

Kurze Ausarbeitung zum Versuch "Lebensdauer von Myonen"

Daniel Baitinger und Jan Trautmann

29.02-04.03.2016

Abstract

The goal of this experiment is to do research on the characteristics of the muon. In detail, we want to determine the lifetime and polarization of cosmic muons, which would also prove parity-violation in the weak interaction. For all our measurements, we have 6 layers of scintillators with metal in between. Furthermore we can add a homogeneous magnetic field so that the muon will do a larmor-precession around the direction of the field. This makes it possible to determine the larmor-frequency, the magnetic moment of the muon and the polarization. The evaluation was done with ROOT.

physical property	abbreviation	value
lifetime	τ_0	$(2343 \pm 66(stat.) \pm 61(sys.))$ ns
capture lifetime	τ_c	$(1260 \pm 230(stat.) \pm 30(sys.))$ ns
coupling constant	G_F	$(1,126 \pm 0,031(stat. + sys.)) \cdot 10^{-11}$ MeV ⁻²
larmor frequency	ω_{Larmor}	$(4,28 \pm 0,11(stat.) \pm 0,90(sys.))$ MHz
magnetic moment	μ_μ	$(3,50 \pm 0,86(stat. + sys.))$ eV T ⁻¹
polarization	P	$(0,0179 \pm 0,0074)$

Tabelle 1: Ergebnisse unserer Messung

1 Physikalische Grundlagen

1.1 Entstehung und Zerfall von Myonen

Im Experiment werden Myonen betrachtet, die durch kosmische Höhenstrahlung erzeugt werden. Diese besteht überwiegend aus hochenergetischen Protonen, die dann in der oberen Atmosphäre mit Molekülen wechselwirken. Dabei finden folgende Reaktionen statt:

$$p + p \rightarrow p + n + \pi^+ \quad (1)$$

$$p + n \rightarrow p + p + \pi^- \quad (2)$$

$$p + p \rightarrow p + \Lambda + K^+ \quad (3)$$

Die entstandenen Pionen und Kaonen sind instabil und zerfallen in Myonen und Neutrinos. Da die kosmische Strahlung überwiegend positiv geladen ist, werden auch insgesamt mehr positive Teilchen erzeugt und das Verhältnis von positiven zu negativen Myonen beträgt $\approx 1,25$.

Sie zerfallen spätestens wenn sie zu Ruhe kommen über die schwache Wechselwirkung (WW) und haben eine durchschnittliche Lebensdauer von $2,19\mu\text{s}$. Der Zerfall erfolgt über folgende Reaktionen:

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (4)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (5)$$

Da die μ^- auch von einem Kern eingefangen werden können, gibt es für diese Myonen einen zusätzlichen Zerfallskanal. Die eingefangenen Myonen bilden mit dem Atom ein myonisches Atom, bei dem das Myonen vom Kern absorbiert wird. Dabei zerfällt es über einem inversen Betazerfall und das entstandene Atom zerfällt über einen Betazerfall wieder zum ursprünglichen Atom. Somit ergibt sich für die Lebensdauer von μ^- :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} + \frac{1}{\tau_c} \quad (6)$$

Wobei τ_c die Lebensdauer beim Myon-Einfang beschreibt.

Im Experiment wird eine Mischung aus positiven und negativen Myonen detektiert. Man erhält folgendes Zerfallsgesetz:

$$N(t) = N(\mu^-, t_0) \cdot \exp\left(-\frac{t-t_0}{\tau_0}\right) \cdot \exp\left(-\frac{t-t_0}{\tau_c}\right) + N(\mu^+, t_0) \cdot \exp\left(-\frac{t-t_0}{\tau_0}\right) + BG \quad (7)$$

1.2 Paritätsverletzung

Die durch den Zerfall entstandenen Elektronen weisen eine asymmetrische Winkelverteilung auf. Dies kommt dadurch zustande, dass die WW proportional zur Geschwindigkeit β an linkshändige und proportional zu $1 - \beta$ an rechtshändige massive Teilchen koppelt. Für Antiteilchen gelten die umgekehrten Relationen.

Beim μ -Zerfall gleicht sich der Spin der Neutrinos aus, weshalb der Spin des e aus Erhaltungsgründen gleichgerichtet zum Spin des μ ist. Die verschieden starke Kopplung der

schwachen WW. an links- und rechtshändige Teilchen hat zur Folge, dass rechtshändige Elektronen (Helizität=+1) seltener ausgesendet werden als linkshändige (Helizität=-1). Für den Zerfall von μ findet man für die räumliche Verteilung $N(\theta) \propto 1 + A \cos \theta$ mit dem von der Positronenenergie abhängigen Asymmetrieparameter A . Für den verwendeten Aufbau erwartet man $A = 0,23$.

Da die Myonen ebenfalls über Zerfallsprozesse der schwachen WW. entstehen, existiert eine Asymmetrie in der Zerfallsrichtung, die eine Polarisation der kosmischen Myonen bewirkt. Die Polarisation P für Pionen als Primärteilchen beträgt $P = 0,33$ und für Kaonen $P = 0,54$. Der Versuch ist so aufgebaut, dass lediglich hochenergetische Elektronen detektiert werden, d.h. beide Neutrinos werden im Winkel von 180° zur Flugrichtung des Elektrons emittiert. Das Myon besitzt ein magnetisches Moment $\vec{\mu}$, das sich wie folgt berechnen lässt:

$$\vec{\mu}_\mu = g_\mu \cdot \mu_\mu^{Bohr} \cdot \vec{s} \quad \text{mit Bohrschem Magneton} \quad \mu_\mu^{Bohr} = \frac{e\hbar}{2m_\mu} \quad (8)$$

In einem externen Magnetfeld \vec{B} , das senkrecht zum Spin \vec{s} des Myons steht, führt sein magnetisches Moment eine Larmorpräzession mit der Frequenz

$$\omega_{Larmor} = \frac{g \cdot \mu_\mu^{Bohr} \cdot B}{\hbar} \quad (9)$$

aus. Beobachtet man den zeitlichen Verlauf der Zerfallsasymmetrie, so kann man die Spinpräzession verfolgen. Beim Zerfall von μ^+ wird, wie oben bereits erklärt, das e^+ vornehmlich in Richtung des Myonspins und somit auch in Richtung des magnetischen Moments ausgesandt.

2 Versuchsaufbau

Der bei diesem Versuch verwendete Detektor ist in Abbildung 1(a) zu sehen. Bei unserm Versuch waren jedoch nur PM0 bis PM5 funktionsfähig. Der genaue Versuchsaufbau ist Referenz 1 zu entnehmen. Bei eingeschaltetem Magnetfeld ändert sich die Zählrate im Szintillator ober- oder unterhalb der Metallplatte, in der das Myon zur Ruhe kommt, periodisch durch die Spinpräzession.

Für einen festen Szintillator ergibt sich die zeitabhängige Zählrate durch:

$$Z(t) = Z_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \cdot (1 + P \cdot A \cdot \cos(\omega_{Larmor} \cdot t + \varphi)) \quad (10)$$

Die Zählrate hängt auch von dem Winkel φ zwischen Detektorausrichtung und Spinrichtung des Myons ab, der zu $t = 0$ die Richtung der Ausgangspolarisation festlegt.

An die Szintillatoren sind Photomultiplier angeschlossen, deren Ausgänge wiederum mit Diskriminatoren verbunden sind. Die Schwellenwerte der Diskriminatoren werden über eine Logicbox angesteuert und erlauben somit eine Rauschunterdrückung.

3 Auswertung

3.1 Datenaufbereitung

Ein bereitgestelltes C++ Programm wählt nur Daten aus, bei denen kontinuierliche Signale in den Layern auftreten und ordnet die verschiedenen Events in Zerfälle nach oben und unten

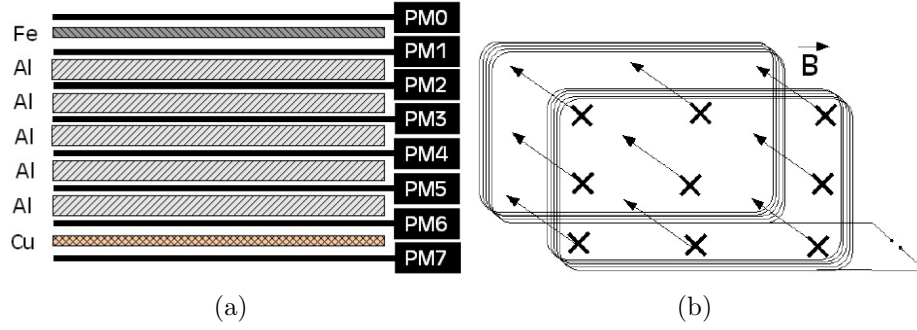


Abbildung 1: (a) Aufbau des Detektors: schwarze Balken symbolisieren Szintillatoren und schraffierte Flächen Metallplatten; (b) Ausrichtung der Spulen zur Erzeugung eines homogenen Magnetfelds

und erstellt Histogramme. Zusätzlich müssen noch Korrekturen durchgeführt werden, da systematische Fehler wie Nachpulse und Detektorineffizienten auftreten.

Das Nachpulsspektrum wird dann mit einem Skalierungsfaktor statistisch gewichtet und Zerfallsspektrum subtrahiert. Für Zerfälle nach unten und oben gibt es verschiedene Skalierungsfaktoren s_{up} und s_{down} . Ein Nachpuls wird nämlich nur für einen Zerfall nach unten gehalten, wenn der zugehörige Szintillator in diesem Moment ein Myon nicht detektiert hat und somit wird, um s_{down} zu erhalten, s_{up} noch mit der Ineffizienz der einzelnen Szintillatoren ($\leq 5\%$) multipliziert.

Insgesamt sind also die Zerfälle nach unten deutlich weniger durch Nachpulse verfälscht.

3.2 Bestimmung der Lebensdauer aus Messung ohne Magnetfeld

Es wird ein Histogramm erstellt, in dem die Anzahl der Zerfälle aus allen Szintillatoren kombiniert gegen die Zeit aufgetragen wird. An diese Daten wird dann die Funktion (7) gefittet (Abbildung 2). Das Verhältnis $f = \frac{N_0(\mu^+)}{N_0(\mu^-)}$ ist als $f = 1,3 \pm 0,2$ gegeben und fix auf 1,3 gesetzt. Zum Abschätzen des systematischen Fehlers wird f um 1σ bzw. 2σ variiert sowie die Skalierungsfaktoren um $\pm 5\%$ und der Einfluss auf den Fit betrachtet. Man erhält durch quadratisches Addieren beider Abschätzungen $\Delta\tau_{0,sys} = \pm 61\text{ns}$ und $\Delta\tau_{c,sys} = \pm 32\text{ns}$.

Als Ergebnisse erhalten wir $\tau_0 = (2343 \pm 66 \pm 61)\text{ns}$ und $\tau_c = (1262 \pm 227 \pm 32)\text{ns}$. Die Literaturwerte betragen $\tau_{0,lit} = 2197\text{ns}$ und $\tau_{c,lit} = 880\text{ns}$. Die Abweichung vom Literaturwert liegt jeweils im 2σ -Bereich und somit sind die Ergebnisse mit den Literaturwerten vereinbar. Mit unserem Ergebnis berechnen wir nun die Kopplungskonstante G_F der schwachen WW. Diese berechnet sich wie folgt:

$$G_F = \sqrt{\frac{192 \cdot \pi^3 \cdot \hbar}{\tau_0 \cdot (m_\mu \cdot c^2)^5}} \quad (11)$$

Wir erhalten als Ergebnis einen Wert von $G_F = (1,126 \pm 0,031) \cdot 10^{-11} \text{MeV}^{-2}$. Die Abweichung zum Literaturwert $G_{F,lit} = 1,166 \cdot 10^{-11} \text{MeV}^{-2}$ liegt auch hier im 2σ -Bereich und somit ist das Ergebnis mit diesem vereinbar.

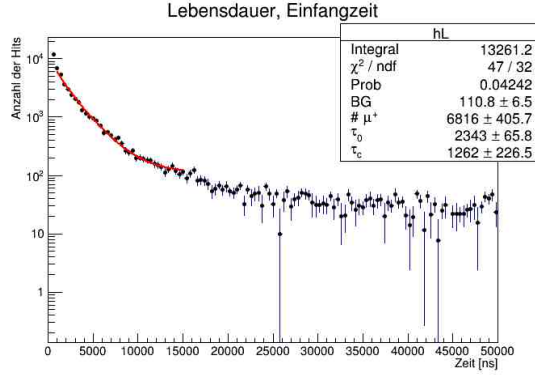


Abbildung 2: Nachpulskorrigiertes, kombiniertes Lebensdauerspektrum gefittet mit Funktion (7)

3.3 Bestimmung der Larmorfrequenz aus Messung mit Magnetfeld

Wie im vorherigen Abschnitt wird wieder eine Nachpulskorrektur durchgeführt und Histogramme erstellt. Jedoch wird um die Daten zu fitten (Abbildung 3) eine Kombination des Histogramms ohne und mit Magnetfeld verwendet. Die jeweiligen Zählraten sind gegeben durch:

$$Z^{with}(t) = Z_0 \cdot e^{\frac{t}{\tau}} \cdot (1 + P \cdot A \cdot \cos(\omega_{Larmor} \cdot t + \theta)) \quad (12)$$

$$Z^{without}(t) = Z_0 \cdot e^{\frac{t}{\tau}} \cdot (1 + P \cdot A \cdot \cos(\theta)) \quad (13)$$

Da die Messzeit mit und ohne Magnetfeld unterschiedlich war muss noch eine Skalierung $s = \frac{Z^{without}_0}{Z^{with}_0}$ berechnet werden. Das Histogramm wird dann mit folgender Funktion

$$\frac{Z^{without}(t) - Z^{with}(t) \cdot s}{Z^{without}(t) + Z^{with}(t) \cdot s} = \frac{P \cdot A}{2} \cdot \cos(\omega_{Larmor} \cdot t + \theta) + c \quad (14)$$

bei festem $f = 1, 3$ gefittet. Die Abschätzung der systematischen Fehler erfolgt analog zum vorherigen Abschnitt. Durch Variation der Skalierungsfaktoren schätzen wir $\Delta\omega_{Larmor,sys} = 0,82\text{MHz}$ und durch Variation von f schätzen wir $\Delta\omega_{Larmor,sys} = 0,38\text{MHz}$ ab.

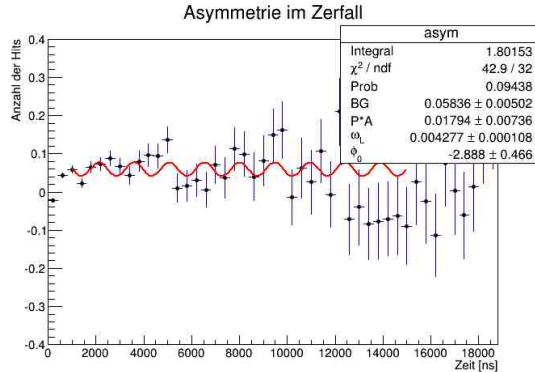


Abbildung 3: Histogramm aus Messung mit Magnetfeld gefittet mit Funktion (14)

Als Ergebnis für die Larmorfrequenz erhalten wir also $\omega_{Larmor} = (4,28 \pm 0,11 \pm 0,90)\text{MHz}$. Mit diesem Wert berechnen wir nun das magnetische Moment des Myons nach (zur Berechnung wurden stat. und sys. Fehler addiert):

$$\mu_\mu = \frac{\hbar \cdot \omega_{Larmor}}{g \cdot B} \quad (15)$$

Wir nehmen $g = 2$ an, da die Korrektur von g deutlich kleiner als unser Messfehler ist. Damit erhält man $\mu_\mu = (3,50 \pm 0,86)\text{eV T}^{-1}$. Die Abweichung zum Literaturwert $\mu_{\mu,lit} = 2,80\text{eV T}^{-1}$ liegt im 1σ -Bereich und somit sind die Werte miteinander vereinbar.

Aus dem Fitergebnis von $P \cdot A = 0,0179 \pm 0,0074$ kann man mit $A = 0,23$ die Polarisation P der Myonen bestimmen. Man erhält den Wert $P = 0,078 \pm 0,032$. Dieser weicht zwar um mehr 2σ von 0 ab, jedoch kann man nicht von einem signifikanten Unterschied sprechen. Die Messung weist also lediglich eine Indiz auf, dass die Myonen polarisiert sind und somit die Parität verletzt ist, aber man kann es mit diesem Wert nicht nachweisen.

4 Diskussion

Insgesamt kann man sagen, dass die Ergebnisse des Versuchs weitgehend mit den Literaturwerten vereinbar sind, jedoch sind die systematischen und statistischen Fehler noch relativ groß.

Bei der Messung der Lebensdauer waren die Auswirkungen der Fehler noch deutlich geringer als bei der Larmorfrequenz. Hier betrugen die Abweichungen $\approx 25\%$ und bei der Polarisation sogar $\approx 40\%$ des Werts. Da die systematischen Fehler bei den Messungen die stat. überragten, hätte auch mehr Statistik nicht zu genaueren Ergebnissen geführt. Eine Möglichkeit um die systematischen Fehler zu verringern, wäre eine bessere Nachpuls Korrektur. Bei der verwendeten Methode wird nämlich vom untersten Layern angefangen auf Nachpulse zu prüfen und sobald einer gefunden wird, wird die Routine abgebrochen. Zur Verbesserung sollte die Routine nicht abbrechen und auch die Layer darüber auf Nachpulse prüfen.

Zusätzlich ist noch zu sagen, dass bei unserem Versuch nur 6 der insgesamt 8 Szintillatoren genutzt werden konnten und somit allein durch den Aufbau schon eine Einschränkung vorlag. Abschließend kann man sagen, dass der Versuch um qualitative Erkenntnisse zu erlangen gut geeignet ist, jedoch sollte man den Messwerten nicht zu viel Bedeutung beimessen, da auch die Fehler dieser relativ groß sind.

5 Referenzen

- 1 F13 - Measurement of Muon Properties in the Advanced Students Laboratory, URL: http://www.physi.uni-heidelberg.de/~bachmann/Lehre/F13_Instruction.pdf.
- 2 Povh, B. / Rith, K. / Scholz, C. / Zetsche, F.: Teilchen und Kerne, Berlin Heidelberg 2014: Springer
- 3 Particle Data Group, Particle data booklet (2008), URL: <http://pdg.lbl.gov>