

V01: Lebensdauer von Myonen

Simon Schulte
simon.schulte@udo.edu

Tim Sedlaczek
tim.sedlaczek@udo.edu

Durchführung: 23.04.2018

Abgabe: 27.04.2018

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1	Theorie	1
1.1	Standardmodell	1
1.2	Myonen in Szintillationsdetektoren	1
1.3	Teilchenzerfälle	2
1.4	Statistische Probleme	3
2	Durchführung	3
2.1	Versuchsaufbau	3
2.1.1	Filtern von nicht-zerfallenden Myonen.	3
2.1.2	Rauschunterdrückung	5
2.2	Versuchsdurchführung	6
2.2.1	Aufbau und Justage des Versuchsaufbaus	6
2.2.2	Messung	7
3	Auswertung	7
3.1	Fehlerrechnung	7
3.2	Bestimmung der Verzögerungszeit	7
3.3	Kalibrierung der Kanäle	9
3.4	Bestimmung des Untergrundes	10
3.5	Bestimmung der Lebensdauer	11
4	Diskussion	13

1 Theorie

Ziel des Versuchs ist die Bestimmung der Lebensdauer von Myonen. Myonen entstehen unter anderem in Luftschowern 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, dass dieses dann im Detektor zerfällt. Zur Bestimmung der Lebensdauer ist diese Möglichkeit die beste. 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 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 besteht dabei aus 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. 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 einigen Kanal eingeordnet und gespeichert. Die Daten werden über einen Rechner mit dem Programm ausgelesen.

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.

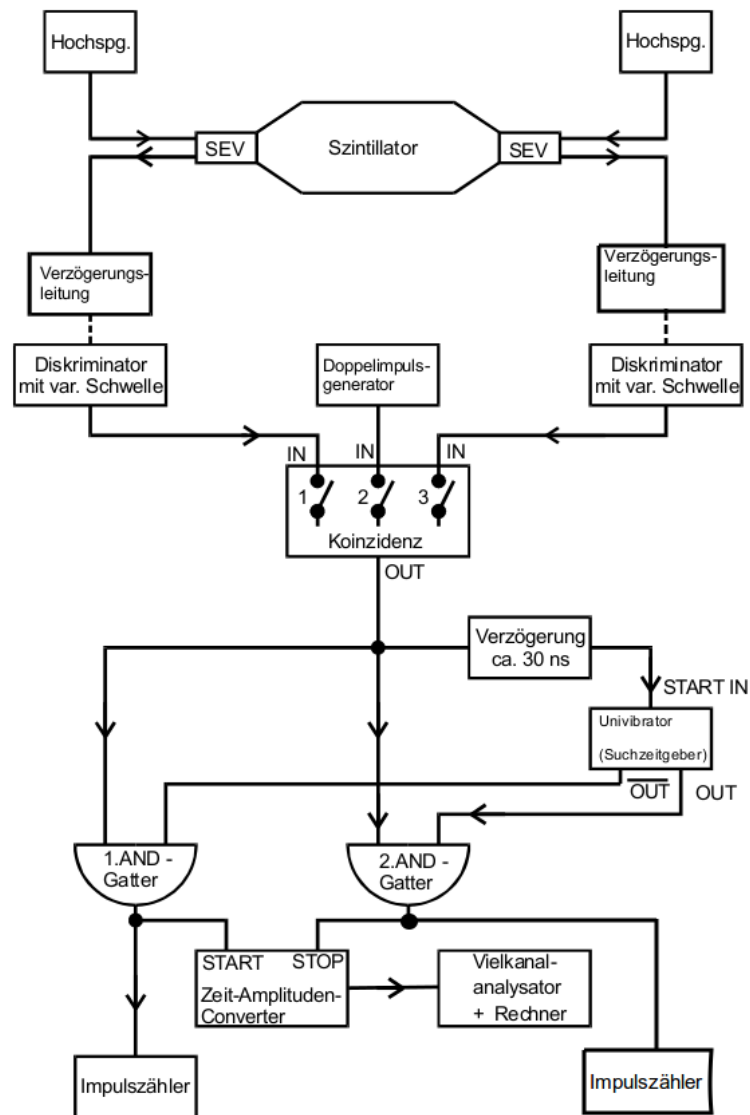


Abbildung 1: Ein Blockschaltbild des Versuchsaufbaus. [anleitung].

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. Dadurch 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. Nach Ablauf von T_s 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 (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 Zeit T_s nun das Zerfallssignal ein, liegen am 2. AND-Gatter 2 H-Signale 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 (Größenordnung s), aber klein gegenüber dem zeitlichen Abstand zwischen zwei einfallenden Myonen (Größenordnung ms) ist, damit das Stopp-Signal nicht durch ein zweites Myon gegeben wird. Dies ist letztlich jedoch nicht 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

Eine weitere Rauschquelle stellen spontane, thermische Elektronenemissionen der Photokathoden der SEVs dar. 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 zwei Methoden verwendet:

1. Diskriminatoren:

Beiden SEVs sind Diskriminatoren nachgeschaltet. Diese geben nur dann ein Signal ab, wenn das einlaufende Signal eine gewisse Schwelle überschreitet. Diese muss so gewählt werden, dass echte Signale möglichst nicht gefiltert werden. Die Diskriminatoren leisten weiterhin eine Umwandlung der einfallenden Pulse in eine H-Signale der NIM-Logik.

2. Koinzidenzschaltung:

Weiterhin sind gleich zwei SEVs verbaut, deren Signale über eine Koinzidenzschaltung abgeglichen werden. Nur wenn von beiden SEVs innerhalb einer Zeit Δt_K ein Signal an den Eingängen der Koinzidenz ankommt, wird ein Signal weitergegeben. Da spontane Emissionen jeweils nur einen SEV betreffen und die Wahrscheinlichkeit, dass es an beiden SEVs gleichzeitig zu spontaner Emission kommt relativ gering ist, stellt dies eine gute Möglichkeit zur Signalfilterung dar. Die Zeit Δt_K ist durch Variation der Diskriminatorlänge jedoch so zu wählen, dass Sie sowohl

den Lichtweg zwischen den beiden SEVs (ca. 4 ns für den Fall, dass ein Signal unmittelbar an einem SEV entsteht), als auch Unterschiede in den Kabellängen der beiden Leitungen der SEVs zur Koinzidenz berücksichtigt. Letztere können durch eine Verzögerungsschaltung aufeinander abgeglichen werden.

Auch durch diese beiden Möglichkeiten ist eine totale Rauschunterdrückung nicht möglich.

2.2 Versuchsdurchführung

2.2.1 Aufbau und Justage des Versuchsaufbaus

Die Schaltung wird schrittweise aufgebaut und unter Zuhilfenahme eines Oszillographen überprüft und justiert. Es wird mit dem zur Rauschunterdrückung gedachten Teil des Aufbaus begonnen:

1. Nach Einschalten der Hochspannung sollen an den SEV Ausgängen Impulse unterschiedlicher Höhe abfallen.
2. Die Länge der Diskriminatorpulse wird gemessen.
3. Über ein Zählwerk wird die Zahl der pro Zeitintervall einfallenden Myonen gemessen. Die Diskriminatoren werden so eingeregelt, dass sie zwischen 20 und 40 Myonen pro Sekunde liegt. An beiden Diskriminatoren sollte in etwa die gleiche Rate abfallen.
4. Es wird die Koinzidenzschaltung angeschlossen und der Ausgang auf ein Zählwerk gelegt. Die Zählrate wird abhängig von der Verzögerung gemessen, am entsprechenden Graphen sollte sich ein "Plateau" bilden. Bei der zum Maximum korrespondierenden Verzögerung wird die Messung durchgeführt, aus der Halbwertsbreite der Kurve lässt sich später die Verzögerungszeit rekonstruieren.
5. Zuletzt wird die Zählrate vor und hinter der Koinzidenz verglichen. Sollte diese annähernd gleich sein, muss die Diskriminatorschwelle gesenkt werden um die Myonenrate zu erhöhen. Ansonsten ist die Koinzidenz wirkungslos.

Zum weitem Aufbau wird der Teil vor der Koinzidenzschaltung abgeklemmt und ein Doppelimpulsgenerator auf den an der Koinzidenz verbleibenden Eingang gelegt. Die Dauer zwischen zwei von Doppelimpulsgenerator gegebenen Impulsen ist einstellbar und lässt sich gut zum Überprüfen der Schaltung nutzen.

1. Der Univibrator wird über die Verzögerungsleitung angeschlossen. An den Ausgängen der Kippstufe kann nun die Suchzeit gemessen werden. Diese sollte den Zeitmessbereich des TAC nur leicht überschreiten.
2. Die AND-Gatter werden entsprechend des Blockschaltplans eingebaut. 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.

3. Der TAC wird überprüft. Die Höhe der am Ausgang abfallenden Signale muss dabei proportional zum eingestellten Impulsabstand sein.
4. Abschließend wird durch Variation der Impulsabstände überprüft, welcher Kanal am Vielkanalanalysator welcher Messzeit entspricht.

2.2.2 Messung

Die Messung wird begonnen, indem Zählwerk und Vielkanalanalysator gleichzeitig gestartet werden. Die Messzeit beträgt 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 der 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 [**python**] zurückgegriffen:

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

3.2 Bestimmung der Verzögerungszeit

Um die Verzögerungszeit T_{VZ} zu bestimmen, wurde an einer Verzögerungsleitung eine feste Verzögerung von 30 ns eingestellt und die Verzögerung der anderen Verzögerungslinie von 0 bis 22 ns variiert und das jeweilige $N(t)$ bestimmt. Genauso wurde dann die andere Verzögerung auf 30 ns eingestellt, die vorher variiert wurde und die Verzögerung, die in vorheriger Messung konstant bei 30 ns blieb wurde von 0 bis 23 ns variiert. Auch hier wurde wieder das $N(t)$ bestimmt. Tabelle 3.2 beinhaltet die die Messwerte, die für das $N(t)$ aufgenommen wurden. Abbildung 3 zeigt die zugehörige grafische Darstellung. Die Fehler sind nach \sqrt{N} gebildet worden, also dem Poisson-Fehler für Zählexperimente.

dt / ns	$N / 10\text{s}$
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	121

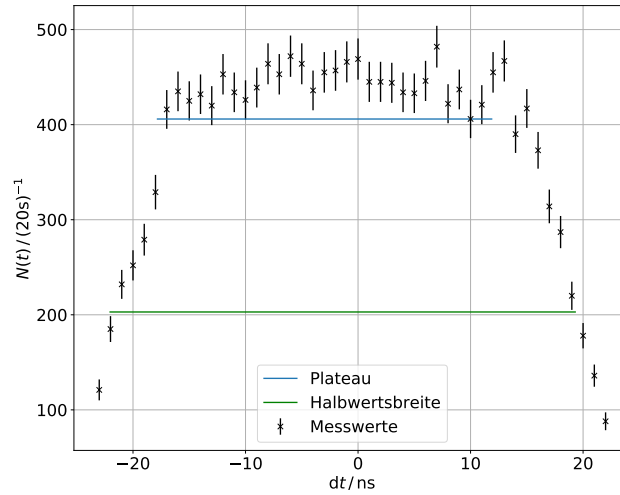


Abbildung 2: Die graphische Darstellung der Messwerte.

Aus der Grafik 3 wird schwer ersichtlich, dass das Maximum so liegt, dass insgesamt von einer Verzögerung von 1 ns ausgegangen werden kann. Außerdem ist in Abbildung 3 die Halbwertsbreite eingetragen. Diese ist gleichbedeutend mit der Auflösungszeit Δt_K der Koinzidenzeinheit. Es folgt

$$\Delta t_K = |-23| + |19| = 42 \text{ ns} . \quad (4)$$

Die Breite der Diskriminatoren wurde zu 60 ns bestimmt. Hier zeigt sich eine Abweichung von 42%.

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 ?? durchgeführt. Dabei wurden von den doppelt und dreifach gefüllten Kanälen der Kanal mit den meisten Ereignissen verwendet. Die Anzahl der Hits in den einzelnen Kanälen insgesamt ist ebenfalls in Abbildung 3 Tabelle ?? dargestellt. Aus einer Frequenz von 1 kHz und einer Messdauer von 10 s ergeben sich 10000 Ereignisse. Diese Anzahl findet sich in guter Näherung in der Tabelle wieder. Die lineare Regression

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

ist in Abbildung 3.

$t_{\text{kal}} / \text{s}$	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

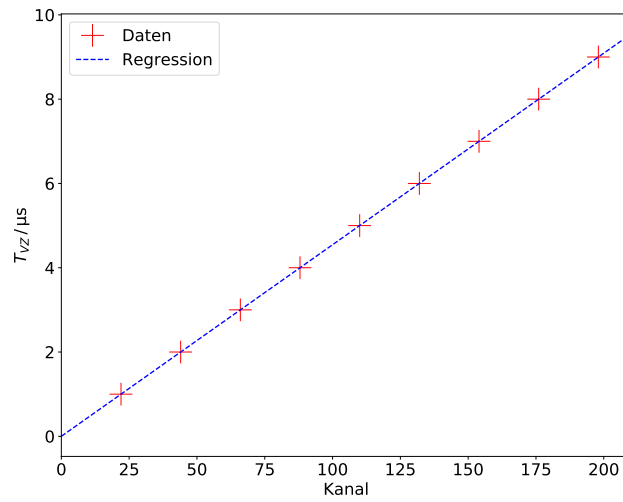


Abbildung 3: Die grafische Darstellung der Messwerte für die Kalibrierung.

Sie liefert die Parameter

$$m = 0,045\,45 \quad (5)$$

$$b = -0,000\,000\,000\,000\,21\,\text{s} . \quad (6)$$

Dabei sind die Fehler dieser Zahlen so klein (Bereich 10^{-10}), 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

Zunächst gilt es, einen Ausdruck für die Anzahl der Myonen zu gewinnen, die im Mittel den Tank durchqueren. Dieser ergibt sich aus der Anzahl der Startimpulse und der gesamten

Messzeit zu

$$\bar{N} = \frac{N_{\text{start}}}{T_{\text{gesamt}}} . \quad (7)$$

Während der Suchzeit T_S tun dies im Mittel $n = \bar{N} \cdot T_S$ 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 $N_{\text{start}} = (3,393 \pm 0,017) \cdot 10^6$, $T_S = 30 \text{ s}$ und $T_{\text{gesamt}} = 153\,426 \text{ s}$ folgt

$$N_{\text{fehl}} = \bar{N} \cdot T_S \cdot e^{-\bar{N} \cdot T_S} \cdot N_{\text{start}} = 2251,9 \pm 1,8 . \quad (8)$$

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

$$U = \frac{N_{\text{fehl}}}{\text{Anzahl Kanäle}} = 4,75 \pm 0,04 . \quad (9)$$

mit 474 Kanälen.

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

$$f(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda t} + U_{\text{fit}} , \quad (10)$$

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 62 Werte aus der Regression rausgenommen, da diese keine Informationen (leere Kanäle oder außerhalb der Suchzeit) bzw. Fehlmessungen enthalten. Diese sind im Plot markiert oder weggelassen worden, wenns sie außerhalb der Suchzeit liegen. Die Messwerte und die Regression mit (10) sind in Abbildung 4 zu sehen.

Es ergeben sich für die Parameter

$$N_0 = 358 \pm 11 \text{ pro Kanal} \quad (11)$$

$$\lambda = (0,451 \pm 0,023) \frac{1}{\text{s}} \quad (12)$$

$$U_{\text{fit}} = 1,5 \pm 2,2 \text{ pro Kanal} . \quad (13)$$

Aus (2) ergibt sich für die Lebensdauer

$$\tau = (2,22 \pm 0,11) \text{ s} . \quad (14)$$

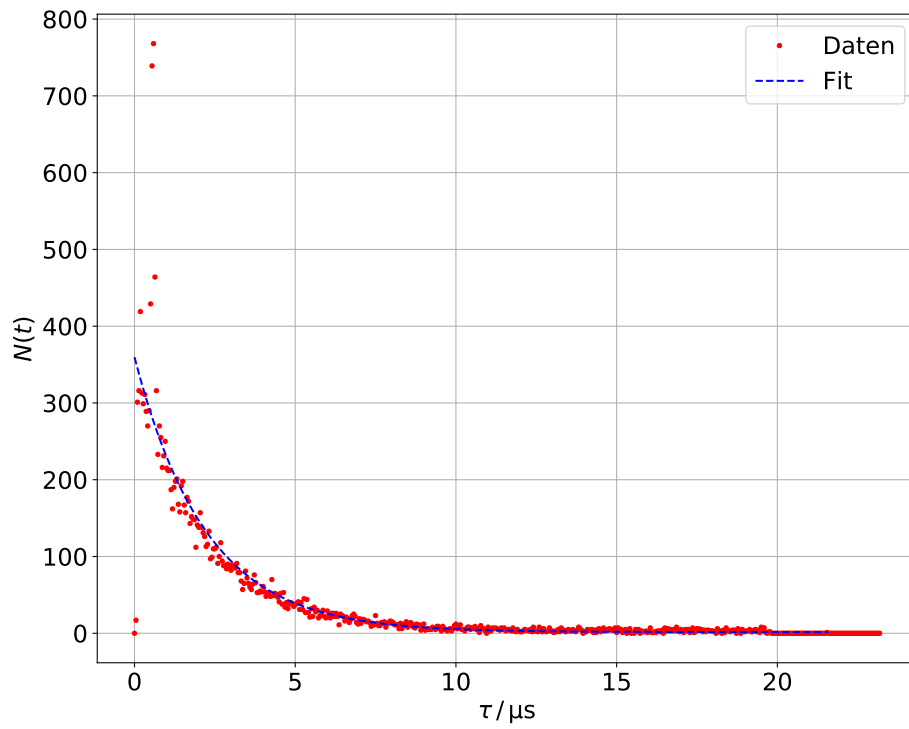


Abbildung 4: Fit mit einer Exponentialfunktion. Aus Gründe der Übersichtlichkeit wurde auf Fehlerbalken verzichtet.

4 Diskussion

Tabelle 1: Errechnete und gefittete Werte für die Lebensdauer und die Untergrundrate.

	Wert aus Fit	Wert aus Literatur / Berechnung
τ	$(2,22 \pm 0,11) \text{ s}$	2,197 s [lebensdauer]
U	$1,5 \pm 2,2 \text{ pro Kanal}$	$4,75 \pm 0,04 \text{ pro Kanal}$

Es wird ersichtlich, dass die Untergrundraten voneinander abweichen, aber der theoretisch bestimmte Wert liegt innerhalb der Messungenauigkeit, der Fehler liegt jedoch in der gleichen Größenordnung wie der Wert. Dies liegt an den statistischen Schwankungen bei den hohen Lebensdauern.

Der Literaturwert für die Lebensdauer liegt ebenfalls in der Toleranz der errechneten Lebensdauer. Diese gute Übereinstimmung ließ schon Abbildung 10 vermuten, da der Fit mit der Exponential-Funktion der Verteilung der gemessenen Werten folgt. Zu den nicht-betrachteten Werten lässt sich sagen, dass die ersten zwei Zeitdauern wohl zu klein waren, um erfasst zu werden. Die beiden viel zu hohen Werte sind vermutlich aus der Binaddition entstanden, da der Vielkanalanalysator auch oftmals Ereignisse auf mehrere direkt nebeneinander liegende Kanäle verteilt. Dies ist auch schon in der Kalibrierung aufgetreten. Alles in allem ist wohl auch die hohe Anzahl an Ereignissen für gute statistische Werte und verhältnismäßig kleine Fehler verantwortlich. Mögliche Fehlerquellen sind die etwas ungenaue, weil von Hand eingestellte, Breite der Diskriminatoren und die Tatsache, dass mögliche Signale durch die Maßnahmen zur Rauschunterdrückung herausgefiltert wurden bzw. Fehlmessungen nicht herausgefiltert wurden. Eine Anpassung würde die Kurve in Abbildung 10 in y-Richtung verschieben. Außerdem weicht die Auflösungszeit Δt_K stark ab von den erwarteten 60 ns. Dies lässt sich durch den ungenauen linearen Fit erklären. Eine genauere Messung mit mehr Messwerten würde hier weiterhelfen.

Die Summe aller Ereignisse aus dem Vielkanalanalysator beträgt $(1,25 \pm 0,18) \cdot 10^4$ mit einem Poissonfehler, die am Zählwerk 13 103. Die Anzahl am Zählwerk liegt in der Fehlertoleranz der Summe aus dem Vielkanalanalysator.