

**Physikalisches Praktikum V**  
**Kerne und Teilchen**

Sommersemester 09

Protokoll ad

# **Höhenstrahlung**

Kian Salimkhani, Benedikt Sauer  
Gruppe  $\beta 3$

Assistent: C. Brezina

Universität Bonn  
10. Juni 2009

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1	Primäre Höhenstrahlung . . . . .	3
2.2	Sekundäre Höhenstrahlung . . . . .	5
2.3	Teilchenpropagation in Materie . . . . .	6
2.3.1	Bethe-Bloch-Formel . . . . .	6
2.3.2	Landau-Verteilung . . . . .	7
2.4	Szintillationsdetektor . . . . .	8
2.4.1	Photomultiplier . . . . .	9
2.5	Vielkanalanalysator . . . . .	10
2.6	Verwendete Elektronik . . . . .	10
2.7	Zufallskoinzidenzen . . . . .	11
<b>3</b>	<b>Versuchsaufbau und -durchführung</b>	<b>12</b>
3.1	Winkelverteilung und Pulshöhenspektrum der Höhenstrahlung . . . . .	12
3.1.1	Einstellung der Verzögerungszeit . . . . .	13
3.1.2	Einstellung der Diskriminatorschwelle . . . . .	14
3.1.3	Messung der Zufallskoinzidenzen . . . . .	16
3.2	Lebensdauer des Myons . . . . .	17
<b>4</b>	<b>Auswertung</b>	<b>18</b>
4.1	Winkelverteilung . . . . .	18
4.2	Pulshöhenspektrum . . . . .	19
4.3	Zufallskoinzidenzen . . . . .	20
4.4	Lebensdauer des Myons . . . . .	20
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>23</b>
<b>A</b>	<b>Graphen</b>	<b>24</b>
<b>B</b>	<b>Tabellen</b>	<b>26</b>
<b>C</b>	<b>Literatur</b>	<b>30</b>

# 1 Einleitung

In diesem Versuch wird die Höhenstrahlung untersucht. Dazu werden zunächst vor allem die Messinstrumente (exemplarisch) eingestellt und damit dann die Winkelverteilung und ein Pulshöhenspektrum der Strahlung sowie die Lebensdauer des Myons gemessen.

## 2 Theoretische Grundlagen

Die Höhenstrahlung setzt sich aus zwei Komponenten zusammen:

### 2.1 Primäre Höhenstrahlung

Kosmische Strahlung, welche noch nicht mit den Konstituenten der Erdatmosphäre wechselwirkte, bezeichnet man gemeinhin als primäre Höhenstrahlung. Sie besteht im Wesentlichen aus Protonen (etwa 84 %), aber auch aus  $\alpha$ -Teilchen (ca. 12,5 %), einem kleinen Anteil an weiteren leichten Kernen und wenigen schweren Kernen. Zudem kommen weitere kleine Beiträge von sekundär erzeugten Teilchen und Antiteilchen bei der Propagation durch interstellare Materie. Die Häufigkeit der Atomkerne folgt dabei gut der solaren Elementhäufigkeit (siehe auch Abb. 1).

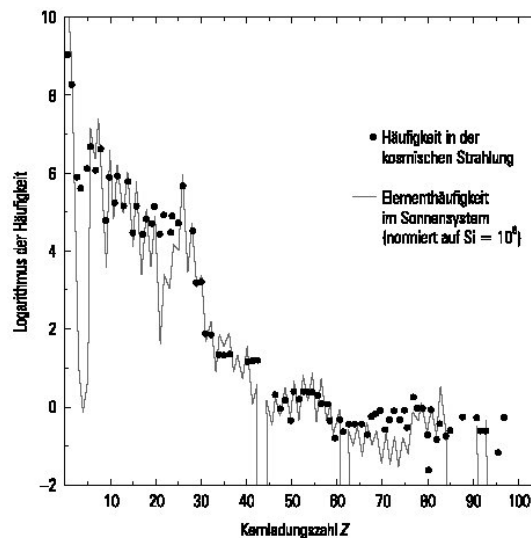


Abbildung 1: Elementhäufigkeit in der primären Höhenstrahlung [2]

Nach heutigem wissenschaftlichen Stand entsteht die primäre Höhenstrahlung vor allem in der Scheibe der Milchstraße, es existiert aber auch ein Anteil extragalaktischer

Herkunft. Als Quellen kommen dabei Supernovae, Pulsare und Doppelsternsysteme mit Neutronenstern in betracht.

In der folgenden Abbildung ist nun das Energiespektrum der primären Höhenstrahlung dargestellt.

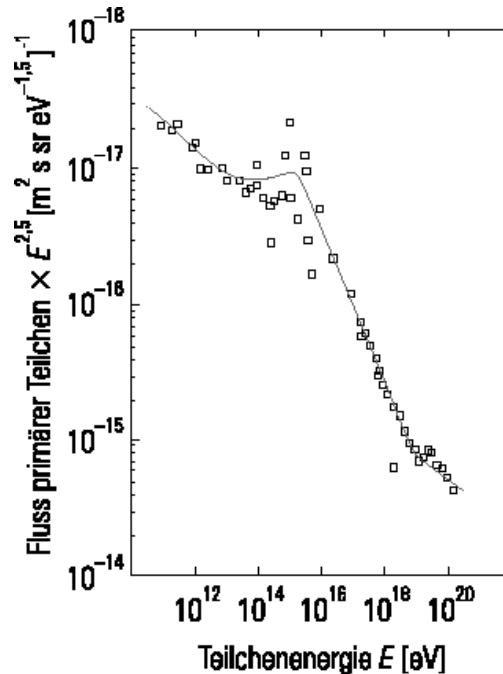


Abbildung 2: Energiespektrum der primären Höhenstrahlung (oberer Rand der Erdatmosphäre) [2]

Niederenergetische Teilchen erreichen wegen des Sonnenwindes und -magnetfeldes nicht die Erde.

Insgesamt lässt sich das Spektrum über  $\frac{dN}{dE} = E^{-\gamma}$  sehr gut mathematisch beschreiben, wobei für Energien bis etwa  $10^{15}$  eV  $\gamma \approx 2,7$  und darüber  $\gamma \approx 3$  gilt. Diesen Knick bezeichnet man auch häufig als *Knie*. Die Teilchen erlangen hier einen genügend großen Impuls, um die Milchstraße teilweise verlassen zu können. Das flachere Verhalten bei über  $10^{18}$  eV (*Knöchel*) wird wahrscheinlich durch eine extragalaktische Komponente verursacht.

Für den hochenergetischen Anteil zeichnen sich mehrere Prozesse verantwortlich. Beispielsweise können große, zeitlich veränderliche Magnetfelder für die Beschleunigung der geladenen Konstituenten in den GeV-Bereich sorgen. Ferner können die Teilchen über Mehrfachreflektionen an Magnetfeldern interstellarer Gaswolken im Mittel Energie gewinnen (FERMI-Mechanismus) oder sie werden in Pulsar-Jets und Supernova-Schockfronten auf bis zu  $100\text{TeV}$  beschleunigt. Jedoch ist das Spektrum oberhalb von

$10^{20}$  eV umstritten. Unter anderem konnte der bei etwa  $10^{21}$  eV erwartete Cut-Off (Energieverluste durch Wechselwirkung mit den Photonen der kosmischen Hintergrundstrahlung) bisher nicht beobachtet werden.

## 2.2 Sekundäre Höhenstrahlung

Die sekundäre Höhenstrahlung wiederum entsteht bei Wechselwirkungen der primären Höhenstrahlung mit den Atomkernen der Luftmoleküle in der Erdatmosphäre. Die hochenergetischen Teilchen erzeugen dabei in verschiedenen Reaktionen neue Elementarteilchen. Häufig werden beispielsweise die beiden Mesonen Pion und Kaon erzeugt. Diese sind jedoch nicht stabil. Die schwereren Kaonen können zum einen in Pionen zerfallen oder aber zum zweiten direkt in Myonen. Für die Pionen ergeben sich folgende Zerfallskanäle:

$$\begin{aligned}\pi^0 &\rightarrow \gamma + \gamma \\ \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu\end{aligned}$$

Die Zerfallsprodukte werden nun wegen ihrer noch immer hohen Energie weitere Reaktionen hervorrufen. Somit bilden sich Teilchenschauer aus. Neben den hadronischen Schauern ergeben sich aus dem elektromagnetischen Zerfall des  $\pi^0$  auch elektromagnetische Schauer. So gehen die hier entstehenden hochenergetischen Photonen in der Nähe von Atomkernen in ein Positron und ein Elektron über, welche dann wiederum Bremsstrahlung emittieren. Es ergibt sich folgender Intensitätsverlauf in Abhängigkeit der Höhe der in der Atmosphäre:

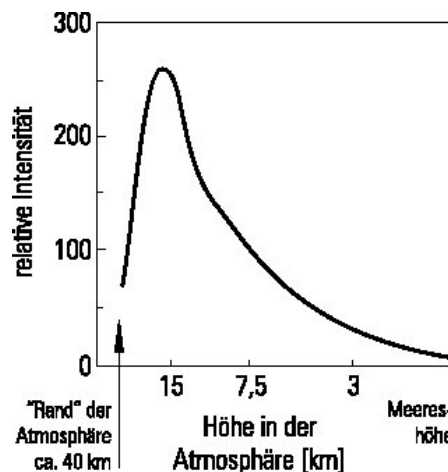


Abbildung 3: Intensität der Höhenstrahlung in Abhängigkeit der Höhe in der Atmosphäre [2]

Der Anstieg am Rand der Atmosphäre erklärt sich gerade über die sich ausbildenden Schauer, der Abfall zum Erdboden hin über die Abnahme der Energie nach mehreren Wechselwirkungen.

Die in diversen Zerfällen entstehenden Myonen besitzen im Gegensatz zu den erwähnten Pionen und Kaonen mit etwa  $2,2 \mu\text{s}$  eine relativ lange Lebensdauer in ihrem Ruhesystem. Da sie sich mit relativistischen Geschwindigkeiten bewegen und ferner nur sehr selten wechselwirken (relativ große Masse im Vergleich zu Elektronen), sind sie somit auf dem Erdboden detektierbar und stellen mit etwa 80 % den größten Anteil der den Boden erreichenden Höhenstrahlung.

## 2.3 Teilchenpropagation in Materie

### 2.3.1 Bethe-Bloch-Formel

Da man die Teilchen über Wechselwirkungen in Targetmaterialien detektiert, muss die Propagation von Teilchen in Materie untersucht werden, um die zu erwartenden Energieverluste quantifizieren zu können. Der Energieverlust durch Ionisation und Anregung ist dabei der Hauptmechanismus, über welchen geladene Teilchen Energie verlieren können. Er ist mit Hilfe der BETHE-BLOCH-Formel mathematisch beschreibbar:

$$-\frac{dE}{dx} = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (1)$$

Hierbei meint:

- $K$  -  $4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$
- $N_A$  - Avogadro-Zahl
- $r_e$  - klassischer Elektronenradius
- $m_e c^2$  - Elektronenruheenergie
- $z$  - Projektilladung
- $Z, A$  - Targetladung und -masse
- $\beta$  - Projektilgeschwindigkeit im Vergleich zu  $c$
- $\gamma$  -  $1/\sqrt{1-\beta^2}$
- $T_{max}$  -  $(2m_e p^2)/(m_0^2 + m_e^2 + 2m_e E/c^2)$   
 $m_0$  - Masse des einfallenden Teilchens  
 $p, E$  - Impuls und Gesamtenergie des Projektils
- $I$  - mittlere Ionisationsenergie des Targets
- $\delta$  - Dichtekorrektur

In der folgenden Abbildung ist nun der Energieverlust geladener Teilchen nach der BETHE-BLOCH-Formel für verschiedene Targetmaterialien graphisch dargestellt. Man erkennt einen quadratischen Abfall, dem ein logarithmischer Anstieg folgt.

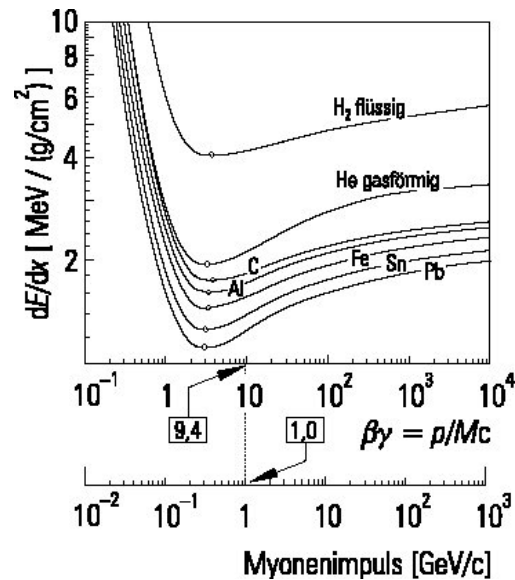


Abbildung 4: Energieverlust geladener Teilchen in verschiedenen Targetmaterialien [2]

### 2.3.2 Landau-Verteilung

Die BETHE-BLOCH-Gleichung gibt jedoch nur den mittleren Energieverlust der Teilchen an. Die Verteilung des Energieverlustes folgt dabei einer LANDAU-Verteilung. Es handelt sich bei dieser um eine asymmetrische Verteilung, welche einen langen hochenergetischen Schwanz besitzt (siehe Abbildung 5).

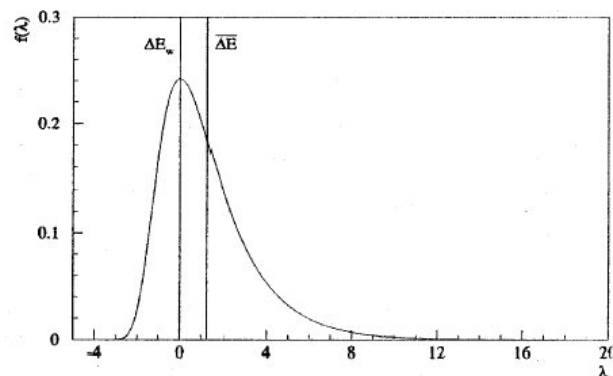


Abbildung 5: Graphische Darstellung einer typischen LANDAU-Verteilung [5]

Der verglichen mit einer GAUSS-Verteilung relativ große Anteil an hohen Energieverlusten erklärt sich hier über direkte Stöße der Projektile mit Elektronen des Szintillators, bei denen der Impuls fast vollständig übertragen werden kann. Die Elektronen können dann im Material weitere Elektronen herausschlagen. Mit zunehmender Dicke des Absorber-

materials sind Mehrfachwechselwirkungen der einfallenden Teilchen mit dem Absorber zu erwarten und die LANDAU-Verteilung wird sich dementsprechend immer stärker einer GAUSS-Verteilung annähern.

## 2.4 Szintillationsdetektor

Ein Szintillationsdetektor besteht aus zwei Teilen, einem Szintillator und einem Photomultiplier (siehe Abb. 6). Im Szintillator erzeugen die nachzuweisenden Teilchen einen Lichtblitz (Lumineszenzlicht), welches vom Photomultiplier (siehe Abschnitt 2.4.1) in ein elektrisches Signal umgewandelt wird. Als Szintillatormaterial werden anorganische Einkristalle wie NaI, organische Flüssigkeiten und organisches Plastikmaterial oder Edelgase.

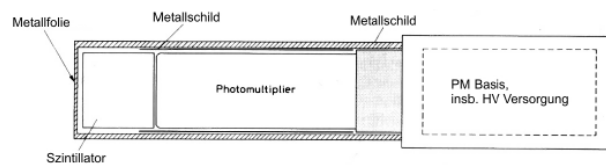


Abbildung 6: Schematischer Aufbau eines Szintillationsdetektors [4]

Je nach Verwendungszweck wird der Szintillator ausgewählt. In diesem Versuch werden Plastiksintillatoren verwendet. Bei solchen ist die Trägersubstanz ein festes durchsichtiges Medium, in das die Aktivoren in Form einer festen Lösung hinein gegeben sind. Die einfallende elektromagnetische Strahlung erzeugt geladene Teilchen, die wiederum die Moleküle des Plastikmaterials anregen sowie die Anregungsenergie auf die Moleküle der Aktivatorsubstanz übertragen. Die Energieniveaus der Moleküle der Aktivatorsubstanz sind verschieden von denen des Plastikmaterials, wodurch der Kristall für die emittierten Photonen transparent wird. Es kann somit den Szintillator verlassen und zur Photokathode des Photomultipliers gelangen.

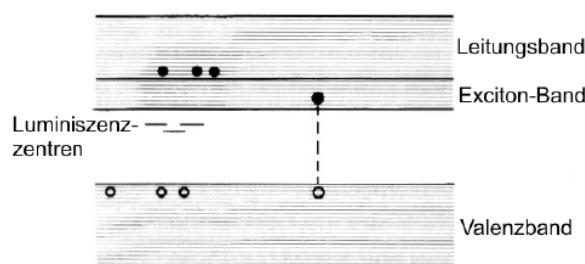


Abbildung 7: Bandstruktur eines Szintillationsdetektors [4]



Die am Photomultiplier ankommenden Lumineszenzblitze werden in selbigem in Ladung, also in messbare Spannungspulse umgewandelt (siehe Abschnitt 2.4.1). Diese Pulse sind idealerweise zeitlich und energetisch direkt mit den einfallenden Teilchen korreliert. Die zeitliche Auflösung des Detektors hängt somit vor allem vom zeitlichen Verlauf des Lichtsignals des Szintillators und von der Laufzeit der Ladungsträger im Photomultiplier ab. Eine typische Lichtkurve eines Szintillators ist in Abbildung (8) zu sehen.

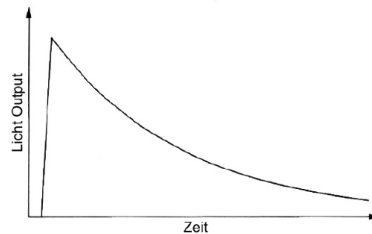


Abbildung 8: Lichtkurve eines Szintillators [4]

Zunächst ist ein steiler Anstieg (Anstiegszeit liegt bei etwa  $10^{-10}$  s) zu beobachten. Die durch die Lebensdauer der angeregten Zustände vorgegebene Abstiegszeit liegt bei etwa  $(10^{-9} - 10^{-5})$  s. Eine kurze Lebensdauer ist also ein Auswahlkriterium für ein Szintillatormaterial, um die Zeitauflösung zu verbessern und die Totzeit zu verkürzen.

### 2.4.1 Photomultiplier

Ein Photomultiplier ist ein lichtsensitives Bauteil, welches einfallende Photonen in einen messbaren elektrischen Strom umwandelt. Dies geschieht wie folgt (siehe auch Abb. 9). Fällt Strahlung auf die Photokathode aus photosensitivem Material, so werden Elektronen über den photoelektrischen Effekt emittiert. Hierbei werden Effizienzen von etwa 30 % erreicht. Über ein angelegtes elektrisches Feld werden diese Elektronen nun auf die erste Dynode hin beschleunigt. Dort werden pro einfallenden Elektronen bis zu zehn Sekundärelektronen ausgeschlagen. Zwischen den einzelnen Dynoden, insgesamt gibt es etwa zehn Stück, liegen ebenfalls Spannungen an. Die Potentiale sind so gewählt, dass die Elektronen stets allesamt zur nächsten Dynode beschleunigt werden, wo sie erneut Sekundärelektronen ausschlagen usw.. Auf diese Weise kann eine Verstärkung des Eingangssignals von etwa  $10^6$  bis  $10^7$  an der Anode erreicht werden. Dabei ist die Amplitude des Ausgangssignals proportional zur Energie des einfallenden Photons.

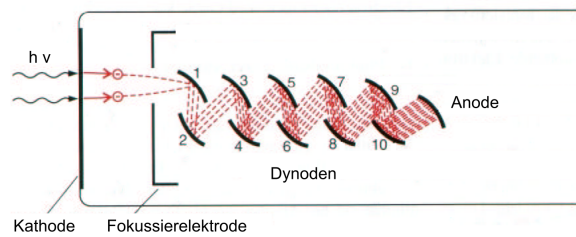


Abbildung 9: Prinzip eines Photomultipliers [3], bearbeitet

## 2.5 Vielkanalanalysator

Ein Vielkanalanalysator (Multi Channel Analysers, MCA) sortiert Eingangssignale nach ihrer Amplitude. Dabei werden die Signale mit einem Analog-Digital-Wandler digitalisiert und anschließend wird der zum sich ergebenden Wert gehörende Kanal um eins erhöht. Die gespeicherten Kanalwerte können dann graphisch ausgegeben werden.

## 2.6 Verwendete Elektronik

In diesem Versuch kommen vorrangig zwei elektronische Elemente vor: zum einen der *Diskriminator* (genauer der Schwellendiskriminator) und zum anderen die *Koinzidenzschaltung*.

Mit einem Schwellendiskriminator wird ein Spannungspuls, wie er vom Photomultiplier (oder einem nachgeschalteten Gerät) kommt, in ein digitales Signal umgewandelt. Wird eine bestimmte einstellbare Schwelle überschritten, so liegt am Ausgang für eine ebenfalls einstellbare Zeit (in diesem Versuch fest 20 ns) eine der logischen 1 entsprechende Spannung an. In dieser Zeit ist der Diskriminator „tot“, er reagiert also nicht auf weitere Eingangspulse. Dabei ist wichtig, dass die zeitliche Verzögerung zwischen Ein- und Ausgangssignal einen festen Wert hat, möglichst unabhängig von der Eingangspulshöhe. Diese eingestellte Zeitspanne soll ausreichen, um Nachschwinger im Eingangspuls nicht als zweites Signal zu registrieren, sie muss andererseits aber auch hinreichend kurz sein, damit möglichst alle „echten“ Signale aufgenommen werden. Schließlich wird dadurch die zeitliche Auflösung der Apparatur beschränkt.

Eine Koinzidenzeinheit ist im Prinzip ein logisches UND, es liefert also einen (ebenfalls in Länge und Höhe festen) Puls, wenn an beiden Eingängen eine logische 1 anliegt. Da die exakte Gleichzeitigkeit von zwei Signalen durch die Verzögerungen im Kabel und in den Bauteilen nie gegeben ist, gibt die Schaltung auch dann eine 1 aus, wenn eines der Signale später eintrifft. Sie muss lang genug sein, um für nachfolgende Logikschaltungen verwendbar zu sein (5 ns), aber auch kurz genug, um Zufallskoinzidenzraten in nachgeschalteten Koinzidenz-Modulen klein zu halten und die Totzeit der Anordnung nicht zu vergrößern.

Die im Praktikum benutzten Zweifach-Koinzidenz-Einheiten haben im Übrigen zusätzlich einen Veto-Eingang. Das Vorhandensein eines Signals (logische 1) an diesem Veto-Eingang deaktiviert die Einheit. Im vorliegenden Versuch wird nun eine Dreifach-Koinzidenz verlangt (zwei äußere und der mittlere Szintillator). Man erhält diese mit den zu verwendenden Einheiten, indem man das diskriminierte Z25-Signal logisch invertiert und als Veto benutzt. Es ist dabei wichtig, sich vor Augen zu führen, dass eine Koinzidenz logisch einem Zeitpunkt entspricht, nicht aber einer Zeitdauer. Das Veto-Signal muss also früh genug am Eingang anliegen und eine hinreichende Länge besitzen, damit alle möglichen Zeitschwankungen der ersten Koinzidenz-Stufe von Zweifach-Einheiten abgedeckt werden können. Diese Bedingung wird praktisch so erfüllt, dass man für die Zähler Z1-Z24 längere Kabel als für Z25 verwendet (siehe 3.1).

## 2.7 Zufallskoinzidenzen

Es werden in einer Koinzidenzeinheit nicht immer nur korrelierte Signale aufgenommen. Es kann durchaus passieren, dass zwei oder drei unkorrelierte Signale innerhalb der Auflösungszeit  $\Delta t$  registriert werden. Dies liefert dann ebenfalls ein Signal. Da diese Zufallskoinzidenzen somit das Messergebnis verfälschen, muss dieser Umstand genauer untersucht werden.

Zur Bestimmung des Anteils an Zufallskoinzidenzen nehmen wir eine Detektoranzahl  $M$  mit Zählraten  $n_i$  an, sowie Signaldauern der jeweiligen Diskriminatoren von  $(\Delta t)_i$ . Die Diskriminatorsignale werden nun in Koinzidenzeinheiten zusammengefasst. Die Gesamtmessdauer sei mit  $T$  bezeichnet. Für die Wahrscheinlichkeit  $p_j$ , dass am Eingang des Detektors  $j$  ein Signal anliegt, gilt:

$$p_j = \frac{N_j(\Delta t)_j}{T} = \frac{T n_j(\Delta t)_j}{T} = n_j(\Delta t)_j \quad (2)$$

Somit folgt für die Rate der Zufallskoinzidenzen schließlich:

$$n_{ZuFall}^M = \prod_{i=1}^M n_i(\Delta t)_i \sum_{j=1}^M \frac{1}{(\Delta t)_j} \quad (3)$$

In unserem Fall können die Signallängen als konstant identisch angesehen werden. Ferner interessieren uns nur die Zwei- und Dreifachkoinzidenzen. Hierfür folgt:

$$n_{ZuFall}^2 = 2(\Delta t)n_1n_2 \quad n_{ZuFall}^3 = 3(\Delta t)^2n_1n_2n_3 \quad (4)$$

Im vorliegenden Versuch können sowohl zeitliche, als auch räumliche Zufallskoinzidenzen auftreten. Dies soll nun kurz behandelt werden.

Die räumlichen Zufallskoinzidenzen lassen sich messen, indem man ausnutzt, dass Koinzidenzsignale von drei nicht in einer Gerade angeordneten Detektoren nicht von einem

Elementarteilchen ausgelöst werden können. Es müssen also unkorrelierte Koinzidenzen vorliegen. Es ergibt sich entweder eine Dreier-Zufallskoinzidenz (alle drei unkorreliert) oder aber zwei der Koinzidenzsignale sind korreliert (Myon durchfliegt linear zwei Detektoren). Es ist anzumerken, dass die Zweier-Zufallskoinzidenzen winkelabhängig sind (Minimum in der Horizontalen und Maximum in der Vertikalen). In einer Messung lässt sich dies grobwegs ausmitteln indem man einen Zenitwinkel von etwa  $50^\circ$  wählt.

Die zeitlichen Zufallskoinzidenzen sind über eine Verzögerung der Eingänge der Koinzidenzeinheit um eine im Vergleich zur Auflösungszeit hohe Zeitspanne messbar. Man misst so nur zufällig gleichzeitige Signale.

### 3 Versuchsaufbau und -durchführung

#### 3.1 Winkelverteilung und Pulshöhenspektrum der Höhenstrahlung

Um die Winkelverteilung der Höhenstrahlung zu messen werden insgesamt 25 Szintillationszähler wie folgt aufgebaut (Aufbau war bereits realisiert):

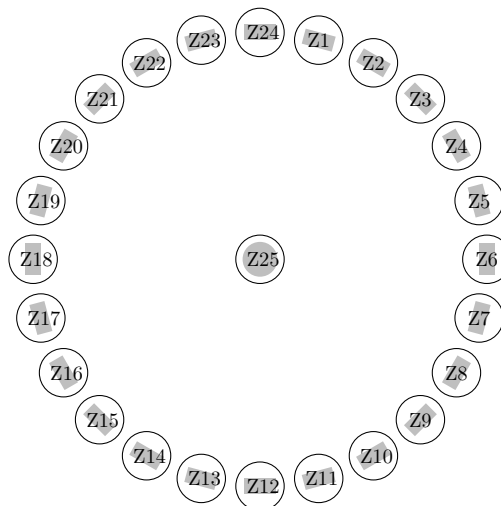


Abbildung 10: Schematischer Versuchsaufbau zur Winkelmessung

Die Zähler werden dann (nach den Diskriminatoren, die für einen Rechteckpuls sorgen) in Dreifachkoinzidenzen verschaltet, sodass diese genau dann einen Puls liefern, wenn ein Teilchen in gerader Linie (mit annähernd Lichtgeschwindigkeit) durch das Zentrum der Apparatur (Z25) fliegt. Dazu werden immer zwei gegenüberliegende Zähler (zum Beispiel Z12 und Z24) mit einer Koinzidenzeinheit verbunden und der invertierte Ausgang von Z25 nach dem Diskriminator als Veto verwendet. Der Ausgang jeder dieser Koinzidenzen ist dabei an einen Zähler angeschlossen woran wir dann die Winkelverteilung in  $15^\circ$ -

Schritten von  $-90^\circ$  bis  $+90^\circ$  ablesen können (unter der [plausiblen] Annahme, dass keine Strahlung von unten einfällt).

### 3.1.1 Einstellung der Verzögerungszeit

Zunächst bestimmen wir eine sinnvolle Schaltzeit für die Koinzidenzeinheit mit Hilfe einer aufzunehmenden Koinzidenzkurve. Dazu messen wir die Ereignisanzahlen der ODER-Verschaltung der Zähler Z21, 22, 23, 24, 1, 2, 3 und 4 und normieren dies auf die von Z25 um ein (für genügend lange Messdauer) zeitunabhängiges Ergebnis zu erhalten. Wir variieren dabei durch Veränderung der Kabellänge die Verzögerung des Ausgangs Z25 gegen die ODER-Verschaltung. Hierbei nutzen wir, dass die Signalausbreitungsgeschwindigkeit etwa  $20\text{ cm/ns}$  beträgt. Ein Kabel von einem Meter Länge entspricht also einer Verzögerung von  $5\text{ ns}$ . Es wird willkürlich eine 0-Verzögerung festgelegt, anschließend werden verschiedene Verzögerungen des Ausgangs Z25 gegen die ODER-Verschaltung  $\Delta t$  eingestellt. Damit erhalten wir folgenden Graphen:

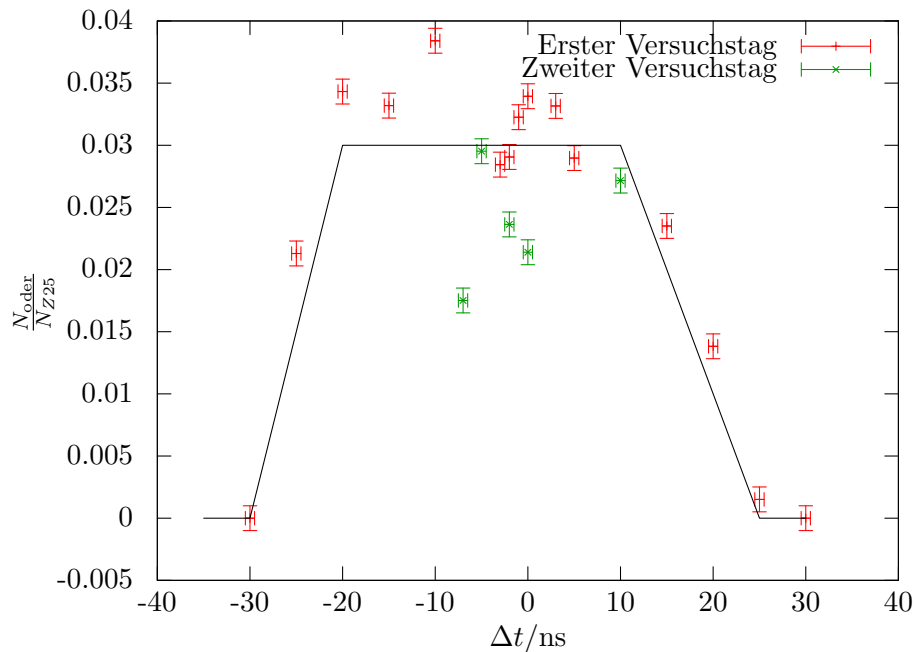


Abbildung 11: Koinzidenzkurve

Die Ergebnisse des zweiten Tages passten zwar nicht so richtig zu denen des ersten, da für eine „fehlerhafte“ Koinzidenzeinstellung aber Werte um die 0 zu erwarten wären haben wir das nicht weiter verfolgt. Wie auch bei der Diskriminatorschwelle bei der Bestimmung der Myonenlebensdauer vermuten wir hier das alte HV-Gerät als Ursache.

Den Fehler der Verzögerungszeit schätzen wir zu etwa  $0,5\text{ ns}$  ab. Den Fehler für die  $N$

nehmen wir jeweils zu  $\sqrt{N}$  an. Dies wird im Übrigen für sämtliche Ereignisanzahlen in diesem Versuch so gehandhabt. Es gilt:

$$\Delta\left(\frac{N_{ODER}}{N_{Z25}}\right) = \frac{N_{ODER}}{N_{Z25}} \sqrt{\frac{1}{N_{ODER}} + \frac{1}{N_{Z25}}}$$

Wie erwartet erhalten wir in etwa ein verschmiertes Rechtecksignal (siehe obige Abbildung). Die in der Abbildung eingefügten Leitlinien sollen den Blick auf diesen Umstand lenken und können als grober Fit an die Daten angesehen werden, welcher das Ablesen der zu verwendenden Verzögerung erleichtert. Sie enthalten jedoch keine tiefere physikalische Information.

Aus der Verteilung der Punkte bestimmen wir in etwa die Mitte des Plateaus zu  $(-3 \pm 1)$  ns und wählen die Verkabelung entsprechend.

### 3.1.2 Einstellung der Diskriminatorschwelle

Die Diskriminatorschwelle soll so eingestellt werden, dass der geringen Energien entsprechende Untergrund herausgefiltert wird. Betrachtet man das undiskriminierte Spektrum, so erhält man etwas von folgender Form:

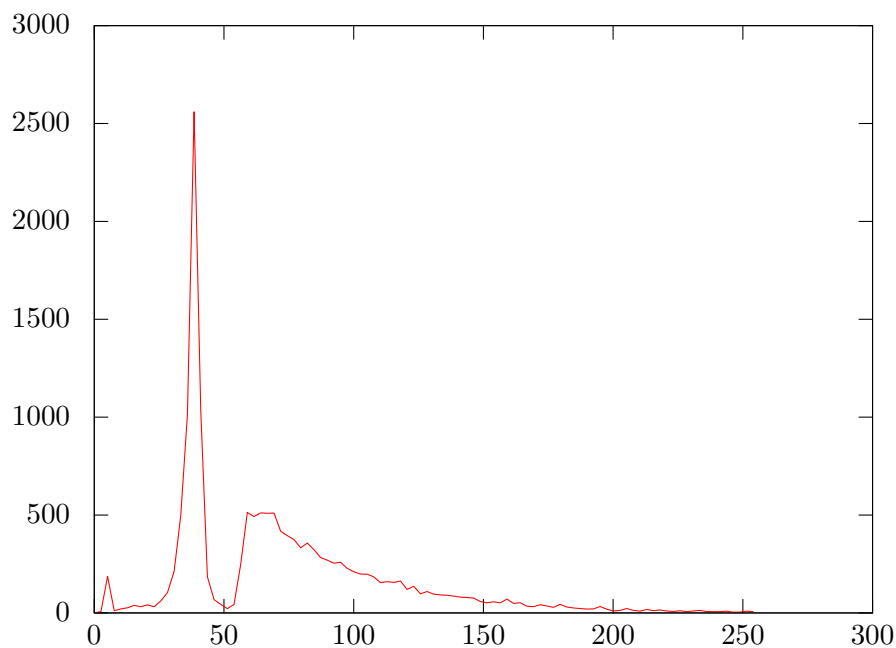


Abbildung 12: Spektrum

Nun soll der erste Peak gefiltert werden, die Diskriminatorschwelle sollte also ziemlich

genau im Minimum zwischen den beiden Maxima liegen. Da wir nicht genügend Zeit haben, ein komplettes Spektrum aufzunehmen bedienen wir uns folgender Methode:

Wir messen statt des Spektrums die Gesamtereignisanzahl, also das Integral über das Spektrum und normieren diese mit der Zeit für verschiedene Schwellen. Ein Minimum in der Funktion entspricht einem Wendepunkt im Integral, gehen wir sogar (idealisierend) davon aus, dass das Spektrum an diesem Minimum einen Nullpunkt hat, so ist im Integral dort ein Sattelpunkt. Aus der gemessenen Kurve können wir also, indem wir diesen Wendepunkt bestimmen, die ideale Schwelle bestimmen. Diese Methode ist in der folgenden Abbildung noch einmal graphisch veranschaulicht.

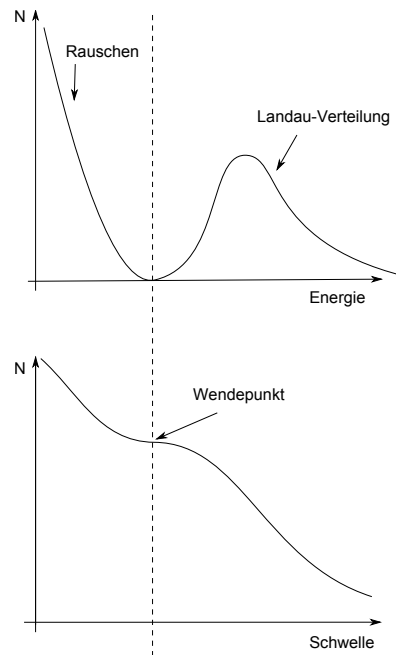


Abbildung 13: Energiespektrum und Schwellkurve

Unsere gemessene Schwellkurve ist im Folgenden dargestellt.

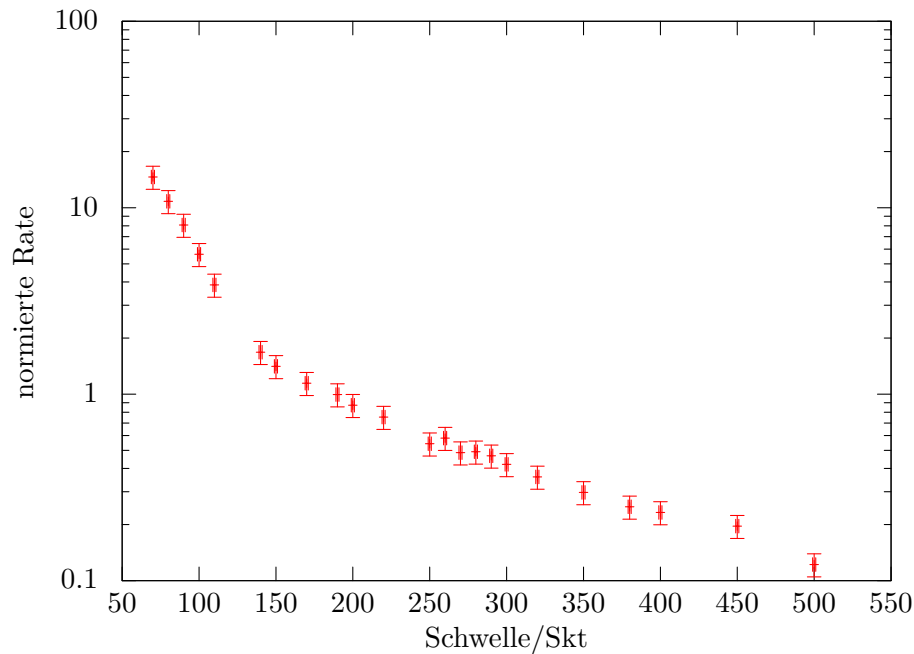


Abbildung 14: Einstellung der Diskriminatorschwelle

Als Schwelle wählten wir dann schließlich 270 Skt.

Mit der eingestellten Z12/ODER-Koinzidenz wird nun noch das Pulshöhenspektrum aufgenommen. Hierzu wird das ODER-Signal auf das Linear-Gate gegeben, welches dann bei einem Puls das undiskriminierte Z12-Signal durchlässt. Der Ausgang wird dann auf einen Vielkanalanalysator gegeben wird. Auf diese Weise liegen dann auch die Intensitätsinformationen vor.

### 3.1.3 Messung der Zufallskoinzidenzen

Um die Messgenauigkeit zu erhöhen, müssen die Messwerte um Zufallskoinzidenzen bereinigt werden. Aus diesem Grund bestimmen wir die Rate der Zufallskoinzidenzen. Es können dabei sowohl räumliche als auch zeitliche Zufallskoinzidenzen auftreten.

Zur Messung der räumlichen Zufallskoinzidenzen schalten wir eine Dreifachkoinzidenz von Zählern, die nicht auf einer Geraden liegen, in unserem Fall Z1, Z6 und (wiederum als negiertes Veto) Z25.

Zur Messung der zeitlichen Zufallskoinzidenzen verzögern wir die Zähler einer normalen Dreifachkoinzidenz gegeneinander. Wir nahmen dazu die Koinzidenz Z1-13-25 und verzögerten Z1 um 5 ns, Z25 um 110 ns und Z13 um 40 ns.



### 3.2 Lebensdauer des Myons

Nun wird mit Hilfe einer anderen Apparatur die Lebensdauer der Myonen bestimmt. Hierzu werden die Zerfallszeiten der in einem Szintillatormaterial zur Ruhe kommenden Myonen gemessen. Der Aufbau ist in der folgenden Abbildung gezeigt.

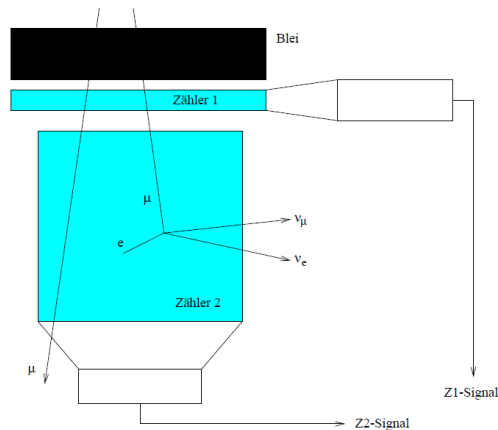


Abbildung 15: Schematischer Versuchsaufbau [1]

Zunächst trifft die Strahlung auf eine etwa 5 cm dicke Bleiabschirmung. Hier werden die weichen Komponenten abgeschirmt und ferner werden die Myonen stark abgebremst. Darunter befinden sich zwei Szintillatoren. Ein einfallendes Teilchen der Höhenstrahlung erzeugt in Zähler 1 und Zähler 2 je einen Impuls mit fester zeitlicher Korrelation. Das mit geeigneter Verschaltung gewonnene Koinzidenz-Signal (entspricht einem Myonendurchgang) gibt so nach fester Verzögerungszeit das Startsignal. Kommt nun ein Myon in Z2 zur Ruhe, so zerfällt es dort und verursacht dadurch einen weiteren Impuls (Stoppsignal) in Z2. Da man mit jedem Startsignal auch ein Stoppsignal erhält, wird das Startsignal um etwa 100 ns verzögert. Der zeitliche Abstand der beiden Signale wird nun in diesem Versuch gemessen. Er weist eine gewisse Verteilung auf, welche durch die Lebensdauer des Myons bestimmt ist.

Es muss also prinzipiell nur eine Zeitmessung erfolgen. Dies geschieht über das Abzählen der von einem 20 MHz-Oszillator abgegebenen Impulse. Kommt innerhalb von  $10 \mu\text{s}$  nach dem Startsignal kein Stoppsignal, so wird die aktuelle Zählung genullt und kann wieder neu ausgelöst werden.

Die Höhenstrahlung hat jedoch keine konstante Intensität. Bei den zu erwartenden kleinen Zählraten wird die Messung von Schwellen- und Verzögerungskurven dadurch statistisch unsicher. Aus diesem Grund ist ein Monitorkreis als Referenz aufgebaut. In diesem werden die Diskriminatorschwellen minimal eingestellt. Auf diese Weise erhält man mit der Koinzidenzrate im Monitorkreis einen Referenzwert, der analog zu Z25 im ersten Teil

zur Normierung der im Messkreis stattfindenden Koinzidenzen genutzt werden kann.

Die Koinzidenzzeit war von vornherein gut eingestellt was wir aufgrund der hohen Ereignisrate direkt mit dem Oszilloskop nachprüfen konnten. Die Schwellen im Messkreis werden nach demselben Verfahren wie dem in Abschnitt 3.1.2 beschriebenen eingestellt. Die Graphen dazu sind in Anhang A zu finden, die gewählten Werte waren 140 Skt für Diskriminator 1 und 110 Skt für Diskriminator 2.

## 4 Auswertung

### 4.1 Winkelverteilung

Mit dem oben beschriebenen Aufbau wurde die Winkelverteilung der Höhenstrahlung ermittelt. Wir erhalten dabei die in Tabelle 5 aufgeführten Daten. Angenommen wird eine  $\cos^2(\theta)$ -Verteilung, daher fitten wir eine Funktion der Form

$$N = a \cos^n(\theta - b) \quad (5)$$

an die Daten. Damit erhalten wir folgenden Graphen:

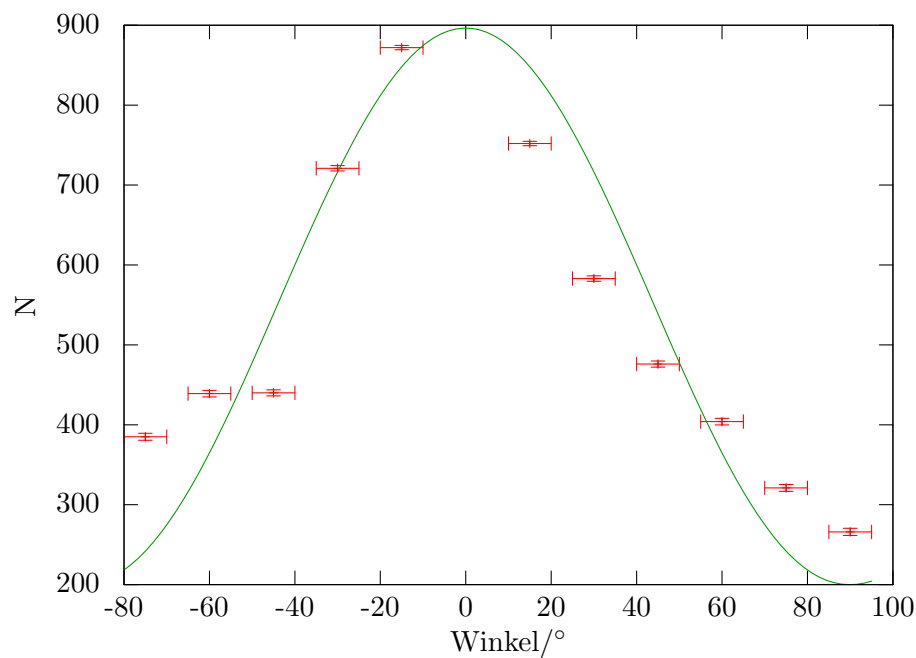


Abbildung 16: Winkelverteilung und Fit

Die Parameter werden bestimmt zu:

$$a = 696,48 \pm 50,34$$

$$b \approx 0$$

$$n = 2,08 \pm 0,42$$

Offenbar kann die Erwartung des Exponenten im Rahmen der Genauigkeit bestätigt werden, auch wenn leichte Abweichungen vom Fit zu erkennen sind. Ferner ist deutlich die Anisotropie des Untergrundes zu erkennen. Eine Offset-Korrektur kann somit nicht einfach durchgeführt werden und wird deshalb nicht vorgenommen. Für einen Fit unter Annahme eines konstanten Offsets erhalten wir im Übrigen mit  $n \approx 4$  auch einen deutlich schlechteren Wert.

Es fällt auf, dass das Maximum in der Tat sehr gut beim erwarteten Winkel von  $0^\circ$  liegt. Dies spricht zum einen für unseren Fit, zum anderen aber auch für eine sehr exakte Ausrichtung der Apparatur.

## 4.2 Pulshöhenspektrum

Da unsere Daten nicht verfügbar waren (siehe auch Anmerkung unten) erhielten wir das Spektrum einer anderen Gruppe, die aber offenbar die Diskriminatorschwelle nicht gut eingestellt:

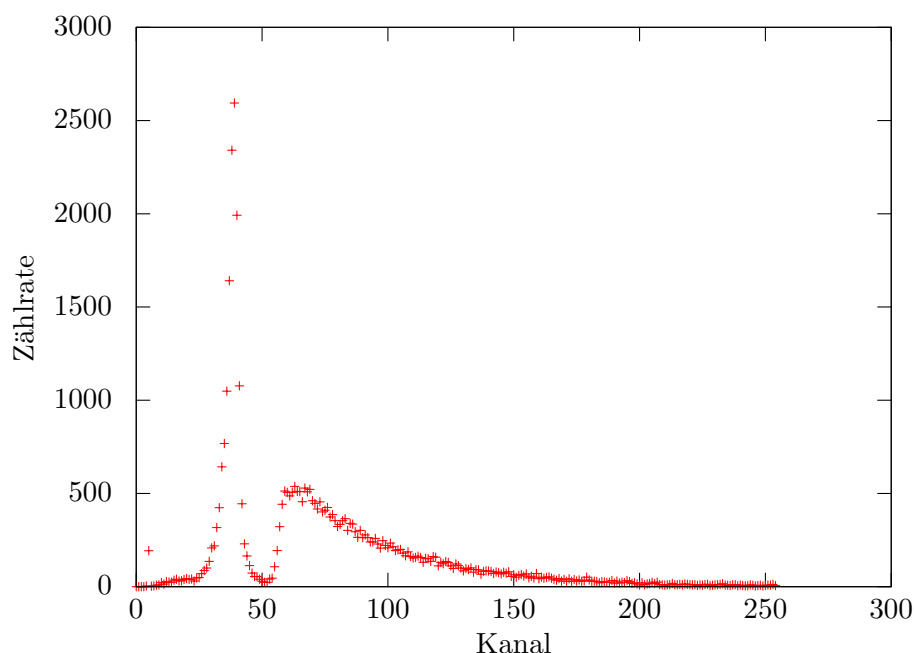


Abbildung 17: Pulshöhenspektrum der Höhenstrahlung

Die Landauverteilung ist gut zu erkennen mit einer steilen Flanke zu niedrigen Energien und einer flacheren zu den höheren Energien.

### 4.3 Zufallskoinzidenzen

Zunächst sollen nun die auftretenden Dreifach-Koinzidenzen theoretisch quantifiziert werden. Die Messung ergab  $T = 430537\text{ s}$ ,  $N_{Z12} = 157807$ ,  $N_{ODER} = 35650$  (vermutlich Überlauf),  $N_{UODER} = 21609$  sowie  $N_{Z25} = 725053$ . Wir erhalten somit die Zählrate  $n_{Z12} = (0,3665 \pm 0,0009)\text{ s}^{-1}$ . Diese Zählrate wird nun genähert für alle Rand-Detektoren angenommen. Z25 wird extra betrachtet. Ferner sei die Länge des Diskriminatorausgangssignals  $\Delta t = 20\text{ ns}$ . Somit folgt für die theoretisch erwartete Anzahl an Zufallskoinzidenzen nach Gleichung (4):

$$N_{Zufall}^3 = 3(\Delta t)^2 \frac{N_{Z12}^2 N_{Z25}}{T^2} = (1,169 \pm 0,001) \cdot 10^{-10}$$

Man sollte also erwarten, dass Dreifach-Koinzidenzen nicht auftreten.

Experimentell ergab sich jedoch folgendes:

Koinzidenz	Anzahl
zeitlich	357
geometrisch	4976

Somit erhalten wir deutliche Abweichungen vom theoretischen Wert. Es ist aber zu beachten, dass die Zweifach-Koinzidenzen den theoretisch berechneten Wert erhöhen, da zwei der drei Signale dort nicht mehr - wie angenommen - unkorreliert sind. Ferner trägt noch bei, dass in der Theorie die Tatsache nicht erfasst wird, dass die Myonen in Schauern auftreten. Außerdem wird das Rauschen der Elektronik nicht mit berücksichtigt.

### 4.4 Lebensdauer des Myons

#### Bereinigung um Zufallsereignisse

Eingangs müssen zunächst die das Messergebnis verfälschenden Zufallsereignisse betrachtet werden, welche nicht einen Myonenzerfall widerspiegeln. Man kann die aufgenommenen Ereignisse in drei Gruppen unterteilen.

1. Beide Detektoren werden von dem Myon passiert, es zerfällt jedoch nicht im zweiten Detektor. Hieraus erhält man  $N_a$  Ereignisse, welche ein Start- und ein gleichzeitiges Stoppsignal liefern.

2. Beide Detektoren werden passiert und das Myon zerfällt innerhalb von  $10\text{ }\mu\text{s}$  im zweiten Detektor. Hierbei erhält man  $N_b$  Signale, welche einen Start- und zwei Stopimpulse auslösen.
3. Es wird nur der zweite Detektor getroffen, also nur ein Stoppsignal hervorgerufen. Die hieraus erhaltene Anzahl an Signalen nennen wir  $N_c$ .

Nun kennt man noch die Gesamtzahl der Startimpulse  $N_{Start}$ , die Gesamtzahl der Stopimpulse  $N_{Stopp}$ , sowie die Gesamtmessdauer  $T$ .

*Anmerkung: Wie bekannt, wurde von unserer Seite versäumt, die Daten zur verabredeten Zeit abzuholen. Freundlicherweise wurden die Daten vom anwesenden Tutor dokumentiert. Leider hat dieser die soeben genannten Werte nicht aufgenommen. Somit haben wir nun in der Tat diesbezüglich keine Werte vorliegen. Wir werden die Rechnung deshalb beispielhaft durchführen, die dabei verwendeten Daten genügen einer gewissen Plausibilität sind jedoch **nicht** gemessen worden.*

$$N_{Start} = 1500000 \quad N_{Stopp} = 12700000 \quad T = 424800\text{ s}$$

Nun nehmen wir an, dass in guter Näherung alle im zweiten Detektor gestoppten Myonen innerhalb von  $10\text{ }\mu\text{s}$  zerfallen. Dies ergibt aus der Summe der in den einzelnen Zeitbins gezählten Signale (siehe Tabelle 6) dann  $N_b = 13351$ . Die Werte für  $N_a$  und  $N_c$  lassen sich nun folgendermaßen bestimmen (siehe oben). Es gilt zunächst einmal:

$$N_{Start} = N_a + N_b \quad N_{Stop} = N_a + 2N_b + N_c$$

Nun wird dies umgeformt und man erhält:

$$N_a = N_{Start} - N_b \quad N_c = N_{Stop} - N_a - 2N_b$$

Somit ergibt sich für unsere Beispielwerte  $N_a = 1486649$  und  $N_c = 11186649$ .

Aufgrund der angesprochenen Maßnahme der Verzögerung des Startsignals können wir  $N_c$  nun als gute Approximation für die Anzahl der Zufallssignale annehmen. Es ergibt sich also eine Zufallssignalarate  $n_Z = N_c/T = 26,33 \pm 0,01\text{ s}^{-1}$ .

Ein scheinbarer Myonenzerfall beschreibt gerade den Umstand, dass auf ein Startsignal ein auf ein Zufallsereignis rückführbares Stoppsignal folgt. Die Gesamtzeit, in welcher die Versuchsanordnung für derartige Signale empfindlich ist, wird zu  $t = N_{Start} \cdot 10\text{ }\mu\text{s} = (15,00 \pm 0,01)\text{ s}$  bestimmt. Natürlich wird durch einen echten Zerfall diese Zeit verkürzt, da die Lebensdauer der Myonen kleiner als  $10\text{ }\mu\text{s}$  ist, jedoch kann dies wegen  $N_b \ll N_{a,c}$  vernachlässigt werden.

Es ergibt sich dann mit

$$N_Z = n_Z \cdot t$$

$$\Delta N_Z = \sqrt{\Delta n_Z^2 t^2 + \Delta t^2 n_Z^2}$$

schlussendlich die Gesamtzahl der Zufallsereignisse zu  $N_Z = (395 \pm 10)$ . Diese Ereignisse sind dabei statistisch auf die zehn Zeitbins  $i$  verteilt, sodass jeder Wert um  $N_Z^i = (40 \pm 1)$  korrigiert werden muss.

### Bestimmung der Myonenlebensdauer

Nun kann mit dieser Vorarbeit die Lebensdauer eines Myons ermittelt werden. Hierzu werden - wie bereits angesprochen - die Zeitdifferenzen zwischen den Start- und Stop-signalen, also die Zerfallszeiten mit Hilfe der Zeitbins ( $1 \mu\text{s}$  Breite) gemessen. Es ergibt sich dann für jedes Bin  $i$  eine Anzahl  $N^i$ , welche die Anzahl der bis zu diesem Zeitpunkt noch nicht zerfallenen Myonen angibt. Es ist zu beachten, dass diese Werte um die zuvor bestimmten Zufallsereignisse bereinigt werden müssen.

*Anmerkung: Da wir keine Messwerte zur Berechnung der Zufallsereignisse benutzen konnten (siehe oben) und eine Korrektur um diese Zufallsereignisse keinen Einfluss auf die Bestimmung der Lebensdauer hat, sondern nur den relativen Fehler verändert (siehe unten), haben wir **keine** Bereinigung um die Zufallsereignisse vorgenommen.*

Es gilt nach dem Zerfallsgesetz:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (6)$$

Die Lebensdauer  $\tau$  des Myons erhalten wir dann aus der Zerfallskonstante  $\lambda$  zu:

$$\tau = \frac{1}{\lambda}$$

Der Fehler beträgt somit  $\Delta\tau = \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2}$ . Sowohl den Mittelwert, als auch den Fehler der Zerfallskonstanten  $\lambda$  kann man dabei über einen Geradenfit an  $\ln N(t)$  erhalten, was vorteilhaft für die manuelle Auswertung ist. In der Tat haben wir jedoch mit **Gnuplot** direkt an  $N(t)$  eine Exponentialfunktion gefittet. Da optisch jedoch gemeinhin die Güte eines Geradenfits besser eingeschätzt werden kann, als diejenige einer gefitteten Exponentialfunktion, haben wir für die graphische Darstellung des Fits einen halblogarithmischen Plot verwendet (siehe unten). Die beschriebene Verzögerung des Startsignals geht nur über eine Verschiebung des Graphen entlang der Zeitachse ein, verzerrt jedoch nicht die Steigung, sodass das Messergebnis für die Lebensdauer nur über höhere Fehlergrenzen beeinflusst wird, da die Werte  $N^i$  in den Bins verkleinert und somit die relativen Fehler vergrößert werden.

Die Daten sind tabellarisch in Tab (6) dargestellt. Wir erhalten folgenden Graphen:

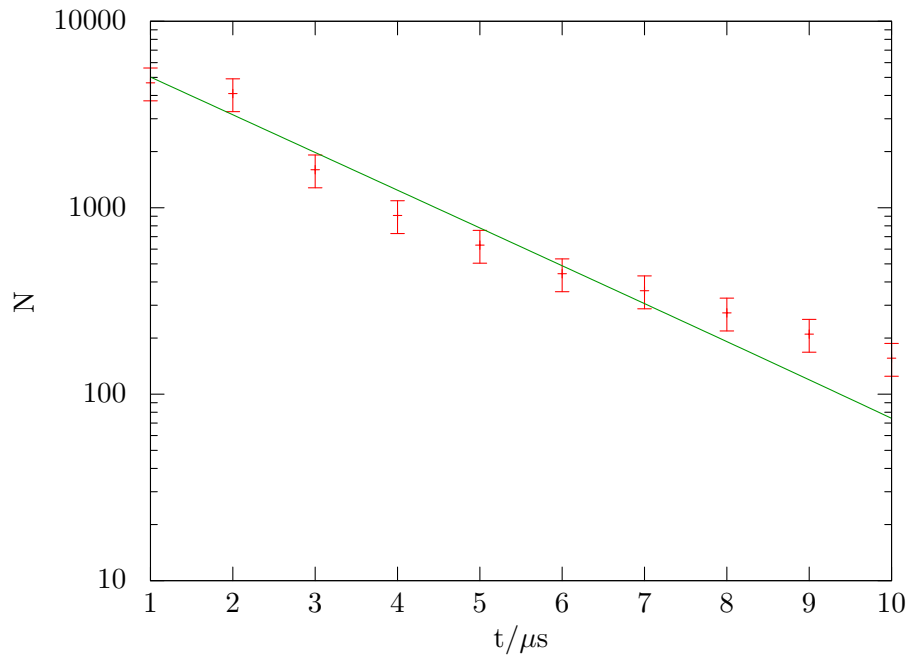


Abbildung 18: Zerfallskurve des Myons

Offenbar ergeben sich leichte Abweichungen von der Geraden, der Fehler sollte also leicht unterschätzt worden sein. Es ist jedoch ebenso offensichtlich keine grobe Abweichung vorhanden.

Wir bestimmen nun mit Hilfe der Steigung  $m$  die Lebensdauer  $\tau$  des Myons zu:

$$\tau = -\frac{1}{m} = (2,15 \pm 0,19) \mu s \quad (7)$$

Dies ist ein zufriedenstellender Wert, da bei verhältnismäßig geringem Aufwand eine innerhalb der Fehlergrenzen gut mit dem Literaturwert  $\tau = (2,197019 \pm 0,000021) \mu s$  [6] übereinstimmende Lebensdauer ermittelt werden konnte. Eine Möglichkeit zur Erhöhung der Messgenauigkeit ist dabei natürlich über die Verringerung der Binbreite gegeben. Hierbei ist jedoch zu beachten, dass sich die nötige Messdauer verlängern würde.

## 5 Zusammenfassung

Zunächst wurden die Diskriminatorschwellen und die Koinzidenzen erfolgreich eingestellt.

Anschließend wurde die Winkelverteilung in guter Übereinstimmung mit der Erwartung zu  $N = a \cos^n(\theta - b)$ , mit  $a = 696,48 \pm 50,34$ ,  $b \approx 0$  und  $n = 2,08 \pm 0,42$ , bestimmt.

Da die Daten unseres aufgenommenen Pulshöhenspektrums nicht mehr aufzufinden waren, verwendeten wir das einer anderen Gruppe. Trotz schlechter Diskriminatorschwelleneinstellung ist die LANDAU-Verteilung gut zu erkennen.

Die geometrischen und zeitlichen Zufallskoinzidenzen für die Winkelmessung wurden bestimmt ( $N_{geom} = 357$  und  $N_{zeitl}$ ). Es ergaben sich dabei deutliche Abweichungen von den theoretisch erwarteten Werten (mehrere Größenordnungen), was über die Zweifach-Koinzidenzen, elektronisches Rauschen und die Schauernatur der Myonenintensität erklärt wird.

Auf Grund fehlernder Messwerte wurden beispielhaft anhand plausibler Werte die Zufallsereignisse für die Lebensdauermessung berechnet. Abschließend wurde die Lebensdauer der Myonen in guter Übereinstimmung mit dem Literaturwert zu  $\tau = -\frac{1}{m} = (2,15 \pm 0,19) \mu s$  bestimmt.

## A Graphen

### ... zur Einstellung der Diskriminatorschwellen

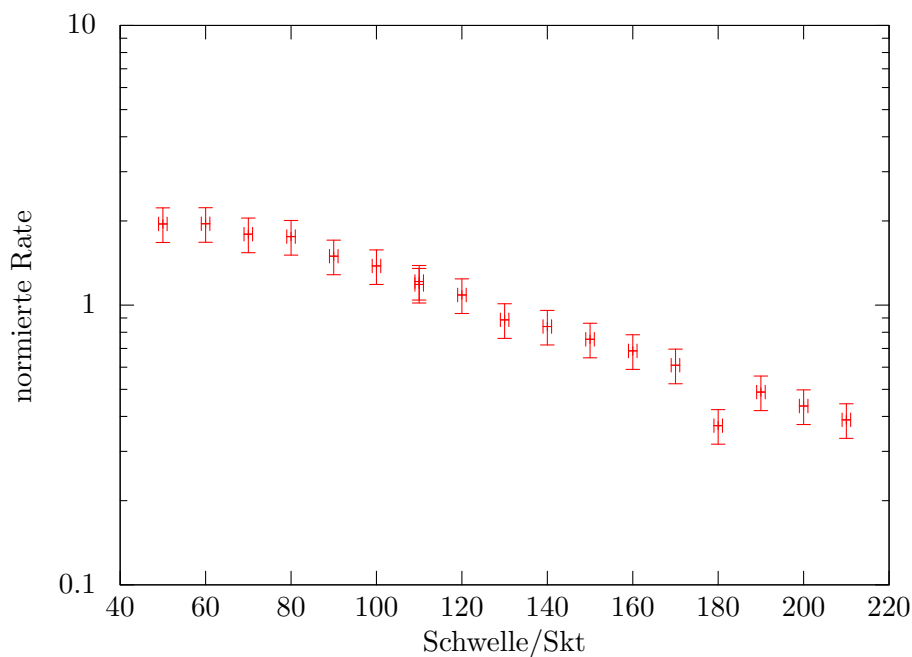


Abbildung 19: Diskriminator 1



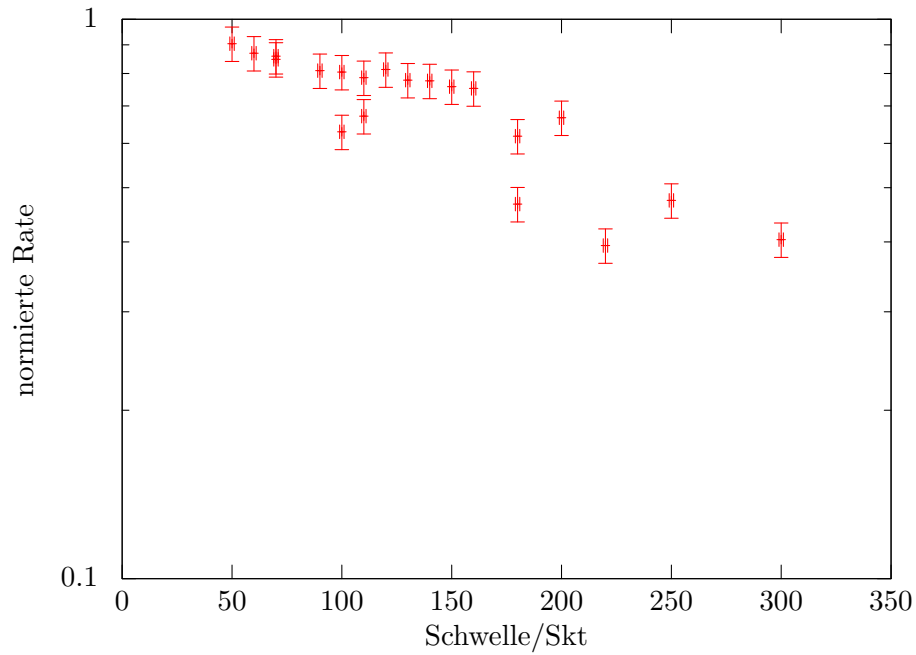


Abbildung 20: Diskriminator 2

Offenbar fallen fünf Messwerte aus dem Rahmen. Dies ist über die Messung dieser Werte an einem anderen (dem zweiten) Versuchstag zu erklären. Nach der Aufnahme von vier neuen Messwerten (dies sind die „schlechtesten“ Werte in der Graphik) wurde dann durch unseren Tutor die HV leicht manipuliert. Der fünfte dieser Messwerte wurde danach bei unveränderter Schwelle aufgenommen und passte offensichtlich schon deutlich besser. Dies spricht dafür, dass - wie zuvor bereits angesprochen - das HV-Gerät keine ausreichende Stabilität mehr gewährleistet. Da die zuverwendende Schwelle jedoch bereits recht gut erkennbar ist, wird dies nicht weiter verfolgt.

## B Tabellen

$\Delta t/\text{ns}$	$t/\text{s}$	$N_{Z25}$	$N_{ODER}$
0	420	39	1149
3	559	52	1568
-1	490	44	1364
-2	332	29	998
-3	461	38	1336
5	706	58	2002
15	357	26	1106
20	465	19	1374
30	600	0	1818
25	433	2	1323
-25	380	25	1174
-30	383	0	1156
-20	431	44	1282
-15	392	39	1175
-10	472	56	1458
-5	418	39	1321
-7	383	21	1199
-2	444	32	1354
0	409	27	1262
10	400	33	1215

Tabelle 1: Messdaten zur Koinzidenzkurve

Schwelle/Skt	$t/s$	$N_{Z12}$	$N_{Z25}$	$N_{ODER}$
80	490	16550	1529	45
70	452	19950	1364	48
110	482	5757	1493	49
140	413	2159	1285	34
170	400	1443	1260	25
200	606	1564	1792	53
190	566	1703	1710	56
90	601	14654	1813	47
100	514	8845	1571	42
250	528	890	1640	48
220	456	978	1297	25
300	449	551	1310	35
150	570	2557	1812	38
500	385	144	1180	11
400	420	285	1227	14
350	406	348	1170	17
450	307	168	857	10
380	524	407	1635	20
320	490	522	1449	22
280	410	591	1203	25
270	1046	1567	3224	56
290	463	616	1318	25
260	322	521	896	29

Tabelle 2: Messdaten zur Bestimmung der Diskriminatorschwelle im Versuchsaufbau zur Winkelabhängigkeit

Schwelle/Skt	$t/s$	$N_{ODER}^{mess}$	$N_{ODER}^{mon}$
50	513	1996	1023
60	330	1237	633
70	528	1794	1000
80	522	1602	911
90	513	1559	1042
100	446	1200	869
110	461	1233	1040
110	485	1267	1043
120	545	1155	1062
130	754	1284	1449
140	453	870	1037
150	513	837	1109
160	478	784	1142
170	11,28	1018	1669
180	8,01	701	1891
190	10,49	789	1614
200	10,17	699	1603
210	6,24	389	1000

Tabelle 3: Messdaten zur Bestimmung der Schwelle des Diskriminators 1 im Versuchsaufbau zur Lebensdauerermessung

Schwelle/Skt	$t/s$	$N_{ODER}^{mess}$	$N_{ODER}^{mon}$
50	515	1183	1308
60	415	967	1112
70	373	835	972
70	486	1060	1250
90	810	1661	2052
100	364	791	983
110	469	957	1217
120	604	1376	1692
200	568	1071	1606
300	322	346	857
250	293	781	1646
160	333	714	949
140	499	1841	2372
130	368	822	1056
150	469	939	1239
180	352	521	843
180	526	386	826
220	525	292	741
100	775	767	1219
110	351	100	149

Tabelle 4: Messdaten zur Bestimmung der Schwelle des Diskriminators 2 im Versuchsaufbau zur Lebensdauerermessung

Winkel/ $^{\circ}$	N
0	963
30	583
45	476
60	404
75	321
90	266
-75	385
-60	439
-45	440
-30	721
-15	872
15	752

Tabelle 5: Messung der Winkelabhängigkeit der Höhenstrahlung

$t/\mu\text{s}$	N
1	4678
2	4094
3	1599
4	909
5	630
6	443
7	359
8	273
9	210
10	156

Tabelle 6: Messung der Myonenlebensdauer

## C Literatur

- [1] Universität Bonn, *Physikalisches Praktikum Teil V - Kerne und Teilchen* (2009).
- [2] Claus Grupen, *Astroteilchenphysik*, Vieweg-Verlag, 2000.
- [3] Wolfgang Demtröder, *Experimentalphysik 3*, 3., 2005.
- [4] William Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag.
- [5] T. Berghöfer, *Messung der Driftgeschwindigkeit von Elektronen in Gasen, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe*.
- [6] *Particle Physics Booklet*, PDG, 2008.