

Fortgeschrittenen-Praktikum  
Technische Universität Darmstadt

Betreuer: Florian Schäfer  
Durchführung: 13.07.2009  
Abgabe: 25.08.2009



## Versuch C 2.6

# Höhenstrahlung

Oliver Bitterling

Mathieu Omet

(mathieuomet@gmx.de)

# Zusammenfassung

Ziel des Versuches ist die Untersuchung der Höhenstrahlung. Dabei wird ein besonderes Augenmerk auf die harte Komponente und insbesondere auf die Myonen gelegt. Aufgenommen wird eine Energieverteilung, eine Azimutwinkelverteilung und die Myonengeschwindigkeit. Mit Hilfe einer  $^{22}\text{Na}$ -Quelle erfolgt eine Messung der Lichtgeschwindigkeit. Zentraler Bestandteil des Versuches ist zudem das Kennenlernen der Messelektronik und der in der Kernphysik oft verwendeten Koinzidenzmessung.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Theoretischer Hintergrund zur Höhenstrahlung</b>	<b>1</b>
1.1	Zusammensetzung und Beschleunigungsmechanismen . . . . .	1
1.2	Wechselwirkungen auf dem Weg zur Erde . . . . .	2
1.3	Prozesse in der Nähe und auf der Erde . . . . .	2
1.4	Stoßprozesse in der Atmosphäre . . . . .	3
<b>2</b>	<b>Aufbau und Messelektronik</b>	<b>4</b>
2.1	Detektor . . . . .	4
2.2	Szintillator . . . . .	4
2.3	Photomultiplier . . . . .	4
2.4	Diskriminator . . . . .	5
2.5	Spektroskopieverstärker . . . . .	5
2.6	Analog to Digital Converter . . . . .	5
2.7	Time to Amplitude Converter . . . . .	6
2.8	Coincidence Unit . . . . .	6
<b>3</b>	<b>Auswertung</b>	<b>7</b>
3.1	Energieeichung . . . . .	7
3.2	Myonenspektren . . . . .	8
3.3	Flugzeitbestimmung . . . . .	9
3.3.1	Flugzeit der $\gamma$ -Quanten . . . . .	9
3.3.2	Flugzeit der Myonen . . . . .	10
3.4	Azimutalwinkelverteilung . . . . .	11
3.5	Schauermessung . . . . .	13
3.6	Statistikmessung . . . . .	13
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>15</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>16</b>
	<b>Erklärung</b>	<b>17</b>

# Kapitel 1

## Theoretischer Hintergrund zur Höhenstrahlung

### 1.1 Zusammensetzung und Beschleunigungsmechanismen

Die Höhenstrahlung besteht zu 87% aus Protonen, 12% Alphateilchen, 2% Elektronen und 1% schweren Elementen. Die Häufigkeitsverteilung an Elementen in der Höhenstrahlung ist sehr ähnlich der Verteilung an Elementen in unserem Sonnensystem. Diskrepanzen lassen sich durch Stoß- und Zerfallsprozesse auf dem Weg vom Ursprungspunkt zur Erde erklären. Die Ähnlichkeit der Verteilung lässt den Schluss zu, dass diese Verhältnisse auch auf den Rest des Universums übertragbar sind.

Der Energiebereich, der von der Höhenstrahlung abgedeckt wird, umfasst mehrere Größenordnungen (etwa  $10^3$  bis  $10^{20}$  eV). Es wird vermutet, dass die obere Schranke durch Energieverluste an Photonen zustande kommt. In Beschleunigern künstlich erzeugte Teilchenenergien sind um Größenordnungen kleiner.

Die Zählrate hängt von der Energie ab und wird durch

$$\frac{dN}{dE} = E^{-\gamma} \quad (1.1)$$

beschrieben, wobei  $\gamma$  2,7 für  $E \leq 10^{15}$  eV und 3 für  $E \leq 10^{19}$  eV beträgt. Dies weist auf unterschiedliche Quellen für die beiden Energiebereiche hin. Da in den höheren Energiebereichen die Zählraten extrem klein sind, kann keine Aussage über deren weiteren Verlauf gemacht werden.

Die auftretenden Energien lassen sich durch verschiedene Beschleunigungsmechanismen erklären. Die wichtigsten davon sind wechselnde Magnetfelder

in Sonnenflecken, interstellare Magnetfelder, Schockwellen verursacht durch Supernovae, schwarze Löcher und Neutronensterne in Doppelsternsystemen.

## 1.2 Wechselwirkungen auf dem Weg zur Erde

Auf dem Weg zur Erde wird der überwiegende Teil der Primärstrahlung, der ja aus geladenen Teilchen besteht, durch Magnetfelder so stark abgelenkt, dass sich der Ursprungsort nicht mehr bestimmen lässt. Dies trifft nicht auf Neutrinos zu, da sie nur der schwachen Wechselwirkung und Gravitation unterliegen. Aus diesem Grund spielen sie aber auch für den im vorliegenden Bericht beschriebenen Versuch keine Rolle.

Auf hochenergetische geladene Teilchen (zwischen  $10^{19}$  und  $10^{20}$  eV) haben die erwähnten Magnetfelder eine zu vernachlässigende Wirkung, da diese annähernd Lichtgeschwindigkeit haben und somit eine so große Masse aufweisen, dass kaum eine Richtungsänderung stattfindet.

## 1.3 Prozesse in der Nähe und auf der Erde

Löst die Höhenstrahlung (Primärteilchen) durch Reaktionen in der Atmosphäre sekundäre Teilchen oder elektromagnetische Strahlung aus, so wird dies als Schauer bezeichnet. Alle Teilchen eines Schauers haben in der Regel Geschwindigkeiten nahe der Lichtgeschwindigkeit und kommen daher nahezu gleichzeitig am Boden an. Ob es geladene Teilchen der Primärstrahlung bis auf die Erde schaffen, hängt von ihrer Energie ab. Unter einer gewissen Schwelle werden sie vom Magnetfeld der Erde abgelenkt. Dieser Effekt ist longitudinenabhängig. An den Polen können sich die Teilchen parallel zum Magnetfeld der Erde bewegen und werden nicht abgelenkt. Am Äquator hingegen ist die Ablenkung maximal. In unseren Längengraden liegt die Schwelle zum Durchdringen des Magnetfeldes etwa bei 1 bis 3 GeV. Da aber Teilchen auch beim Durchdringen der Atmosphäre Energie verlieren können auch an den Polen Teilchen unter 2 GeV die Erdoberfläche nicht erreichen. Deswegen endet die Intensitätszunahme ab 50. Dies wird atmosphärischer Cut-Off genannt.

Neben der Ablenkung, hat das Magnetfeld der Erde noch eine andere Wirkung auf die Strahlung, die am Boden detektiert werden kann, und zwar den Ost–West–Effekt. Aus der Lorentzkraft folgt, dass positiv geladene Teilchen nach Westen und negativ geladene nach Osten abgelenkt werden. Da-

durch können Teilchen eingefangen werden, die sonst an der Erde vorbeifliegen würden.

In westlicher Richtung werden höhere Zählraten gemessen. Das bedeutet, dass es mehr positiv als negativ geladene Teilchen gibt. Dies ist ein Indiz dafür, dass das Universum zu einem überwiegenden Teil aus Materie besteht.

## 1.4 Stoßprozesse in der Atmosphäre

Durch Stoßprozesse von Primärstrahlung in der Atmosphäre entsteht Sekundärstrahlung. Da in diesem Versuch Myonen der Sekundärstrahlung untersucht werden, sind die Stoßprozesse von Protonen der Höhenstrahlung mit Protonen und Neutronen der Atmosphäre interessant. Die möglichen Schemata sind

$$p + n \rightarrow \begin{cases} p + n + \pi^0 \\ p + p + \pi^- \\ n + n + \pi^+ \end{cases}, \quad (1.2)$$

$$p + p \rightarrow \begin{cases} p + p + \pi^0 + \pi^0 \\ p + n + \pi^+ \\ n + n + \pi^+ + \pi^+ \end{cases}. \quad (1.3)$$

Wie zu sehen ist, werden Pionen erzeugt. Diese sind sehr kurzlebig (mittlere Lebensdauer ca  $3 \cdot 10^{-8}$  s) und zerfallen durch

$$\begin{aligned} \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu. \end{aligned} \quad (1.4)$$

Die so entstehenden Myonen sind auch instabil (mittlere Lebensdauer ca.  $2 \cdot 10^{-6}$  s). Klassisch gesehen würde diese Zeit nicht ausreichen, damit das Myon bis zur Erdoberfläche fliegen kann. Auf Grund ihrer hohen Geschwindigkeit aber sind sie relativistisch zu betrachten. Somit findet aus Sicht unseres Bezugssystems Zeitdilatation für die Myonen statt, so dass sie während des Fluges durch die Atmosphäre stabil bleiben.

# Kapitel 2

## Aufbau und Messelektronik

### 2.1 Detektor

Der Detektor besteht aus drei etwa einen Meter langen Szintillatoren mit Photomultipliern, die parallel zueinander in einer Ebene an einem Rahmen montiert sind. Dieser lässt sich um  $180^\circ$  um eine Achse in der Mitte parallel zu den Szintillatoren drehen.

### 2.2 Szintillator

Bei den verwendeten Szintillatoren handelt es sich um einen Plastikszintillatoren (NE 104 ultra fast) mit eingelassenem organischen Szintillationsmaterial. Die Teilchen dieses Materials werden beim Durchflug von ionisierender Strahlung angeregt und fallen nach etwa  $10^{-8}$  s wieder zurück in den Grundzustand. Dabei wird die Energiedifferenz als Lichtblitz emittiert. Die dabei entstehende Intensität ist proportional zu der deponierten Strahlungsenergie. Das Szintillationsmaterial ist für Szintillationslicht nahezu transparent, so dass es am Photomultiplier gemessen werden kann. An allen Grenzflächen, an denen nicht der Photomultiplier am Szintillationsmaterial anliegt, ist eine reflektierende Schicht angebracht, so dass möglichst viel des erzeugten Lichtes vom Photomultiplier gesammelt werden kann. Allerdings wird ein Teil des Lichtes unter anderem durch Verunreinigungen im Material absorbiert.

### 2.3 Photomultiplier

Im Photomultiplier (Phillips XP 2262) schlagen die eintreffenden Lichtquanten Elektronen aus einer Photokathode. Diese werden zu einer Dynode be-

schleunigt und schlagen dort mehrere Sekundärelektronen aus. Dies findet in einer Kaskade über mehrere Dynoden statt. Durch diesen Vorgang wird der Elektronenstrom um einen Faktor von  $10^7$  verstärkt.

## 2.4 Diskriminator

Bei diesem Versuch kommt ein CFD (Constant-Fraction-Diskriminator, hier ein 8 CH fast Discriminator: C.A.E.N. N413 A) zum Einsatz. Das Signal der Detektoren wird zeitlich versetzt, mit abgeschwächter und negativer Amplitude über das Ursprungssignal gelegt. Durch dieses Verfahren kann unabhängig von der Eingangsamplitude der Zeitpunkt mit einer konstanten und daher unwichtigen Verzögerung bestimmt werden, an dem ein Signal eintrifft, nämlich genau beim Nulldurchgang des erzeugten Signals. Dabei löst der CFD ein schnelles Rechtecksignal aus, welches an einen TAC (s.u.) und eine Coincidence Unit (s.u.) geleitet wird.

Der CFD ist mit einem Leading-Edge-Arming ausgestattet, so dass man eine Schwelle einstellen kann, unter der der CFD kein Signal ausgibt.

## 2.5 Spektroskopieverstärker

Der Spektroskopieverstärker (Ortec 472 A) verstärkt das Signal linear. Er wird für bei der Messung des Energiespektrums benötigt. Er besitzt ein großes Gain (5- bis 2000-fache Verstärkung) und ein feines (0,5- bis 1,5-fache Verstärkung).

## 2.6 Analog to Digital Converter

Der ADC (Analog to Digital Converter, hier ein Target TC8100) wandelt, wie der Name schon sagt, ein analoges Signal in ein digitales. Abhängig von der Amplitude ordnet dieser Signale linear einer definierten Zahl, in diesem Fall 1024, von Kanälen zu. Dabei deckt jeder Kanal ein gleich breites Spannungsintervall ab. Der ADC verfügt über einen Gate-Eingang. Wird dieser zugeschaltet, nimmt der ADC nur Eingangssignale auf, wenn am Gate Spannung anliegt.

## 2.7 Time to Amplitude Converter

Der TAC (Time to Amplitude Converter, hier ein Ortec 566) gibt linearproportional zu einer Zeitspanne zwischen einem Start- und einem Stoppsignal ein Spannungssignal mit einer dementsprechenden Amplitude aus. Dies wird so bewerkstelligt, dass nach dem Startsignal kontinuierlich ein Kondensator geladen wird. Dieser wird dann nach dem Stoppsignal schlagartig entladen.

## 2.8 Coincidence Unit

Die Coincidence Unit (ähnlich Canberra Modell 2040) ist eine Einheit, die mehrere Eingangssignale verarbeitet. Überlappen sich diese zeitlich, gibt sie ein zeitlich vordefiniert längeres logisches Signal aus.

# Kapitel 3

## Auswertung

### 3.1 Energieeichung

Zur Energieeichung wurde das Spektrum einer  $^{22}\text{Na}$ -Quelle aufgenommen. Die Daten sind in Abbildung 3.1 dargestellt. Die Comptonkanten sind leider nur sehr schwer zu erkennen. Dies kann unterschiedliche Gründe haben. Zum Einen können die Gammaquanten auch nahe der Comptonenergie noch einen zweiten Stoß erfahren. Dabei kann zwar weniger Energie im Szintillator deponiert werden, als beim vorangegangenen, dennoch reicht es aus, um die Comptonkante zu verschmieren. Zum Anderen können die Gammaquanten schräg in den Szintillator eintreffen und somit in einer undefinierten Entfernung zum Photomultiplier Fluoreszenz erzeugen.

Um nun doch eine Aussage über die Position der Comptonkanten machen zu können, wurde angenommen, dass sie sich am Ort der größten Steigung des Spektrums befinden. Um diesen zu finden, wurden zwei Polynome dritten Grades an die Daten gefittet und deren Wendepunkt bestimmt. Die Graphen der Polynome sind in Abbildung 3.1 über die Rohdaten gelegt. Die Wendepunkte befinden sich bei Channel 56 (für 511 keV) und 292 (für 1275 keV). Da sich bei kleinen Änderung des Fitbereiches die Funktionen und damit die Positionen der Wendepunkte merklich ändern, ist der Fehler recht groß mit etwa 10% anzunehmen.

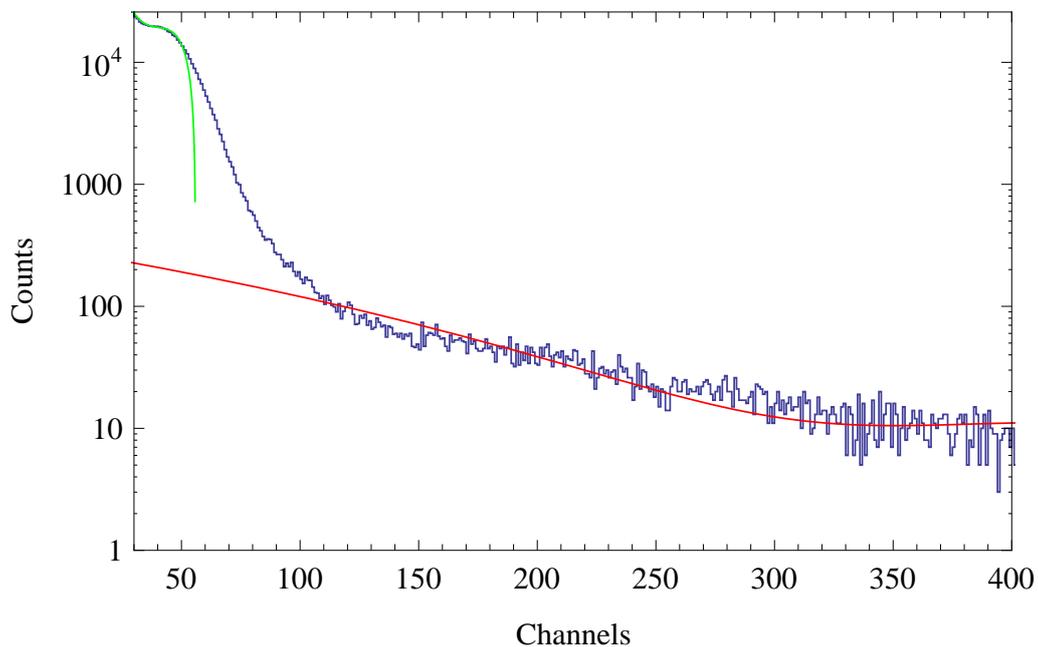


Abbildung 3.1: Halblogarithmisch aufgetragen sind Counts über Channels. In blau sind die aufgenommenen Daten der Eichmessung dargestellt, in grün und rot die beiden Fits für die Comptonkanten.

### 3.2 Myonenspektren

In Abbildung 3.2 ist das Energieverlustspektrum der Myonen dargestellt. Es besitzt ab einer Energie von etwa 0,45 MeV einen steilen Anstieg und erreicht bei etwa 0,55 MeV sein Maximum. Über einer Energie von rund 1 MeV sind die Zählraten nur noch gering. Daraus lässt sich schließen, dass bei einer Szintillatordicke von 3 cm der mittlere Energieverlust der Myonen etwa  $1,9 \frac{\text{MeV}}{\text{cm}}$  beträgt.

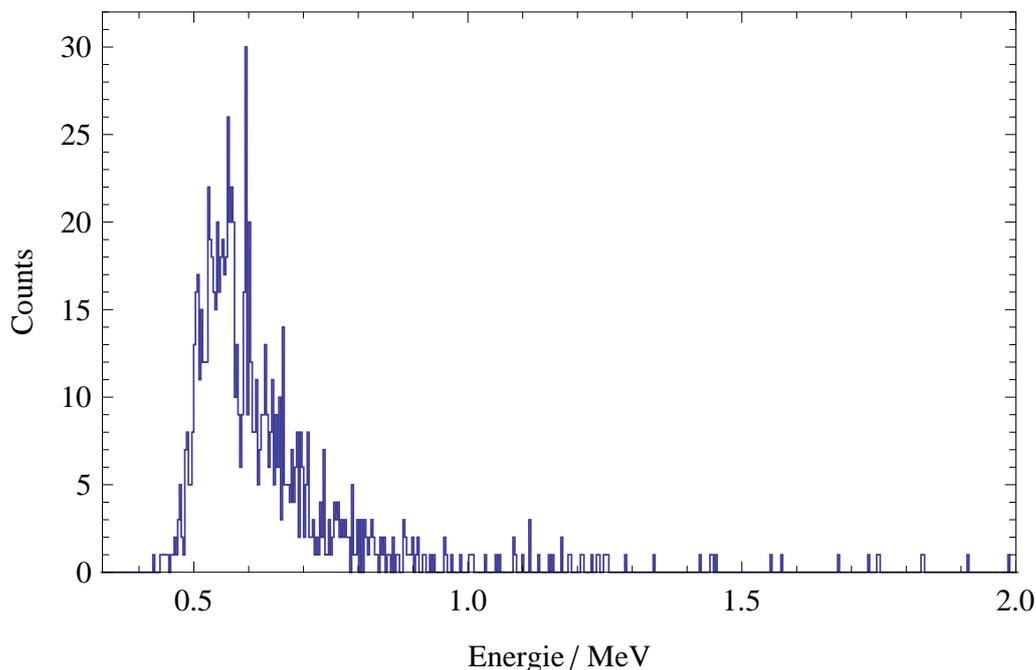


Abbildung 3.2: Counts über Energie für den Energieverlust der Myonen.

### 3.3 Flugzeitbestimmung

Um die Flugzeit zu bestimmen, wurden je zwei Messungen durchgeführt. Bei der ersten wurde das Signal des oberen Detektors als Startsignal und das über ein Delay geleitete Signal des unteren als Stoppsignal verwendet. Die dabei gemessene Zeitdifferenz setzt sich durch  $t_1 = t_D + t_S$  zusammen, wobei  $t_D$  die nicht vollkommen bekannte Delayzeit und  $t_S$  die von uns gesuchte Flugzeit darstellt. In einer zweiten Messung werden Start- und Stoppsignal vertauscht, sowie das Delay in den Kanal des oberen Detektors angeschlossen. Damit setzt sich die gemessene Zeit durch  $t_2 = t_D - t_S$  zusammen. Aus beiden Messungen kann man mittels  $t_S = \frac{t_1 - t_2}{2}$  die Flugzeit unabhängig vom Delay berechnen. Dieses Verfahren kann sowohl für Myonen als auch für Photonen verwendet werden.

#### 3.3.1 Flugzeit der $\gamma$ -Quanten

Um die Flugzeit der  $\gamma$ -Quanten zu bestimmen, wurde eine  $^{22}\text{Na}$ -Quelle in einem Kollimator über den Detektoren platziert. Die Auswertung der Zeitspektren ergab

$$t_1 = (32,93 \pm 11,4)\text{ns}, \quad (3.1)$$

$$t_2 = (31,56 \pm 11,4)\text{ns}. \quad (3.2)$$

Die Zeitwerte  $t_1$  und  $t_2$  Entsprechen den Mittelwerten der dabei gemessenen Peaks. Ihre Fehler wurden über das Gaussverfahren mit den statistischen Fehlern der einzelnen Messpunkte berechnet.

Die Flugzeit lässt sich unter Berücksichtigung von

$$t_1 - t_S = t_2 + t_S \quad (3.3)$$

bestimmen. Dies umgeformt und die Werte eingesetzt ergibt

$$t_S = \frac{t_1 - t_2}{2} = (0,69 \pm 8,06)\text{ns}. \quad (3.4)$$

Um nun von der Flugzeit auf die Geschwindigkeit schließen zu können, braucht man den Abstand der beiden Detektoren. Dieser wurde mit  $d = 1,1$  m gemessen. Daraus ergibt sich:

$$v_\gamma = \frac{d}{t_S} = (1,59 \pm 18,62) \cdot 10^9 \frac{\text{m}}{\text{s}} \quad (3.5)$$

Die Lichtgeschwindigkeit auf diese Art zu bestimmen scheint sehr fehlerbehaftet zu sein, da der Wert für die Lichtgeschwindigkeit in Vakuum von  $c = 2,998 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  um einen Faktor von etwa 5,3 übertroffen wird.

### 3.3.2 Flugzeit der Myonen

Die Flugzeit und die Geschwindigkeit der Myonen wurde analog der Auswertung für die  $\gamma$ -Quanten ermittelt.

$$t_1 = (32,83 \pm 11,4)\text{ns} \quad (3.6)$$

$$t_2 = (31,41 \pm 11,4)\text{ns} \quad (3.7)$$

$$t_S = (0,71 \pm 8,06)\text{ns} \quad (3.8)$$

$$v_\mu = (1,54 \pm 17,59) \cdot 10^9 \frac{\text{m}}{\text{s}} \quad (3.9)$$

Die errechnete Geschwindigkeit für die Myonen ist genauso wie die ermittelte Lichtgeschwindigkeit viel zu groß. Setzt man die beiden Werte ins Verhältnis, so erhält man die relative Geschwindigkeit

$$\frac{v}{v_\gamma} = 0,97. \quad (3.10)$$

Die sich daraus ergebende Energie für die Myonen ist  $E = 329,2$  MeV. Betrachtet man die daraus resultierende Veränderung der Lebensdauer der Myonen von  $\tau = 2,2$  s zu  $\tau' = 9,06$  s, mit der die Teilchen nur noch eine Strecke von 2,6 km zurücklegen können, erscheint die Energie zu gering, da die Myonen ja in der Lage sind die gesamte Atmosphäre bis zum Erdboden zu durchdringen.

### 3.4 Azimutalwinkelverteilung

Die Azimutalwinkelverteilung wurde mit den äußeren beiden Detektoren gemessen. Um zu gewährleisten, dass der gesamte Detektor parallel zu den Magnetfeldlinien der Erde steht, wurde er mit Hilfe eines Kompasses nach Norden ausgerichtet. Die gemessene Verteilung ist in Abbildung 3.3 zu sehen.

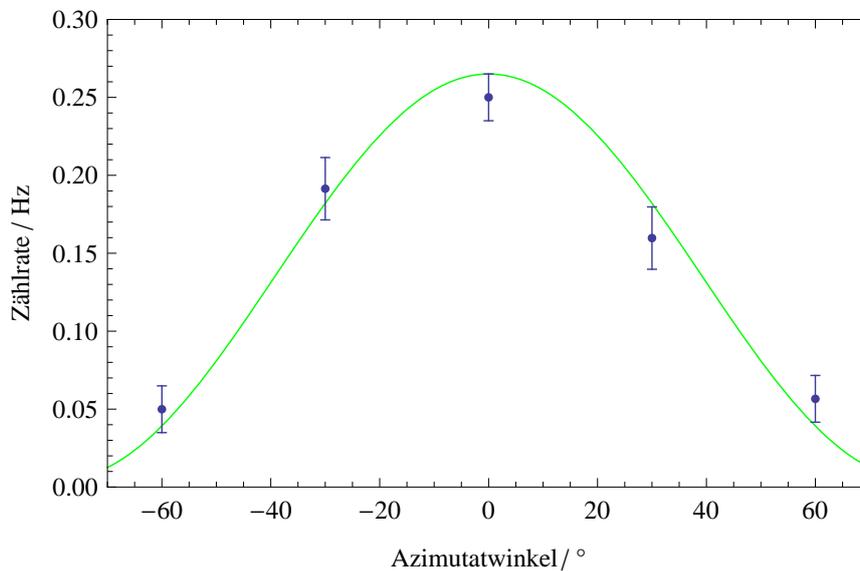


Abbildung 3.3: Azimutalwinkelverteilung für Myonen ohne Korrektur. Blau dargestellt sind die Messwerte, grün der Fit.

Die korrigierten Werte sind in Abbildung 3.4 dargestellt.

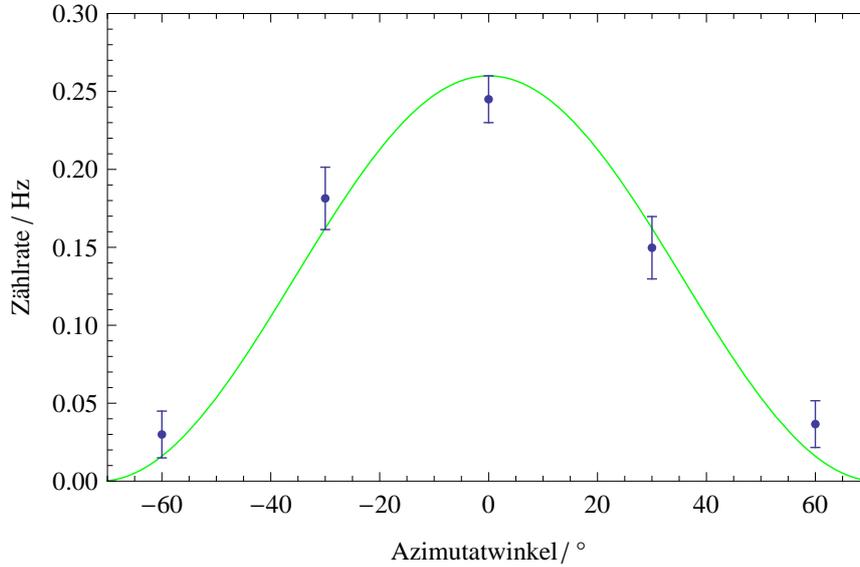


Abbildung 3.4: Azimutalwinkelverteilung für Myonen mit Korrektur. Blau dargestellt sind die Messwerte, grün der Fit.

Zu beachten ist, dass nicht nur Myonen, die durch die beiden äußeren Szintillatoren laufen, eine Koinzidenz auslösen können. Dies können auch Teilenschauer, wenn in beide Detektoren zeitgleich ein Myon eindringt. Korrigiert werden kann dies, indem man die Zählraten aus der Schauerermessung mittelt und von den Zählraten der schräg stehenden Detektoren abzieht. Nun ist die Azimutalwinkelverteilung eine  $\cos^n$ -Funktion. Daher wurden entsprechende Fits an die Daten gemacht. Dabei ergaben sich folgende Werte für die Parameter:

$$n_{\text{unkorr}} = 2,29 \pm 0,38 \quad (3.11)$$

$$n_{\text{korr}} = 3,96 \pm 0,88 \quad (3.12)$$

Bemerkenswert ist, dass die Werte des Fittes ohne Korrektur dem Literaturwert näherkommen, als die des Fittes mit Korrektur. Dies liegt wahrscheinlich daran, dass der Detektor von oben gesehen im gedrehten Zustand eine größere Fläche besitzt als im ungedrehten.

### 3.5 Schauermessung

Die Schauermessung fand über einen Zeitraum von 72 Stunden statt. Alle zwei Stunden wurden die gemessenen Spektren in eine Datei geschrieben. Aus diesen wurden die Counts ermittelt und über der Zeit aufgetragen (siehe Abbildung 3.5).

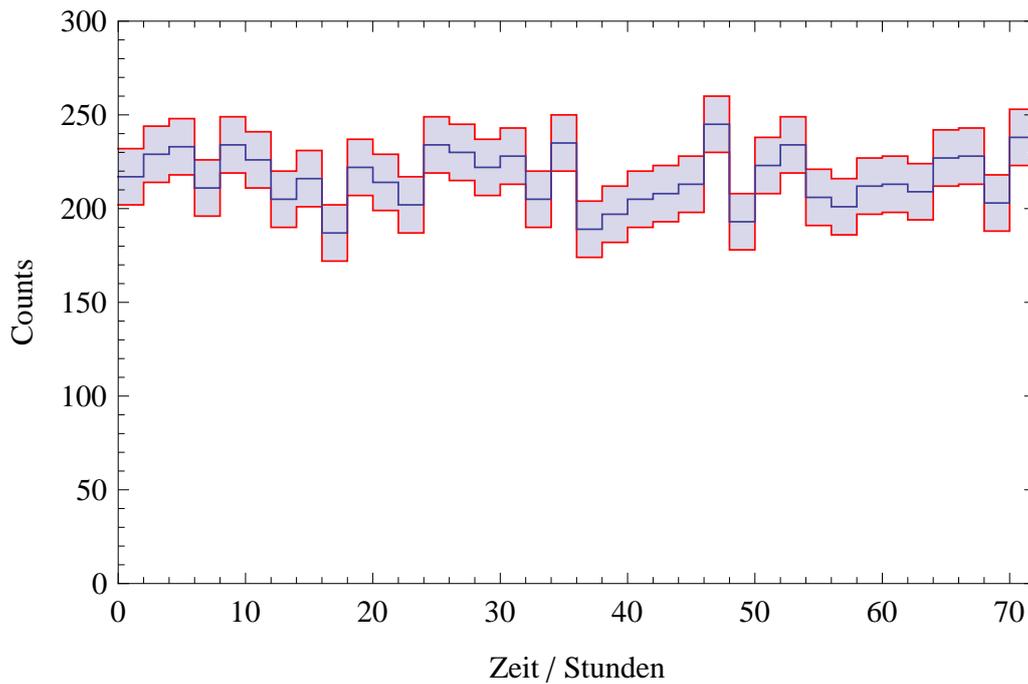


Abbildung 3.5: Schauermessung: Aufgetragen sind Counts über der Zeit in Stunden.

Es ist eine periodische Struktur in den Messwerten zu erkennen. Diese wiederholt sich ungefähr alle 24 Stunden. Wo genau sie ihr Maximum hat, ist allerdings nicht genau zu bestimmen.

### 3.6 Statistikmessung

Die im Folgenden beschriebene Messung wurde nicht im Rahmen des Versuches durchgeführt. Die Messdaten sind vom Betreuer bereitgestellt worden.

Die statistische Verteilung der Myonenereignisse wurde mittels des senkrecht aufgestellten Versuchsaufbaus und dreifacher Koinzidenz gemessen. Da-

bei wurden die gemessenen Zeitdifferenzen zwischen den Myonenereignissen in einem Histogramm dargestellt. Dies ist in Abbildung 3.6 zusammen mit der Fitkurve zu sehen.

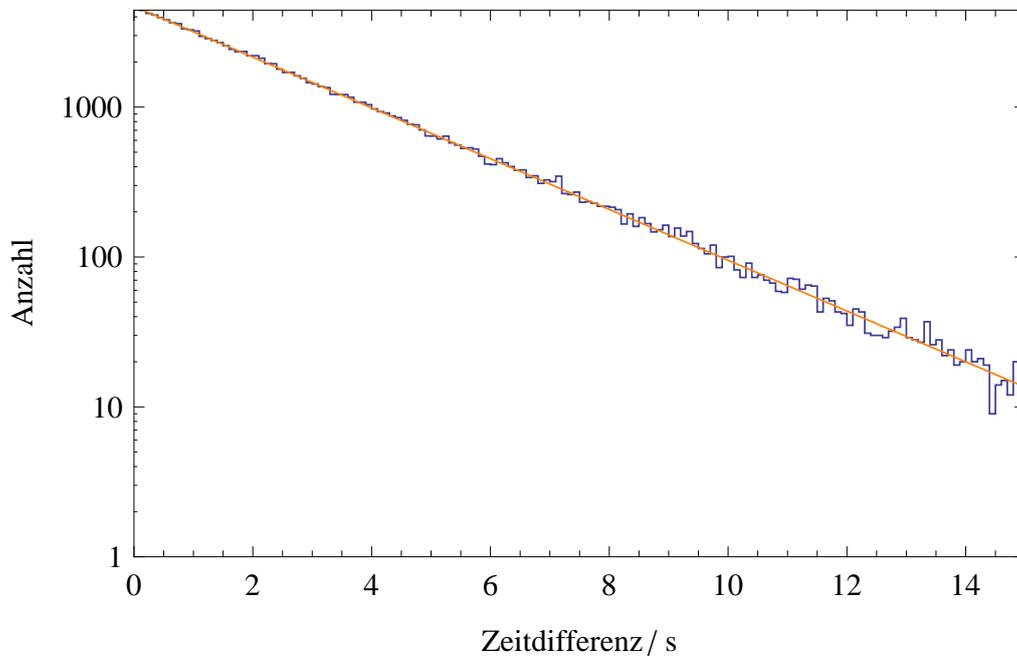


Abbildung 3.6: Histogramm der Schauermessung halblogarithmisch aufgetragen: Zeitliche Abstände zwischen zwei Myonenereignissen in Sekunden

Die Fitkurve entspricht der Form  $f(x) = \lambda e^{-\lambda x}$  (vgl. [3], S.53). Die daraus bestimmte Zählrate  $\lambda$  hat einen Wert von  $2,5 \frac{1}{\text{s}}$ . Dies entspricht einem Myonenereignis alle 0,4 s.

# Abbildungsverzeichnis

3.1	Halblogarithmisch aufgetragen sind Counts über Channels. In blau sind die aufgenommenen Daten der Eichmessung dargestellt, in grün und rot die beiden Fits für die Comptonkanten.	8
3.2	Counts über Energie für den Energieverlust der Myonen. . . .	9
3.3	Azimutalwinkelverteilung für Myonen ohne Korrektur. Blau dargestellt sind die Messwerte, grün der Fit. . . . .	11
3.4	Azimutalwinkelverteilung für Myonen mit Korrektur. Blau dargestellt sind die Messwerte, grün der Fit. . . . .	12
3.5	Schauermessung: Aufgetragen sind Counts über der Zeit in Stunden. . . . .	13
3.6	Histogramm der Schauermessung halblogarithmisch aufgetragen: Zeitliche Abstände zwischen zwei Myonenereignissen in Sekunden . . . . .	14

# Literaturverzeichnis

- [1] Anleitung, *Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene - Versuch C 2.6 - Höhenstahlung*, TU-Darmstadt, Darmstadt
- [2] Mappe zum Verusch, *Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene - Versuch C 2.6 - Höhenstahlung*, TU-Darmstadt, Darmstadt
- [3] Dissertation, *Höhenstahlung - Ein neues Experiment im Physikalischen Praktikum für Fortgeschrittene an der TU Darmstadt*, Ralf Schuh, Darmstadt (Oktober 2003)

# Erklärung

Hiermit erklären wir, dass wir die vorliegende Praktikumsauswertung selbstständig verfasst haben und keine als die angegebenen Referenzen und Hilfsmittel verwendet haben.

Darmstadt, im September 2009