.

Die letzte Möglichkeit ist, dass negative Myonen durch die Szintillatoratome eingefangen werden. Genau wie beim Einfang von Elektronen können, mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit, negative Myonen unter Bildung eines myonischen Atoms eingefangen werden. Wie bei der zweiten Möglichkeit wird dann ebenfalls nur das erste Signal detektiert.

1.3 Teilchenzerfälle

Teilchenzerfälle sind statistische Prozesse. Die Wahrscheinlichkeit dW , dass ein Zerfall im Zeitraum dt eintritt, ergibt sich zu:

$$dW = \lambda dt,$$

λ stellt hier eine charakteristische Konstante dar. Dabei muss außerdem eine Proportionalität zwischen dW und dt gegeben sein. Es fällt auf, dass die Wahrscheinlichkeit für einen Zerfall unabhängig vom individuellen Alter des Teilchens ist. Die Lebensdauer eines Teilchens ist also nur eine Angabe für den wahrscheinlichsten Zeitpunkt des Zerfalls von dem jeweiligen Teilchen. Außerdem sind die Zerfälle einer Vielzahl von Teilchen unabhängig voneinander. Für die Zahl der Teilchen dN , die im Zeitraum dt zerfallen sind folgt dann:

$$dN = -N dW = -\lambda N dt,$$

Für große N , also eine große Anzahl an beobachteten Teilchen, lässt sich durch Integration auf das exponentielle Zerfallsgesetz schließen:

$$\frac{N(t)}{N_0} = \exp(-\lambda t). \quad (1)$$

Dabei bezeichnet λ in diesem Fall die teilchenspezifische Zerfallskonstante, t bezeichnet die Zeit und N_0 die Anzahl vorhandener Teilchen zum Zeitpunkt $t = 0$. Die Verteilungsfunktion in einem Intervall $[t, dt]$ ergibt sich dann zu:

$$dN(t) = N_0 \cdot \lambda \cdot \exp(-\lambda t) dt.$$

Wenn der erste Moment dieser Verteilung bestimmt wird, ergibt sich ein Erwartungswert für die Lebensdauer:

$$\langle t \rangle = \tau = \int_0^\infty \lambda t \exp(-\lambda t) dt = \left| \lambda \left(-\frac{t}{\lambda} - \frac{1}{\lambda^2} \right) \exp(-\lambda t) \right|_0^\infty = \frac{1}{\lambda}. \quad (2)$$

1.4 Statistische Probleme

Wäre es möglich, $N \rightarrow \infty$ zu betrachten würden die Messwerte gegen die im Kapitel 1.3 bestimmte Verteilungsfunktion (1) konvergieren. Gemessen wurde allerdings nur für etwa 42 Stunden. Dadurch ergibt sich das arithmetische Mittel als gute Näherung, um den Erwartungswert der Stichprobe zu bestimmen. Durch nichtlineare Ausgleichsrechnung kann diese Näherung allerdings noch präzisiert werden. Dafür wird die Methode der kleinsten Fehlerquadrate genutzt. Die Lebensdauer wird also durch Regression durch die Messwerte mit der Verteilungsfunktion abgeschätzt.

2 Durchführung

2.1 Versuchsaufbau

Abbildung 1 zeigt die im Versuch verwendete Schaltung. Der hier verwendete organische Szintillator befindet sich dabei in einem Edelstahlzylinder, an dessen Enden jeweils ein SEV optisch angekoppelt ist. Dabei ist dieser Szintillator ein organischer Szintillator, weil das Szintillatormedium in Toluol gelöst ist. Organische Szintillatoren besitzen eine kürzere Todzeit und eignen sich daher für diesen Versuch. Anorganische Szintillatoren eignen sich hingegen besser für dynamische Beobachtungen. Die Abklingzeit der im Szintillator angeregten Elektronen liegt im Bereich von 10 ns.

Ziel ist es, die Zeit zwischen dem ersten Lichtimpuls, der durch das Eindringen des Teilchens in den Detektor erzeugt wird und dem zweiten Lichtimpuls, der durch den Zerfall des Teilchens im Detektor erzeugt wird, zu bestimmen. Dies wird mit einem Zeit-Amplituden-Konverter (TAC) realisiert. Der TAC gibt einen Spannungsimpuls ab, dessen Höhe proportional zum zeitlichen Abstand der beiden Signale ist. Zum Bestimmen dieser Zeitabstände wird eine Stopp-Uhr genutzt. Der erste Impuls startet das Zählwerk, der zweite Impuls stoppt es. Der am TAC entstehende Impuls wird anschließend in einem Vielkanalanalysator entsprechend seiner Höhe in einen Kanal eingeordnet und gespeichert. Die Daten werden über einen Rechner mit dem Programm MAESTRO ausgelesen.

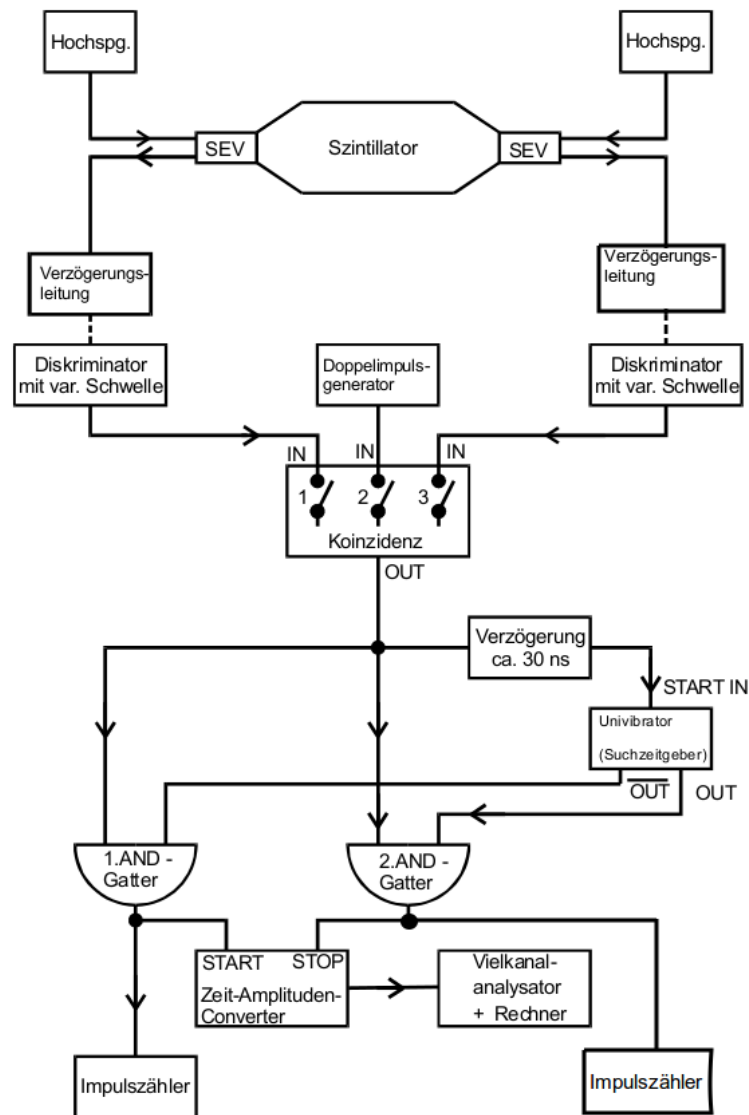


Abbildung 1: Ein Blockschaltbild des Versuchsaufbaus. [Phy18].

2.1.1 Filtern von nicht-zerfallenden Myonen.

Die oben beschriebene Messmethode ist nicht geeignet, um die in Kapitel 1.3 beschriebenen Fälle auszuschließen, in denen das Myon nicht zerfällt, also nur der Eintrittslichtimpuls im Szintillator entsteht. Durch diese Fälle entsteht ein ungewolltes Untergrundrauschen. Durch das Einbauen einer Suchzeit T_s über eine monostabile Kippstufe, auch Univibrator genannt, wird dieses Rauschen gefiltert. Die monostabile Kippstufe wird dabei durch den vom SEV über eine Koinzidenzschaltung einlaufenden Impuls nach einer Verzögerung angestoßen und in einen instabilen Zustand gehoben. Im instabilen Zustand wird das an den beiden Ausgängen des Univibrators anliegende Signal so getauscht, dass ein H-Signal

auf das 2. AND-Gatter und ein L-Signal auf das 1. AND-Gatter gegeben wird. Nachdem die Suchzeit abgelaufen ist, werden die Signale wieder zurückgetauscht. Das Signal der Koinzidenz wird ebenfalls an das 1. und 2. AND-Gatter gegeben.

Läuft nun der Einfallimpuls in die Schaltung, so liegen am 1. AND-Gatter zwei H-Signale an. Die Verzögerung vor dem Univibrator sorgt dafür, dass die Ausgänge einige ns später umgetauscht werden. Das 1. AND-Gatter schaltet daher durch und den TAC erreicht das Start-Signal. Die monostabile Kippstufe schaltet nun um und am 2. AND-Gatter liegt ein H-Signal. Läuft in der Suchzeit nun das Zerfallssignal ein, liegen am 2. AND-Gatter 2 H-Signale an und das Stopp-Signal für den TAC wird gegeben. Passiert dies nicht, schaltet die Kippstufe wieder um und die Messung wird verworfen.

Die Suchzeit muss so gewählt werden, dass sie groß gegenüber der Lebensdauer, die in der Größenordnung von μs liegt, aber klein gegenüber dem zeitlichen Abstand zwischen zwei einfallenden Myonen, der in der Größenordnung ms liegt, ist, damit das Stopp-Signal nicht durch ein zweites Myon gegeben wird. Dies ist letztlich jedoch nicht absolut auszuschließen und durch diese Schaltung auch nicht filterbar. Die Dauer zwischen zwei Myonen ist jedoch statistisch verteilt, wodurch alle Kanäle gleich stark von solchen Fehlmessungen betroffen sind. Es ergibt sich eine kontinuierliche Untergrundrate U , die alle Kanäle gleichermaßen betrifft.

2.1.2 Rauschunterdrückung

Neben dem bereits im vorherigen Kapitel erwähntem Rauschen, welches durch zu schnell einfallende Myonen entsteht gibt es außerdem noch andere Rauschquellen. Dazu gehören spontane, thermische Elektronenemissionen der Photokathoden der SEVs. Diese führen zu Spannungssignalen, obwohl kein Myon eingefallen ist. Die entstehenden Signale sind jedoch meistens kleiner als die, die von Myonen verursacht werden. Zur Unterdrückung dieser Signale werden zum ersten Diskriminatoren eingesetzt, die den beiden SEVs nachgeschaltet sind. Die Diskriminatoren geben nur dann ein Signal ab, wenn das einlaufende Signal eine gewisse Schwelle überschreitet. Die Diskriminatoren leisten dabei weiterhin eine Umwandlung der einfallenden Pulse in ein H-Signal der NIM-Logik. Zum zweiten wird eine Koinzidenzschaltung genutzt. Gefilter wird hier, indem nur wenn von beiden SEVs innerhalb einer Zeit Δt_K ein Signal an den Eingängen der Koinzidenz ankommt, ein Signal weitergegeben wird. Spontane Emissionen betreffen in der Regel nur einen SEV. Die Wahrscheinlichkeit, dass es nun an beiden SEVs gleichzeitig zu einer spontanen Emission kommt ist relativ gering. Die Zeit Δt_K ist durch Variation der Diskriminatorlänge so zu wählen, dass Sie sowohl den Lichtweg zwischen den beiden SEVs, der bei ca. 4 ns für den Fall, dass ein Signal unmittelbar an einem SEV entsteht, liegt, als auch Unterschiede in den Kabellängen der beiden Leitungen der SEVs zur Koinzidenz berücksichtigt. Letzteres wird durch eine Verzögerungsschaltung aufeinander abgeglichen. Eine vollkommene Rauschunterdrückung ist damit allerdings immernoch nicht möglich.

2.2 Versuchsdurchführung

2.2.1 Aufbau und Justage des Versuchsaufbaus

Die Schaltung wird wie in 1 aufgebaut und unter Zuhilfenahme eines Oszillographen überprüft und justiert. Dabei wird mit dem zur Rauschunterdrückung gedachten Teil des Aufbaus begonnen: Nach Einschalten der Hochspannung sollen zunächst an den SEV Ausgängen Impulse unterschiedlicher Höhe abfallen. Dabei wird die Länge der Diskriminatorpulse gemessen. Die Diskriminatoren werden so eingestellt, dass etwa 40 Myonen pro Sekunde gemessen werden. Dabei ist es wichtig, dass an beiden Diskriminatoren etwa die gleiche Rate abfällt. Danach wird die Koinzidenzschaltung angeschlossen und der Ausgang auf ein Zählwerk gelegt. Die Zählrate wird abhängig von der Verzögerung gemessen, am entsprechenden Graphen 2 ist das so entstehende "Plateau" zu erkennen. Aus der Halbwertsbreite der Kurve lässt sich auf die Verzögerungszeit schließen. Zuletzt wird die Zählrate vor der Koinzidenz und hinter der Koinzidenz verglichen. Die Koinzidenz wäre wirkungslos, wenn die beiden Zählraten annähernd gleich wären. Dann muss die Diskriminatorschwelle gesenkt werden um die Myonenrate zu erhöhen. Danach wird vor der Koinzidenzschaltung abgeklemmt. Ein Doppelimpulsgenerator wird auf den an der Koinzidenz verbleibenden Eingang gelegt. Die Dauer zwischen zwei vom Doppelimpulsgenerator abgegebenen Impulsen ist einstellbar und lässt sich gut zum Überprüfen der Schaltung nutzen. Über die Verzögerungsleitung wird der Univibrator angeschlossen. An den Ausgängen der Kippstufe kann nun die Suchzeit gemessen werden. Diese sollte den Zeitmessbereich des TAC nur leicht überschreiten und betrug in unserem Fall etwa $20\text{ }\mu\text{s}$. Die von den AND-Gattern auf die Eingänge des TAC gehenden Signale müssen den selben Abstand haben, der zwischen den Impulsen am Doppelimpulsgenerator eingestellt ist. Der TAC wird überprüft und dabei soll die Höhe der am Ausgang abfallenden Signale proportional zum eingestellten Impulsabstand sein. Als letztes wird durch Änderung der Impulsabstände überprüft, welcher Kanal am Vielkanalanalysator jeweils welcher Messzeit entspricht. Dann kann die Messung beginnen. Dafür werden das Zählwerk und der Vielkanalanalysator gleichzeitig gestartet. Die Messzeit beträgt etwa 42 h. Zum Beenden der Messung werden Zählwerk und Vielkanalanalysator gleichzeitig gestoppt. Aufgezeichnet werden die Ergebnisse des Vielkanalanalysators, die Anzahl der detektierten Myonen, die Anzahl der Fehlmessungen sowie die Messzeit.

3 Auswertung

3.1 Fehlerrechnung

Für die Auswertung wird als Punktschätzer der arithmetische Mittelwert

$$\bar{T}_{\text{arith.}} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n T_i \quad (3)$$

genutzt. Für die Fehlerrechnung sowie den mathematischen Teil der Auswertung wird auf PYTHON zurückgegriffen:

Arithmetische Mittelwerte werden durch die Funktion MEAN aus dem Paket NUMPY nach (3), gewichtete Mittelwerte durch manuelles implementieren der jeweiligen Funktion berechnet. Fehlerfortpflanzung wird durch die Bibliothek UNCERTAINTIES automatisiert. Regressionen sowie deren Fehler wurden durch die NUMPY Funktion CURVE-FIT durchgeführt. Grafiken wurden mit MATPLOTLIB erstellt.

3.2 Bestimmung der Verzögerungszeit

Um die optimale Verzögerungszeit T_{VZ} zu bestimmen, wird zunächst an beiden Verzögerungsleitungen eine Verzögerung von 30 ns eingestellt und anschließend die Verzögerung einer der Verzögerungslinien so variiert, dass die Differenz der beiden Linien 0 bis 22 ns beträgt. Dabei wird das jeweilige $N(t)$ bestimmt. Danach wird die Verzögerung auf 30 ns eingestellt, die vorher variiert wurde und die Verzögerung, die in vorheriger Messung konstant bei 30 ns blieb wird nun so variiert, dass die Differenz 0 bis -23 ns beträgt. Auch hier wurde wieder das $N(t)$ bestimmt. Tabelle 1 beinhaltet die Messwerte, die für das $N(t)$ aufgenommen wurden. Abbildung 2 zeigt die zugehörige grafische Darstellung. Die Fehler sind nach \sqrt{N} gebildet worden, also dem Poisson-Fehler für Zählexperimente.

dt in ns	N in /20s
22	88
21	136
20	178
19	220
18	287
17	314
16	373
15	417
14	390
13	467
12	455
11	421
10	406
9	437
8	422
7	482
6	446
5	433
4	434
3	444
2	445
1	445
0	469
-1	466
-2	457
-3	455
-4	436
-5	464
-6	472
-7	453
-8	464
-9	439
-10	426
-11	434
-12	453
-13	420
-14	432
-15	425
-16	435
-17	416
-18	329
-19	279
-20	252
-21	232
-22	185
-23	8 121

Tabelle 1: Die Messwerte zur Bestimmung von $N(t)$.

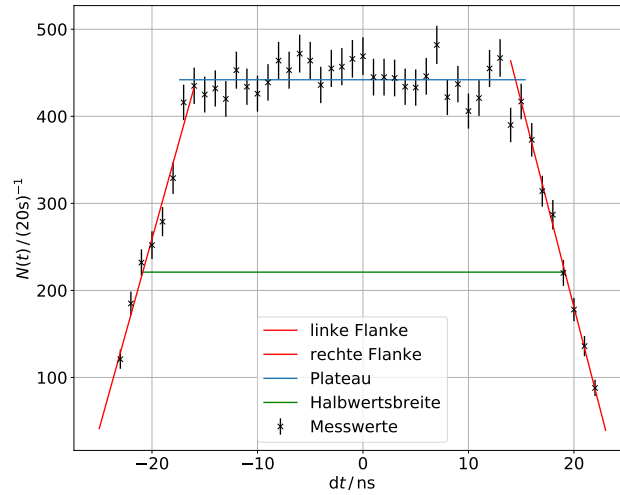


Abbildung 2: Die graphische Darstellung der Messwerte.

Für den Bereich von $dt = -17$ bis $dt = 15$ wird eine Konstante als Plateau gemittelt. Für die Flanken wird mittels linearer Regression

$$f(x) = mx + b$$

je eine Gerade bestimmt. Bei der linken ergibt sich:

$$m = 44 \pm 4 \quad (4)$$

$$b = (1,124 \pm 0,028) \cdot 10^3. \quad (5)$$

Und bei der rechten:

$$m = -47,1 \pm 1,5 \quad (6)$$

$$b = (1,13 \pm 0,08) \cdot 10^3. \quad (7)$$

In Abbildung 2 sind zusätzlich zu den Daten die Halbwertsbreite, das Plateau und die linearen Näherungen der Flanken eingetragen. Die Halbwertsbreite ist gleichbedeutend mit der Auflösungszeit Δt_K der Koinzidenzeinheit. Es folgt

$$\Delta t_K = |-21| + |19| = 40 \text{ ns}. \quad (8)$$

Die Breite der Diskriminatoren ist etwa 20 ns. Die Halbwertsbreite sollte etwa der doppelten Signalbreite der Diskriminatoren entsprechen, was ziemlich genau erfüllt ist. Da die Schnittpunkte mit den Flanken je um -1 ns verschoben sind kann von einer entsprechenden optimalen Verzögerung ausgegangen werden.

3.3 Kalibrierung der Kanäle

Um die Kanäle zu kalibrieren, wird ein Doppelimpuls mit verschiedenen langen Impulsabständen durch den Messaufbau geschickt und vom Vielkanalanalysator verarbeitet.

Aus eben jenen Impulsabständen t_{kal} und der Auswertung des Vielkanalanalysators lässt sich bestimmen, welcher Kanal mit welchem Impulsabstand korrespondiert. Da sich diese proportional zueinander verhalten, wird eine lineare Regression mit den Messwerten in Tabelle 2 durchgeführt. Dabei wurden von den doppelt gefüllten Kanälen das gewichtete arithmetische Mittel gebildet. Die Anzahl der Hits ist in Abbildung 2 dargestellt. Die lineare Regression

$$f(x) = mx + b$$

ist in Abbildung 3 zu sehen.

$t_{\text{kal}} / \mu\text{s}$	Kanal	# Ereignisse
1	22	1552
2	44	1328
3	66	1761
4	88	1015
5	110	1369
6	132	1266
7	154	1017
8	176	1549
9	198	2623

Tabelle 2: Die Anzahl der Hits auf den einzelnen Kanälen.

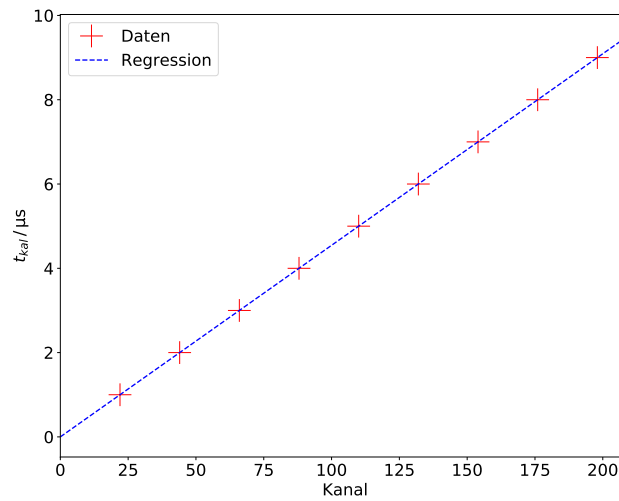


Abbildung 3: Die grafische Darstellung der Messwerte für die Kalibrierung.

Aus der linearen Regression folgen die Parameter

$$m = 0,045\,45 \quad (9)$$

$$b = -2,1 \cdot 10^{-12} \, \mu\text{s}. \quad (10)$$

Dabei sind die Fehler dieser Zahlen so klein, dass sie nicht berücksichtigt werden müssen. Also lassen sich die zu den einzelnen Kanälen gehörenden Zeitdauern aus einer linearen Funktion mit den errechneten Parametern bestimmen. Dazu wurde angenommen, dass sich auch die Kanäle > 200 linear mit den errechneten Parametern verhalten.

3.4 Bestimmung des Untergrundes

Als erstes müssen alle Myonen, die den Szintillator durchqueren bestimmt werden. Dies ergibt sich aus der Anzahl der Startimpulse und der gesamten Messzeit zu

$$\overline{N} = \frac{N_{\text{start}}}{T_{\text{gesamt}}}. \quad (11)$$

Während der Suchzeit T_S tun dies im Mittel $n = \overline{N} \cdot T_S$ Myonen. Die Wahrscheinlichkeit, dass dies genau n Teilchen während der Suchzeit T_S tun, ist poissonverteilt. Möchte man die Fehlmessungen N_{fehl} erhalten, so muss man genau die Fälle einbeziehen, in denen während der Suchzeit zwei Myonen direkt aufeinander gefolgt sind, also die Anzahl aller Startimpulse mit der zugehörigen Wahrscheinlichkeit, die man aus der Poissonverteilung erhält, multiplizieren. Mit $N_{\text{start}} = (3,3937 \pm 0,0018) \cdot 10^6$, $T_S = 20 \, \mu\text{s}$ und $T_{\text{gesamt}} = 153\,426 \, \text{s}$ folgt

$$N_{\text{fehl}} = \overline{N} \cdot T_S \cdot e^{-\overline{N} \cdot T_S} \cdot N_{\text{start}} = 1500,7 \pm 1,6. \quad (12)$$

Der Fehler von N_{start} bestimmt sich dabei ebenfalls als Poisson-Fehler. Da diese Ereignisse statistisch unabhängig voneinander sind, lässt sich die Untergrundrate bestimmen aus

$$U = \frac{N_{\text{fehl}}}{\text{Anzahl Kanäle}} = 3,450 \pm 0,004. \quad (13)$$

Dabei wurden 435 Kanäle betrachtet, weil alle darüber hinaus leer sind bzw. lediglich einer von ihnen ein Ereignis gemessen hat.

3.5 Bestimmung der Lebensdauer

Um die Lebensdauer zu bestimmen, werden als erstes die benutzten Kanäle in Zeitdauern umgerechnet, mit der linearen Regression aus Kapitel 3.3. Die gemessenen Ereignisse werden dann in Abhängigkeit der bestimmten Zeitdauern durch eine Funktion der Gestalt

$$f(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda t} + U_{\text{fit}}, \quad (14)$$

welche im Wesentlichen (1) plus der Untergrundrate entspricht, mit CURVE-FIT gefittet. Dabei wurde $(N)^{-1/2}$ als Gewichtung genutzt, sodass die Werte mit viel Statistik (durch

einen aussagekräftigeren, weil mit mehr Werten unterlegten Fehler) stärker gewichtet werden als Werte mit niedrigem $N(t)$. Es wurden insgesamt 37 der 512 Werte aus der Regression rausgenommen, da diese keine Informationen (leere Kanäle oder außerhalb der Suchzeit) enthielten. Die Messwerte und die Regression mit (14) sind in Abbildung 4 zu sehen.

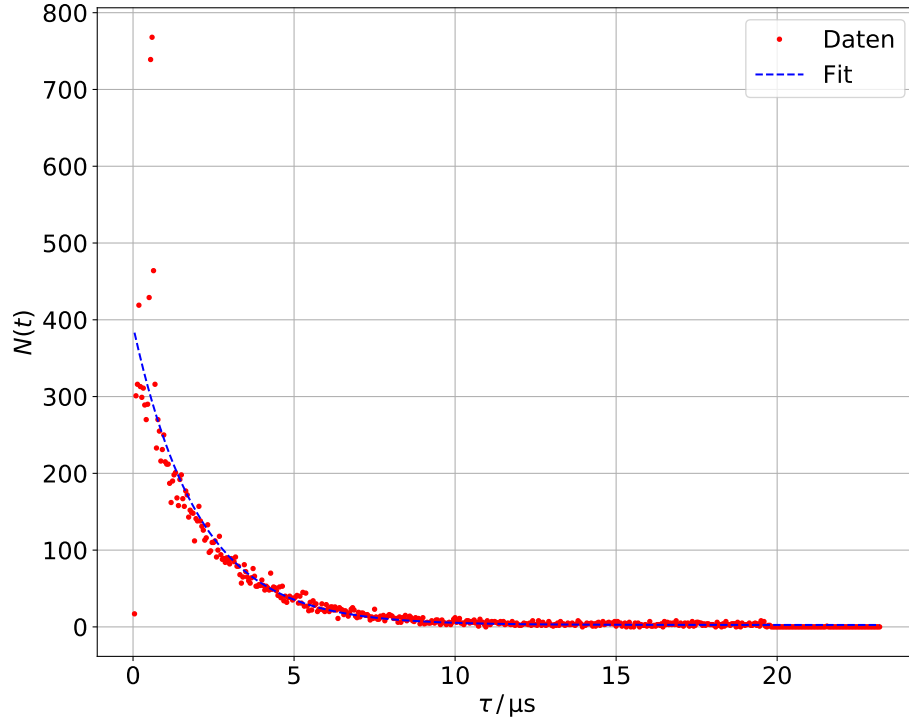


Abbildung 4: Der Fit aller registrierten Myonen.

Es ergeben sich für die Parameter

$$N_0 = 389 \pm 11 \text{ pro Kanal} \quad (15)$$

$$\lambda = (0,494 \pm 0,022) \frac{1}{\mu\text{s}} \quad (16)$$

$$U_{\text{fit}} = 2,5 \pm 2,0 \text{ pro Kanal.} \quad (17)$$

Aus (2) ergibt sich für die Lebensdauer

$$\tau = (2,02 \pm 0,09) \mu\text{s.} \quad (18)$$

4 Diskussion

Tabelle 3: Errechnete und gefittete Werte für die Lebensdauer und die Untergrundrate.

	Wert aus Fit	Wert aus Literatur / Berechnung
τ	$(2,02 \pm 0,09) \mu\text{s}$	$2,197 \mu\text{s}$ [Gro18]
U	$2,5 \pm 2,0$ pro Kanal	$3,450 \pm 0,004$ pro Kanal

Es wird ersichtlich, dass die Untergrundraten stark voneinander abweichen, aber der aus dem Fit bestimmte Wert auch einen sehr großen Fehler hat. Dies liegt an den statistischen Schwankungen bei den hohen Lebensdauern. Insgesamt passen die Werte unter Berücksichtigung der Fehlerbereiche, zusammen.

Der Literaturwert für die Lebensdauer liegt leicht oberhalb der errechneten Lebensdauer. Grund dafür sind wahrscheinlich die größeren Ausreißer im unteren Zeitbereich. Zu den nicht-betrachteten Werten lässt sich sagen, dass nur der Wert an der Stelle (0,0) rausgelassen wurde, da dieser schlichtweg physikalisch nicht sinnvoll ist. Insgesamt lässt sich vermuten, dass vorallem die hohe Anzahl an Ereignissen für gute statistische Werte und verhältnismäßig kleine Fehler sorgt. Insgesamt lässt sich als Fehlerquelle vermuten, dass die Einstellung der Schwelle der Diskriminatoren sowie die optimale Verzögerung in der Koinzidenzschaltung ungenau sind, da diese mit einer Stoppuhr und von Hand vermessen wurden. Die Auflösungszeit Δt_K liegt genau bei den erwarteten 40 ns.

Die Summe aller Ereignisse aus dem Vielkanalanalysator beträgt $(1,84 \pm 0,20) \cdot 10^4$ mit einem Poissonfehler, die am Zählwerk 17 818. Die Anzahl am Zählwerk liegt sehr gut in der Fehlertoleranz der Summe aus dem Vielkanalanalysator.

Literatur

- [Gro18] Particle Data Group. *Muon mass*. 1. Mai 2018. URL: <http://pdg.lbl.gov/2014/listings/rpp2014-list-muon.pdf>.
- [Hun07] John D. Hunter. „Matplotlib: A 2D Graphics Environment“. Version 1.4.3. In: *Computing in Science & Engineering* 9.3 (2007), S. 90–95. URL: <http://matplotlib.org/>.
- [JOP+] Eric Jones, Travis E. Oliphant, Pearu Peterson u. a. *SciPy: Open source scientific tools for Python*. Version 0.16.0. URL: <http://www.scipy.org/>.
- [Leb] Eric O. Lebigot. *Uncertainties: a Python package for calculations with uncertainties*. Version 2.4.6.1. URL: <http://pythonhosted.org/uncertainties/>.
- [Oli07] Travis E. Oliphant. „NumPy: Python for Scientific Computing“. Version 1.9.2. In: *Computing in Science & Engineering* 9.3 (2007), S. 10–20. URL: <http://www.numpy.org/>.
- [Phy18] TU Dortmund Physikalisches Praktikum der Fakultät Physik. *V01: Lebensdauer kosmischer Myonen*. 1. Mai 2018. URL: <http://129.217.224.2/HOMEPAGE/PHYSIKER/BACHELOR/FP/SKRIPT/V01.pdf>.