

Protokoll zum FP-Versuch E108
Höhenstrahlung

Michael Nirschl, Moritz Ringle

2./3. November 1999

Inhaltsverzeichnis

1 Thema	3
2 Theorie	3
2.1 Kosmische Strahlung	3
2.1.1 Primärstrahlung	3
2.1.2 Wechselwirkungen und Sekundärstrahlung	3
2.2 Detektoren	4
3 Winkelverteilung der Myonen (1. Versuchsteil)	5
3.1 Beschreibung	5
3.1.1 Winkel-Intensitäts-Messung	5
3.1.2 Koinzidenzelektronik und Pulshöhenspektrum	6
3.2 Ergebnisse und Fehler	7
3.2.1 Schwellenkurve	7
3.2.2 Verzögerungskurve	8
3.2.3 Pulshöhenspektrum	9
3.2.4 Winkelverteilung	10
4 Myonenlebensdauer (2. Versuchsteil)	12
4.1 Beschreibung	12
4.2 Ergebnisse und Fehler	13
4.2.1 Verzögerung und Diskriminatorschwellen	13
4.2.2 Lebenszeitmessung	13
5 Diskussion der Ergebnisse	14

1 Thema

In diesem Versuch wird die Hauptkomponente der kosmischen Strahlung am Erdboden, die Myonenstrahlung, untersucht.

Im ersten Versuchsteil wird die Abhängigkeit der Strahlungsintensität vom Zenitwinkel θ gemessen, um die erwartete $\cos^2(\theta)$ -Proportionalität zu überprüfen.

Im zweiten Versuchsteil wird in einer Koinzidenzmessung die Zerfallskonstante des Myonenzerfalls

$$\mu \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (1.1)$$

bestimmt.

2 Theorie

2.1 Kosmische Strahlung

2.1.1 Primärstrahlung

Die Atmosphäre wird mit einer Rate von $1000 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ von nahezu isotroper Primärstrahlung aus dem Weltraum getroffen. Diese ist zu einem großen Teil galaktischen Ursprungs. Ein kleiner Teil kommt auch von der Sonne und ist daher stark mit Ereignissen auf der Sonnenoberfläche korreliert. Der höchstenergetische Anteil ist möglicherweise außergalaktischen Ursprungs.

Die kosmische Strahlung besteht überwiegend aus geladenen Teilchen, genauer aus ca. 90% Protonen, 9% α -Teilchen und zu ca. 1% aus schwereren Kernen [3], bzw. aus 87% p und 13% (gebundenen) Neutronen [4]. Zudem enthält sie in geringerem Maße auch Elektronen, Positronen und Gammastrahlung.

Das Energiespektrum der Primärstrahlung zeigt den Verlauf in Abb. 1. Es wird in etwa beschrieben durch den Zusammenhang

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma+1} \quad (2.1)$$

mit dem differentiellen Fluß $\frac{dN}{dE}$ und $\gamma \approx 1,7$ für $E \lesssim 10^{15} \text{ eV}$; $\gamma \approx 2$ darüber. Die höchsten gemessenen Energien liegen im Bereich von 10^{20} eV .

2.1.2 Wechselwirkungen und Sekundärstrahlung

Die Primärstrahlung dringt großteils nicht zum Erdboden vor. Die Wechselwirkungslänge eines Protons der kosmischen Strahlung liegt bei 80 g/cm^2 , die Wahrscheinlichkeit, den Erdboden ohne Wechselwirkung zu erreichen, beträgt ungefähr 10^{-5} . Stattdessen lösen die Primärteilchen sogenannte Hadronenschauer aus. Dabei werden durch inelastische hadronische Prozesse hauptsächlich geladene und neutrale Pionen und mit geringerer Häufigkeit Kaonen, Nukleonen und andere Hadronen erzeugt. Die Teilchenmultiplizität pro Wechselwirkung ist in etwa dem Logarithmus der Energie proportional, der mittlere Transversalimpuls der Sekundärteilchen beträgt ungefähr $0,35 \text{ GeV}/c$, die mittlere Inelastizität ca. 50%. Aus den Sekundärteilchen entstehen Myonen über folgende Zerfälle:

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad (2.2)$$

$$K_{\mu_2}^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad (2.3)$$

$$K_{\mu_3}^0 \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + \pi^\mp \quad (2.4)$$

$$K_{\mu_3}^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + \pi^0 \quad (2.5)$$

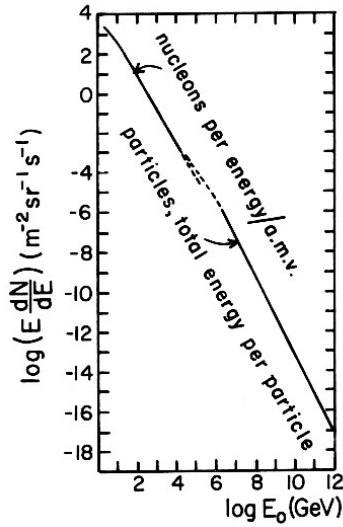


Abbildung 1: Energiespektrum der Primärstrahlung nach [3]

Außerdem werden elektromagnetische Schauer (Paarbildung \rightarrow Bremsstrahlung \rightarrow Paarbildung . . .) ausgelöst durch den Zerfall des π^0 , das etwa einen Anteil von einem Drittel an den produzierten Hadronen hat:



Die Myonen durchdringen die Atmosphäre großteils ohne Wechselwirkung oder Zerfall ($\tau \approx 2,2 \cdot 10^{-6}$ s), so daß sie ca. 80% der kosmischen Strahlung am Erdboden ausmachen. Typischerweise liegt der Energieverlust eines 100 GeV-Myons auf dem Weg durch die Atmosphäre bei circa 2 GeV, er wird hauptsächlich durch Ionisation verursacht. Die unterschiedliche Atmosphärendicke unter verschiedenen Zenitwinkeln, führt zu einer Abhängigkeit der Myonintensität vom Zenitwinkel. Die integrierte Intensität der harten Komponente der Myonstrahlung am Erdboden wird in etwa beschrieben durch

$$I(\theta) = I_0 \cos^n \theta \quad n \approx 2 \quad \text{für } 0^\circ \leq \theta \leq 75^\circ \quad (2.7)$$

Am niederenergetischen Ende des Myonspektrums sinkt die Myonintensität mit steigendem Zenitwinkel beträchtlich, da die Wahrscheinlichkeit, daß das Myon absorbiert wird oder selbst zerfällt, mit der zu durchquerenden Absorberdicke steigt.

Die Intensität hochenergetischer Myonen steigt bei $\theta > 75^\circ$ mit dem Zenitwinkel, da die Pionen, welche von Primärteilchen produziert werden, die unter großen Winkeln einfallen, eine größere Wahrscheinlichkeit haben durch Zerfall und nicht durch Kollision vernichtet zu werden, so daß in diesem Bereich die erwähnte $\cos^2(\theta)$ Relation nicht mehr zutrifft.

2.2 Detektoren

In diesem Versuch werden organische Szintillatoren und eine aus NIM-Modulen aufgebaute Koinzidenzelektronik verwendet. Einfallende Strahlung deponiert Energie im Szintillator, die evtl. über Zwischenschritte in Anregungsenergie der freien Valenzelektronen in π -Molekülorbitalen umgesetzt wird. Die Singlet- und Triplet-Zustände dieser Molekülorbitale verfügen über eine Feinstruktur, die unterschiedlichen Schwingungsmoden des Moleküls entspricht ($\Delta E \sim 0.1$ eV). Mit hoher Wahrscheinlichkeit zerfallen die angeregten Zustände unter Aussendung von Licht zu einem der Schwingungszustände über dem Grundzustand.

Die freigesetzte Energie reicht daher nicht aus, um Elektronen aus dem Grundzustand in angeregte Zustände zu heben, wodurch der Szintillator für sein eigenes Licht transparent wird. Dieses Licht wird dann über Wellenlängenshiftermoleküle in Frequenzen umgesetzt, für die Photokathoden mit hoher Ausbeute zur Verfügung stehen. Über einen Lichtleiter gelangt das Lichtsignal des Szintillators in die Photokathode des Photomultipliers, wo es einen Photoelektronenpuls auslöst, der im Sekundärelektronenvervielfacher verstärkt wird. Organische Szintillatoren haben sehr kurze Ausgangspulse mit τ in der Größenordnung von 2–3 Nanosekunden.

Der Spannungspuls der Detektoreinheit wird mit Diskriminatoren in einen NIM-Logik-Puls umgesetzt und dann weiterverarbeitet.

3 Winkelverteilung der Myonen (1. Versuchsteil)

3.1 Beschreibung

3.1.1 Winkel-Intensitäts-Messung

Für die Messung der Winkelverteilung der kosmischen Strahlung am Erdboden wird eine Zylinder-symmetrische Anordnung aus 24 Ebenen und einem zylindrischen Szintillator verwendet. Die ebenen Szintillatoren (H:32, B:32, T:10 in mm) werden in einem vertikalen Kreis mit 15 cm Radius aufgebaut, der zylindrische Detektor (\varnothing :32 T:10) wird im Kreismittelpunkt angebracht (Abb. 2).

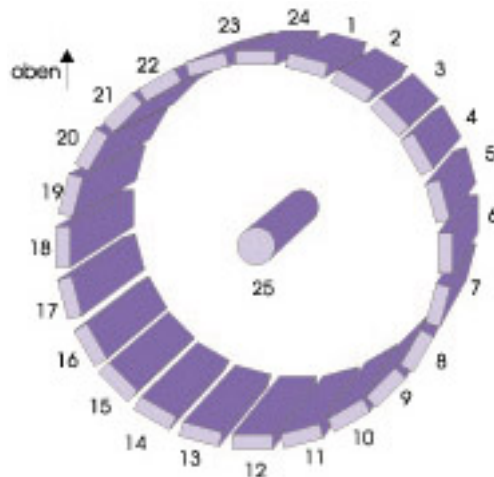


Abbildung 2: Detektoranordnung zur Messung der Winkelverteilung

Gemessen werden Ereignisse im zylindrischen Detektor Z25 und die Einfallswinkel der sie auslösenden Teilchen. Dazu wird das diskriminierte Z25-Signal in 12 Signale aufgefächert (Fanout) und in 12 Dreifachkoinzidenzen mit den diskriminierten Signalen der 12 diametralen Zählerpaare geführt (Schaltung in Abb. 3). Experimentell werden die Dreifachkoinzidenzen dadurch realisiert, daß das invertierte Z25-Signal als *common inhibit* für die Zweierkoinzidenzen der diametralen Zählerpaare verwendet wird. Jede dieser Dreifachkoinzidenzen detektiert Z25-Myonen innerhalb eines Einfallswinkelbereichs von 15° . Die Ausgangssignale der Koinzidenzen werden auf Sichtzähler geführt und eine Woche lang registriert, so daß schließlich Daten für die Intensität der Myonstrahlung in Abhängigkeit vom Zenitwinkel vorliegen.

Um aus diesen Daten die Zufallskoinzidenzen herausrechnen zu können, müssen diese getrennt mitgezählt werden. Dazu verwenden wir zwei verschiedene Methoden. Bei der

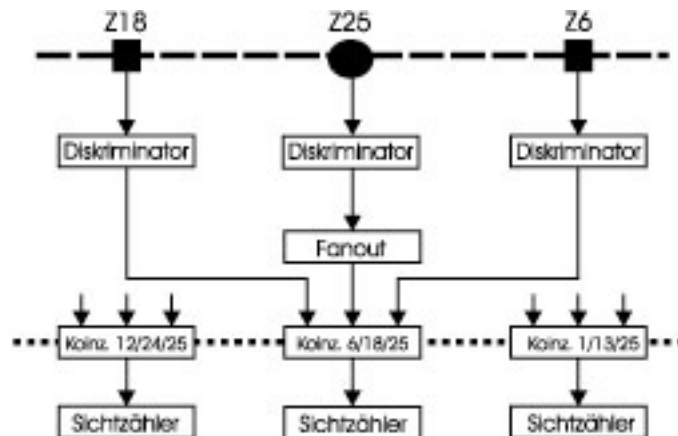


Abbildung 3: Elektronik zur Messung der Winkelverteilung

Verzögerungsmethode werden die Signale einer Dreierkoinzidenz so weit gegeneinander verzögert, daß Signale vom gleichen Teilchen sicher nicht mehr gleichzeitig – innerhalb der Zeitaufösung – an der Koinzidenz eintreffen (Z25 unverzögert, Z1: 30 ns, Z13: 60 ns). Unter Annahme einer zeitlich isotropen Ereignisrate wird dann genau die Rate der Zufallskoinzidenzen gemessen. Bei der geometrischen Methode werden drei Zähler in Koinzidenz geführt, deren gegenseitige Lage es praktisch unmöglich macht, daß ein Teilchen in allen drei Detektoren ein Signal auslöst (Z25, Z8, Z14). Allerdings ist es durchaus möglich, daß ein Teilchen zwei Detektoren durchquert, so daß hier eine gegenüber der Zufallsrate zu hohe Rate gemessen wird.

3.1.2 Koinzidenzelektronik und Pulshöhenspektrum

Am Z12-Detektor wird die Elektronik beispielhaft eingestellt und das Pulshöhenspektrum gemessen.

Das Z12-PM-Signal wird geteilt. Ein Zweig wird diskriminiert und verzögert in eine Koinzidenz geführt. Um genügend Ereignisse zu erhalten, werden für diese Koinzidenz die durch ein logisches ODER verknüpften und danach verzögerten Diskriminatorsignale der Zähler Z21-Z24 und Z1-Z4 verwendet. D. h. es werden alle Myonen gezählt, die aus einem Winkelbereich von $\pm 30^\circ$ um den Zenit im Zähler Z12 einfallen. Das Signal dieser Koinzidenz wird auf einem Sichtzähler registriert und als Gate für den zweiten Zweig des Z12-Detektorsignals verwendet. Dieses Analogsignal wird in einem *Stretcher Amplifier* verbreitert und in einen Vielkanalanalysator (MCA) geführt. Hier wird die Pulshöhe digitalisiert, die Anzahl der Ereignisse in jedem der 256-Spannungskanäle wird gezählt und auf Bildschirm oder Drucker ausgegeben. Ein Blockschaltbild der Elektronik findet sich in Abb.4.

Die beschriebene Schaltung soll optimiert werden, indem erstens über die Diskriminatorschwelle des Z12-Diskriminators störendes Untergrundrauschen im niedrigen Energiebereich eliminiert wird und indem zweitens die zeitliche Überlappung der beiden Diskriminatorsignale mithilfe von Verzögerungskabeln maximiert wird.

Zur Einstellung der Diskriminatorschwelle wird die Anzahl der innerhalb von je 5 Minuten von der Koinzidenz registrierten Ereignisse in Abhängigkeit von der Einstellung des Diskriminators gemessen. Die Diskriminatorschwelle wird dann an einer Stelle positioniert, bei der der Untergrund sicher ausgeschlossen wird (s. Abs. 3.2).

Sodann wird mithilfe von Delaykabeln die Zählrate in Abhängigkeit von der gegenseitigen Verzögerung der Eingangszweige der Koinzidenz gemessen. Die Verzögerung von Z12 wird dabei positiv gerechnet, die von Z21-4 negativ.

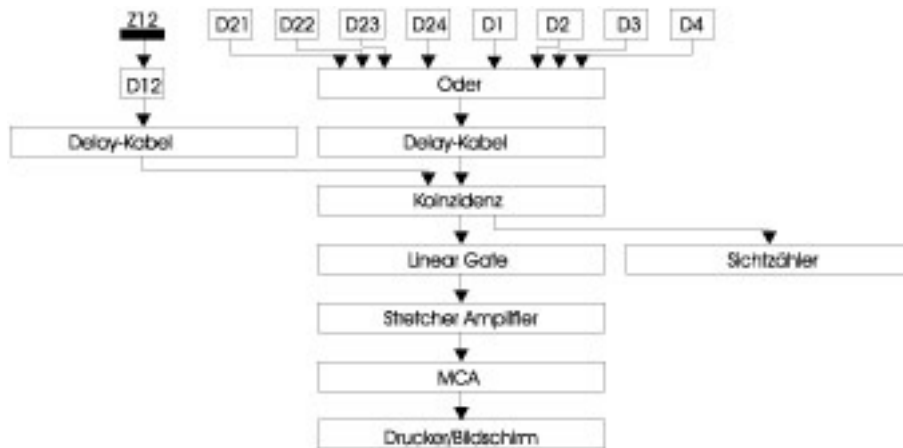


Abbildung 4: Elektronik zur Messung des Pulshöhenspektrums

Nachdem die Verzögerung so eingestellt ist, daß maximale Zählraten zu erwarten sind (s. Abs. 3.2), kann die Messung des Pulshöhenspektrums mit dem MCA gestartet werden.

3.2 Ergebnisse und Fehler

3.2.1 Schwellenkurve

Für die Schwellenkurve wird der in Abb. 5 dargestellte Verlauf gemessen, wobei die großen Fehler hauptsächlich von den natürlichen statistischen Schwankungen in der recht niedrigen Zählrate herrühren (der relative Fehler geht mit $\frac{1}{\sqrt{n}}$, wenn n die Anzahl der Messungen bezeichnet).

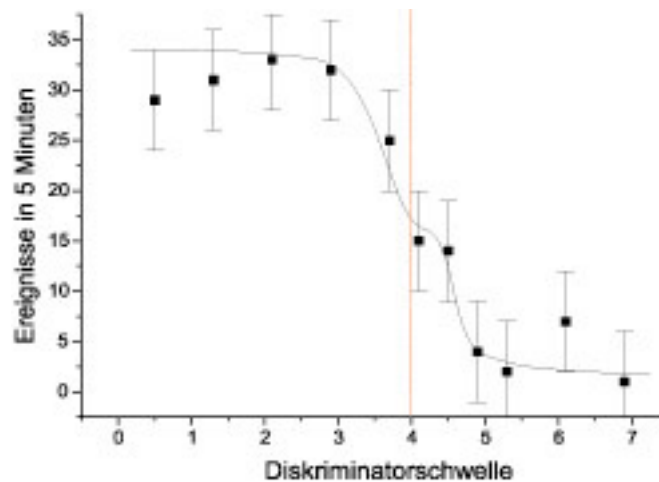


Abbildung 5: Schwellenkurve, Diskriminator an Z12

Die Schwellenkurve $D(a)$ ist die Integralfunktion des Pulshöhenspektrums $S(E)$ nach

$$D(a) = \int_a^{\infty} S(E) dE \quad (3.1)$$

Bei einem Pulshöhenspektrum mit einem hohen Untergrundpeak und einem annähernd monoenergetischen Myonenpeak wird eine Diskriminatorschwellenkurve mit zwei durch ein Plateau geteilten steilen Abfällen erwartet. Da jedoch das beobachtete anfängliche Pulshöhenspektrum bei weitem nicht dieser idealen Form entspricht, insofern als der Myonenpeak vom Untergrund kaum zu trennen war (Abb. 6), überrascht es nicht sonderlich, daß im wesentlichen nur ein einstufiger Abfall beobachtet wird. Das eingezeichnete Mittelplateau liegt größtenteils innerhalb der Meßgenauigkeit, ist also durch die Messung nicht unbedingt gesichert. Dennoch wird die Diskriminatorschwelle hier plaziert (Linie in Abb. 5) und zwar aus folgenden Gründen. Erstens kann die Einstellung der Diskriminatorschwelle auf diesen Wert als konservativ betrachtet werden, da ein großer Teil des Untergrundes sicher ausgeschlossen wird, wenn man – wie hier geschehen – die Gesamtzählrate auf etwa die Hälfte des Anfangswertes reduziert. Zweitens verbleiben ca. 50% des Energiebereichs, in dem ursprünglich Ereignisse registriert wurden, innerhalb des Meßbereichs, so daß zumindest erwartet werden kann, daß die Messung die rechte Flanke des Myonenpeaks vollständig wiedergeben wird.

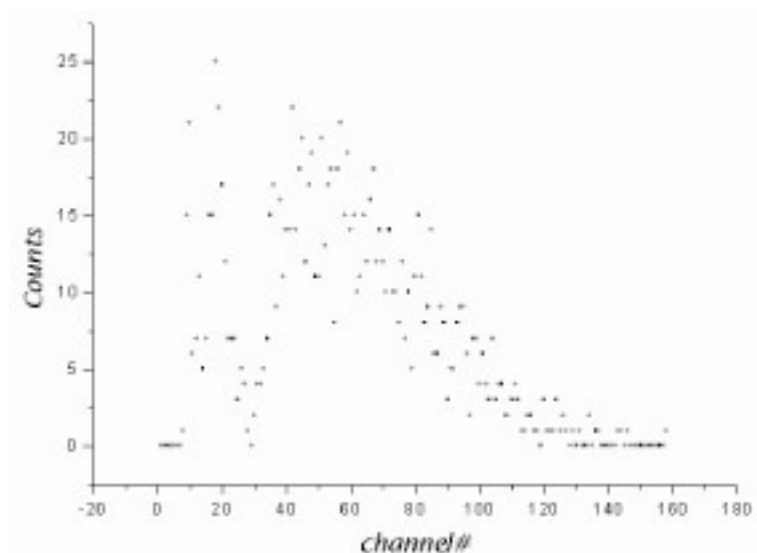


Abbildung 6: Pulshöhenspektrum ohne Diskriminator, Meßzeit 2 Std.

3.2.2 Verzögerungskurve

Bei der Verzögerungskurve wird die Zählrate über alle Energiebereiche in Abhängigkeit von der gegenseitigen Verzögerung der Koinzidenzzweige gemessen. Erwartet wird hier in etwa ein Rechteck, daß ungefähr die addierte Breite der Eingangssignale hat, da eine Koinzidenz genau dann registriert wird, wenn sich die beiden Eingangssignale überlappen. Der vertikale Offset dieses Rechtecks gegenüber der Grundlinie entspricht der Rate der Zufallskoinzidenzen. Die experimentell bestimmte Kurve findet sich in Abbildung 7, die Verzögerung des Z12-Zweiges ist hier positiv, die des Oder-Zweiges negativ aufgetragen. Die Meßwerte zeigen einen gegenüber dem idealen etwas verwischten Verlauf, der auf Schwankungen im notwendigen zeitlichen Signalüberlapp zur Auslösung eines Koinzidenzsignals beruht (z. B. Amplitudenabhängigkeit). Die Verzögerung wird bei -5ns (Linie in Abb. 7) fixiert, einem Wert, der aufgrund der Meßdaten als der Mitte des Plateaus nahe betrachtet wird.

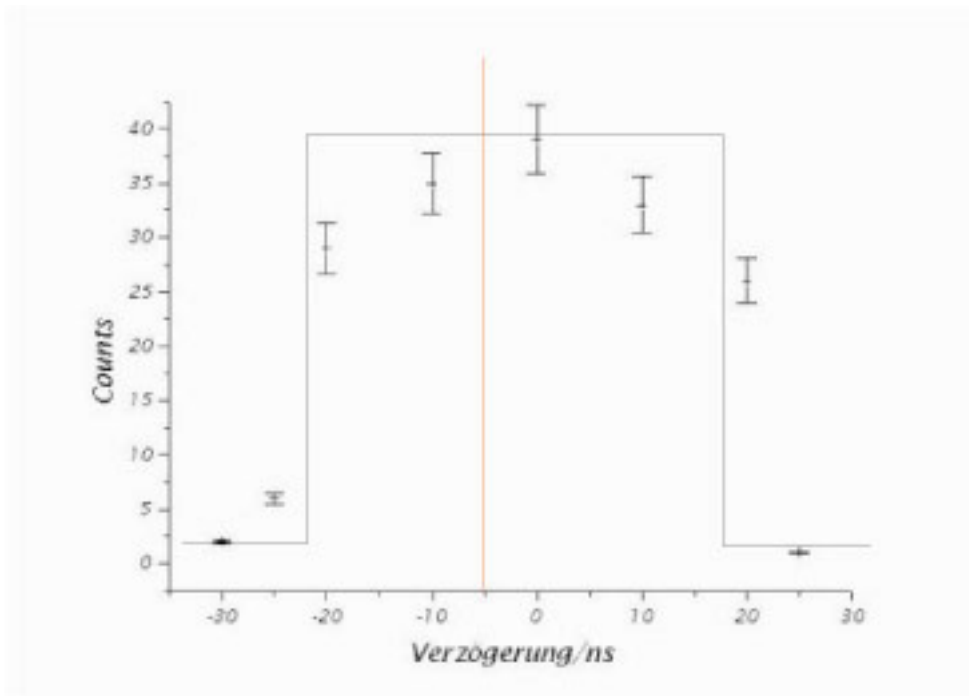


Abbildung 7: Verzögerungskurve Z12-Oder-Koinzidenz

3.2.3 Pulshöhenspektrum

Mit den aus 3.2.2 und 3.2.1 abgeleiteten Einstellungen wird das Pulshöhenspektrum für die Dauer von etwa 7 Tagen aufgenommen. Das Ergebnis (Abb. 8) zeigt eine Energieverteilung die ungefähr in der Mitte zwischen einer Gaußverteilung und einer Landau-Verteilung liegt, insofern als die Glockenkurve zwar die typische Asymmetrie und den Exponential-Schwanz der Landau-Verteilung aufweist, jedoch nicht ihren steilen nahezu senkrechten Anstieg reproduziert. Unter der freilich etwas willkürlichen Annahme einer annähernd monoenergetischen Strahlung läßt sich daraus ableiten, daß es sich beim Szintillationszähler um einen mitteldicken Absorber handelt, in dem ein guter Teil der Energie der einfallenden Teilchen, jedoch nicht ihre gesamte Energie umgesetzt wird. Eine absolute Energiebestimmung ist aus den gemessenen Daten nicht möglich, da hierfür eine Energieeichung der Apparatur hätte durchgeführt werden müssen.

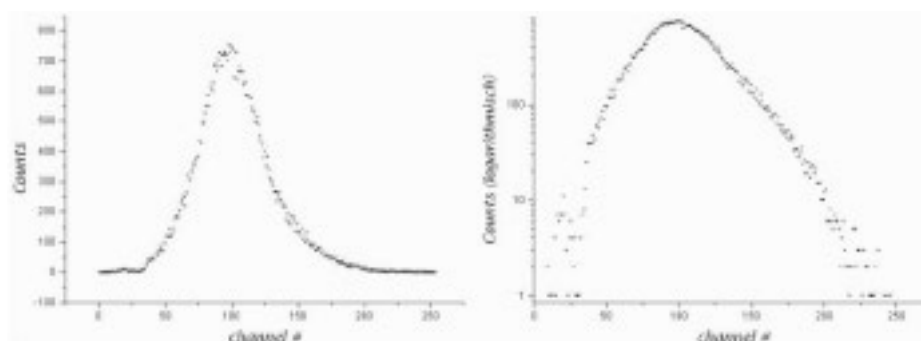


Abbildung 8: Pulshöhenspektrum der kosmischen Strahlung am Erdboden, Meßzeit 7 Tage

3.2.4 Winkelverteilung

Aus den beiden Schaltungen zur Messung der Zufallskoinzidenzen ergeben sich für den Meßzeitraum von knapp 7 Tagen Werte von 313 (geometrisch) bzw. 340 (Verzögerung) Ereignissen. Wie bereits oben erwähnt ist die mit der geometrischen Methode bestimmte Rate der Zufallskoinzidenzen zu hoch, weil die Ereignisse in den Zählern nicht als vollkommen unabhängig betrachtet werden können. Bei der Verzögerungsmethode tritt dieses Problem nicht auf. Allerdings stellt sich hier ein weiteres Problem, das mit der Ausrichtung der Zähler zur Vertikalen zusammenhängt. Da der maximale Myonenstrom in etwa aus der Vertikalen kommt, wird in den nahezu waagerechten Zählern eine größere Zahl an Ereignissen registriert als in den nahezu senkrecht orientierten. Unterschiedliche Zählraten haben aber auch unterschiedliche Zufallskoinzidenzraten zur Folge. Dieser Effekt soll in den folgenden Überlegungen berücksichtigt werden. Unter der Annahme einer $\cos^2(\theta)$ -Verteilung der Intensität und einer 100%-igen oder zumindest vom Weg durch den Zähler unabhängigen Nachweiswahrscheinlichkeit gilt für die Ereignisrate in einem Zähler

$$\begin{aligned} I(\phi) &= \int_{-\pi/2}^{\pi/2} |\mathbf{j}(\theta) \cdot \mathbf{A}| d\theta \\ &= A j_0 \int_{-\pi/2}^{\pi/2} |\cos(\theta - \phi)| \cos^2(\theta) d\theta \\ &=: A j_0 Z(\phi) \end{aligned} \quad (3.2)$$

wobei A die Zählerfläche, j_0 die Stromdichte aus der Senkrechten, und ϕ den Winkel der Flächennormale des Zählers zur Senkrechten bezeichnet. Die Zufallskoinzidenzen in einer Dreierkoinzidenz Z_a, Z_b, Z_c ergibt sich theoretisch wie folgt. Ein Ereignis treffe in Zähler a ein, dann öffnet sich ein Zeitfenster für Signale aus b und c, dessen Dauer der Zeitauflösung σ_a der Koinzidenz entspricht. Innerhalb dieses Zeitfenster eintreffende Signale werden als koinzident zum ersten betrachtet. In dieses Zeitfenster fallen im Mittel $\sigma_a \cdot I_{b,c}$ Signale aus einem der anderen Zähler. Da diese Zahl wesentlich kleiner als Eins ist, kann die Wahrscheinlichkeit, daß zwei oder mehr Ereignisse aus einem Zähler in das Fenster fallen, als vernachlässigbar klein angenommen werden, und obiger Ausdruck kann als Wahrscheinlichkeit für das koinzidente Eintreffen eines Signals aus b oder c betrachtet werden. Da es sich nach Voraussetzung um zufällige Koinzidenzen handeln soll, multiplizieren sich die Einzelwahrscheinlichkeiten für das koinzidente Eintreffen eines Ereignisses aus b oder c. Analoges ergibt sich, wenn das erste Signal aus Zähler b oder Zähler c stammt. Damit gilt bei gleichen Raten im Zählerpaar (i,j) für die Gesamtrate der Zufallskoinzidenzen

$$I_Z(i,j) = 2\sigma_{coinc}^2 I_{25} I_i + \sigma_{veto}^2 I_i^2 \quad (3.3)$$

Vereinfachend kann man nun entweder annehmen, daß

$$\sigma_{veto} = 0$$

(i.e. die Schaltzeit des Vetos ist klein gegen die Zeitauflösung der Koinzidenz), oder daß

$$\sigma_{veto} = \sigma_{coinc} \quad \text{und} \quad I_{25} = I_i \quad (3.4)$$

Ersteres halte ich für die plausiblere Variante. Damit ergibt sich als Endergebnis

$$I_{Zufall}(i,j) = 2\sigma^2 I_{25} I_i(\phi) \quad (3.5)$$

und damit eine Proportionalität der Zufallsrate zu $Z(\phi)$. Das Zählerpaar (1,13), mit dem die Zufallsrate gemessen wurde, ist um einen Winkel von 15° zur Vertikalen geneigt. Daher

Koinzidenz	1-13	2-14	3-15	4-16	5-17	6-18
Winkelbereich	15°	30°	45°	60°	75°	90°
Ereignisse	5424	4192	(81)	590	583	224
Zufall	340	308	264	220	188	176
bereinigt	5084	3928	—	370	395	48
Fehler	42	40	42	42	44	42
Koinzidenz	7-19	8-20	9-21	10-22	11-23	12-24
Winkelbereich	-75°	-60°	-45°	-30°	-15°	0°
Ereignisse	539	1498	2879	(728)	5384	5454
Zufall	188	220	264	308	340	352
bereinigt	351	1278	2615	(420)	5044	5102
Fehler	44	42	42	42	40	42

Tabelle 1: Winkelverteilung der Myonenstrahlung, Meßzeit 7 Tage

folgt für die Zufallsrate eines Zählerpaares unter dem Winkel ϕ zur Vertikalen folgende Zufallsrate

$$I_Z(\phi) = \frac{I_Z^{(1,13)}}{Z(15^\circ)} Z(\phi) \quad (3.6)$$

$Z(\phi)$ wird numerisch berechnet, die damit berechneten Zufallskoinzidenzraten finden sich in Tabelle 1.

Die Zählraten der Koinzidenzen 3-15 und 10-22 sind offensichtlich falsch. Vor Versuchsbeginn war bereits bekannt, daß diese Zähler zu niedrige Raten messen. Daher wird für die entsprechenden Winkel ϕ der Wert benutzt, den die Koinzidenz für $-\phi$ ergeben hat. Bei der Koinzidenz 4-16 wird genauso verfahren, obwohl hier die Fehlfunktion nicht ganz so deutlich ist. Eventuell verwirft man also einen guten Meßwert. Der dadurch begangene Fehler ist aber in jedem Fall gering.

Als Maß für den Fehler der Meßwerte wird dort, wo zwei gesicherte Meßwerte für ϕ und $-\phi$ zur Verfügung stehen, deren Differenz betrachtet. Dies bedeutet, daß man die natürliche Asymmetrie infolge des Erdmagnetfeldes und der Ladungsasymmetrie der Myonenstrahlung vernachlässigt. Dadurch wird der Fehler aber höchstens geringfügig zu groß geschätzt. Günstigerweise stehen diese Werte sowohl für die größten Winkel als auch für die kleinsten zur Verfügung. Da sie in der gleichen Größenordnung liegen, kann der Fehler der dazwischenliegenden Werte vernünftigerweise im gleichen Bereich angesetzt werden. Im einzelnen finden sich die Fehler in Tabelle 1. Bei den großen Zählraten und dem langen Meßzeitraum mitteln sich zufällige Fehler weitgehend heraus. Daher werden für diese Fehler, zu denen z. B. Schwankungen in der natürlichen Strahlung gehören, nur etwa 15 Ereignisse angesetzt. Eigentlich geht dieser Fehler mit $\sqrt{(n)}$, aber um die Betrachtung zu vereinfachen, wird hier ein mittlerer Wert veranschlagt. Größeren Einfluß haben die systematischen Fehler: Zunächst ist die durchgeführte Korrektur fehlerbehaftet. Aus dem Fehler der Messung der Zufallskoinzidenzen und dem durch die verschiedenen Näherungen und Annahmen gemachten Fehler resultiert hier ein Gesamtfehler von etwa 10 Ereignissen. Aufgrund der unterschiedlichen Einstellungen der Verstärker, der Diskriminatoren und der Koinzidenzen hat die auswertende Elektronik der einzelnen Zähler eine unterschiedliche Übertragungsfunktion, dieser Fehler dürfte ebenfalls etwa 10 Ereignisse ausmachen. Die unterschiedliche Ansprechwahrscheinlichkeit der naturgemäß nicht vollkommen identischen Szintillatorkristalle und Photomultiplier verursacht den restlichen Fehler.

Auf einen Blick finden sich die Ergebnisse des ersten Versuchsteils in Abbildung 9. In die bereinigten Meßwerte wurde eine $\cos^2(\theta)$ -Verteilung gefittet. Die \cos^2 -Hypothese wird gut bestätigt, da χ^2 nur ca. 7000 beträgt. Bei 13 Meßpunkten entspricht das einem mittleren Abstand von der Fitkurve von nur ca. 23. Um den Einfluß der Ausgleichsrechnung

zu illustrieren, sind zusätzlich noch die unbereinigten Meßwerte abgebildet.

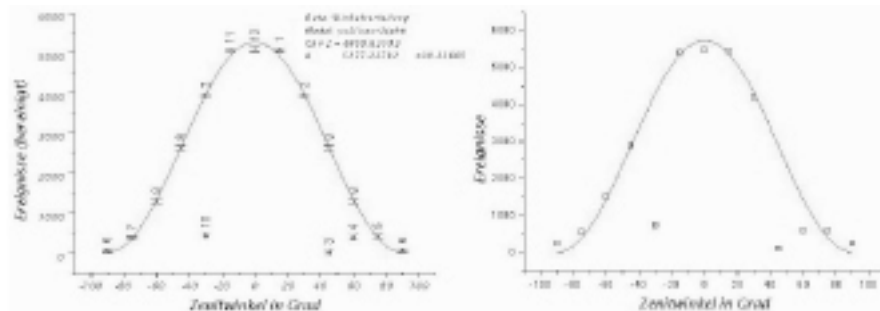


Abbildung 9: Abhängigkeit der Myonenstrahlungsintensität vom Zenitwinkel

4 Myonenlebensdauer (2. Versuchsteil)

4.1 Beschreibung

Im zweiten Versuchsteil wird die Zerfallskonstante des Zerfalls (1.1), also die Lebensdauer des Myons, bestimmt. Dazu werden zwei Szintillatoren, die vertikal übereinander unter einer Bleiabschirmung aufgestellt sind, benutzt. Die Abschirmung dient dazu, die weiche Komponente der Höhenstrahlung zu absorbieren, so daß die registrierten Ereignisse tatsächlich überwiegend von Myonen stammen. Zur Lebenszeitmessung wird eine spezielle Koinzidenzelektronik benutzt, die den beiden Zählern nachgeschaltet ist. Als Start-Signal für die Zeitmessung dient eine Koinzidenzschaltung beider Zähler, das heißt ein Startimpuls wird ausgelöst, wenn ein Myon in beide Zähler eintritt. Als Stop-Signal dient der Ausgang des unteren Zählers (Z2), denn wenn eine Myon im zweiten Zähler zur Ruhe kommt und zerfällt, dann erzeugt dort das Zerfallelektron, das kinetische Energie aus dem Zerfall trägt, einen weiteren Impuls.

Zunächst wird die Koinzidenz für das Startsignal eingestellt. Da die Zählraten insgesamt klein sind, benötigt man für die Aufnahme von Schwellen- und Verzögerungskurve viel Zeit, wenn man Werte erhalten möchte, die groß gegen die natürlichen Schwankungen in der Zählrate sind. Hier wird das umgangen, indem die Zählrate des einzustellenden Koinzidenzkreises auf diejenige eines Monitorkreises genannten weiteren Koinzidenzkreises mit offenen Diskriminatoren und fester Verzögerung bezogen wird. Am Oszillographen wird nun zunächst die Koinzidenz des Monitorkreises überprüft. Dazu werden die beiden Diskriminatorsignale auf die beiden Kanäle des Oszilloskops gegeben und beobachtet. Mit Hilfe von Verzögerungskabeln wird dann für optimalen Überlapp der beiden beobachteten Rechtecksignale gesorgt. Anschließend werden im Start-Koinzidenzkreis Schwellen- und Verzögerungskurve aufgenommen, wie in Abschnitt 3.1.2 beschrieben, nur daß jetzt nicht für eine feste Zeit gemessen wird, sondern solange bis der Monitorzähler einen festen Wert erreicht. Die Koinzidenz wird wie in Abs. 4.2.1 beschrieben eingestellt. Dann werden Start- und Stop-Signal auf die Eingänge der Zählereinheit gegeben. Das Startsignal wird dabei verzögert, damit der erste Myonenpuls (Start) aus Z2 die Zeitmessung nicht fälschlicherweise stoppen kann. Die Zählereinheit registriert Ereignisse mit einem zeitlichen Abstand von bis zu $10 \mu\text{s}$, indem ihre 10 Zähler jeweils Ereignisse aufnehmen, deren Abstand in ein Intervall von $1 \mu\text{s}$ Breite fällt. Wie das technisch umgesetzt ist, kann man im Skript nachlesen. Hier wird es nicht beschrieben, da es für die Versuchsauswertung kaum von Belang ist. Die Zählereinheit registriert außerdem noch getrennt die Start- und Stop-Signale, woraus die Anzahl der zufälligen Koinzidenzen berechnet werden kann. Die Messung wird gestartet und nach knapp 7 Tagen beendet und abgelesen.

4.2 Ergebnisse und Fehler

4.2.1 Verzögerung und Diskriminatorschwellen

Die gemessenen Verzögerungs- und Schwellenkurven finden sich in Abb. 10 und Abb. 11. Anhand dieser Kurven wird die Verzögerung der beiden Zweige der Koinzidenz bei -22 ns fixiert, die Diskriminatorschwelle für den oberen Zähler (Z1) wird auf 2,75 eingestellt, die des unteren Zählers (Z2) auf 1,5. Allerdings ist auch hier wieder nur schwer ein „Plateau“ zu erkennen. Die Diskriminatorschwelle wird daher nach den gleichen Kriterien wie in Abs. 3.2.1 festgelegt.

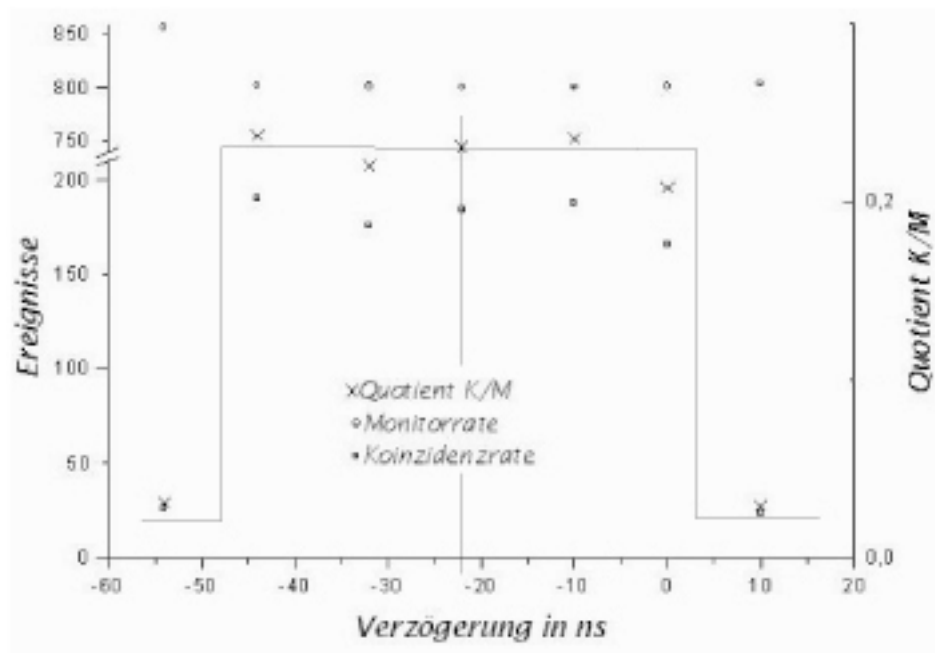


Abbildung 10: Verzögerungskurve für die Start-Koinzidenz der Lebensdauerermessung

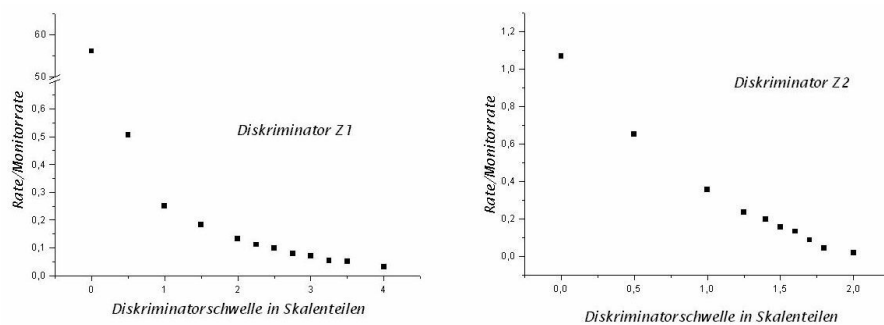


Abbildung 11: Diskriminatorcurven für die beiden Detektoren der Lebensdauerermessung

4.2.2 Lebenszeitmessung

In diesem und in den folgenden Abschnitten werden Ergebnisse der Gruppe $\alpha 5$ verwendet, da die eigene Messung vermutlich aufgrund eines defekten Kabels praktisch keine Koinzi-

denzen von Start- und Stoppsignal registriert hat.

Es wurden 405426 Startereignisse und 2910099 Stoppsignale gezählt. Aus analogen Überlegungen wie in Abschnitt 3.2.4 gilt für die Rate der Zufallskoinzidenzen in einem der Zähler

$$\dot{n}_Z = 1\mu\text{s} \cdot \dot{n}_{Start}\dot{n}_{Stop} \quad (4.1)$$

Man beachte, daß es hier auf die Reihenfolge von Start- und Stoppsignal ankommt. Daher geht kein Faktor 2 ein. Für die absolute Zahl der Zufallskoinzidenzen ergibt sich dann

$$\begin{aligned} \frac{n_Z}{t} &= 1\mu\text{s} \frac{n_{Start}n_{Stop}}{t^2} \\ n_Z &= 1\mu\text{s} \frac{n_{Start}n_{Stop}}{t} \end{aligned} \quad (4.2)$$

Bei einer Meßzeit von 593100 s gilt dann $n_Z = 1,989 \approx 2$. Dieser Wert ist ohnehin schon klein gegen fast alle Meßwerte, so daß sein Fehler auf jeden Fall keine Rolle spielt, außer möglicherweise für den letzten Meßwert. Die Meßergebnisse finden sich in Tabelle 2.

t/ μs	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
n	474	293	177	113	83	46	26	25	18	7
n-n _z	472	291	175	111	81	44	24	23	16	5
Fehler 1	15	12	5	3	2	1	0	0	0	0
Fehler 2	19	15	12	9	8	6	4,4	4,3	3,6	2

Tabelle 2: Messung der Myon-Lebenszeit

Diese Werte sind fehlerbehaftet. Zeitliche statistische Fehler in Detektor, Photomultiplier und Diskriminatoren spielen praktisch keine Rolle, da sie sämtlich im Nanosekundenbereich liegen. Die systematischen Fehler wie etwa Verzögerungen in den beiden Zweigen wirken sich nur als konstanter Zeitoffset aus, der keine Auswirkung auf die Bestimmung der Fitgeraden im ln-Plot hat. Deutlichen Einfluß hat hingegen der Diskretisierungsfehler: dadurch daß die Zeitauflösung der Zähler nur $1\mu\text{s}$ beträgt wird implizit angenommen, daß das Integral der Kurve über die Boxbreite in etwa dem Wert der Kurve am Boxmittelpunkt proportional ist. Dies ist jedoch nicht der Fall, da die Kurve keine konstante Steigung hat. Insbesondere für kleinere Zeiten $\leq 2\mu\text{s}$ ergibt sich hier ein großer Fehler zwischen 10 und 15 Ereignissen (Fehler 1). Sodann gehen Fehler durch statistische Schwankungen ein. Diese gehen bei der zugrundeliegenden Poissonverteilung mit der Wurzel aus der Zahl der Messungen (Fehler 2). Realistisch ist hier einen Wert von ca. 2 für den 10 μs -Wert anzusetzen. In den Fehler der Fitgeraden fließt zusätzlich noch der Fehler durch die Näherung des tatsächlichen Kurvenverlaufs, einer Faltung von Gaußkurve und Exponentialabfall, durch den Exponentialabfall allein ein. Dies verursacht einen zusätzlichen Fehler für die aus der Geradensteigung bestimmte Lebensdauer. Daß das Myon einen Teil seiner Lebenszeit bereits hinter sich hat, wenn es im Detektor ankommt, spielt dagegen keine Rolle, da ohnehin nur die Steigung des Exponentialabfalls ausgewertet wird.

Für die Zerfallskurve im ln-Plot (Abb. 12) ergeben sich im Geradenfit folgende Parameter:

$$\begin{aligned} \text{Achsenabschnitt} & 6,61 \quad \pm 0,14 \\ \text{Steigung} & -0,46422 \mu\text{s}^{-1} \quad \pm 0,0232 \mu\text{s}^{-1} \end{aligned}$$

Aus diesen Werten folgt eine Myonlebensdauer von $2,154\mu\text{s}$ und mit Gauß'scher Fehlerfortpflanzung ein Fehler von $0,108\mu\text{s}$. In Wahrheit dürfte der Fehler etwas höher liegen (s.o.).

5 Diskussion der Ergebnisse

Im ersten Teil des Versuches konnte die $\cos^2(\theta)$ -Abhängigkeit der Intensität der kosmischen Strahlung am Erdboden gut bestätigt werden.

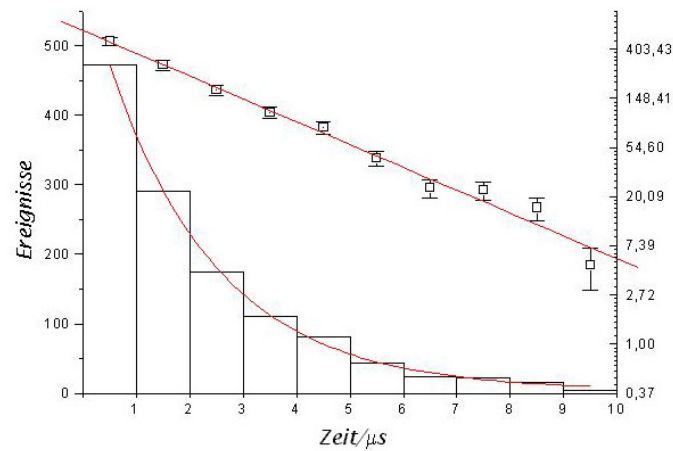


Abbildung 12: Messung der Myonenlebensdauer

Im zweiten Versuchsteil wurde die Lebensdauer des Myons zu $(2,15 \pm 0,11) \mu\text{s}$ bestimmt. Dies ist konsistent mit dem in der Literatur angegebenen Wert von $2,2 \mu\text{s}$ [2, 4, 1] (Fehler nicht angegeben).

Literatur

- [1] Hans Breuer. *dtv-Atlas zur Physik, Band 2*. Deutscher Taschenbuch Verlag, 1991.
- [2] Richard C. Fernow. *Introduction to experimental particle physics*. Cambridge University Press, 1986.
- [3] Thomas K. Gaisser. *Cosmic Rays and Particle Physics*. Cambridge University Press, 1990.
- [4] A W Wolfendale, editor. *Cosmic rays at ground level*. The Institute of Physics, 1973.