E108: Höhenstrahlung

Jürgen Päpke Akın Wingerter

15./16. November 1999

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

1 Ziel des Versuchs

Der Versuch besteht aus zwei unabhängigen Versuchsteilen, die parallel aufgebaut und durchgeführt werden. Im ersten Teil messen wir das Pulshöhenspektrum der Höhenstrahlung und untersuchen dann ihre die Winkelverteilung. Die Höhenstrahlung auf Meereshöhe setzt sich zu einem guten Teil aus Myonen zusammen. Im zweiten Versuchsteil soll die Lebensdauer des Myons bestimmt und mit dem Literaturwert vergichen werden.

2 Theorie

2.1 Die Höhenstrahlung

Bei der Höhenstrahlung unterscheiden wir zwischen der primären und sekundären Höhenstrahlung. Die primäre Höhenstrahlung ist diejenige, die aus dem Weltall bei der oberen Atmosphäre ankommt und noch nicht in Wechselwirkung mit unserer Atmosphäre getreten ist. Die sekundäre Höhenstrahlung hingegen ist die auf Meereshöhe gemessene Strahlung, die beim Durchlaufen unserer Atmosphäre durch verschiedene Wechselwirkungsprozesse ihre Zusammensetzung stark ändert.

2.1.1 Die primäre kosmische Strahlung

Die primäre kosmische Strahlung besteht zum größten Teil aus vollständig ionisierten Atomkernen, wobei darunter 85% Wasserstoffkerne, 12.5% Heliumkerne und 2.5% Kerne mit einer Kernladungszahl ≥ 3 sind. Etwa 1% der Strahlung besteht aus Elektronen, und in geringen Mengen kommen auch Antiteilchen wie Positronen und Antiprotonen vor. Im Falle der Antiteilchen nimmt man an, daß diese aus der "ursprünglichen" kosmischen Strahlung durch Wechselwirkung im interstellaren Raum entstanden sind.

Die primäre Strahlung ist isotrop. Man nimmt an, daß der allergrößte Teil der Primärstrahlung aus unserer Galaxie stammt. Die ursprüngliche Richtung der Teilchen wird durch die galaktischen Magnetfelder vollständig verwischt. Nur Teilchen sehr hoher Energie (ca. 10^{18} eV) könnten von diesen Feldern unbeeinflußt bleiben, da aber der Teilchenfluß mit steigender Energie stark abnimmt, ist es noch nicht gelungen, Richtungen nachzuweisen. Neutrinos wären auch eine gute Informationsquelle, aber das Experimentieren mit diesen Teilchen beinhaltet die wohlbekannten Schwierigkeiten. Es gibt in neuester Zeit jedoch Kandidaten für Punktquellen, der prominenteste ist Cygnus X3 im Sternbild des Schwans. Weitere Untersuchungen bleiben abzuwarten.

Die chemische Zusammensetzung der primären Strahlung ist der universellen Zusammensetzung sehr ähnlich. Signifikante Abweichungen liegen bei Lithium, Beryllium, Bor und den Elementen der Eisengruppe vor. Die wahrscheinlichste Erklärung für diese Abweichung ist, daß schwerere Kerne in der Primärstrahlung fragmentieren und den Anteil der genannten Elemente erhöhen. Modellrechnungen zur Folge müssen die Teilchen ca. 5 g/cm^2 durchflogen haben, um die genannten Elementehäufigkeiten zu erklären. Nimmt man eine mittlere Dichte von 1 Wasserstoffatom pro cm^3 im Weltall an, kommt man zum Schluß, daß die Teilchen einen Weg von ca. $3{\cdot}10^{16}$ m zurückgelegt haben.

2.1.2 Die sekundäre kosmische Strahlung

Wie bereits erwähnt, ist die Zusammensetzung der sekundären kosmischen Strahlung eine völlig andere. Die Lufthülle der Atmosphäre stellt für die ankommenden Teilchen ein Target von 12 Kernwechselwirkungslängen oder 28 Strahlungslängen dar. Deshalb lösen die Primärteilchen hadronische oder elektromagnetische "Kaskaden" aus. Die häufigsten Wechselwirkungsprozesse sind

$$p \; + \; \text{Stickstoff, Sauerstoff etc.} \; \longrightarrow \; \text{leichte Kerne} \; + \; \pi^{\pm} \; + \; \pi^{0} \,,$$

und die dabei entstehenden Teilchen zerfallen weiter:

$$\pi^0 \; \longrightarrow \; \gamma \; + \; \gamma$$

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

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

$$\gamma \longrightarrow e^+ + e^-$$

Auf Meereshöhe sind 80% der geladenen Teilchen Myonen und 20% Elektronen. Der gesamte Myonenfluß auf Meereshöhe beträgt ca. 200 pro $m^2 s$. Wegen der unterschiedlichen Dicke der Atmosphäre bei geneigten Winkeln variiert der totale Myonenfluß mit dem Zenitwinkel wie

$$I_\mu \sim \cos^2\theta\,.$$

Diese Abhängigkeit soll in unserem Versuch bestätigt werden.

Die Elekronen-, Photonen- und Hadronenkomponente der Sekundärstrahlung wird schon in geringen Tiefen unter der Erde (ca. 10 m) vollständig absorbiert. Deshalb werden diese Komponenten auch als "weiche Komponente" der Höhenstrahlung bezeichnet. Die Myonen geben ihre Energie viel langsamer ab und können große Tiefen unter der Erde erreichen. Noch durchdringender sind die Neutrinos, die praktisch mit der Materie nicht wechselwirken.

Abschließend wollen wir uns die Frage stellen, warum die Untersuchung der Höhenstrahlung so wichtig ist. Einerseits können wir aus der Höhenstrahlung Informationen über das Universum gewinnen. Andererseits stellt die Höhenstrahlung praktisch einen "Teilchenbeschleuniger" dar, mit dem wir experimentieren können. Mit unseren irdischen Beschleunigern kommen wir immer noch nicht an die Energien der Höhenstrahlung heran. Außerdem waren die ersten Entdeckungen der Teilchenphysik (z.B Nachweis des Positrons) nur mit der Höhenstrahlung möglich, weil es damals noch keine Beschleuniger gab.

2.2 Der Zerfall des Myons

Die mittlere Lebenszeit des Myons[1] ist $\tau = 2.19703 \pm 0.00004\,\mu s$. Nach den Gesetzen der klassischen Physik würden die meisten Myonen nach ca. 1 km zerfallen. Daß sie dennoch auf Meereshöhe ankommen, liegt an der Zeitdilatation: Die Myonen fliegen mit mehr als 99.9% der Lichtgeschwindigkeit. Ihre Zerfallszeit ist natürlich für das Ruhesystem angegeben.

Der Myonzerfall ist der reinste leptonische Prozeß, den wir kennen:

$$\mu^- \longrightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_{e^-}$$

Das erste Feynman-Diagramm, das zur Amplitude beiträgt, ist in Abbildung 1 gegeben.

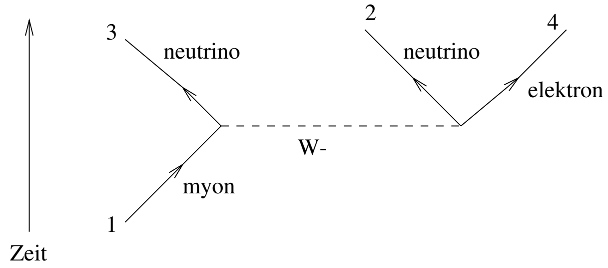


Abbildung 1: Feynman-Diagramm des Myonenzerfalls

Benutzen wir die Feynman-Regeln für die schwache Wechselwirkung, können wir das Diagramm berechnen und erhalten

[1] Quelle: Particle Data Booklet 1998

$$\mathcal{M} = \frac{g_w^2}{8(M_W c)^2}[\bar{u}(3)\gamma^\mu(1-\gamma_5)u(1)]\,[\bar{u}(4)\gamma^\mu(1-\gamma_5)v(2)]$$

für die invariante Amplitude. Nach einer längeren Rechnung erhalten wir

$$\langle|\mathcal{M}|^2\rangle = s\left(\frac{g_w}{M_W c}\right)^4 (p_1\cdot p_2)\,(p_3\cdot p_4)\,.$$

Um die Zerfallsbreite zu erhalten, bemühen wir Fermis Goldene Regel:

$$d\Gamma = \frac{\langle|\mathcal{M}|^2\rangle}{2\hbar m_\mu}\left(\frac{cd^3p_2}{(2\pi)^3 2E_2}\right)\left(\frac{cd^3p_3}{(2\pi)^3 2E_3}\right)\left(\frac{cd^3p_4}{(2\pi)^3 2E_4}\right)(2\pi)^4\delta^4(p_1-p_2-p_3-p_4)$$

Schließlich integrieren wir über $d\Gamma$ um die totale Zerfallsbreite zu bekommen. Die mittlere Lebensdauer ist der Kehrwert der Zerfallsbreite, und nach einer weiteren länglichen Rechnung erhalten wir

$$\tau = \frac{1}{\Gamma} = \left(\frac{M_W}{m_\mu g_w}\right)^4 \frac{12\hbar(8\pi)^3}{m_\mu c^2}\,.$$

Nun ist es so, daß man diese Beziehung dazu benuzt, um mit Hilfe der gemessenen Lebensdauer τ die Konstante g_w zu fixieren. Auf das Ausrechnen eines Zahlenwertes haben wir deshalb verzichtet.

2.3 Elektronik, Zufallskoinzidenzen, Szintillationszähler

Auf diejenigen Aspekte der Elektronik, die für unseren Versuch wesentlich sind, werden wir in der Versuchsdurchführung näher eingehen. Die Berechneung der Zufallskoinzidenzrate wird ebenfalls dort vorgenommen. Auf die Erklärung der Funktionsweise von Szintillationsdetektoren haben wir verzichtet. Es gibt andere Versuche, wo es angebrachter ist, sich darüber auszulassen.

3 Versuchsdurchführung und Auswertung

3.1 Teil I: Winkelverteilung der Höhenstrahlung

In diesem Versuchsteil wollen wir das Pulshöhenspektrum der Höhenstrahlung aufnehmen und ihre Winkelabhängigkeit untersuchen. Dazu verwenden wir den in Abbildung 2 dargestellten Versuchsaufbau.

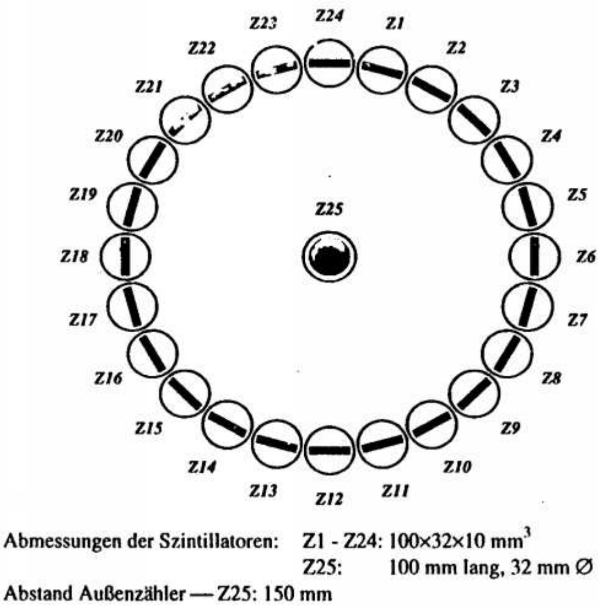


Abbildung 2: Anordnung der Szintillationsdetektoren

Die 24 Szintillationsdetektoren Z1 - Z24 sind kreisförmig um einen weiteren Szintillationsdetektor Z25 angeordnet. Je zwei gegenüberliegende Detektoren legen zusammen mit dem Mittelpunkt Z25 eine Richtung fest. Dabei wird ein Teilchen gezählt, wenn es in einem Winkelbereich von 7.5° um die Verbindungslinie der gegenüberliegenden Detektoren einfällt. Für die Winkel erwarten wir im untersuchten Energiebereich in guter Näherung eine $\cos^2\theta$-Verteilung.

Wie können wir sicherstellen, daß die Signale, die wir von 2 gegenüberliegenden Szintillatoren und von Z25 bekommen, auch tatsächlich vom selben Teilchen stammen ? Wir bringen die drei Szintillatoren zur Koinzidenz und benutzen dabei die in Abbildung 3 dargestellte Schaltung,

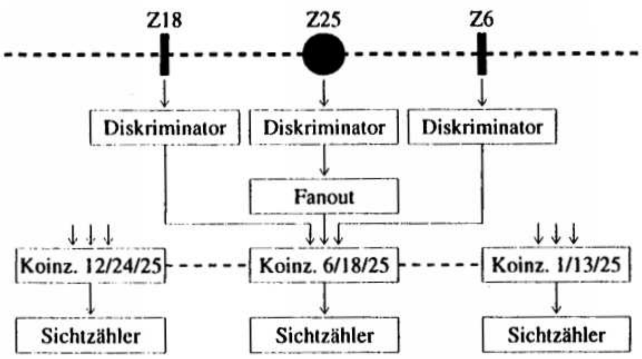


Abbildung 3: Koinzidenzschaltung

Die Signale der Szintillatoren werden jeweils auf einen Diskriminator gegeben. Die Aufgabe eines Diskriminators ist es, die in der Höhe schwankenden Eingangsimpulse in Ausgangsimpulse vordefinierter Höhe und Breite (Zeitdauer) umzuwandeln. Dabei kann man auswählen, ab welcher Höhe des Eingangssignals überhaupt ein Ausgangssignal erzeugt werden soll. Dadurch hat man die Möglichkeit, den Untergrund von der zu messenden Höhenstrahlung zu trennen. Die Ausgangssignale der zwei sich gegenüberliegenden Szintillatoren (in diesem Beispiel Z18 und Z6) werden auf eine Zweifach-Koinzidenzeinheit gegeben. Um eine Dreifach-Koinzidenz herzustellen, invertieren wir das Ausgangssignal des Diskriminators, der zu Z25 gehört, und geben es auf den Vetoeingang der Koinzidenzeinheit. Das Ausgangssignal wird auf Sichtzähler gegeben, die nach Beendigung unserer Messung abgelesen und notiert werden. Unsere Meßergebnisse und deren Auswertung ist in Abschnitt 3.1.5 auf Seite 8 dargestellt.

3.1.1 Aufnahme der Verzögerungskurve

Bevor wir jedoch mit der Messung der Winkelabhängigkeit nach der oben beschriebenen Methode beginnen können, müssen wir unsere Elektronik einstellen. Wir untersuchen exemplarisch den Zähler Z12. Um die Zählrate zu erhöhen, vergrößern wir unser Raumwinkelintervall, indem wir die Zähler Z1-Z4 und Z21-Z24 auf ein logisches ODER schalten. Das ODER-Signal wird mit Z12 auf eine Koinzidenzeinheit gegeben. Man kann durch zusätzliche Kabel die beiden Signale gegeneinander verzögern; dabei entsprechen 20 cm einer Verzögerung von 1 ns. Wir haben die Verzögerung positiv gerechnet, wenn wir das Signal von Z12 verzögern. Die Schaltung ist in Abbildung 4 wiedergegeben.

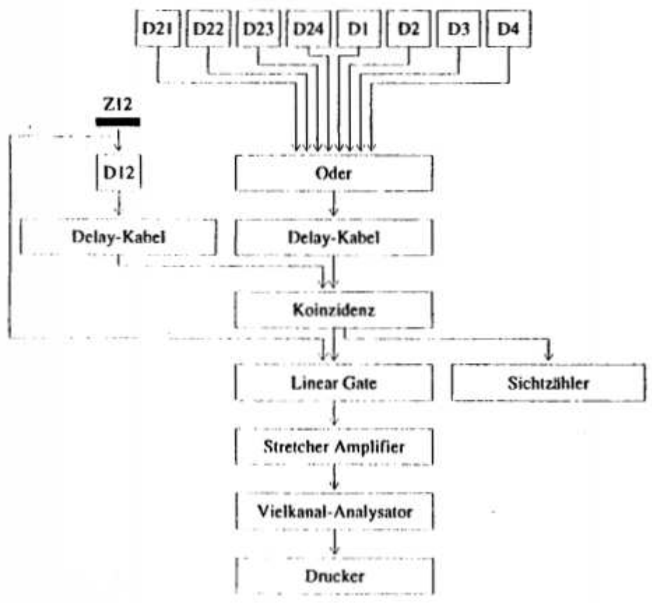


Abbildung 4: Blockschaltbild der Elektronik für die Untersuchung von Z12

Um die optimale Verzögerung zu bestimmen, schalten wir verschieden lange Kabel vor die Koinzidenzeingänge und messen jeweils 4 Minuten lang die Anzahl der Ereignisse. Das Ergebnis unserer Messung ist in Tabelle 3 auf Seite 17 wiedergegeben. Tragen wir die relative Verzögerungszeit gegen die Anzahl der registrierten Ereignisse auf, so erhalten wir die in Abbildung 5 auf der nächsten Seite dargestellte Kurve.
Der Fehler der Zählrate N ist $\sqrt{N}$ (Poisson-Verteilung). Die Kurve weist ein breites “Plateau” auf und fällt an beiden Enden erwartungsgemäß steil ab. Wir haben entschieden, eine positive Verzögerung von 4 ns zu nehmen. Dieser Wert liegt ungefähr in der Mitte des Plateaus.

Das Ausgangssignal der Koinzidenzeinheit wird als Gate auf einen MCA gegeben, der das Pulshöhenspektrum von Z12 aufnimmt. Auf die Darstellung der Meßergebnisse und auf die Auswertung der Daten gehen wir in Abschnitt 3.1.4 auf Seite 8 näher ein.

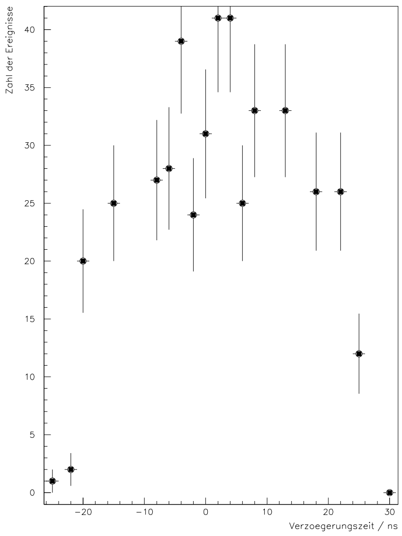


Abbildung 5: Verzögerungskurve für die Messung der Winkelverteilung

3.1.2 Aufnahme der Diskriminatorkurve

Um den Untergrund vom Höhenstrahlungsspektrum zu trennen, haben wir eine Meßreihe durchgeführt, in der wir die Diskriminatorschwelle für Z12, beginnend beim Wert 50 Skt (niedrigster Wert), in 50er Schritten durchgemessen haben. Die Meßzeit betrug 4 Minuten. Dabei haben wir hier und in allen folgenden Messungen die im vorigen Versuchsteil ermittelte optimale Verzögerungszeit verwendet. Das Ergebnis unserer Messung ist in Tabelle 4 auf Seite 17 wiedergegeben und in Abbildung 6 graphisch dargestellt.

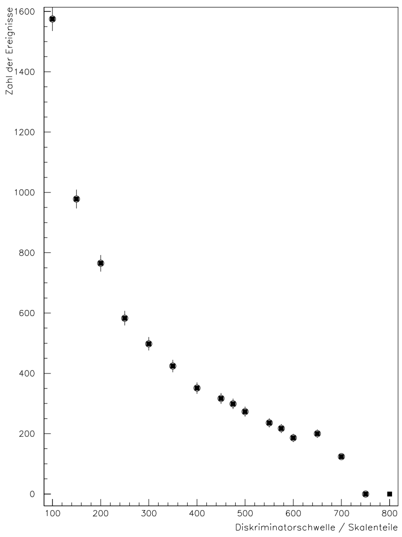


Abbildung 6: Diskriminatorkurve für die Messung der Winkelverteilung

Die Diskriminatorkurve ist, wie erwartet, monoton fallend. Man integriert quasi über die Anzahl aller Teilchen, die eine Energie größer als einen bestimmten Wert haben, das erklärt die Kurvenform. Wir haben entschieden, eine Diskriminatorschwelle von 450 Skt zu nehmen. Dieser Wert liegt mittig auf einer Art Sattel, den man mit etwas Phantasie in der Abbildung erkennen kann. In diesem Punkt ist der Zuwachs der Funktion, über die integriert wird, minimal, wir durchlaufen also ein Tal im Impulsspektrum, und genau da wollen wir den Schnitt setzen.

3.1.3 Beginn der Langzeitmessung und Ablesen der Ergebnisse

Wir starteten die Messung des Impulshöhenspektrums und der Winkelverteilung mit den o.g. Werten am Montag, den 15.11.99, 17^{50}h MEZ. Wir beendeten die Langzeitmessung am Montag, den 22.11.99, 13^{05}h MEZ.

Wir haben also 6d 19h 15min lang gemessen. Dies entspricht 587700 s.

Nach dieser Zeit haben wir die verschiedenen Zähler abgelesen und das Pulshöhenspektrum, das vom MCA gemessen wurde, auf einem Drucker ausgedruckt. Auf die Darstellung und Auswertung dieser Ergebnisse gehen wir in den nachfolgenden Abschnitten ein.

3.1.4 Das Pulshöhenspektrums der Höhenstrahlung

Wie in Abschnitt 3.1.1 auf Seite 6 beschrieben, nehmen wir das Pulshöhenspektrum mit einem MCA auf. Unsere Meßergebisse sind in Tabelle 8 auf Seite 19 wiedergegeben und in Abbildung 7 graphisch dargestellt.

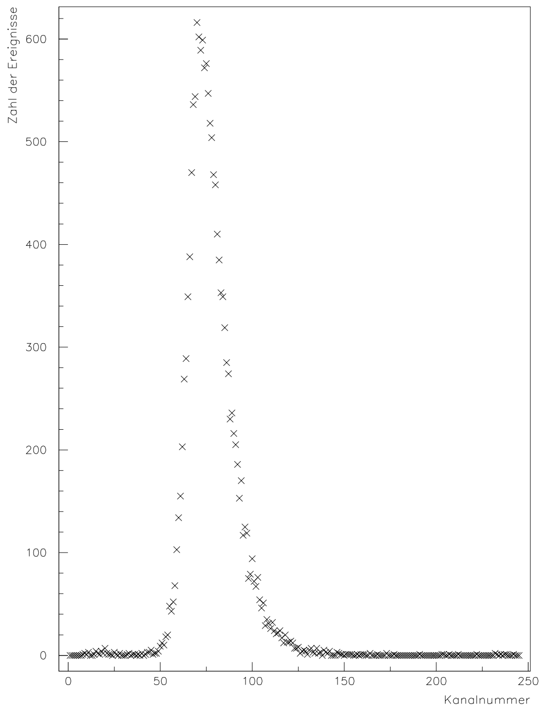


Abbildung 7: Pulshöhenspektrum der Höhenstrahlung

In der Graphik ist deutlich der Peak zu erkennen, der von den Myonen herrührt. Die Kurve weist die typische Landau-Verteilung auf, sie ist nicht symmetrisch, sondern links etwas abgeflacht. Damit sehen wir die Theorie voll bestätigt. Da keine Energieeichung für den MCA existiert, können wir nur diese qualitativen Aussagen über das Pulshöhenspektrum machen.

3.1.5 Die Winkelverteilung der Höhenstrahlung

Wie in Abschnitt 3.1 auf Seite 5 beschrieben, haben wir die Messung der Winkelverteilung vorgenommen. In Tabelle 1 auf der nächsten Seite sind unsere Meßwerte wiedergegeben. Wir haben in dieser Tabelle auch gleich die den jeweiligen Zählerpaaren entsprechenden Winkel mitaufgeführt. Dieser Winkel entspricht der Mitte des von den Zählern definierten Winkelintervalls von 15°.
Tragen wir die Anzahl der Ereignisse gegen die Winkel auf, so erhalten wir die in Abbildung 8 auf der nächsten Seite dargestellte Kurve. Dabei ist zu beachten, daß die Ereignisse des Szintillatorpaars 6-18 sowohl +90° als auch −90° zuzuordnen und deswegen durch zwei zu teilen sind.

Zähler-Nr.	Szintillatorpaar	Winkel [°]	Zahl der Ereignisse
1	1-13	15	6418
2	2-14	30	4991
3	3-15	45	118
4	4-16	60	569
5	5-17	75	716
6	6-18	± 90	$298 \div 2$
7	7-19	-75	687
8	8-20	-60	1895
9	9-21	-45	3416
10	10-22	-30	679
11	11-23	-15	6454
12	12-24	0	1671
13	-	-	0
14	$15 \wedge 16$	-	15050
15	$(1\text{-}4 \vee 21\text{-}24) \wedge 12$	-	-
16	12	-	161159
17	Zufallskoinzidenzen	-	280

Tabelle 1: Meßwerte für die Winkelverteilung

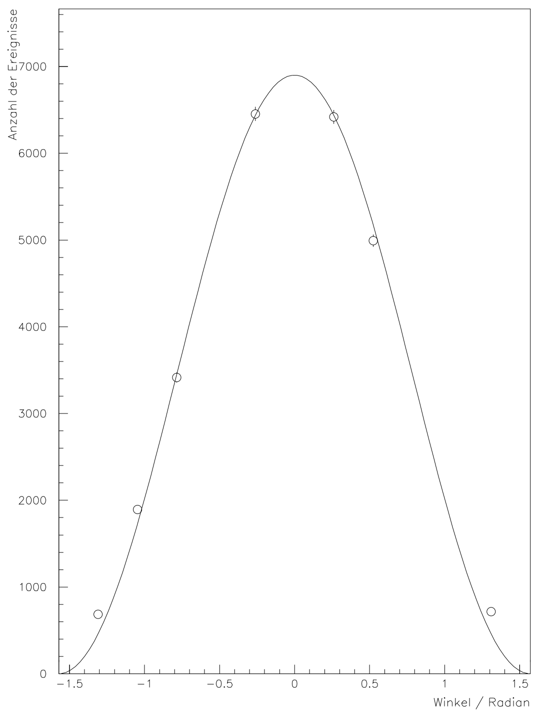


Abbildung 8: Winkelverteilung der Höhenstrahlung

Bei der graphischen Darstellung fällt auf, daß die Meßwerte für die Winkel 45°, 60°, −30° "Ausreißer" sind. Da uns vom Tutor mitgeteilt wurde, daß die diesen Winkeln entsprechenden Szintillatorpaare als defekt gelten, haben wir die entsprechenden Werte mit gutem Gewissen aus der Auswertung herausgenommen. Leider fällt der Wert für 0° viel zu niedrig aus, so daß wir ihn auch aus der Messung herausnehmen mußten. Mögliche Ursachen für den unerwartet niedrigen Wert sind:

- Wir haben den Zähler falsch abgelesen
- Einer der Szintillatoren, die dem Winkel 0° entsprechen, ist defekt

- Wir haben ein defektes Kabel in der Schaltung verwendet

Wir haben den Wert 0° von der weiteren Auswertung ausgeschlossen.

Um die theoretisch erwartete $\cos^2\theta$-Abhängigkeit zu bestätigen, zeichnen wir zum Vergleich die Kurve $6900 \cdot \cos^2\theta$ in Abbildung 8 auf der vorherigen Seite ein. Die Übereinstimmung mit der theoretisch erwarteten Kurvenform sehen wir glänzend bestätigt. Ich hatte ursprünglich vorgesehen, einen χ^2-Fit zu machen, aber konnte dem Programm PAW nicht mitteilen, wie das zu machen sei. Meine Fortran-Routine wollte PAW auch nicht verstehen, daraufhin habe ich meine Bemühungen eingestellt und mehrere $\cos^2\theta$-Kurven graphisch dargestellt und die beste genommen (Fit nach Augenmaß).

3.1.6 Zufallskoinzidenzen

Bei all unseren Messungen zählen wir auch Ereignisse, die nicht wirklich von einem einzelnen Teilchen stammen. Wenn in einer genügend kurzen Zeitspanne 2 verschiedene Teilchen ein Szintillatorpaar durchfliegen, die in Koinzidenz geschaltet sind, wird ein Ereignis registriert, und zwar zählen wir es als ein Teilchen, das beide Szintillatoren durchlaufen hat. Jetzt wollen wir die Zufallskoinzidenzrate aus theoretischen Überlegungen berechnen und dann mit unserer gemessenen Rate vergleichen.

Die theoretische Ansprechwahrscheinlichkeit auf Zufallskoinzidenzen ist gegeben durch die Formel

$$n_Z = \prod_{i=1}^{k} n_i \cdot \prod_{i=1}^{k} t_i \cdot \sum_{i=1}^{k} \frac{1}{t_i},$$

wobei k die Anzahl der Zähler, n_i die Ansprechwahrscheinlichkeiten der einzelnen Zähler und t_i die Auflösungszeiten sind. Für 3 gleiche Zähler vereinfacht sich die Formel zu

$$n_Z = 3t^2 n^3 .$$

Die Ansprechwahrscheinlichkeit eines einzelnen Zählers ist geben durch

$$\frac{\text{Zählrate an Z12}}{\text{gesamte Meßzeit}} = \frac{161159}{587700\,s} = 0.2742\,\frac{1}{s} .$$

Das zeitliche Auflösungsvermögen ist gegeben als $t = 20$ ns. Damit ergibt sich die Ansprechwahrscheinlichkeit auf Zufallskoinzidenzen als

$$n_Z = 0.2474445345 \cdot 10^{-16}\,\frac{1}{s}$$

und für die erwartete Zählrate folgt

$$N_Z = n_Z \times \text{Meßzeit} = 0.1454231529 \cdot 10^{-10} .$$

Dieser Wert ist so klein, daß wir praktisch keine Zufallskoinzidenzen während der gesamten Meßzeit erwarten.

Um die Zufallskoinzidenzrate experimentell zu bestimmen, schalten wir 3 Zähler, die nicht auf einer Geraden liegen, zu einer Koinzidenz zusammen. Die Ereignisse, die von diesen 3 Zählern als koinzident registriert werden, müssen zwangsläufig von verschiedenen Teilchen stammen, weil das Teilchen um die Ecke fliegen müßte, um in allen 3 Detektoren ein Signal zu erzeugen. Auf diese Weise bestimmen wir den Wert für die Zufallskoinzidenzen zu

$$N_Z^{\text{exp}} = 280$$

in krassem Widerspruch zum theoretischen Wert, der mehr als 12 Zehnerpontenzen kleiner ist. Die einzige Erklärung, die uns dazu einfällt, ist, daß die Elektronik fehlerhaft arbeitet bzw. daß Elektronikrauschen, das mehr oder weniger ausgeprägt immer vorhanden ist, die Messung in diesem Fall erheblich stört und in die Auswertung miteinbezogen werden müßte.

3.2 Teil II: Myonlebensdauer

Um die Lebensdauer von Myonen zu messen, benutzen wir den in Abbildung 9 schematisch wiedergegebenen Versuchsaufbau.

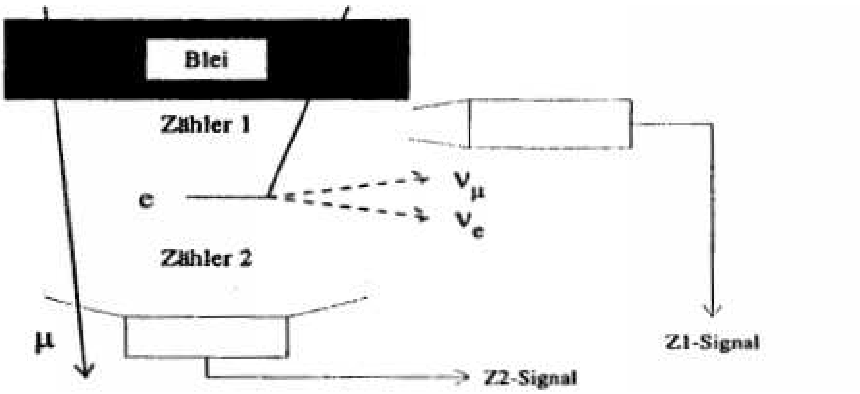


Abbildung 9: Schematischer Aufbau der Apparatur zur Messung der Myonlebensdauer

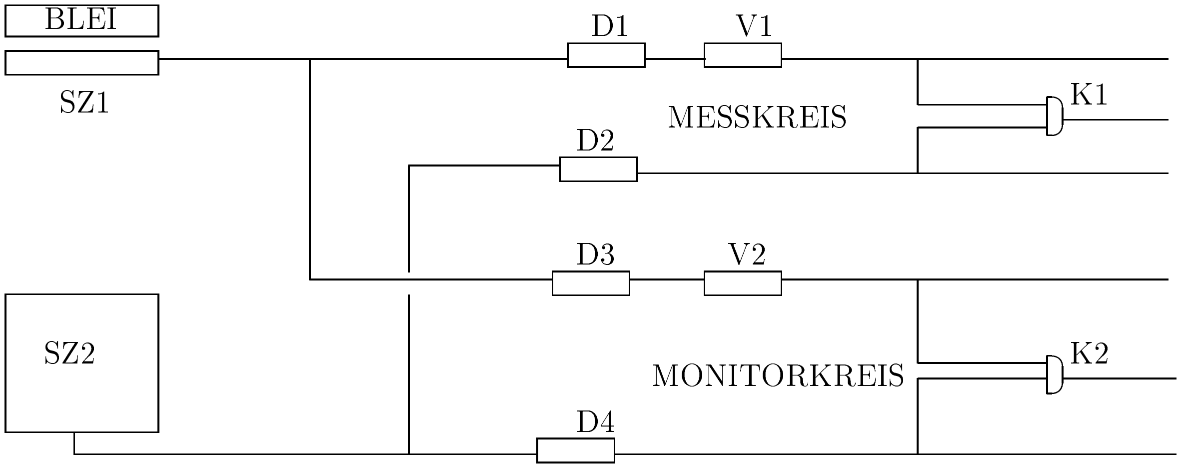
Mit einer Bleiabschirmung schließen wir zunächst die weiche Komponente der Höhestrahlung von der Messung aus. Unter dieser Bleiabschirmung befinden sich 2 Szintillationsdetektoren (im folgenden Z1 und Z2 genannt). Der erste Szintillator ist dabei sehr dünn und der zweite sehr dick. Der Sinn dieser Anordnung ist, daß man erreichen möchte, daß das Myon zwar beim Durchfliegen des ersten Detektors Z1 ein Signal erzeugt (START-Signal), dann aber weiterfliegt, um dann im zweiten Detektor "steckenzubleiben" und zu zerfallen. Dieser Zerfall des Myons verursacht ein zweites Signal (STOP-Signal).

Der zeitliche Unterschied zwischen dem START- und STOP-Signal wird gemessen durch Zählen der in diesem Zeitintervall von einem Oszillator abgegebenen Impulse. Dadurch ist es möglich, den Zeitunterschied in eines von 10 Intervallen einzuordnen, die jeweils eine Breite von 1 μs haben. Fällt der Zeitunterschied in eines der Intervalle, so wird ein Sichtzähler um eins erhöht. Diese Sichtzähler werden wir später ablesen und gegen die Zeit auftragen, um die Zerfallskurve des Myons zu bekommen. Kommt 10 μs nach dem START-Signal kein STOP-Signal zu Stande, wird die Apparatur erneut gestartet und kann einen weiteren Zerfall registrieren.

3.2.1 Die Koinzidenzelektronik

Die Myonen legen im zweiten Szintillationszähler einen längeren Weg zurück und verursachen deshalb unter Umständen mehrere STOP-Signale in enger zeitlicher Reihenfolge. Um zu verhindern, daß eines dieser "falschen" STOP-Signale vor einem START-Signal eintritt, wird das START-Signal durch ein bereits vorinstalliertes Koaxialkabel verzögert.

Genau wie in den vorhergehenden Versuchsteilen müssen wir die verschiedenen Teile der Versuchsanordnung in Koinzidenz bringen und den Untergrund aus unserer Messung weitestgehend ausschließen. Zu diesem Zwecke nehmen wir wieder die Verzögerungskurve und die Diskriminatorkurven auf und bestimmen die optimalen Werte für die Verzögerungszeit und die Diskriminatorschwellen. Die Koinzidenzelektronik ist in folgender Abbildung schematisch wiedergegeben worden.



In unserem Fall haben wir es mit einer kleinen Besonderheit zu tun. Weil nämlich die von uns gemessenen Zählraten sehr klein sind, ist die statistische Unsicherheit groß. Um dies auszugleichen, wird ein zweiter, identischer Elektronikkreis aufgebaut (Monitorkreis), in dem wir die Diskriminatorschwellen auf den Minimalwert stellen. Wenn wir nun unsere Zählraten im Meßkreis auf diese Monitorraten beziehen, können wir unsere Messungen unabhängig von der Intensität der einfallenden Höhenstrahlung vornehmen.

3.2.2 Aufnahme der Verzögerungskurve

Wir rechnen die Verzögerung positiv, falls sich der zeitliche Abstand zwischen Szintillationszähler 1 und Szintillationszähler 2 vergrößert. Unsere Meßzeit beträgt 4 Minuten. Die Meßergebnisse sind in Tabelle 5 auf Seite 18 wiedergegeben und in Abbildung 10 graphisch dargestellt worden. Wir haben uns entschieden, eine Verzögerung von -10 ns einzubauen.

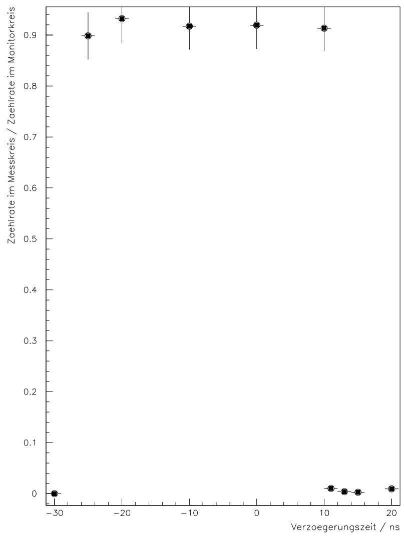


Abbildung 10: Verzögerungskurve für die Messung der Myonenlebensdauer

3.2.3 Aufnahme der Diskriminatorkurve, D_1 konstant, D_2 variabel

Wir stellen D_1 konstant auf den Minimalwert von 50 Skt ein und variieren D_2. Unsere Meßergebnisse sind in Tabelle 6 auf Seite 18 und in Abbildung 11 auf der nächsten Seite graphisch wiedergegeben worden.

Unsere Meßzeit betrug 3 Minuten. Wir haben uns entschieden, D_2=150 Skt zu wählen.

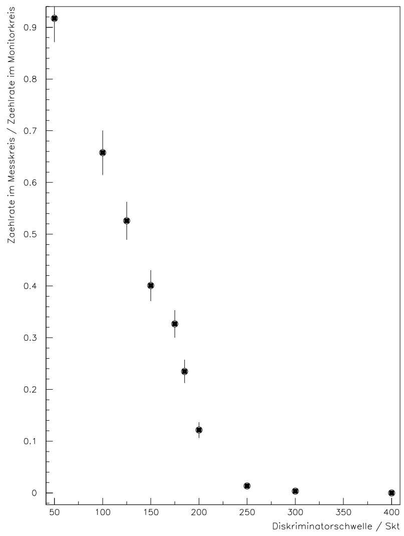


Abbildung 11: Myon Diskriminatorkurve, D_2 variabel

3.2.4 Aufnahme der Diskriminatorkurve, D_1 variabel, D_2 konstant

Wir stellen D_2 konstant auf den Minimalwert von 50 Skt ein und variieren D_1. Unsere Meßergebnisse sind in Tabelle 7 auf Seite 18 und in Abbildung 12 graphisch wiedergegeben worden. Unsere Meßzeit betrug 4 Minuten. Wir haben uns entschieden, D_1=275 Skt zu nehmen.

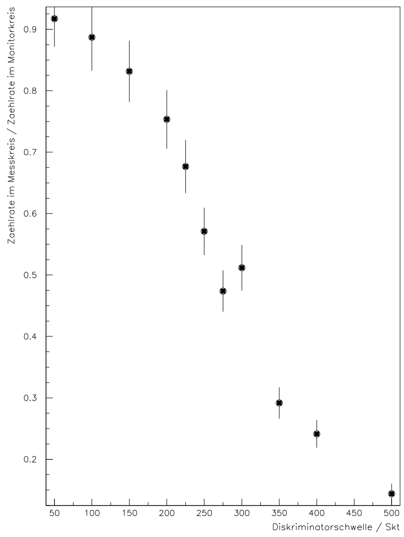


Abbildung 12: Myon Diskriminatorkurve, D_1 variabel

3.2.5 Beginn der Langzeitmessung und Ablesen der Ergebnisse

Wir starteten die Messung des Impulshöhenspektrums und der Winkelverteilung mit den o.g. Werten am Dienstag, den 16.11.99, um 16^{10}h MEZ. Wir beendeten die Langzeitmessung am Montag, den 22.11.99, um 13^{05} MEZ.

Wir haben also 6d 17h 35min lang gemessen. Dies entspricht 581700 s.

Nach dieser Zeit haben wir die verschiedenen Zähler abgelesen. Auf die Darstellung und Auswertung dieser Ergebnisse gehen wir in den nachfolgenden Abschnitten ein.

3.2.6 Zufallskoinzidenzen

Es ist möglich, daß ein Myon das START-Signal in SZ1 auslöst, aber ein anderes Myon in SZ2 das STOP-Signal verursacht. In diesem Fall bekommen wir eine Zufallskoinzidenz, die mit unserer Zerfallskurve nichts zu tun hat und rausgerechnet werden muß.
Im Fall, daß die START- und STOP-Signale vom selben Myon stammen, folgt jedem START-Signal auch ein STOP-Signal. Die Anzahl der "falschen" STOP-Signale pro Sekunde ist

$$n_{\text{stop}} = \frac{\text{Anzahl der Stop-Signale - Anzahl der Start-Signale}}{\text{gesamte Meßzeit}} .$$

Die Zeit, während der Z2 "scharf" ist, ergibt sich zu

$$t_{\text{offen}} = (\text{Anzahl der Start-Signale}) \cdot 10\,\mu s .$$

Die Anzahl der Zufallskoinzidenzen ist also

$$N_{\text{koinz}} = t_{\text{offen}} \cdot n_{\text{stop}}$$

und weil wir davon ausgehen können, daß sich die Zufallskoinzidenzen auf die 10 Zähler gleichmäßig verteilen, ergibt sich, daß wir unsere Zählrate korrigieren müssen um folgenden Wert:

$$N_{\text{korr}} = N_{\text{meß}} - \frac{N_{\text{koinz}}}{10}$$

An dieser Stelle der Versuchsauswertung müssen wir mit Schrecken feststellen, daß wir vergessen haben, die Werte für die Anzahl der START- und STOP-Signale zu notieren. Die Zufallskoinzidenzrate kann nicht bestimmt werden. Nachfrage bei Kollegen ergab, daß sich für die Zufallskoinzidenzrate ein Wert um 3.6 ergibt. Wir vernachlässigen diese Größe für die weitere Auswertung und hoffen, daß wir dennoch akzeptable Ergebnisse erzielen werden.

3.2.7 Bestimmung der Myonenlebensdauer

Die Zahl der zerfallenden Myonen ist gegeben durch das Zerfallgezetz

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} ,$$

wobei N_0 die Zahl der Myonen zum Zeitpunkt $t = 0$ und τ die mittlere Lebensdauer des Myons sind. Wenn man diese Beziehung logarithmiert, erhält man eine Gerade:

$$\log N(t) = \log N_0 - \frac{t}{\tau} .$$

Die mittlere Lebensdauer des Myons erhalten wir, indem wir den Kehrwert aus dem Absolutbetrag der Steigung bilden. Unsere Meßwerte sind in Tabelle 2 auf der nächsten Seite wiedergegeben.
In diese Tabelle haben wir auch gleich die logarithmierten Zählraten und die dazugehörigen Fehler eingetragen. Die Fehler ergeben sich nach dem Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetz zu

$$\Delta(\log N) = \frac{1}{N} \cdot \Delta N = \frac{1}{\sqrt{N}} .$$

Der Fehler der Zählrate selbst ist natürlich $\Delta N = \sqrt{N}$. Die Zerfallskurve des Myons haben wir in Abbildung 13 auf der nächsten Seite wiedergegeben. Es ist deutlich zu erkennen, daß sie exponentiell abklingt.

Zähler-Nr.	Zeit $[\mu s]$	Zählrate N	$\log N$	$\Delta(\log N)$
1	1	196	5.2781	0.0714
2	2	119	4.7791	0.0917
3	3	91	4.5109	0.1048
4	4	63	4.1431	0.1260
5	5	30	3.4012	0.1826
6	6	16	2.7726	0.2500
7	7	13	2.5649	0.2774
8	8	8	2.0794	0.3536
9	9	9	2.1972	0.3333
10	10	9	2.1972	0.3333

Tabelle 2: Muonenlebensdauer

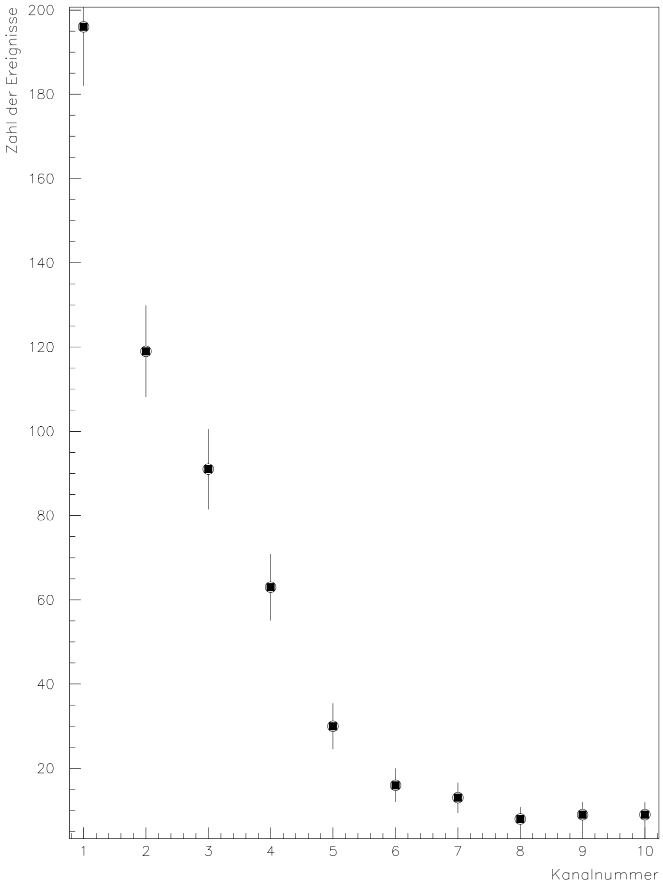


Abbildung 13: Zerfallskurve des Myons

Um nun die Zerfallskonstante zu bestimmen, tragen wir die logarithmierten Zählraten (samt Fehler) gegen die Zählernummern auf und führen eine gewichtete lineare Regression durch. Das Ergebnis ist in Abbildung 14 auf der nächsten Seite dargestellt.
Für die Steigung erhalten wir einen Wert von $m = -0.38377 \pm 0.03466\ 1/\mu s$. Die Lebensdauer des Myons ergibt sich also zu

$$\tau = \frac{1}{0.38377\ 1/\mu s} = 2.61\ \mu s\,,$$

und der Fehler ist

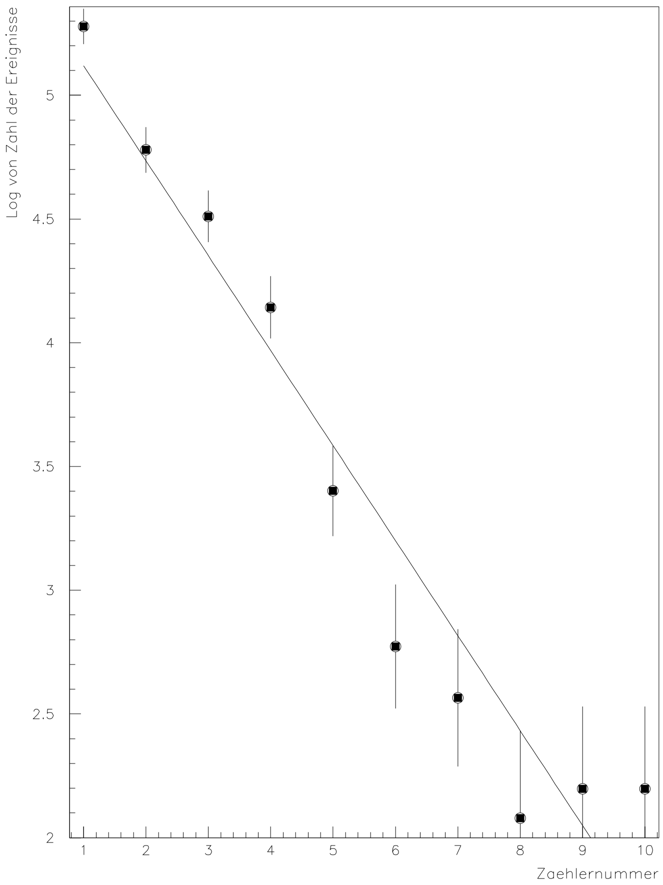


Abbildung 14: Zerfallskurve des Myons in halblogarithmischer Darstellung

$$\Delta\tau = \Delta\left(\frac{1}{m}\right) = \tau \cdot \frac{\Delta m}{m} = 0.23572\,\mu s\,.$$

Der Literaturwert[2] ist $\tau = 2.19703 \pm 0.00004\,\mu s$. Die Übereinstimmung mit unserem Wert ist mäßig; der Literaturwert liegt aber immer noch innerhalb unserer 2σ-Fehlergrenze.

[2] Quelle: Particle Data Booklet 1998

A Tabellen

Verzögerung [cm]	Verzögerung [ns]	Zahl der Ereignisse
-500	-25	1
-440	-22	2
-400	-20	20
-300	-15	25
-160	-8	27
-120	-6	28
-80	-4	39
-40	-2	24
0	0	31
40	2	41
80	4	41
120	6	25
160	8	33
260	13	33
360	18	26
440	22	26
500	25	12
600	30	0

Tabelle 3: Aufnahme der Verzögerungskurve für die Messung der Winkelverteilung

Diskriminatorschwelle [Skt]	Zahl der Ereignisse
50	3642
100	1575
150	978
200	765
250	583
300	498
350	424
400	351
450	317
475	299
500	273
550	236
575	217
600	186
650	200
700	124
750	0
800	0

Tabelle 4: Aufnahme der Diskriminatorkurve für die Messung der Winkelverteilung

Verzögerung [cm]	Verzögerung [ns]	Meßkreis	Monitorkreis	Meß/Monitor	Δ(Meß/Monitor)
-600	-30	0	816	0.00000	
-500	-25	716	797	0.89837	0.04626
-400	-20	716	768	0.93229	0.04843
-200	-10	765	834	0.91727	0.04592
0	0	742	807	0.91945	0.04676
200	10	781	855	0.91345	0.04521
220	11	8	790	0.01013	0.00360
260	13	3	815	0.00368	0.00213
300	15	2	824	0.00243	0.00172
400	20	7	747	0.00937	0.00356

Tabelle 5: Aufnahme der Verzögerungskurve für die Messung der Myonenlebensdauer

Diskriminatorschwelle D_2	Messkreis	Monitorkreis	Meß/Monitor	ΔMeß/Monitor
50	765	834	0.91726	0.04592
100	384	584	0.65753	0.04320
125	314	597	0.52596	0.03667
150	250	624	0.40064	0.02999
175	199	609	0.32676	0.02668
185	132	562	0.23487	0.02272
200	71	585	0.12136	0.01525
250	8	606	0.01320	0.00470
300	2	607	0.00329	0.00233
400	0	569	0.00000	0.00000

Tabelle 6: Aufnahme der Diskriminatorkurve für die Messung der Myonenlebensdauer, D_2 variabel

Diskriminatorschwelle D_1	Messkreis	Monitorkreis	Meß/Monitor
50	765	834	0.91726
100	502	566	0.88692
150	509	612	0.83169
200	437	580	0.75344
225	408	603	0.67661
250	346	606	0.57095
275	290	612	0.47385
300	284	555	0.51171
350	168	576	0.29167
400	140	580	0.24137
500	91	632	0.14398

Tabelle 7: Aufnahme der Diskriminatorkurve für die Messung der Myonenlebensdauer, D_1 variabel

Kanal	Zählrate	Kanal	Zählrate	Kanal	Zählrate	Kanal	Zählrate	Kanal	Zählrate
1	0	50	9	99	79	148	1	197	0
2	0	51	12	100	94	149	1	198	0
3	0	52	10	101	72	150	0	199	0
4	0	53	18	102	67	151	1	200	0
5	0	54	20	103	76	152	1	201	0
6	0	55	48	104	54	153	1	202	0
7	0	56	43	105	46	154	1	203	1
8	1	57	52	106	51	155	0	204	1
9	2	58	68	107	29	156	0	205	0
10	1	59	103	108	35	157	1	206	0
11	3	60	134	109	31	158	0	207	1
12	0	61	155	110	26	159	1	208	0
13	0	62	203	111	32	160	1	209	0
14	1	63	269	112	24	161	1	210	0
15	4	64	289	113	21	162	0	211	0
16	2	65	349	114	22	163	0	212	1
17	1	66	388	115	24	164	2	213	0
18	4	67	470	116	17	165	0	214	0
19	2	68	536	117	12	166	0	215	0
20	7	69	544	118	20	167	0	216	0
21	2	70	616	119	13	168	1	217	0
22	1	71	602	120	13	169	0	218	0
23	1	72	589	121	14	170	0	219	0
24	0	73	599	122	12	171	0	220	0
25	3	74	572	123	7	172	0	221	0
26	1	75	576	124	7	173	2	222	1
27	0	76	547	125	8	174	0	223	0
28	2	77	518	126	2	175	0	224	0
29	0	78	504	127	4	176	0	225	0
30	0	79	468	128	5	177	1	226	0
31	0	80	458	129	4	178	0	227	0
32	1	81	410	130	1	179	0	228	0
33	2	82	385	131	5	180	0	229	0
34	0	83	353	132	7	181	0	230	0
35	1	84	349	133	3	182	0	231	0
36	1	85	319	134	2	183	0	232	2
37	0	86	285	135	7	184	0	233	1
38	1	87	274	136	2	185	0	234	0
39	0	88	230	137	3	186	0	235	1
40	2	89	236	138	0	187	0	236	0
41	0	90	216	139	5	188	0	237	1
42	1	91	205	140	3	189	0	238	1
43	3	92	186	141	2	190	0	239	0
44	3	93	153	142	4	191	1	240	0
45	5	94	170	143	0	192	0	241	0
46	1	95	117	144	0	193	0	242	1
47	2	96	125	145	0	194	0	243	0
48	2	97	119	146	3	195	0	244	0
49	4	98	75	147	2	196	0	245	0

Tabelle 8: Pulshöhenspektrum der Höhenstrahlung