

FP

V1 Lebensdauer der Myonen

Katharina Brägelmann
Tobias Janßen

katharina.braegelmann@tu-dortmund.de, tobias2.janssen@tu-dortmund.de
Durchführung: 17. Oktober 2018, Abgabe: 26. Oktober 2018

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Theorie | 2 |
| 2 | Aufbau und Durchführung | 4 |
| 2.1 | Aufbau | 4 |
| 2.2 | Durchführung | 6 |
| 3 | Auswertung | 7 |
| 3.1 | Einregeln der optimalen Verzögerungszeit | 7 |
| 3.2 | Kalibrierung des Multi-Channel-Analysers | 8 |
| 3.3 | Messung der Lebensdauer | 10 |
| 4 | Diskussion | 12 |

1 Theorie

Elementarteilchen sind die kleinsten bekannten Elemente, die sich nicht weiter zerteilen lassen. Diese Teilchen werden in die Gruppen der Quarks und Leptonen unterteilt. Diese unterscheiden sich in der Stärke ihrer Wechselwirkung. Die Leptonen, die eine schwache Wechselwirkung besitzen, werden weiter in drei Generationen unterteilt, welche sich wiederum in Masse und Stabilität unterteilen. Die Ladung bleibt hingegen konstant bei einer Elementarladung. Das hat zur Folge, dass Leptonen neben der schwachen Wechselwirkung ebenso eine elektromagnetische Wechselwirkung besitzen. In der Tabelle 1 können die generationszugehörigen Elementarteilchen eingesehen werden. Das Elektron, welches der ersten Generation angehört, besitzt die geringste Masse und ist stabil. Mit steigender Generation steigt die Masse an und die Stabilität nimmt ab. Das Myon besitzt dementsprechend schon eine endliche Lebensdauer, nach der es zerfallen kann.

| Teilchen | | | Antiteilchen |
|-------------------------------|---------------------------|--|--------------------------------|
| 1. Generation: Elektron e^- | Elektron-Neutrino ν_e | | Positron e^+ , $\bar{\nu}_e$ |
| 2. Generation: Myon μ^- | Myon-Neutrino ν_μ | | μ^+ , $\bar{\nu}_\mu$ |
| 3. Generation: Tauon τ^- | Tau-Neutrino ν_τ | | τ^+ , $\bar{\nu}_\tau$ |

Abbildung 1: Liste der Leptonen [1]

Leptonen sind Fermionen, besitzen einen Spin $\frac{1}{2}\hbar$ und unterliegen der Fermi-Dirac-Statistik. Wegen des Spins besitzen ein Myonen ein magnetisches Moment, welches den Wert

$$\mu_\mu = -1,0011166\mu_B$$

besitzt.

Mit Hilfe der ebenfalls in der Tabelle 1 aufgeführten spezifischen Neutrinos und Antiteilchen werden die Erhaltungsgrößen Energie, Impuls und Drehimpuls bei einem Zerfall von Leptonen nicht verletzt. Daraus ergibt sich für den Zerfall von Myonen:

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu. \quad (1)$$

Das Antimyon zerfällt dementsprechend zu:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu. \quad (2)$$

Der Zerfall ist ein statistischer Prozess. Das heißt, dass sich die individuellen Lebensdauern stark unterscheiden können. Für einen infinitesimalen Bereich kann die Wahrscheinlichkeit dW als proportional zu der Beobachtungszeit betrachtet werden.

$$dW = \lambda dt \quad (3)$$

Die Konstante λ wird als Zerfallskonstante beschrieben. Der Gleichung 3 ist zu entnehmen, dass der Zerfallsprozess unabhängig von t ist. Daraus lässt sich folgern, dass Elementarteilchen keinem Alterungsprozess unterliegen.

Durch das Erweitern auf N Teilchen lässt sich die Gleichung integrieren und für den Zeitraum t bis $t+dt$ betrachten.

$$\frac{dN(t)}{N_0} = \lambda e^{-\lambda t} dt \quad (4)$$

N_0 beschreibt die Gesamtzahl der betrachteten Teilchen. Anhand der Gleichung 4 wird deutlich, dass es sich um eine Exponential-Verteilung handelt. Beschreibt man die Lebensdauer τ einer speziellen Teilchenart ergibt sich:

$$\tau = \int_{-\infty}^{\infty} \lambda t e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda}.$$

Mit Hilfe einer Stichprobe, das heißt mit endlich vielen Messergebnissen n , lässt sich eine Abschätzung der wahrscheinlichen Lebensdauer vornehmen. Die durch die Stichprobe ermittelte Lebensdauer \bar{t} sollte möglichst genau an den tatsächlichen Wert der Lebensdauer τ herankommen. Dies erreicht man mit dem arithmetische Mittel aus n Lebensdauern t .

$$\bar{t} := \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n t_j$$

Es gilt:

$$E\bar{t} = \tau.$$

Der Fehler der Abschätzung ist gegeben durch die Varianz σ

$$\sigma^2 := \int_{-\infty}^{\infty} f(t)(t - \tau)^2 dt.$$

Treffen energiereiche Photonen der kosmischen Höhenstrahlung auf Atomkerne der Luftmoleküle entstehen durch Wechselwirkungen Pionen. Diese zerfallen wiederum wegen ihrer kurzlebigkeit in der Atmosphäre zu Myonen.

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

Die Myonen bewegen sich mit annähernd Lichtgeschwindigkeit auf die Erde zu.

2 Aufbau und Durchführung

Myonen lassen sich mit Hilfe eines Szintillationsdetektors nachweisen. Die energiereichen Myonen geben einen Teil ihrer Energie an Szintillationsmoleküle ab. Diese kommen in einen angeregten Zustand. Beim Rücksprung in den Grundzustand wird ein Photon emittiert. Es besteht die Wahrscheinlichkeit, dass ein Myon im Szintillatormaterial ebenfalls nach der Gleichung 1 oder 2 zerfällt. Das so entstandene Elektron besitzt genug kinetische Energie um seinerseits Atome anzuregen und so ebenfalls Photonen zu erzeugen. Mit dem Abstand dieser beiden Lichtimpulse lässt sich die Lebensdauer eines Myons bestimmen.

2.1 Aufbau

Der Szintillationsdetektor besteht aus einem Edelstahlzylinder welcher ca. 50 l fassen kann. Um eine gute Zeitauflösung zu bekommen wird als Szintillatormaterial ein organisches Material benutzt, da dieses schnell in seinen Grundzustand zurückspringt. Die Abklingdauer des Szintillatormaterials beträgt ca. 10 ns und liegt damit unterhalb der Lebensdauer von Myonen. Die einzelnen emittierten Photonen werden mit einem Sekundärelektronenvervielfacher (SEV) messbar gemacht. Diese sind an beiden Seiten des Szintillators befestigt und werden mit Hochspannung betrieben. Der elektrische Impuls, welcher durch das Eindringen eines Myons ins Szintillatormaterial und durch das Zerfallen dieses Myons im Szintillatormaterial entsteht, wird an ein Zeit-Amplituden-Konverter (TAC) weitergegeben. Dieser misst die Zeit zwischen den Signalen und gibt diese als Impulshöhe aus. Mit Hilfe eines Multichannelanalyser werden die Impulshöhen der Häufigkeit nach sortiert.

Da einige Störfaktoren hinzukommen muss die Apparatur erweitert werden. Im SEV können sich einzelnen Elektronen lösen und ebenfalls ein Signal implizieren. Die Amplitude dieser Rauschsignale ist hingegen meist geringer und kann so mit einer Diskriminator-schwelle herausgefiltert werden. Der Diskriminator normiert die eingehenden Signale zusätzlich auf eine einheitliche Höhe und Länge. Die Länge der Signale wird so gewählt dass ein Gangunterschied der Photonen im Szintillator ausgeglichen werden kann. Eine weitere Möglichkeit der Rauschunterdrückung wird mit einer Koinzidenzschaltung verwirklicht. Ein emittiertes Photon wird von beiden SEV gemessen. Die resultierenden Impulse werden über separate Kabel und Diskriminatoren in eine Koinzidenzschaltung geführt. Da die Leitfähigkeit elektrischer Bauteile variieren kann, können mit einer Verzögerungsleitung die Impulse aufeinander abgepasst werden. Dafür werden die Verzögerungszeiten verändert und die resultierenden Impulse hinter der Koinzidenzschaltung gemessen. Für die passende Verzögerungszeit ist die Impulsanzahl über eine bestimmte Messzeit maximal. Der Koinzidenzschalter gibt nur dann ein Signal weiter wenn an beiden Eingängen ein Impuls ankommt. Da die Myonen nicht zwangsläufig in der mitte des Szintillators zerfallen kann es so ebenfalls zu einem minimalen Gangunterschied kommen. Mit Hilfe der Diskriminatoren wird der eingehende Impuls verlängert sodass der Gangunterschied ausgeglichen werden kann. Die Wahrscheinlichkeit, dass beide SEV gleichzeitig ein starkes Rauschsignal empfangen ist sehr gering.

Ein weiteres Problem ist, dass nur ein kleiner Teil der Myonen welche in der Szintillator eindringen dort auch zerfallen. Das bedeutet das der TAC ein Startsignal bekommt,

aber kein Stoppsignal. Da bei unendlich langer Suchzeit ein neu eintreffendes Myon ein Stoppsignal geben würde, anstatt ein neues Startsignal, muss die Suchzeit T_S nach einer gewissen Zeit abgebrochen werden. Der Suchzeitgeber wird mit einer monostabilen Kippstufe oder auch Univibrator verwirklicht. Nach Aktivierung bleibt die Kippstufe über die Zeit T_S in einem angeregten Zustand und spring dann in seinen Grundzustand zurück. Die monostabile Kippstufe besitzt zwei Ausgänge (OUT) wobei einer dieser Ausgänge $\overline{\text{OUT}}$ invers ist. Im Grundzustand wird also über den OUT-Ausgang kein Signal weiter gegeben (Logisch 0). Der Ausgang $\overline{\text{OUT}}$ gibt hingegen ein Signal weiter (Logisch 1). Die beiden Ausgänge werden wie auf dem Schaltbild 2 mit den AND-Gattern 1 und 2 verbunden. Die AND-Gatter geben nur dann ein Signal weiter wenn an beiden ihrer Eingänge ein Signal (Logisch 1) anliegt.

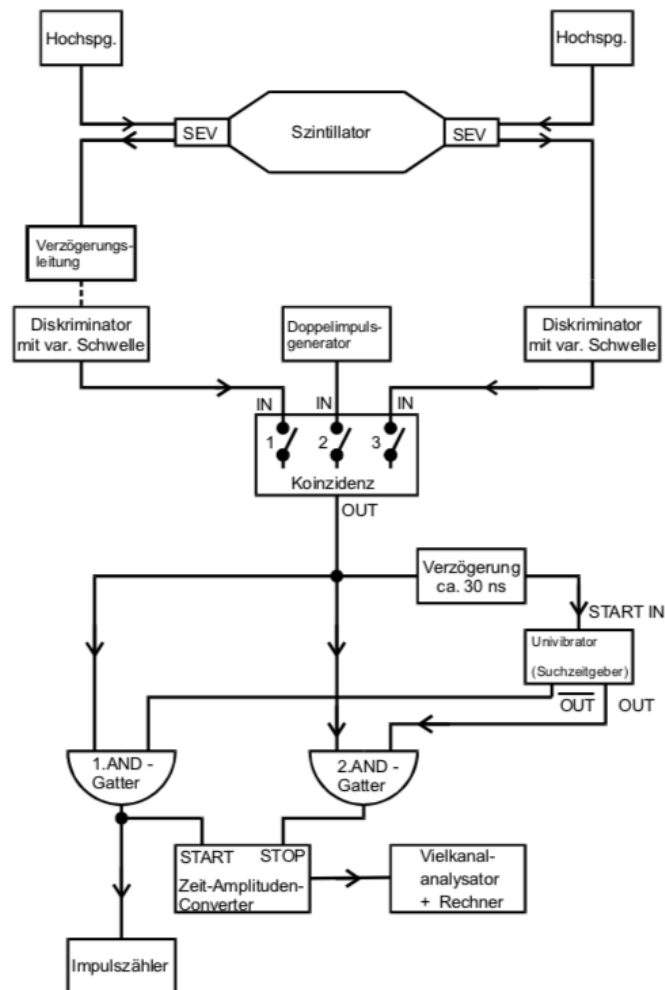


Abbildung 2: Blockschaldbild der Messapparatur [1]

Nach der Koinzidenzschtaltung wird das Signal also in drei Teile aufgeteilt. Zum einen wird ein Signal zum 1 AND-Gatter weiter geleitet. Dort liegt nun das Signal

vom Myon und das Signal von der monostabilen Kippstufe ($\overline{\text{OUT}}$) an. Das Signal wird also vom 1 AND-Gatter durchgelassen und gibt somit das Startsignal für den TAC. Das Signal wird ebenfalls mit einem Impulszähler aufgenommen.

Zum anderen wird das Signal an den 2 AND-Gatter weiter gegeben. Das eingehende Signal wird jedoch nicht weiter gegeben, da am zweiten Eingang kein Signal von der monostabilen Kippstufe kommt.

Als letztes wird das Signal über einen Verzögerer zur monostabilen Kippstufe geleitet. Diese wird angeregt und verändert so über den Suchzeitraum T_S das Ausgangssignal. Es wird also an $\overline{\text{OUT}}$ kein Signal (Logisch 0) und an OUT Logisch 1 abgegeben.

Kommt nun das Signal über den Zerfall des Myon kann das Signal den 1 AND-Gatter nicht passieren, das 2 AND-Gatter hingegen schon. Somit wird das Signal als Stoppsignal für den TAC gewertet. Zusätzlich wird auch dieses Signal mit einem Impulszähler erfasst. Das vom TAC konvertierte Signal wird über einen Vielkanalanalysator in einem Computerprogramm verarbeitet.

Zerfällt das Myon nicht im Szintillator bleibt das Signal über den Zerfall aus. Daraufhin springt die monostabile Kippstufe nach der Zeit T_S in den Grundzustand zurück. Ein neu ankommendes Myon löst somit wieder ein Startsignal aus. T_S sollte dementsprechend so gewählt werden, dass die Suchzeit größer ist als die Lebensdauer eines Myons aber kleiner als die wahrscheinliche Wiedereintrittszeit eines neuen Myons.

2.2 Durchführung

Es wird die Schaltung wie in der Abbildung 2. Zusätzlich wird die Anzahl der Stopimpulse mit einem Impulszähler ermittelt.

Um die passende Verzögerungszeit T_{VZ} zu ermitteln muss, wie bereits beschrieben, die Zeit variiert werden. Misst man hinter der Koinzidenzschaltung die Impulse kann so eine Abhängigkeit von T_{VZ} und der Anzahl der Impulse festgestellt werden. T_{VZ} ist richtig gewählt wenn die Impulsanzahl maximal ist.

Die Diskriminatoren werden so eingestellt, dass der Großteil des Rauschens unterdrückt wird die Impulse welche von den Myonen stammen jedoch passieren können. Die Impulslänge wird auf ca. 4 ns gestellt um den möglichen Gangunterschied des Lichtes im Szintillator auszugleichen.

Die Suchzeit T_S der monostabilen Kippstufe wird so eingestellt dass die Suchzeit größer ist als Lebensdauer der Myonen jedoch kleiner ist als der wahrscheinlich nächste Eintritt eines Myons in die Messperiode. Mithilfe eines Doppelimpulsgenerators kann die Funktionsweise der monostabilen Kippstufe überprüft werden. Da es trotzdem sein kann, dass ein neu angekommenes Myon die Messung eines Vorherigen beendet und so ein falsches Stoppsignal erzeugt, muss von den Messwerten eine bestimmte Untergrundstrahlung abgezogen werden.

Da die Anzahl der in Messperiode zerfallenen Myonen klein ist gegen die Anzahl der Myonen muss die gesamte Messung über einen Zeitraum von ca. 20 h erfolgen.

3 Auswertung

3.1 Einregeln der optimalen Verzögerungszeit

Da die verwendeten SEV unterschiedliche elektrische Eigenschaften haben und da die Leitungen von den SEV zur Koinzidenzschaltung nicht zwingend gleich schnell sind, wird die Verzögerung zwischen den beiden Seiten optimiert. Die Verzögerungszeit kann in beiden Leitungen separat erhöht werden, indem Kabel mit definierten Verzögerungen zugeschaltet werden. Eine Verzögerung bei der einen Kabelleitung bewirkt eine relative 'Beschleunigung' der anderen Kabelleitung. Die Zählrate N wird in Abhängigkeit verschiedener Verzögerungszeiten T_{VZ} gemessen (Tabelle 1, Abbildung 3).

Tabelle 1: Messdaten zur Optimierung der Verzögerungszeit der Kabel

| $T_{VZ}/10^{-9}s$ | N | $T_{VZ}/10^{-9}s$ | N |
|-------------------|-----|-------------------|-----|
| -32 | 2 | -2 | 227 |
| -30 | 8 | 0 | 208 |
| -28 | 15 | 2 | 216 |
| -26 | 55 | 4 | 217 |
| -24 | 75 | 6 | 214 |
| -22 | 141 | 8 | 212 |
| -20 | 168 | 10 | 200 |
| -18 | 185 | 12 | 194 |
| -16 | 198 | 14 | 189 |
| -14 | 196 | 16 | 161 |
| -12 | 180 | 18 | 97 |
| -10 | 214 | 20 | 84 |
| -8 | 189 | 22 | 38 |
| -6 | 189 | 24 | 4 |
| -4 | 197 | - | - |

Es wird eine Ausgleichsrechnung der Form

$$N = -a(T_{VZ} + \Delta T_{VZ})^4 + N_{\max}$$

mit Python 3.6.3 (`scipy.optimize`, `curve_fit`) vorgenommen. Die Parameter ergeben sich zu

$$\begin{aligned} a &= (4,8215 \pm 0,2361) \cdot 10^{32} \frac{1}{s^4} \\ \Delta T_{VZ} &= (2,0854 \pm 0,2292) \cdot 10^{-9} s \\ N_{\max} &= 208,0012 \pm 3,5037. \end{aligned}$$

Dabei beschreibt ΔT_{VZ} die seitliche Verschiebung des Maximums und damit den Wert, der fortan als Verzögerung der Leitung gewählt wird. Damit sind die Signale aus den SEV

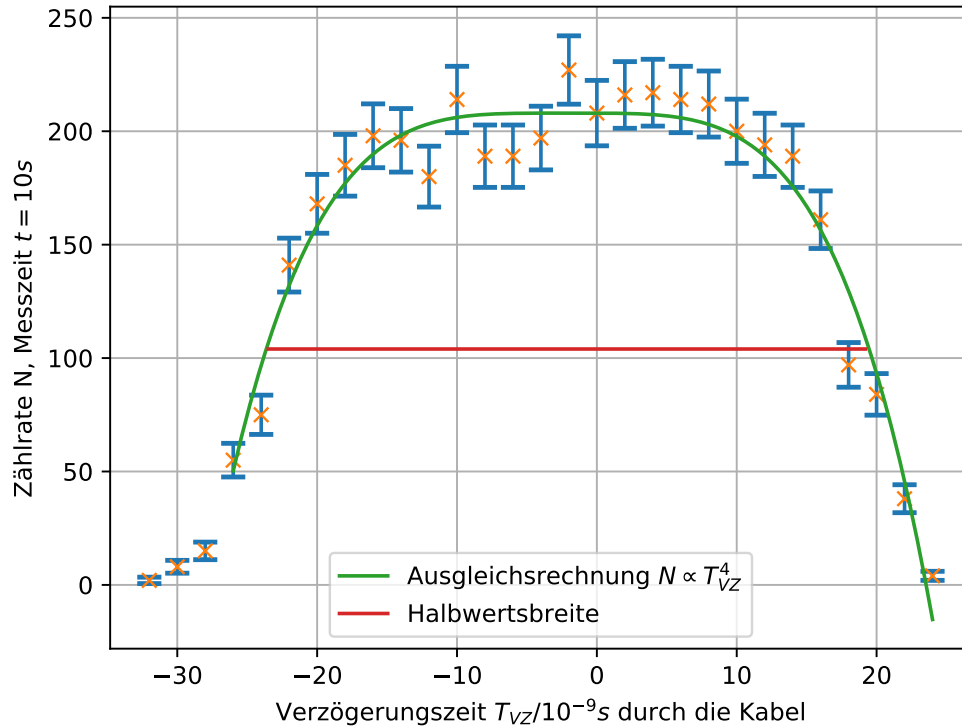


Abbildung 3: Optimierung der Verzögerungszeit: Verzögerungszeit T_{VZ} gegen die Zählrate N

annähernd gleichzeitig an der Koinzidenzschaltung. N_{\max} ist die berechnete maximale Zählrate.

Desweiteren wird die Halbwertsbreite der Zählrate bestimmt. Die Halbwertsbreite ist im Diagramm durch eine Konstante bei $\frac{N_{\max}}{2} = 104,0006$ dargestellt. Die Halbwertsbreite wird als

$$w_{N/2} = 42,7 \cdot 10^{-9} \text{ s}$$

genähert.

3.2 Kalibrierung des Multi-Channel-Analysers

Um vom Channel des Multi-Channel-Analysers auf die zugehörige Zeit zwischen den Impulsen schließen zu können, wird der Multi-Channel-Analyser kalibriert. Die Channel werden in Abhängigkeit des zeitlichen Abstands der Signale vom Doppelimpulsgenerator gemessen (Tabelle 2, Abbildung 4).

Die lineare Regression hat die Form

$$\Delta t = b \cdot C + \Delta t_0$$

Tabelle 2: Messdaten zu Kalibrierung des Multi-Channel-Analysers

| Channel | $\Delta t / 10^{-6} s$ | Channel | $\Delta t / 10^{-6} s$ |
|---------|------------------------|---------|------------------------|
| 24 | 0,5 | 247 | 5,5 |
| 46 | 1,0 | 270 | 6,0 |
| 69 | 1,5 | 292 | 6,5 |
| 91 | 2,0 | 315 | 7,0 |
| 113 | 2,5 | 337 | 7,5 |
| 136 | 3,0 | 359 | 8,0 |
| 158 | 3,5 | 382 | 8,5 |
| 180 | 4,0 | 404 | 9,0 |
| 203 | 4,5 | 427 | 9,5 |
| 225 | 5,0 | 445 | 9,9 |

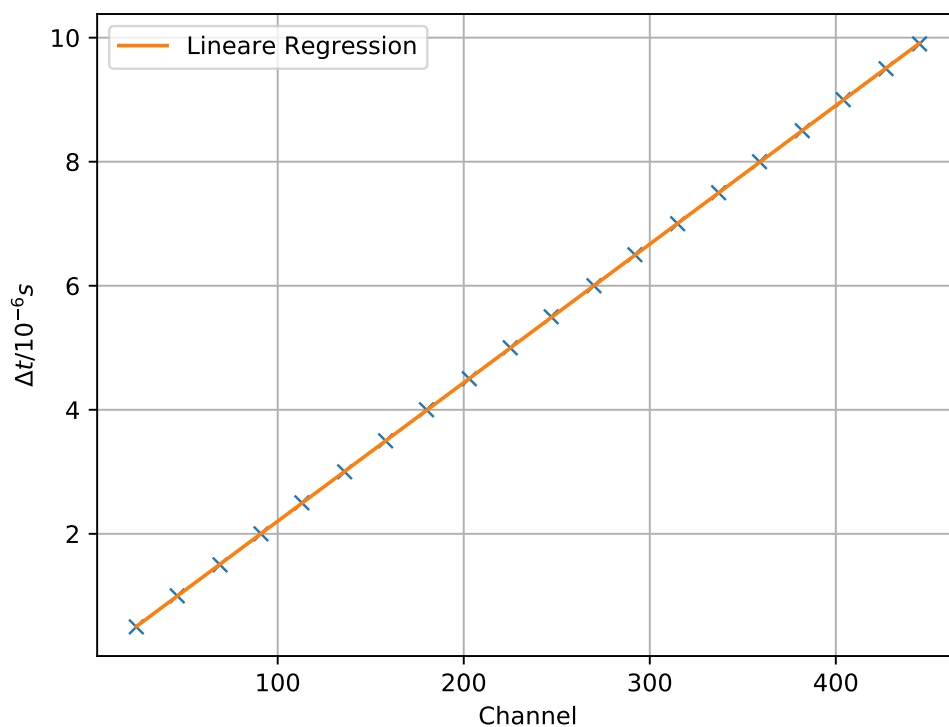


Abbildung 4: Kalibrierung des Multi-Channel-Analysers: Zeitlicher Abstand des Doppelimpulses Δt gegen den zugehörigen Channel

und ergibt die folgenden Parameter:

$$b = (2,2341 \pm 0,0013) \cdot 10^{-8} \frac{s}{\text{Channel}}$$

$$\Delta t_0 = (-3,0805 \pm 0,3453) \cdot 10^{-8} s.$$

Mit diesen b und Δt_0 wird im folgenden aus dem Channel die jeweilige Lebensdauer berechnet.

3.3 Messung der Lebensdauer

Die Messdaten zur Lebensdauern der Myonen sind in Abbildung 5 zu nächst als e-Funktion aufgetragen, in Abbildung 6 sind die Messwerte halblogarithmisch aufgetragen. Die Ausgleichsrechnung der Form

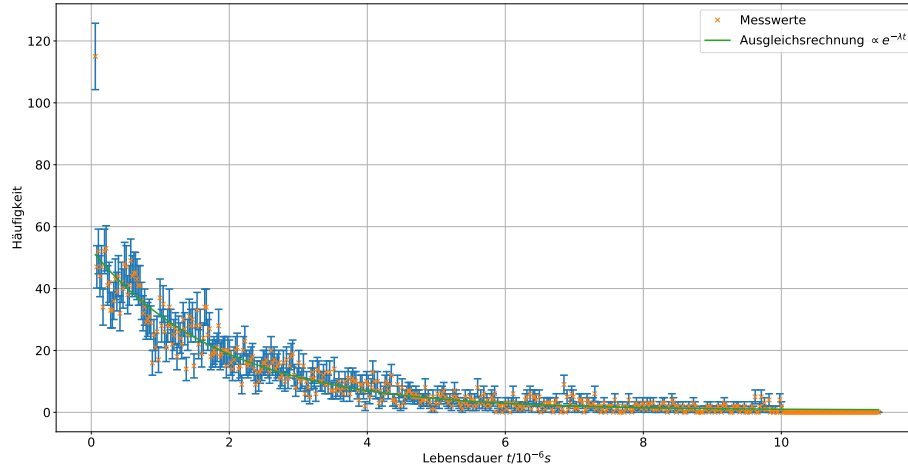


Abbildung 5: Häufigkeit der Myonenzerfälle in Abhängigkeit ihrer Lebensdauer

$$N = N_0 \exp(-\lambda t) + U_{0,\text{exp}}$$

bringt die Parameter

$$\begin{aligned} N_0 &= 51,8101 \pm 0,9677 \\ \lambda &= (0,528\,20 \pm 0,018\,64) \cdot 10^6 \frac{1}{\text{s}} \\ U_{0,\text{exp}} &= 0,7406 \pm 0,3145. \end{aligned}$$

Aus dem Parameter λ wird die Lebensdauer τ bestimmt:

$$\tau_{\text{exp}} = \frac{1}{\lambda} = (1,8932 \pm 0,0668) \cdot 10^{-6} \text{ s}.$$

Die Unsicherheit von τ wird als Gaußfehler berechnet. Der Parameter $U_{0,\text{exp}}$ entspricht der gemessenen Untergrundrate. Die Untergrundrate wird auch auf anderem Weg berechnet.

Hier werden weitere Größen der Messung benötigt:

| | |
|------------------|-----------------------------------|
| Gesamte Messzeit | $T_G = 73\,966\text{ s}$ |
| Suchzeit | $T_S = 10 \cdot 10^{-6}\text{ s}$ |
| Zählrate Start | $N_{\text{Start}} = 1\,397\,196$ |
| Zählrate Stop | $N_{\text{Stop}} = 4719$ |

Hierzu wird berechnet, wie viele Myonen N_S durchschnittlich pro Suchzeit T_S in die Apparatur kommen. Der Fehler wird als Poissonfehler berechnet.

$$N_S = T_S \frac{N_{\text{Start}} \pm \sqrt{N_{\text{Start}}}}{T_G} = 0,000\,188\,90 \pm 0,013\,743\,98.$$

Mit dieser Zählrate wird die Wahrscheinlichkeit P , dass genau ein Myon in einer Suchzeit auftritt, berechnet.

$$P(1) = N_S \exp(-N_S) = 0,000\,188\,86 \pm 0,013\,742\,69.$$

Die Untergrundrate berechnet sich dann mit der Anzahl der einbezogenen Channel $C = 508$ durch

$$U_{0,\text{theo}} = P(1) \frac{N_{\text{Start}} \pm \sqrt{N_{\text{Start}}}}{C} = 0,519\,44 \pm 0,720\,72.$$

Die logarithmierte Häufigkeit der Myonenzerfälle ist in Abbildung 6 gegen die Lebensdauer aufgetragen. Zusätzlich ist eine lineare Regression der Form

$$\ln\left(\frac{N - U_0}{N_0}\right) = -\lambda t + c$$

geplottet. Als Parameter ergeben sich

$$\begin{aligned} \lambda &= (0,006\,711\,51 \pm 0,000\,164\,79) \cdot 10^6 \frac{1}{\text{s}} \\ c &= 0,054\,162\,15 \pm 0,000\,814\,39. \end{aligned}$$

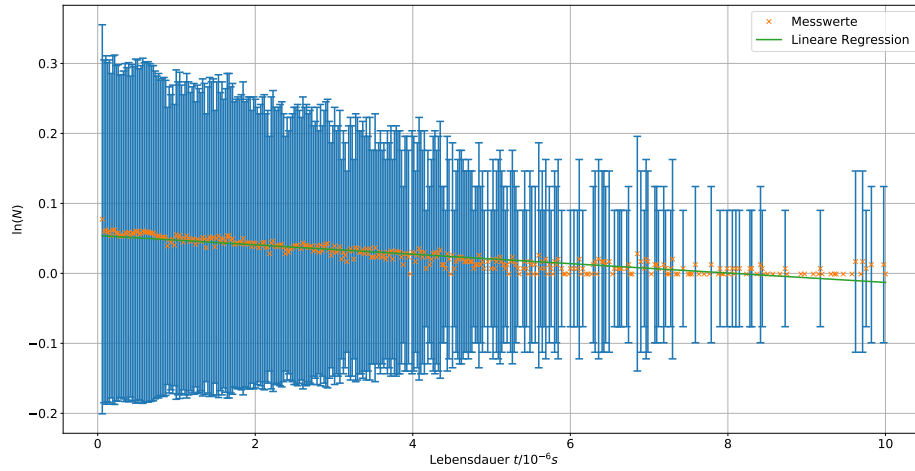


Abbildung 6: Logarithmierte Häufigkeit der Myonenzerfälle in Abhängigkeit ihrer Lebensdauer

4 Diskussion

Initial lässt sich sagen, dass der Versuch gut verlaufen ist. Alle gemessenen Werte sind in der passenden Größenordnung. Zum Vergleich der Werte wird die relative Abweichung berechnet durch:

$$f = \frac{x_{\text{exp}} - x_{\text{theo}}}{x_{\text{theo}}}.$$

Die Lebensdauer der Myonen wird als τ_{exp} gemessen und mit dem Literaturwert τ_{theo} [2] verglichen.

$$\begin{aligned} \tau_{\text{exp}} &= 1,8932 \cdot 10^{-6} \text{ s} \\ \tau_{\text{theo}} &= 2,199 \cdot 10^{-6} \text{ s} \\ f_{\tau} &= 13,91 \% \end{aligned}$$

Die Abweichung der Lebensdauern lässt sich unter anderem durch folgendes erklären. In die Messapparatur werden mehrere Bauteile gebaut um die Messung genauer zu gestalten. So wird die Messung über zwei Photokathoden und zwei SEV an dem Szintillatortank gemacht. Das Auftrennen und wieder Zusammenführen der beiden Signale über die AND-Gatter selektiert die Signale zugunsten der Signale der einzelnen, im Tank zerfallenden, Myonen. Dennoch kann durch den Aufbau der Messung das Auftreten zweier fast hochenergetischer Myonen mit dem passenden zeitlichen Abstand des Eintritts in den Szintillatortanks nicht vollständig ausgeschlossen werden.

Die Untergrundrate ergibt sich als $U_{0,\text{exp}}$ aus den Fitparametern und wird mit dem

theoretischen, berechneten Wert $U_{0,\text{theo}}$ verglichen:

$$\begin{aligned} U_{0,\text{exp}} &= 0,7406 \pm 0,3145 \\ U_{0,\text{theo}} &= 0,519\,441\,668\,502\,838\,7 \pm 0,720\,723\,017\,881\,000\,0 \\ f_U &= 42,58\,\%. \end{aligned}$$

Die Abweichung der Untergrundrate ist unerwartet groß. Auffällig ist außerdem die Differenz der Zählraten:

$$\begin{aligned} \text{Zählrate MCA} & N_{\text{MCA}} = 4648 \\ \text{Zählrate Stop} & N_{\text{Stop}} = 4719 \\ \text{Differenz} & \Delta N = 71. \end{aligned}$$

Zwischen dem TAC und dem MCA gehen 1,51 % der Startsignale verloren. Eine mögliche Erklärung ist, dass der Multichannelanalyser eine zu geringe Auflösung hat und sehr geringe Zeitabstände zwischen dem Start- und dem Stoppsignal nicht darstellen kann. Außerdem wird die theoretische Untergrundrate nur durch die Zählrate der Startsignale berechnet, während der experimentelle Wert durch die Signale berechnet wird, bei denen sowohl Start- und Stoppsignal vorhanden sind.

Literatur

- [1] TU Dortmund. In: *Versuchsanleitung V01: Lebensdauer kosmischer Myonen*.
- [2] Wolfgang Demtröder. *Experimentalphysik 4*. Bd. 4: *Kern-, Teilchen- und Astrophysik*. Springer Spektrum. Berlin Heidelberg, 2014. Kap. 7.2.1 Lebensdauer des Pions, Tabelle 7.2: Charakteristische Daten einiger Teilchen.