

# Landé-Faktor des Myons

Michael Prim, Tobias Volkenandt  
Gruppe 37

29. Oktober 2007

## Inhaltsverzeichnis

<b>1 Ziel des Versuchs</b>	<b>2</b>
<b>2 Theoretische Grundlagen</b>	<b>2</b>
2.1 Kosmische Höhenstrahlung und Myon-Zerfall . . . . .	2
2.2 Abbremsung von Myonen in Materie . . . . .	3
2.3 Polarisierung von Myonen . . . . .	4
2.4 Präzession der Myonen im Magnetfeld . . . . .	5
2.5 Nachweis von Myonen . . . . .	5
2.6 Szintillationsdetektoren . . . . .	6
<b>3 Experimenteller Aufbau und Versuchsdurchführung</b>	<b>7</b>
3.1 Versuchsaufbau . . . . .	7
3.2 Messprinzip . . . . .	8
3.3 Versuchsdurchführung . . . . .	8
<b>4 Versuchsauswertung</b>	<b>9</b>
4.1 Magnetfeld-Eichung . . . . .	9
4.2 TAC-Eichung . . . . .	9
4.3 Bestimmung g-Faktor . . . . .	11

## 1 Ziel des Versuchs

Bei diesem Versuch geht es darum den Landé-Faktor sowie die Lebensdauer des Myons zu bestimmen. Hierbei dient die kosmische Höhenstrahlung als Myonenquelle.

## 2 Theoretische Grundlagen

### 2.1 Kosmische Höhenstrahlung und Myon-Zerfall

Die kosmische Höhenstrahlung besteht zu 85% aus Protonen, zu 12% aus  $\alpha$ -Teilchen und zu 2% aus anderen Teilchen. Sie hat ihren Ursprung in der Sonne und im Weltall. Das Energiespektrum der Teilchen ist hierbei sehr groß und reicht von  $10^6 eV$  bis  $10^{21} eV$ . Beim Eintritt in die Erdatmosphäre wechselwirkt die primäre Höhenstrahlung mit den Teilchen der Atmosphäre, wodurch sekundäre Teilchen erzeugt werden, die wiederum Wechselwirkungen erfahren. Daher unterscheidet sich die Zusammensetzung der primären Höhenstrahlung grundsätzlich von der am Erdboden gemessenen Höhenstrahlung.

Da im Rahmen des Versuches insbesondere die Myonen wichtig sind, wollen wir auf deren Erzeugung im Detail eingehen. Stößt ein Nukleon aus der Höhenstrahlung mit einem Molekül der Atmosphäre, so kommt es durch die starke Wechselwirkung zu einer Zertrümmerung der Kerne, wobei eine große Zahl sekundärer Nukleonen und Pionen entsteht. Diese erzeugen durch Stöße weitere Zertrümmerungen, bis die kinetische Energie der Hadronen zur Erzeugung von Pionen nicht mehr ausreicht. Die kritische Schwelle liegt bei  $300 MeV$ . Man bezeichnet diesen Schauer von stark wechselwirkenden Teilchen als Kernkaskade. Die Teilchen der Kernkaskade erreichen jedoch zum Großteil nicht die Erdoberfläche, da sie sehr kurze Lebensdauern haben. Für uns sind insbesondere die Pionen interessant, da diese in Myonen zerfallen können.

Die neutralen Pionen zerfallen sehr rasch in zwei energiereiche  $\gamma$ -Quanten, welche die Grundlage für die elektromagnetischen Kaskaden bilden. Die  $\gamma$ -Quanten zerfallen dabei durch Elektron-Positron-Paarbildung, weshalb die elektromagnetische Kaskade für die Erzeugung von Myonen nicht weiter wichtig ist.

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma \quad \tau = 8.4 \cdot 10^{-17} s$$

Die geladenen Pionen zerfallen über die schwache Wechselwirkung in Myonen und Myon-Neutrinos.

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad \tau = 2.6 \cdot 10^{-8} s$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad \tau = 2.6 \cdot 10^{-8} s$$

Die Myonen zerfallen ihrerseits über die schwache Wechselwirkung in Elektronen bzw. Positronen und die entsprechenden Neutrinos.

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad \tau = 2.19 \cdot 10^{-6} s$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad \tau = 2.19 \cdot 10^{-6} s$$

Auf der Erdoberfläche lässt sich die gemessene Höhenstrahlung in eine harte und eine weiche Komponente aufteilen. Die harte Komponente besteht dabei aus den durchdringenden Myonen, deren mittlere freie Weglänge sehr groß ist, da ihr Wirkungsquerschnitt für Wechselwirkungen sehr klein ist. Die weiche Komponente besteht aus den Elektronen, Positronen und der Bremsstrahlung der elektromagnetischen Kaskade, sowie kleinen Anteilen aus dem Myon-Zerfall.

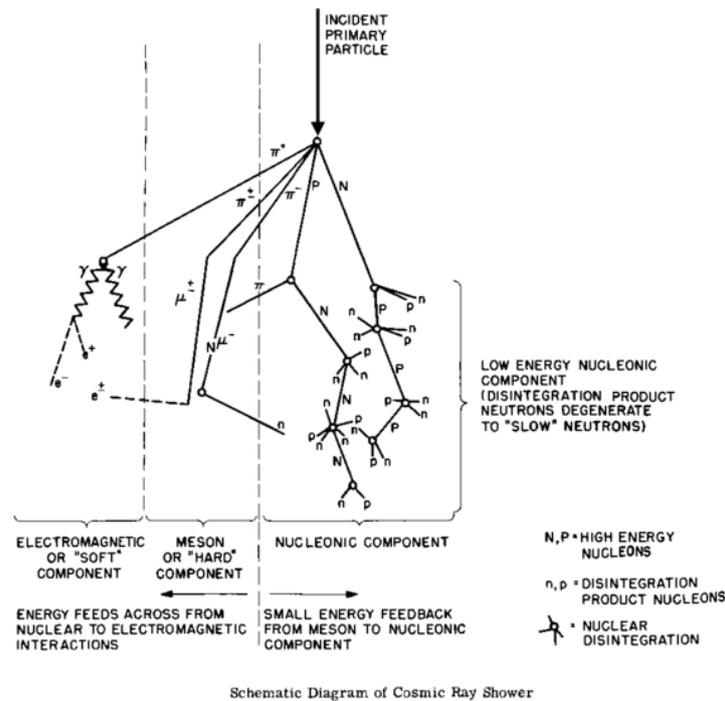


Abbildung 1: Schematische Darstellung einer Kernkaskade [Wikipedia]

Bei der bisherigen Betrachtung haben wir vernachlässigt, dass die Myonen, selbst bei relativistischen Geschwindigkeiten, während ihrer mittleren Lebensdauer nicht einmal annähernd die Strecke durch die Atmosphäre zurücklegen können. Dennoch können wir eine große Zahl an Myonen auf der Erdoberfläche messen. Dies lässt sich jedoch durch die spezielle Relativitätstheorie erklären. Die Lebensdauern gelten im Ruhesystem der Teilchen. Daher macht sich für einen Beobachter auf der Erde die Zeitdilatation bemerkbar. Die auf der Erde gemessene mittlere Lebensdauer beträgt:

$$\tau_E = \gamma \cdot \tau = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}} \cdot \tau$$

Aus der klassisch berechneten mittleren freien Weglänge eines Myons von  $600m$  wird somit für ein  $10GeV$  Myon eine Strecke von  $60km$ . Hierbei lässt sich  $\gamma$  als Verhältnis von Gesamtenergie zu Ruheenergie des Myons bestimmen, wobei die Ruheenergie gegen die kinetische Energie vernachlässigt werden kann.

## 2.2 Abbremsung von Myonen in Materie

Hochenergetische Myonen verlieren, unabhängig von ihrer Ladung, ihre Energie in Materie durch Bremsstrahlung an den Kern. Erst bei sehr niedrigen Energien weisen positive und negative Myonen ein unterschiedliches Verhalten auf.

Die positiven Myonen können Elektronen aus den Atomhüllen einfangen und eine wasserstoffähnliche Struktur namens Myonium bilden. Dieses kann ionisiert werden und sich wieder neu bilden, wobei das neutrale Myonium durch Stöße mit Elektronen oder Atomen Energie verliert, bis es schließlich thermalisiert.

Die negativen Myonen können von Atomen in angeregte Zustände eingefangen werden und fallen unter Aussendung von Röntgenstrahlung sehr schnell in die K-Schale. Da Elektronen und Myonen keine identischen Teilchen sind, ist dies selbst dann möglich, wenn die K-Schale von Elektronen bereits voll besetzt ist. Dort werden die Myonen dann vom Kern eingefangen und sorgen unter Einfluss der schwachen Wechselwirkung für eine Umwandlung des Nukleons. Es ergibt sich somit für das negativ geladene Myon zusätzlich zu dem bei der Höhenstrahlung erwähnten Zerfall ein weiterer Zerfallskanal. Hierdurch sinkt die mittlere Lebensdauer stark und beträgt in Kupfer  $\tau = 0.163 \cdot 10^{-6} s$ .

Aufgrund der sehr viel kürzeren mittleren Lebensdauer der negativ geladenen Myonen sind für die Lebensdauerermessung der kosmischen Myonen fast nur die positiv geladenen Myonen von Bedeutung.

### 2.3 Polarisation von Myonen

Die Paritätsverletzung bei der schwachen Wechselwirkung hat zur Folge, dass die Myonen in ihrer Impulsrichtung polarisiert sind. Gemäß der Vektor-Axialvektor-Theorie gibt es nur linkshändige Teilchen (negative Helizität, d.h.  $\text{Spin} \Leftarrow \text{Impuls}$ ) und rechtshändige Antiteilchen (positive Helizität, d.h.  $\text{Spin} \Rightarrow \text{Impuls}$ ). Die Wahrscheinlichkeit für die Erwartungswerte dieser Helizität sind proportional zu  $\beta = \frac{v}{c}$ . Wie bereits erwähnt, zerfällt das spinlose positive Pion in ein Myon-Neutrino, welches als nahezu masseloses Teilchen negative Helizität haben muss. Aufgrund von Drehimpulserhaltung muss das positive Myon somit ebenfalls negative Helizität haben, obwohl es als Antiteilchen positive Helizität haben sollte. Obwohl ein Pion-Zerfall in ein Elektron aufgrund des größeren Phasenraums wahrscheinlicher wäre, wird dieser durch die Wahrscheinlichkeit für die falsche Helizität stark unterdrückt.

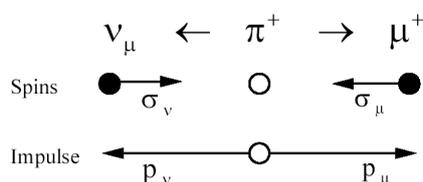


Abbildung 2: Zerfall eines Pions [Blaues Buch]

Beim Zerfall im Ruhesystem des Pions bleiben nur  $4MeV$  für kinetische Energie übrig. Im System des Beobachters besitzen die Pionen jedoch bereits im Vorfeld kinetische Energie. Je nachdem ob die Myonen vorwärts oder rückwärts abgestrahlt werden, führt dies zu einem Umklappen der Helizität. Bei der Vorwärtsabstrahlung ist die Helizität negativ, während sie in Rückrichtung positiv ist. Der Zerfall des Pions ist im Ruhesystem isotrop und somit wäre die Gesamtheit der Myonen unpolarisiert. Das Pionspektrum nimmt jedoch zu hohen Energien ab. Betrachtet man ein diskretes Energieintervall, so ist die Wahrscheinlichkeit dafür, dass die gezählten Myonen aus Vorwärtsabstrahlung stammen größer. Es ergibt sich also eine negative Polarisation der gemessenen Myonen.

Diese Polarisation bleibt auch erhalten, wenn die Myonen in Materie abgebremst werden. Die Zeit des Abbremsens selbst ist zu kurz für einen Einfluss von inneren oder äußeren Magnetfeldern auf die Polarisation. Wenn das Myon jedoch thermalisiert ist, wird es den depolarisierenden Einflüssen ausgesetzt. Diese hängen stark von den magnetischen und kristallinen Strukturen der Materie ab.

Beispielsweise in paramagnetischen Metallen wird die Relaxation der Polarisation durch inhomogene Magnetfelder der Kernmomente und magnetische Verunreinigungen verursacht. Die Relaxationszeit dieser Depolarisationseinflüsse ist jedoch deutlich länger als die Lebensdauer des Myons, so dass auch in diesem Fall die Polarisation nicht merkbar beeinflusst wird.

## 2.4 Präzession der Myonen im Magnetfeld

Da das Myon durch den Drehimpuls ein magnetisches Moment

$$\vec{\mu} = \gamma \vec{J}$$

trägt, präzediert es innerhalb eines Magnetfeldes. Die Präzessionsfrequenz lässt sich dann bestimmen zu:

$$\omega = \gamma B$$

In beiden Gleichungen bezeichnet  $\gamma$  das gyromagnetische Verhältnis. Dieses ergibt sich aus:

$$\gamma = \frac{g \mu_B}{\hbar}$$

Dabei ist  $\mu_B$  das Bohr'sche Magneton und  $g$  der Landé-Faktor. Letzterer kann berechnet werden, wenn man die Präzessionsfrequenz eines Teilchens im Magnetfeld kennt. Durch Kombinieren der Gleichungen erhält man:

$$g = \frac{\gamma \hbar}{\mu_B} = \frac{\omega \hbar}{B \mu_B}$$

Will man den Landé-Faktor von Myonen bestimmen, muss das Bohr'sche Magneton für Myonen bekannt sein. Dieses lässt sich jedoch leicht über das Massenverhältnis von Elektron zu Myon aus dem Bohr'schen Magneton für Elektronen berechnen:

$$\mu_{B\mu} = \frac{m_e}{m_\mu} \mu_{Be} = \frac{m_e}{m_\mu} \frac{e \hbar}{2m_e} = 4.485 \cdot 10^{-26} \frac{J}{T}$$

## 2.5 Nachweis von Myonen

Der Nachweis des Myon-Zerfalls erfolgt über den Nachweis der Zerfallsprodukte. In unserem Fall ist dies das Positron, das beim positiven Myon-Zerfall ausgesandt wird. Dieses Positron wird bevorzugt in Spinrichtung ausgesandt, wodurch sich eine Asymmetrie ergibt. Da die Positronen in Materie Energie verlieren, erreichen energieschwache Positronen den Detektor nicht. Daher besteht beim Nachweis eine untere Schwelle. Die Winkelverteilung der Positronen nimmt folgende Form an:

$$\frac{dN}{d\Omega} = k \cdot (1 + A \cos \theta)$$

Hierbei ist  $k$  eine durch die Schwelle bedingte Konstante und  $\theta$  der Winkel zwischen Spin des Myons und Impuls des Positrons. Der Faktor  $A$  ist Maß für die Asymmetrie und wird durch die Wahl der Schwellenenergie bestimmt. Für hohe Energien ist die Polarisation des Myons besonders rein, weswegen auch die Asymmetrie hoch ist. Der Wert von  $A$  geht dann gegen die Polarisation. Für Messungen bei hohen Energien ist der Effekt somit am größten, die absolute Zahl der nachweisbaren Teilchen nimmt jedoch ab.

## 2.6 Szintillationsdetektoren

Zum Nachweis der Myonen und Positronen werden Szintillationsdetektoren verwendet. Durch Wechselwirkung der Teilchen mit dem Festkörper (ZnS, NaI oder organische Materialien) entstehen Lichtblitze, die über einen Lichtleiter zu einer Photokathode geleitet werden. Das dabei frei werdene Elektron wird in einem Photomultiplier vervielfältigt und kann daher am Ende als elektrisches Signal gemessen werden.

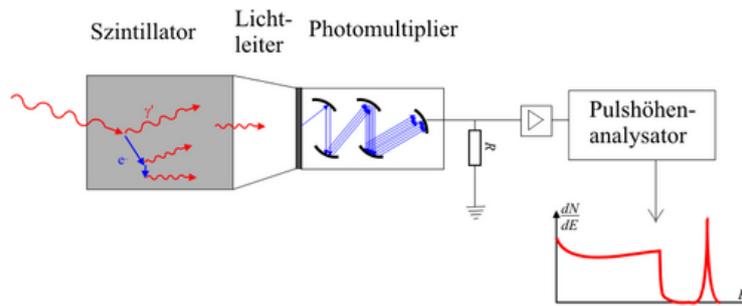


Abbildung 3: Schematische Darstellung eines Szintillationsdetektors [Wikipedia]

### 3 Experimenteller Aufbau und Versuchsdurchführung

#### 3.1 Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau besteht aus einer Folge von drei Szintillatorplatten. Zwischen der zweiten und letzten Platte befindet sich eine vom Magnetfeld durchsetzte Kupferplatte. Die Signalausgänge der Szintillatorplatten führen in einen gemeinsamen Koinzidenzanalysator. Gültige Ereignisse starten oder stoppen dann eine Messung im Zeit-Amplituden-Konverter (TAC). Dessen Signal wird mit Hilfe eines Vielkanalanalysators ausgewertet.

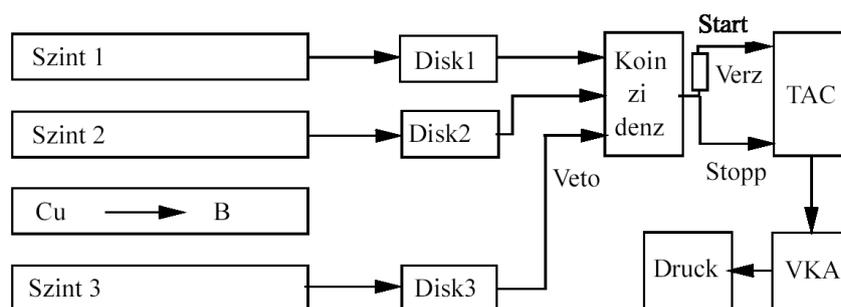


Abbildung 4: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus [Blaues Buch]

Als Start-Ereignis dient die Detektion eines Myons. Dieses muss gleichzeitig in Platte 1 und 2 registriert werden und genau nicht in Platte 3. Die Signatur lässt sich also schreiben als  $1+2+\bar{3}$ . Als Stopp-Ereignis dient die Detektion des bei der Absorption in der Kupferplatte erzeugten Positrons. Dieses kann in Platte 2 oder 3 nachgewiesen werden. Da jedoch durch die Höhenstrahlung stets zufällige Ereignisse in diesen Platten ausgelöst werden, kann deren Signal nicht allein genutzt werden. Die zufälligen Koinzidenzen werden gut unterdrückt, wenn man verlangt, dass gleichzeitig mit dem in Platte 1 registrierten Positron in Platte 2 keine Registrierung erfolgt ist und umgekehrt. Also eine Signatur der Art  $2+\bar{3}$  oder  $\bar{2}+3$ . Es stellt sich heraus, dass die Signatur  $1+2+\bar{3}$  die besten Ergebnisse liefert. Zufällige Koinzidenzen werden noch besser vermieden, allerdings auf Kosten der Zählrate, da nur noch Positronen erfasst werden, die auch in Platte 1 ein Ereignis auslösen.

Da das Start- und Stopp-Signal nun die selbe Signatur haben, muss ein Trick angewandt werden, damit der TAC überhaupt funktioniert. Dieser kann keine Messung starten wenn an Start- und Stopp-Eingang gleichzeitig ein Signal anliegt. Daher wird das Start-Signal um wenige Nanosekunden verzögert. Beim Start durch ein Myon wird das Stopp-Signal missachtet (da die Zeit eh nicht läuft) und die Zeitmessung beginnt durch das verzögerte Signal. Das nächste Signal stoppt die Messung wie gewünscht, während der verzögerte Impuls in eine taube Phase des TAC fällt und nicht beachtet wird. Die taube Phase entsteht dadurch, dass der TAC einige Mikrosekunden benötigt um das Ausgabesignal zu erzeugen. Während dieser Zeit ignoriert er weitere Eingänge. Durch diesen Aufbau werden zufällige Koinzidenzen mit der Höhenstrahlung vermieden. Was jedoch nicht ausgeschlossen werden kann ist, dass ein erstes Myon die Messung startet und ein zweites die Messung stoppt. In diesem Fall wurde dann nicht die Lebensdauer des ersten Myons gemessen, sondern eine zufällige Zeit. Dieser Fall kann jedoch vernachlässigt werden da, die mittlere Zeit zwischen zwei Myonen größer als ihre mittlere Lebensdauer ist.

### 3.2 Messprinzip

Um den Landé-Faktor der Myonen zu bestimmen muss die Präzessionsfrequenz gemessen werden. Diese gewinnt man durch eine Lebensdauermessung. Das Ende der Lebensdauer kann durch die Detektion des Positrons bestimmt werden und hängt exponentiell von der Myonen-Anzahl ab:

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

Dabei ist  $N_0$  eine Start-Anzahl an Myonen und  $\tau$  die mittlere Lebensdauer. Setzt man nun für die Myonen-Anzahl die bekannte Formel aus dem Myonen-Zerfall ein, so erhält man folgende Beziehung:

$$N(t) = K \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} (1 + \bar{A} \cos(\omega t + \delta))$$

Der Parameter  $\bar{A}$  ergibt sich dabei aus der Mittelung über die Detektorgeometrie.  $K$  und  $\delta$  sind weitere Parameter, die aus den vorangegangenen Integrationen stammen.

Misst man nun die Positronenzahl in Abhängigkeit der vergangenen Zeit nach Eintritt eines Myons, so kann die Präzessionsfrequenz und damit der Landé-Faktor von Myonen bestimmt werden.

### 3.3 Versuchsdurchführung

Da der Versuch aufgrund der geringen Zahl von Myonen-Ereignissen ein halbes Jahr an Messzeit benötigt, konnten wir selbst keine Messung durchführen. Wir erhielten jedoch die Messdaten des WS 06/07 zur Auswertung. Diese Messdaten enthalten zwei Eichmessungen und die eigentliche Messreihe.

Die erste Eichmessung betrifft das Magnetfeld. Dieses muss zur Bestimmung des Landé-Faktors bekannt sein. Die Magnetfeldstärke wird durch den Spulenstrom bestimmt, welcher sich über eine Spannungsmessung an einem bekannten, in Reihe geschalteten, Widerstand erfassen lässt. Um den Zusammenhang zu bestimmen wird eine Eichmessung durchgeführt. Dabei wird die Feldstärke in Abhängigkeit der Spannung gemessen.

Die zweite Eichmessung ist für den TAC wichtig, der die Lebensdauer messen soll. Diese ergibt sich anhand des Kanals, über den das Positron detektiert wurde. Um den Zusammenhang zwischen Kanal-Nummer und gemessener Zeit zu erhalten wird eine Eichung durchgeführt. Dabei werden dem TAC Pulse einer bekannten Zeit zugeführt und gemessen, welcher Kanal auf diese anspricht.

## 4 Versuchsauswertung

Im Rahmen der Versuchsauswertung wurden, soweit nichts anderes erwähnt, ROOT<sup>1</sup> und MATHEMATICA<sup>2</sup> zur Fehlerrechnung und grafischen Darstellung der Messergebnisse verwendet. Darüber hinaus wurden die gängigen Formeln für Stichprobenmittelwert, Stichprobenvarianz und Gauß'scher Fehlerfortpflanzung verwendet. Bei korrelierten Fehlern wird ggf. die Größtfehlerabschätzung anstelle der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung verwendet, sofern nicht alle Elemente der Kovarianzmatrix bekannt sind. Darauf wird jedoch im Text explizit hingewiesen.

Von einer Wiedergabe der Messwerte im Protokoll sehen wir aus Gründen der Übersichtlichkeit ab. Sie finden sich auf dem Praktikumsrechner.

### 4.1 Magnetfeld-Eichung

Mit unseren Messdaten erhalten wir den in Abbildung 5 gezeigten Verlauf für die Magnetfeld-Eichung. Aus der linearen Regression erhalten wir die Beziehung  $B(U)$  für die Feldstärke und die statistischen Fehler für Steigung und Achsenabschnitt. Da diese beiden korreliert sind, bestimmen wir den resultierenden statistischen Fehler für  $B$  durch Größtfehlerabschätzung. Zusätzlich nehmen wir einen systematischen Fehler  $\Delta U_{sys} = 0.5mV$  an, der durch die Spannungsmessung verursacht wird. Dieser systematische Fehler geht über Gauß'sche Fehlerfortpflanzung als  $\Delta B_{sys} = 0.015G$  in  $B(U)$  ein. Damit erhalten wir insgesamt:

$$B(U) = (0.305 \pm 0.000) \cdot U \frac{G}{mV} - (1.707 \pm 0.028)G \pm 0.015G$$

### 4.2 TAC-Eichung

Für die Eichung des TAC erhalten wir das in Abbildung 6 gezeigte Schaubild. Auch hier führten wir eine lineare Regression durch, um die Gleichung  $t(N_k)$  und die statistischen Fehler zu erhalten. Der Fehler für  $t$  wurde wieder durch Größtfehlerabschätzung ermittelt. Des weiteren gibt es noch einen systematischen Fehler, der sich aus der Auflösung des TAC ergibt. Zeiten die kürzer als der Kanalabstand sind, können schlichtweg nicht aufgelöst werden. Da der Kanalabstand der Steigung entspricht ergibt sich für diesen Fehler der Wert der halben Steigung.

$$t(N_k) = (0.031 \pm 0.000)\mu s \cdot N_k + (0.585 \pm 0.005)\mu s \pm 0.015\mu s$$

---

<sup>1</sup><http://root.cern.ch>

<sup>2</sup><http://www.wolfram.com>

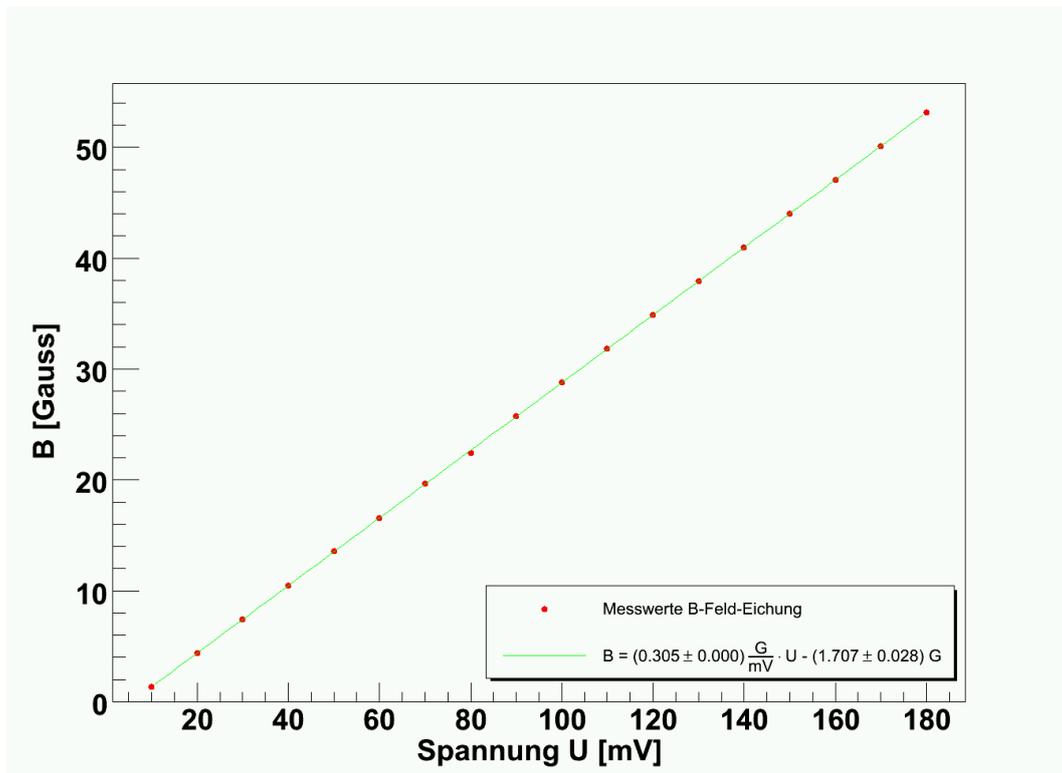


Abbildung 5: Eichkurve der Magnetfeldstärke

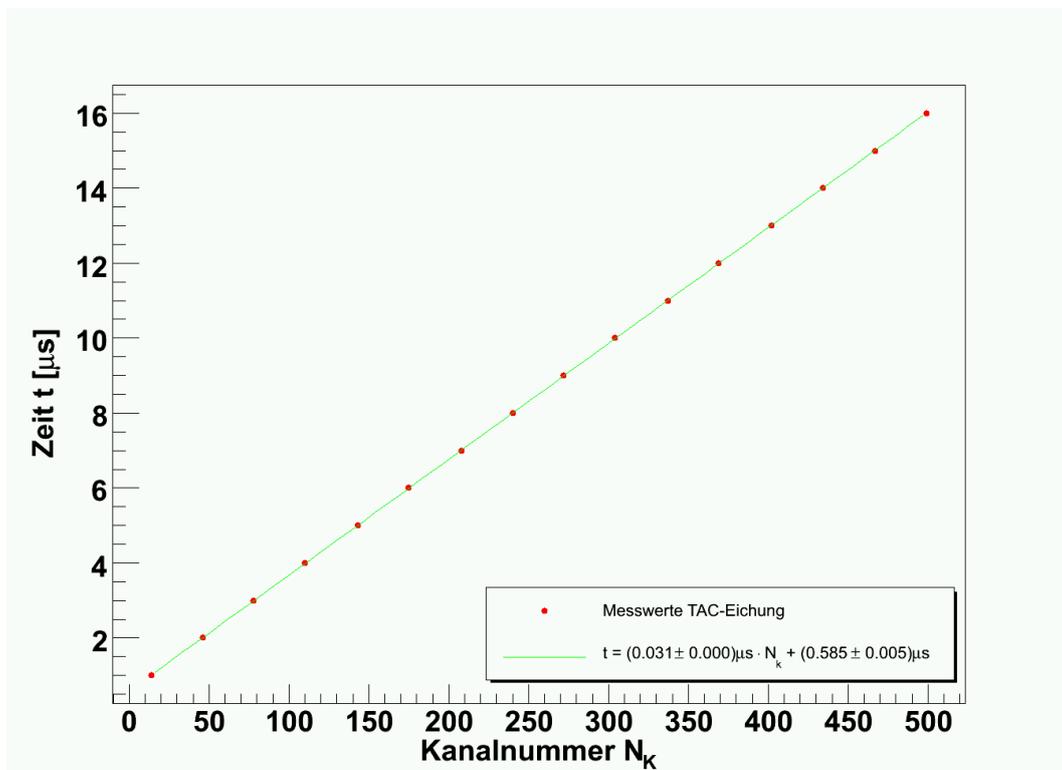


Abbildung 6: Eichkurve des TAC

### 4.3 Bestimmung g-Faktor

Zur Auswertung der eigentlichen Messdaten rechneten wir zuerst die Kanalnummern in Zeiten um. Auf diese Weise erhielten wir den in Abbildung 7 gezeigten Verlauf der Positronenzählrate über der Zeit. An diesen Verlauf fitteten wir nun die oben aufgestellte Funktion.

$$N(t) = K \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} (1 + \bar{A} \cos(\omega t + \delta)) + f$$

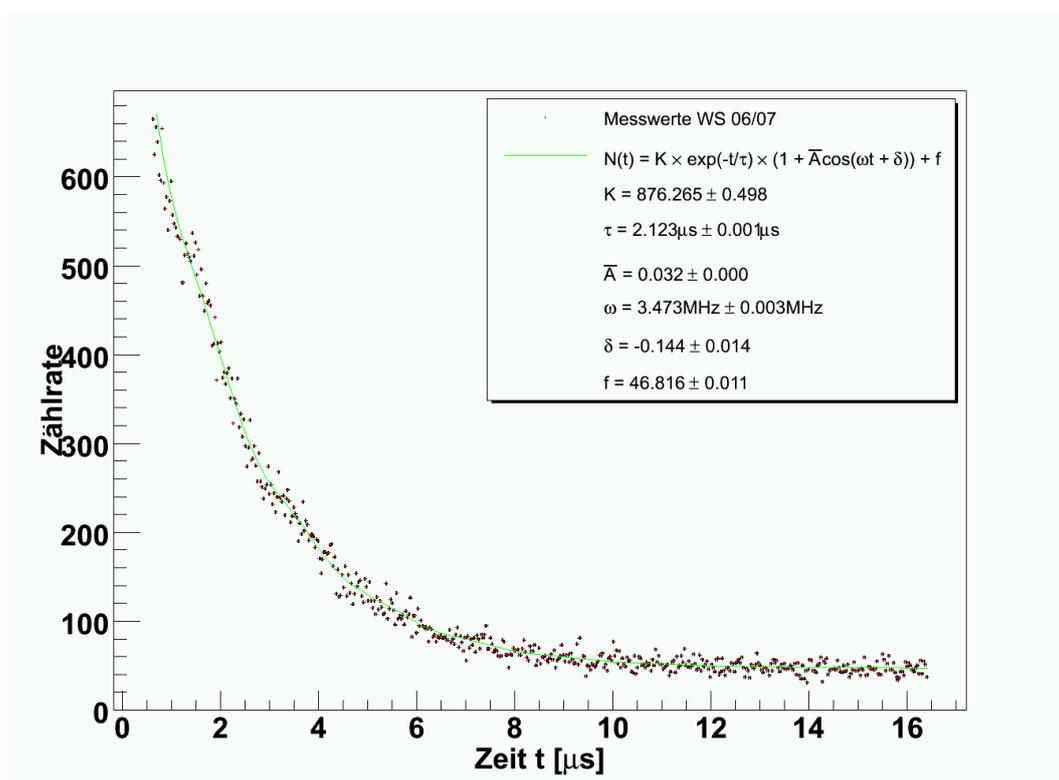


Abbildung 7: Positronenzählrate über der Zeit

Als Parameter gingen  $K, \tau, A, \omega, \delta$  und  $f$  ein. Letzteren fügten wir zur Beschreibung eines konstanten Untergrunds hinzu. Der zuvor berechnete statistische Fehler  $\Delta t_{stat}$  ging als Fehler in  $t$ -Richtung mit in den Fit ein. Der systematische Fehler  $\Delta t_{sys}$  wird nachträglich auf die ermittelte Lebensdauer addiert. Der Fehler in  $N$ -Richtung ergibt sich aus statistischen Überlegungen zu  $\Delta N = \frac{1}{\sqrt{N}}$ , denn je mehr Ereignisse in einem Bin liegen, desto genauer ist dessen Wert. Wird in einem Bin nur ein Ereignis detektiert, beträgt der Fehler 100%, da in Wahrheit auch 0 oder 2 Ereignisse geschehen sein könnten.

Da Lebensdauer und Präzessionsfrequenz der Myonen als Parameter direkt in den Fit eingehen, können wir diese sofort ablesen. Wir erhalten:

$$\tau = 2.123 \mu s \pm 0.000 \mu s \pm 0.015 \mu s$$

$$\omega = 3.473 MHz \pm 0.003 MHz$$

Der systematische Fehler für  $\tau$  stammt wie oben erwähnt aus der Detektoraufösung. Als Literaturwert für die Myon-Lebensdauer wird  $2.19 \mu s$  angegeben. Dies liegt zwar nicht innerhalb unserer Fehlergrenzen, aber doch sehr nahe an unserem Wert.

Über die eingangs hergeleitete Formel lässt sich nun der Landé-Faktor aus der Präzessionsfrequenz bestimmen.

$$g = \frac{\omega \hbar}{B \mu_B}$$

In unseren Messdaten war eine Spannung  $U = 124.040mV \pm 0.500mV$  angegeben, aus welcher sich nach der geeichten Beziehung eine Feldstärke von  $B = 36.097G \pm 0.061G \pm 0.015G$  ergibt. Das Bohr'sche Magneton für Myonen war in den Vorbereitungsunterlagen angegeben und beträgt  $\mu_B = 4.485 \cdot 10^{-30} J/G$ . Setzen wir diese Werte ein, erhalten wir:

$$g = 2.262 \pm 0.004 \pm 0.010$$

Die Fehler wurden hierbei über Gauß'sche Fehlerfortpflanzung ermittelt. Wiederum liegt der Literaturwert von  $g \approx 2.0$  nicht innerhalb unserer Fehlergrenzen, stimmt aber recht gut mit dem von uns bestimmten Wert überein.