

Bachelorarbeit

Entwicklung eines Experimentes zur Messung des Spins $(g - 2)_\mu$ kosmischer Myonen

Development of an experiment for the measurement of the spin $(g - 2)_\mu$ of cosmic muons

angefertigt von

Pascal Hugo

aus Eschwege

am II. Physikalischen Institut

Arbeitsnummer: II.Physik-UniGö-BSc-2011/07

Bearbeitungszeit: 11. Mai 2011 bis 3. August 2011

Erstgutachter/in: Prof. Dr. Arnulf Quadt

Zweitgutachter/in: Prof. Dr. Ariane Frey

Zusammenfassung

Ziel dieser Abschlussarbeit war die Entwicklung eines Experimentes, welches es erlaubt, den Landé-Faktor von Myonen zu bestimmen. Als Quelle der Myonen dient dabei die kosmische Strahlung.

Der Nachweis der kosmischen Myonen geschieht über Szintillationszähler, deren Signale über NIM-Elektronik verarbeitet werden. Für die einzelnen Bestandteile der Messanordnung wurden Kalibrierungsmessungen durchgeführt, bevor eine Messung der Myonrate aus der kosmischen Strahlung erfolgte.

Das Experiment soll, nach Fertigstellung, Bestandteil des Master-Fortgeschrittenen-Praktikums des II. Physikalischen Instituts in Göttingen werden.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Grundlagen	3
2.1. Elementarteilchen	3
2.1.1. Fermionen	3
2.1.2. Bosonen	5
2.2. Kosmische Teilchen	7
2.2.1. Die primäre und sekundäre kosmische Strahlung	7
2.2.2. Myonen in der kosmischen Strahlung	8
3. Experimentelle Methoden	15
3.1. Durchgang von Strahlung durch Materie	15
3.1.1. Die Bethe-Bloch-Formel	16
3.2. Detektoren	17
3.2.1. Szintillatoren	18
3.2.2. Photomultiplier	20
3.2.3. Szintillationszähler	21
3.3. Aufbau des Experimentes	22
3.3.1. Verwendete Detektoren	22
3.3.2. Verwendete Elektronik	24
4. Messungen und Ergebnisse	31
4.1. Vormessungen	31
4.1.1. Erste Signale und Messungen	31
4.1.2. Bestimmung des PMT-Arbeitspunktes	34
4.1.3. Bestimmung der optimalen Schwellenspannung	37
4.1.4. Myon-Effizienzen	40
4.2. Ratenmessungen	43
4.2.1. Lichteinfluss	43

4.2.2. NOT-Messungen	44
4.2.3. Abschätzung der Rate und des Rauschens	46
5. Diskussion und Ausblick	51
5.1. Vormessungen	51
5.2. Ratenmessungen und Rauschabschätzung	52
5.3. Lebensdauermessung	54
5.4. Das Prinzip der $(g - 2)_\mu$ -Messung	54
5.4.1. Magnetfeldbetrachtungen	55
5.4.2. Spinpräzession	55
6. Zusammenfassung	59
A. Anhang	61
A.1. Effizienzkarten	61
A.2. Messwerte	61
A.3. Datenblätter der Szintillatoren und der Photomultiplier.	61

1. Einleitung

Die 1912 von VICTOR HESS¹ entdeckte Höhenstrahlung war lange Zeit die einzige für die Forschung verfügbare Quelle für subatomare Teilchen. Heute werden stattdessen Teilchenbeschleuniger benutzt um große Mengen subatomarer Teilchen künstlich erzeugen und untersuchen zu können. Der Bau dieser Beschleuniger ist sehr kostspielig. Dagegen ist die kosmische Strahlung eine immer verfügbare und günstige Alternative, solange der benötigte Fluss und die zu untersuchenden Teilchen durch die kosmische Strahlung geliefert werden können.

Die vorliegende Bachelorarbeit hatte zum Ziel, ein Experiment zu entwickeln, das Studierenden die Möglichkeit gibt, Myonen zu beobachten und einige ihrer Eigenschaften, insbesondere ihre Lebensdauer und ihren Landé-Faktor, zu messen. Diese Elementarteilchen entstehen auf natürliche Weise in der Erdatmosphäre aus primärer kosmischer Strahlung, sodass diese Quelle der Elementarteilchen genutzt werden kann.

Das entwickelte Experiment soll in Zukunft Bestandteil des Fortgeschrittenen-Praktikums des II. Physikalischen Instituts werden. Mit diesem Experiment ist der Vorteil verbunden, dass Teilchenstrahlung untersucht werden kann, ohne die Risiken zu hoher Strahlendosen, beispielsweise bei Arbeiten mit radioaktiven Präparaten, eingehen zu müssen. Des Weiteren gibt dieser Versuch ein Bewusstsein für Strahlung, die alltäglich und immer vorhanden ist.

Experimente zur Messung des Landé-Faktors des Myons gibt es bereits in ähnlichen Formen an anderen Universitäten. Diese konnten zur Unterstützung bei der Realisierung des Experimentes für die Universität in Göttingen herangezogen werden.

Die Experimente zu Messungen des Landé-Faktors von Myonen sind deshalb relativ populär, weil sie einen bedeutenden Hinweis auf die Gültigkeit der Quantenelektrodynamik liefern. An Teilchenbeschleunigern mit entsprechender Ausrüstung lässt sich der Landé-Faktor von Myonen sehr präzise messen. Die aktuellen Ergebnisse ei-

¹Victor Hess war ein österreichischer Physiker, der 1936 den Nobelpreis für seine Entdeckung der kosmischen Strahlung erhielt.

1. Einleitung

nes Experimentes am *Brookhaven National Laboratory* in den USA liefern eine Übereinstimmung des experimentell gemessenen Wertes mit dem theoretisch berechneten Wert auf bis zu 10 Nachkommastellen [1]. Eine derart genaue Übereinstimmung von Theorie und Experiment gibt es ansonsten in den Naturwissenschaften nur sehr selten.

Zunächst werden theoretische Grundlagen für die dem Experiment zu Grunde liegende Physik gegeben. Im Anschluss werden die experimentellen Methoden, sowie die im Experiment verwendeten Apparaturen erläutert. Schließlich sind die gemachten Messungen dargestellt und ausgewertet.

2. Grundlagen

2.1. Elementarteilchen

Nach heutigem Wissensstand ist alle Materie aus nur wenigen Gruppen von elementaren Teilchen zusammengesetzt. Hierbei werden Elementarteilchen in dem Sinne verstanden, dass diese Teilchen keine innere Struktur und keine räumliche Ausdehnung besitzen. Elementarteilchen können auf Grund vieler verschiedener Eigenschaften in Gruppen eingeteilt werden. Eine dieser Eigenschaften ist der Spin, sodass man zunächst in Teilchen mit halbzahligem Spin ($1/2, 3/2, \dots$) und Teilchen mit ganzzahligem Spin ($0, 1, 2, \dots$) in Einheiten von \hbar unterscheidet. Teilchen mit halbzahligem Spin werden als *Fermionen* bezeichnet. Aus ihnen ist alle bekannte Materie zusammengesetzt. Teilchen mit ganzzahligem Spin werden *Bosonen* genannt und werden unter anderem als Vermittler der fundamentalen Wechselwirkungen verstanden.

2.1.1. Fermionen

Man unterscheidet innerhalb der Gruppe der Fermionen *Quarks* und *Leptonen*. Das *up*-Quark u und das *down*-Quark d aus der Gruppe der Quarks sind die Bausteine für Protonen und Neutronen, woraus die Materie des Atomkerns besteht. Ein bekanntes, stabiles Lepton ist das Elektron, welches Bestandteil der Atomhülle ist.

Leptonen

Die Gruppe der Leptonen ist nochmal in drei sogenannte Familien (auch Generationen genannt) unterteilt. Dabei werden jeder Familie zwei Teilchen zugeordnet. Dies sind das geladene Lepton und ein zu diesem geladenen Lepton gehöriges ungeladenes Lepton, das Neutrino.

Zu jedem Lepton gibt es ein Antiteilchen, welches dieselben Eigenschaften (u.a. Masse, Spin) wie das Teilchen besitzt, mit Ausnahme der elektrischen Ladung. Die-

2. Grundlagen

se besitzt zwar den gleichen Betrag, hat aber das umgekehrte Vorzeichen¹.

So kommen wir insgesamt zu einer Anzahl von 12 verschiedene Teilchen, die wir als Leptonen bezeichnen. In Tabelle 2.1 ist eine Übersicht der Leptonen (ohne ihre Antiteilchen) gegeben [2].

	Teilchen		Masse (MeV/c²)	Ladung
Leptonen	Elektronneutrino	ν_e	$< 10^{-5}$	0
	Elektron	e^-	0,511	$-e$
	Myonneutrino	ν_μ	$< 0,25$	0
	Myon	μ^-	105,7	$-e$
	Tauneutrino	ν_τ	< 35	0
	Tauon	τ^-	1777	$-e$

Tab. 2.1.: Übersicht der Leptonen und wie sie ihren Familien zugeordnet werden.

Quarks

Auch Quarks werden in drei Familien unterschieden, ähnlich den Familien der Leptonen. Eine Übersicht der bekannten Quarks und der Zuordnung in ihre Familien ist in Tabelle 2.2 zu finden [2]. Neben dem Spin und der elektrischen Ladung haben

	Teilchen		Masse (MeV/c²)	Ladung
Quarks	Up	u	1,5	$+2/3e$
	Down	d	3,5	$-1/3e$
	Charme	c	1270	$+2/3e$
	Strange	s	104	$-1/3e$
	Top	t	$1,7 \cdot 10^5$	$+2/3e$
	Bottom	b	4200	$-1/3e$

Tab. 2.2.: Übersicht der Quarkfamilien.

Quarks einige weitere wichtige Eigenschaften, von denen hier die *Farbladung* näher betrachtet werden soll². Man unterscheidet die drei Zustände, die die Farbladung annehmen kann in *rot*, *grün* und *blau*, angelehnt an die Farbenlehre in der Optik.

¹Die Entscheidung, welches das Teilchen und welches das Antiteilchen ist, resultiert aus der Tatsache, dass die uns natürlich umgebende Materie nur Elektronen enthält. Daher werden alle negativ geladenen Leptonen als Teilchen und ihre positiv geladenen Äquivalente als Antiteilchen bezeichnet, von denen das Antiteilchen des Elektrons, das Positron, als einziges einen richtigen Namen besitzt. Die beiden anderen Antiteilchen heißen Antimyon bzw. Antitauon. Das Teilchen ist wiederum das Antiteilchen des Antiteilchens.

²andere Eigenschaften sind z.B. die *Strangeness* und der *Charm*

Des Weiteren gibt es zu jeder Farbe eine Antifarbe die entsprechend *antirot*, *antigrün* und *antiblau* genannt werden. Die Begriffe der Ladung und der Farbe mögen hier ein wenig irreführend klingen, da es in diesem Fall weder um Abstoßung oder Anziehung noch um wirklich sichtbare Farbe geht.

Die Notwendigkeit einer solchen weiteren Eigenschaft (Quantenzahl) resultiert aus beobachteten Zuständen, die normalerweise das Pauli-Prinzip verletzen würden, aber dennoch existieren und beobachtet wurden.

Zu jedem Quark gehört wie bei den Leptonen ein Antiteilchen (Antiquark genannt), welches die selben Eigenschaften besitzt, bis auf die elektrische Ladung und die Farbe. Das Antiquark besitzt zusätzlich zum umgekehrten Vorzeichen der Ladung auch die Antifarbe.

Möglich sind nun ausschließlich Zustände, die man als farblos (oder weiß) bezeichnet. Diese werden durch Kombination der drei (Anti-)Farben oder durch Kombination einer Farbe und ihrer entsprechenden Antifarbe erreicht.

So verbinden sich Quarks zu weiteren Teilchen, die allgemein *Hadronen* genannt und weiter in *Mesonen* und *Baryonen* unterschieden werden. Mesonen bestehen aus einem Quark/Antiquark-Paar. Für diese Arbeit sind die π -Mesonen, welche auch als Pionen bezeichnet werden, interessant. Es gibt drei Arten dieser Mesonen, zwei geladene, mit π^+ und π^- bezeichnet und ein ungeladenes, das mit π^0 bezeichnet wird. Pionen sind Verbindungen zwischen jeweils einem Up- und einem Down-Quark in entsprechender Kombination aus Teilchen und Antiteilchen. Baryonen sind Verbindungen von drei Quarks bzw. Antiquarks, wie zum Beispiel das Proton und das Neutron.

Mit den vielen Eigenschaften, in denen sich Quarks voneinander unterscheiden können, kommt man insgesamt auf eine Zahl von 36 verschiedenen Quarks.

2.1.2. Bosonen

Unter Bosonen versteht man unter anderem Teilchen, welche die vier fundamentalen Wechselwirkungen vermitteln. Dies sind die elektromagnetische Wechselwirkung, die schwache Wechselwirkung, die starke Wechselwirkung und die Gravitation. Im relativen Vergleich zu den anderen Wechselwirkungen ist der Einfluss der Gravitation auf der Teilchenebene jedoch um einige 10 Größenordnungen kleiner, weshalb sie hier nicht näher erläutert wird.

Verschiedenen Wechselwirkungen werden verschiedene Austauscheteilchen zugeordnet. Außerdem unterscheiden sie sich in ihrer Reichweite, ihrer Stärke sowie in der

2. Grundlagen

Art der Teilchen, auf die sie jeweils wirken. Um einen Überblick zu erhalten, sind die Eigenschaften und Unterschiede dieser Wechselwirkungen in Tabelle 2.3 angegeben.

Wechselwirkung	Boson	wirkt auf	Reichweite	rel. Stärke
starke WW	Gluon g	farbgeladene Teilchen	$2,5 \cdot 10^{-15}$ m	25
schwache WW	Z^0, W^+, W^-	alle Teilchen	10^{-18} m	0,8
elektromagnetische WW	Photon γ	elektrisch geladene Teilchen	∞	1

Tab. 2.3.: Übersicht der Wechselwirkungen und der Bosonen; die relative Stärke ist dabei auf die Kraft der elektromagnetischen Wechselwirkung auf zwei Quarks im Abstand von 10^{-18} m bezogen.

Wechselwirkungen

Zur *elektromagnetischen Wechselwirkung* gehört das Photon als Austauscheteilchen. Das Photon besitzt keine Masse. Es besteht die Vorstellung, dass elektrisch geladene Teilchen ständig virtuelle Photonen emittieren und wieder absorbieren, die bei Bewegung der Teilchen zu realen, nachweisbaren Photonen werden.

Die elektromagnetische Wechselwirkung ist für alle Reaktionen verantwortlich, die in der Atomhülle von statten gehen, z.B. die Bildung von Molekülbindungen.

Die *schwache Wechselwirkung* besitzt drei massebehaftete Bosonen. Das neutrale Z^0 -Boson besitzt eine Masse von ca. $91 \text{ GeV}/c^2$, während die zwei geladenen Bosonen, W^+ und W^- , die jeweils gleiche Masse von ca. $81 \text{ GeV}/c^2$ [2] besitzen. Der β -Zerfall und die Zerfälle der instabilen Leptonen (insbesondere der Zerfalls des Myons) werden über die schwache Wechselwirkung vermittelt.

Wie aus Tabelle 2.3 zu entnehmen, wirkt die *starke Wechselwirkung* auf Teilchen, die über Farbladung verfügen. Anders als bei allen anderen Wechselwirkungen trägt das zugehörige Boson, das masselose Gluon, auch die für die Wechselwirkung benötigte Ladung, und nimmt somit selbst an der Wechselwirkung teil. Baryonen und Mesonen sind Zustände von Quarks, die über die starke Wechselwirkung in Verbindung stehen.

Ein Rest der aus der starken Wechselwirkung resultierenden Kraft, der über die Baryonen (in diesem Fall Nukleonen) hinauswirkt, ist die Kernkraft, die Nukleonen zu Atomkernen bindet. Dies ist vergleichbar mit der elektromagnetischen Kraft, welche

die Elektronen an den Atomkern bindet, aber darüber hinaus wirkt und so auch für Molekülbindungen verantwortlich ist.

2.2. Kosmische Teilchen

Unter der Bezeichnung der kosmischen Teilchen findet man viele bekannte Teilchen, wie Protonen, α -Teilchen und auch schwerere Kerne. Der Begriff der kosmischen Teilchen steht für alle Teilchen, die im weitesten Sinne extraterrestrischen Ursprungs sind. So wird unterschieden zwischen *primärer* kosmischer Strahlung, die in der Tat aus dem All kommt und *sekundärer* kosmischer Strahlung, welche erst entsteht, wenn Teilchen der primären kosmischen Strahlung mit Teilchen und Molekülen der Erdatmosphäre wechselwirken.

2.2.1. Die primäre und sekundäre kosmische Strahlung

Wie bereits erwähnt, besteht die primäre kosmische Strahlung hauptsächlich aus Wasserstoffkernen (ca. 85%) und Heliumkernen (ca. 12%) sowie zu einem kleinen Teil aus schwereren Kernen mit $Z \geq 3$ [3].

Der Ursprung, vor allem der Protonen und α -Teilchen, ist unsere Sonne, die ihren Sonnenwind kontinuierlich in Form überwiegend dieser Teilchen abstrahlt. Der Ursprung hochenergetischer (mit Energien von bis zu 10^{20} eV) kosmischer Strahlung liegt in den Tiefen unsere Galaxie und in extragalaktischen Objekten.

Die sekundäre kosmische Strahlung ist vielfältiger in der Anzahl verschiedener Teilchen.

Wenn Teilchen der primären kosmischen Strahlung in etwa 20 km Höhe mit Teilchen in der Erdatmosphäre wechselwirken (in den meisten Fällen kollidieren), entstehen Teilchenschauer, die eine Vielzahl sekundärer Teilchen (u.a. Pionen, Hadronen und Leptonen) erzeugen. Diese Sekundärteilchen werden in eine hadronische, eine weiche und eine myonische Komponente unterschieden. Abbildung 2.1 veranschaulicht diese Komponenten.

Protonen, Neutronen und Pionen und ihre jeweiligen Antiteilchen, sind der Bestandteil der *hadronischen Komponente*. Diese Hadronen wechselwirken mit weiteren Teilchen, was zu großen Teilchenschauern führen kann.

Die *weiche Komponente* besteht überwiegend aus elektromagnetischer Strahlung,

2. Grundlagen

welche zum Beispiel entsteht, wenn das instabile π^0 -Meson aus der hadronischen Komponente über die Beziehung

$$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$$

in zwei Photonen zerstrahlt oder wenn sich ein Elektron-Positron-Paar über die Beziehung

$$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$$

zu zwei Photonen auslöscht. Elektronen und Positronen werden auch selbst zum weichen Anteil der sekundären kosmischen Strahlung gezählt.

Wie der Name der *myonischen Komponente* schon sagt, besteht sie aus Myonen und Antimyonen, die zum Beispiel aus dem Zerfall geladener Pionen π^+ oder π^- über die Reaktionen

$$\begin{aligned}\pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad \text{und} \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu\end{aligned}$$

gebildet werden.

2.2.2. Myonen in der kosmischen Strahlung

In diesem Teil soll genauer auf die Eigenschaften der Myonen, welche in der sekundären kosmischen Strahlung gefunden werden, eingegangen werden. In der Tat sind die meisten Teilchen (ca. 80%), die auf die Erdoberfläche treffen, Myonen [4]. Der Fluss wird auf 1 Teilchen pro cm^2 pro Minute angegeben [3]. Die meisten der restlichen Teilchen aus der sekundären kosmischen Strahlung sind instabil und zerfallen, noch bevor sie den Erdboden erreichen. Da im weiteren Verlauf auf den Zerfall instabiler Teilchen, insbesondere des Myons eingegangen wird, werden zunächst einige Grundlagen zum Teilchenzerfall angegeben.

Das Zerfallsgesetz

Es ist prinzipiell unmöglich mit Sicherheit vorherzusagen, wann ein bestimmtes instabiles Teilchen zerfällt. Man kann jedoch die Wahrscheinlichkeit angeben, ob ein instabiles Teilchen in einem bestimmten Zeitintervall zerfällt oder nicht zerfällt. Diese Wahrscheinlichkeit folgt einer *Poisson-Verteilung*³ [5].

³Die Wahrscheinlichkeit, k „interessante“ Ereignisse zu beobachten, ist $P(k) = \frac{\lambda^k}{k!} e^{-\lambda}$, ihr Erwartungswert ergibt sich zu $EW = \lambda$.

Eine andere Möglichkeit ist, für eine Anzahl zum Zeitpunkt $t_0 = 0$ vorhandener nicht zerfallener Teilchen anzugeben, von wievielen dieser Teilchen man erwartet, dass sie zum Zeitpunkt $t_1 = t_0 + dt$ noch vorhanden, also nicht zerfallen sind.

Um dies mathematisch behandeln zu können, stellt man die Differentialgleichung

$$dN = -\lambda N dt \quad (2.1)$$

auf. Die Anzahl dN der im Zeitintervall dt zerfallenden Teilchen ist proportional zur Anzahl N der vorhandenen Teilchen und zur Länge dt des Zeitintervalls, wobei die Proportionalitätskonstante λ genannt wird. Das Minuszeichen resultiert aus der Tatsache, dass $dN/dt < 0$ sein sollte, λ und N aber positiv sind. Die Konstante λ ist eine für die Teilchen charakteristische Größe.

Durch Lösung der Differentialgleichung mit dem Randwert $N(t_0 = 0) = N_0$ erhält man als Lösung das allgemeine Zerfallsgesetz:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (2.2)$$

Im Experiment besteht ein Interesse an der mittleren Lebensdauer τ von Teilchen. Diese ist als Erwartungswert der Zeit definiert, die vergeht, bevor ein Teilchen zerfällt:

$$\tau = \langle t \rangle = \int_0^{\infty} t P(t) dt \quad (2.3)$$

Hierbei ist $P(t) = -\frac{1}{N_0} \frac{dN}{dt} = \lambda e^{-\lambda t}$ die Wahrscheinlichkeit für den Zerfall eines einzelnen Teilchens im Zeitintervall dt . Nach Integration findet man:

$$\tau = \frac{1}{\lambda} \quad (2.4)$$

Aus Gleichung 2.1 wird klar, dass die Zerfallskonstante λ die Einheit einer inversen Zeit hat, sodass sie als Zerfallsrate interpretiert werden kann. Die Lebensdauer besitzt damit die Einheit Zeit.

Das Myon zerfällt über dieses Gesetz und seine mittlere Lebensdauer wird von der Particle Data Group mit $\tau_\mu = 2,19703 \pm 0,00002 \mu s$ angegeben [2].

2. Grundlagen

Relativistische Myonen

Vor dem letzten Teil über das Zerfallsgesetz wurde von Eigenheiten kosmischer Myonen gesprochen. Eine dieser Eigenheiten ist ein scheinbares *Paradoxon*.

Geht man davon aus, dass die meisten der auf dem Erdboden auftreffenden kosmischen Myonen eine Geschwindigkeit von 99,9% der Lichtgeschwindigkeit besitzen, würden sie in den ca. 2,2 Mikrosekunden, die ihnen durchschnittlich zum Leben bleiben gerade einmal rund 660 m weit fliegen. Die Frage ist nun, wie sie dennoch den Erdboden erreichen, obwohl sie in Höhen von mindestens 10 km entstehen.

Die Lösung hat ALBERT EINSTEIN mit seiner *speziellen Relativitätstheorie* gegeben. Die hohe Geschwindigkeit der Myonen führt dazu, dass die Zeit in ihrem Bezugssystem langsamer vergeht als im Bezugssystem der Erde. Für eine Geschwindigkeit von $v = 0,999c = \beta c$ mit c als der Vakuumlichtgeschwindigkeit ist also der von Einstein eingeführte Lorentzfaktor γ zu berücksichtigen:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

Für $\beta = v/c = 0,999$ ist $\gamma \approx 22$, sodass die Lebensdauer im Bezugssystem der Erde nicht mehr 2,2 Mikrosekunden, sondern $\tau = \gamma\tau_\mu \approx 22 \cdot \tau_\mu \approx 48\mu\text{s}$ beträgt, was in einer zurückgelegten Strecke von

$$\begin{aligned} s &= v \cdot t = \beta c \cdot \gamma\tau_\mu \\ &= 0,999 \cdot 3 \cdot 10^8 \text{m/s} \cdot 22 \cdot 2,2\mu\text{s} \\ &= 14,5 \text{ km} \end{aligned}$$

resultiert. Dies erklärt auch, warum die meisten der auf den Erdboden treffenden Myonen tatsächlich stark relativistisch sind. Kehrt man die Rechnung um, so findet man

$$\beta > \frac{10 \text{ km}}{\sqrt{c_0^2 \tau_\mu^2 + (10 \text{ km})^2}} \approx 0,997. \quad (2.5)$$

Myonen mit geringeren Geschwindigkeiten zerfallen also dennoch, bevor sie die Oberfläche erreichen. Der Nachweis von Myonen auch in unterirdischen Bergwerken gilt damit als einer der Beweise für die Richtigkeit der Einstein'schen Theorie.

Die Intensität der auf den Erdboden treffenden Myonen folgt einer cos-Verteilung über den Auftreffwinkel: $I_\mu(\theta) = I_0 \cos^n \theta$. Hier beschreibt n eine vom Impuls ab-

hängige Komponente, die als $n \approx 2$ angenommen wird. I_0 ist die Intensität der senkrecht einfallenden Myonen, also bei $\theta = 0^\circ$ [3].

Myonenzerfall

Das Myon zerfällt mit einer mittleren Lebensdauer von $\tau_\mu = 2,2 \cdot 10^{-6}$ s. Die zwei möglichen Zerfallsreaktionen sind

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad \text{und} \quad (2.6)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (2.7)$$

Die schwache Wechselwirkung vermittelt diesen Zerfall, das heißt, das Myon zerfällt unter Emission eines virtuellen W-Bosons in ein Myon-Neutrino, während sich das W-Boson in ein Elektron und ein Elektronneutrino spaltet. Abbildung 2.2 zeigt ein Feynmandiagramm des Myonzerfalls. Für den Zerfall eines Antimyons sind die Ladungen in dieser Abbildung umzukehren und das Neutrino in ein Antineutrino und umgekehrt zu tauschen.

Paritätsverletzung

Die schwache Wechselwirkung hat eine wichtige Eigenschaft, die sie von den zwei anderen, auf der Teilchenebene wirkenden Wechselwirkungen unterscheidet. Sie verletzt die Parität, was in einfachen Worten bedeutet: Das Spiegelbild einer Reaktion, die über die schwache Wechselwirkung vermittelt wird (so z.B. der β -Zerfall), ist unterscheidbar von der wirklichen Reaktion. Dagegen kann man in der klassischen Mechanik nicht unterscheiden, ob man nun eine wirkliche Reaktion sieht, oder ob es sich um das Spiegelbild einer solchen handelt. Lange Zeit wurde dies als universell gültig angesehen bis 1956 eine von T.D. LEE und C.N. YANG veröffentlichte Arbeit diese *Paritätsverletzung* bei der schwachen Wechselwirkung vorhersagte [6]. Die Arbeit von C.S. WU und ihren Mitarbeitern bestätigte diese Vorhersage 1957 experimentell [7]. Sie beobachteten den β -Zerfall von ^{60}Co -Kernen, deren Spins mit Hilfe eines Magnetfeldes in eine festgelegte Richtung ausgerichtet wurden. Es stellte sich heraus, dass deutlich mehr Elektronen entgegen der Magnetfeldrichtung emittiert werden, also einen Impuls antiparallel zum ursprünglichen Kernspin der Kobaltkerne haben. Bei Umkehrung des Magnetfeldes und damit der Kernspins erhält man somit eine andere Verteilung der Zerfallelektronen, die trotzdem immer noch bevorzugt mit einem Impuls antiparallel zum Kernspin erzeugt werden.

2. Grundlagen

M. GOLDHABER gelang eine Erklärung für diese Beobachtung. Er zeigte in seiner Arbeit 1958, dass Neutrinos und Antineutrinos in ihrer sogenannten *Helizität* festgelegt sind [8]. Die Helizität gibt an, ob ein Teilchen einen Impuls parallel (dann ist die Helizität positiv) oder antiparallel (dann ist die Helizität negativ) zu seinem Spin hat. Neutrinos haben nach den Beobachtungen von Goldhaber immer negative Helizität, sodass ihr Spin immer in Gegenrichtung ihrer Flugrichtung zeigt. Bis heute wurden keine Neutrinos gefunden, die diesem Grundsatz widersprechen. Dem entsprechend haben Antineutrinos immer positive Helizität.

Mit Hilfe dieser Erklärung soll der Zerfall von ^{60}Co noch einmal näher betrachtet und das Ergebnis dann auf das Myon übertragen werden.

Der Zerfall von ^{60}Co erfolgt über die Reaktion



Hierbei hat der Mutterkern einen Kernspin $5\hbar$, der Tochterkern einen Kernspin $4\hbar$, sodass mit der Drehimpulserhaltung und weil der Bahndrehimpuls verschwindet, die Differenz im Kernspin auf das Elektron und das Antineutrino übergeht. Daher haben sie (beide mit Spin $\frac{1}{2}\hbar$) parallelen Spin und weil der ^{60}Co -Kern zuvor in Ruhe war, müssen die Impulse beider Teilchen antiparallel sein. Nun haben Antineutrinos immer positive Helizität, was bedeutet, dass der Impuls des Antineutrinos aus dem Zerfall wieder parallel zu seinem Spin sein muss. Daraus folgert man wiederum, dass der Impuls des Elektrons antiparallel zu seinem Spin und damit auch zum Kernspin sein muss. Dies erklärt die von Wu beobachtete Situation.

Betrachtet man ein Myon, welches sich in Ruhe befindet, so erhält man als Zerfallsteilchen ein Elektron und zwei Neutrinos, davon ein Antineutrino. Das Elektron hat maximale Energie, wenn sein Impuls entgegengesetzt zu denen der Neutrinos ist und diese folglich parallel zueinander stehen. Daraus folgt mit der Erkenntnis von Goldhaber, dass die Spins der Neutrinos antiparallel sind, um die negative Helizität für das Neutrino und die positive Helizität für das Antineutrino zu gewährleisten. Wenn aber die Spins der Neutrinos entgegengesetzt stehen, bleibt nur noch das Elektron, welches den ursprünglichen Spin des Myons erhalten muss. Experimente zeigen, dass Elektronen bevorzugt entgegen der Myon-Spinrichtung emittiert werden. Die Parität ist also auch beim Myonzerfall verletzt.

Magnetisches Moment und Landé-Faktor des Myons

Teilchen, deren Spin \vec{s} nicht verschwindet, besitzen ein magnetisches Moment. Dies ist vergleichbar mit dem magnetischen Moment einer rotierenden Ladungsverteilung. Der Zusammenhang zwischen dem Spin und dem magnetischen Moment ist gegeben durch (siehe [9]):

$$\vec{\mu} = g \frac{\mu_{mag}}{\hbar} \vec{s} \quad (2.8)$$

Dabei bezeichnet $\mu_{mag} = \frac{q\hbar}{2m}$ das Magneton des Teilchens mit der Masse m und der Ladung q . Der Faktor g wird Landé-Faktor oder auch g -Faktor genannt. Dieser kann aus der relativistischen Quantenmechanik (der DIRAC⁴-Theorie) hergeleitet werden und hat für Fermionen, also auch für Myonen, den Wert $g = 2$ [10].

In experimentellen Messungen ergeben sich jedoch minimale Abweichungen von dem vorhergesagten Wert. Diese Abweichungen lassen sich mit Hilfe der Quantenelektrodynamik erklären. Die relative Abweichung

$$a = \frac{g - 2}{2}$$

wird magnetische Anomalie genannt. Daran angelehnt bezeichnet man Experimente zur Messung von g oft auch als $(g - 2)$ -Experimente.

⁴Paul Dirac war britischer Physiker. Er erhielt 1933 zusammen mit Erwin Schrödinger den Nobelpreis für Physik.

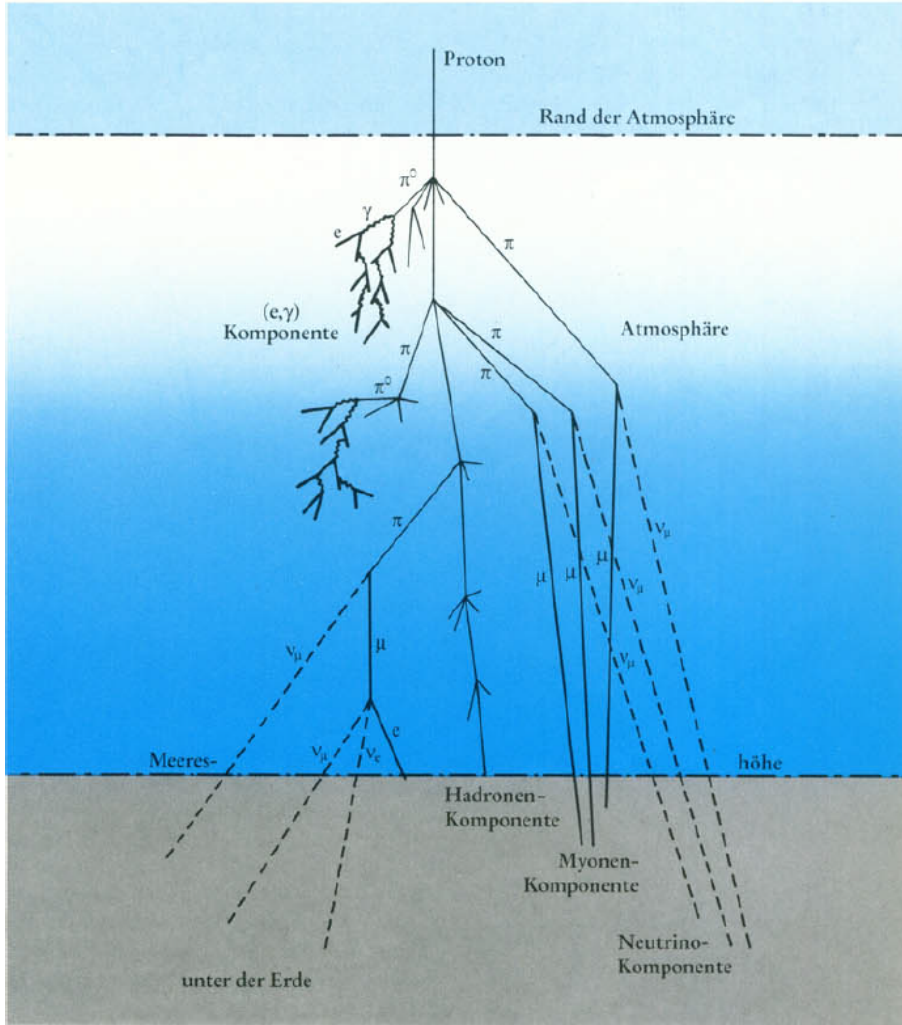


Abb. 2.1.: Schema der sekundären kosmischen Strahlung. Die weiche Komponente ist hierin als (e, γ) -Komponente bezeichnet. Zusätzlich wird noch eine Neutrino-Komponente benannt, die aus den Zerfällen der Leptonen entsteht.

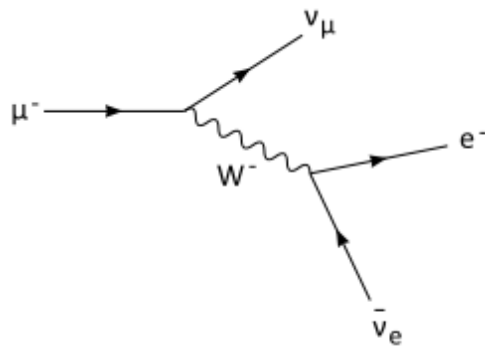


Abb. 2.2.: Feynmandiagramm des μ^- -Zerfalls

3. Experimentelle Methoden

Die Untersuchung von Elementarteilchen geschieht bis heute ausschließlich über den Nachweis ihrer Wechselwirkungen. Zunächst kann man aus solch einem Nachweis auf den Ort des Teilchens schließen. Weitere Informationen, die man aus dem Nachweis eines Teilchens erhalten kann, sind die Energie bzw. der Impuls des Teilchens.

Der erste Abschnitt dieses Kapitels beschäftigt sich mit den Phänomenen, mit deren Hilfe man diese Nachweise durchführt. Im zweiten Abschnitt wird dann die Funktionsweise speziell der Detektoren erklärt, die im Experiment verwendet wurden. Anschließend wird auf die verwendeten Geräte eingegangen.

3.1. Durchgang von Strahlung durch Materie

Wird Materie von Strahlung durchdrungen, so wird diese Strahlung ausschließlich durch die Wechselwirkung der Strahlungsteilchen, bzw. der Strahlungsquanten mit den Teilchen der Materie nachweisbar. In Abschnitt 2.1.2 wurde bereits erklärt, dass verschiedene Teilchen auf verschiedene Arten wechselwirken. In der Beschreibung des Durchgangs von Strahlung durch Materie wird dabei in ungeladene und geladene Teilchen unterschieden.

Ungeladene Teilchen sind dabei das Photon und das Neutron. Photonen werden über drei Prozesse nachgewiesen. Dies sind der Photoeffekt und der Comptoneffekt, welche beide Wechselwirkungen mit den Hüllenelektronen der Atome im Material beschreiben und die Paarbildung, die die Bildung eines e^+e^- -Paares im Feld eines Atomkerns aus einem Photon mit genügend hoher Energie beschreibt. Neutronen können nur über Stöße mit Kernen und daraus erfolgender Energieübertragung auf geladene Teilchen nachgewiesen werden¹.

Von besonderem Interesse für diese Arbeit ist die Wechselwirkung von geladenen Teilchen mit Materie. Es ist nahe liegend, dass diese Wechselwirkung dominant elektromagnetisch geschieht. Geladene Teilchen können mit Hüllenelektronen des

¹[11–13] geben einen guten Überblick zu diesen Phänomenen.

3. Experimentelle Methoden

Materials wechselwirken und damit Energie auf sie übertragen. Dies führt zu Anregung von Atomen und Molekülen, teilweise auch zu Ionisation. Die Erzeugung von ČERENKOV-Strahlung ist eine weitere Möglichkeit der Wechselwirkung, welche wie die Bremsstrahlung² zur Abstrahlung von Photonen führt.

Man unterscheidet geladene Teilchen noch weiter in leichte und schwere Teilchen. Elektronen und Positronen sind die leichten Teilchen, Myonen, Pionen und α -Teilchen zählen zu den schweren Teilchen. Diese Unterscheidung resultiert aus der Tatsache, dass leichte geladene Teilchen anders wechselwirken als schwere. Ein Beispiel dafür ist der Einfluss von Bremsstrahlung, der bei Elektronen und Positronen einen signifikanten Beitrag zum Energieverlust liefert. Dieser Beitrag ist jedoch umgekehrt proportional zum Massenquadrat des einfallenden Teilchens und kann deshalb für die schweren Teilchen vernachlässigt werden.

Als geladene Teilchen wechselwirken Myonen elektromagnetisch und werden im durchgeführten Experiment über Anregung und Ionisation nachgewiesen.

3.1.1. Die Bethe-Bloch-Formel

Der Energieverlust schwerer geladener Teilchen durch Ionisation wird durch die Formel von HANS BETHE mit einer Korrektur von FELIX BLOCH näherungsweise beschrieben [14]. Demnach ist der mittlere Energieverlust dE pro Wegstrecke dx gegeben durch

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi r_e^2 m_e c^2 N_0 \rho z^2 Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \cdot \left(\ln \left[\frac{2m_e c^2 \beta^2}{(1 - \beta^2)I} \right] - \beta^2 \right). \quad (3.1)$$

²Auch zu diesen Prozessen sind in [11–13] nähere Informationen zu finden.

Hierbei bezeichnen

- $r_e = 2,817 \cdot 10^{-13}$ cm den klassischen Elektronenradius,
- $m_e = 0,511 \text{ MeV}/c^2$ die Elektronenmasse,
- $c = 2,998 \cdot 10^{10}$ cm/s die Vakuumlichtgeschwindigkeit,
- $N_0 = 6,022 \cdot 10^{23}$ die Avogadrokonstante,
- ρ die Dichte des Absorbermaterials,
- $z = 1$ die Ladungszahl des einfallenden Teilchens, in unserem Fall 1 für ein Myon,
- Z die Kernladungszahl des durchdrungenen Materials,
- A die Atommassenzahl des durchdrungenen Materials,
- $\beta = \frac{v}{c}$ das Verhältnis aus Teilchengeschwindigkeit und Lichtgeschwindigkeit und
- $I = 16 \cdot Z^{0,9} \cdot 10^{-6}$ MeV die Ionisationskonstante des durchdrungenen Materials.

Die gegebene Formel ist relativistisch und fällt für kleine β wie $1/\beta^2$ ab, erreicht ein Minimum und steigt dann logarithmisch an. Ein Beispiel für diesen Verlauf ist in Abbildung 3.1 dargestellt.

Für die meisten Materialien ist der Energieverlust im Minimum unabhängig von der Teilchenart, sodass man Teilchen mit entsprechender Energie (das heißt entsprechendem β) als Minimum Ionizing Particles (MIPs) zusammenfasst und für sie die Näherungsformel

$$\frac{dE}{dx} = 1,5\rho \frac{\text{MeV}}{\text{gcm}^{-2}} \quad (3.2)$$

aufstellt, die den mittleren Energieverlust für solch ein MIP angibt.

Der Energieverlust wird mit der Bethe-Bloch-Formel (bzw der Näherung für MIPs) meistens in $\frac{\text{MeV}}{\text{gcm}^{-2}}$ angegeben. Um nun den Gesamtenergieverlust des durchfliegenden Teilchens im Material zu erhalten, integriert man diese Formel.

3.2. Detektoren

Auf Grund der verschiedenen Wechselwirkungen von Teilchen mit Materie gibt es eine ganze Reihe verschiedener Teilchendetektoren, die je nach dem, welche Teilchen beobachtet werden sollen, mehr oder weniger geeignet sind.

Eine wichtige Kenngröße für Teilchendetektoren allgemein ist die Effizienz, das heißt

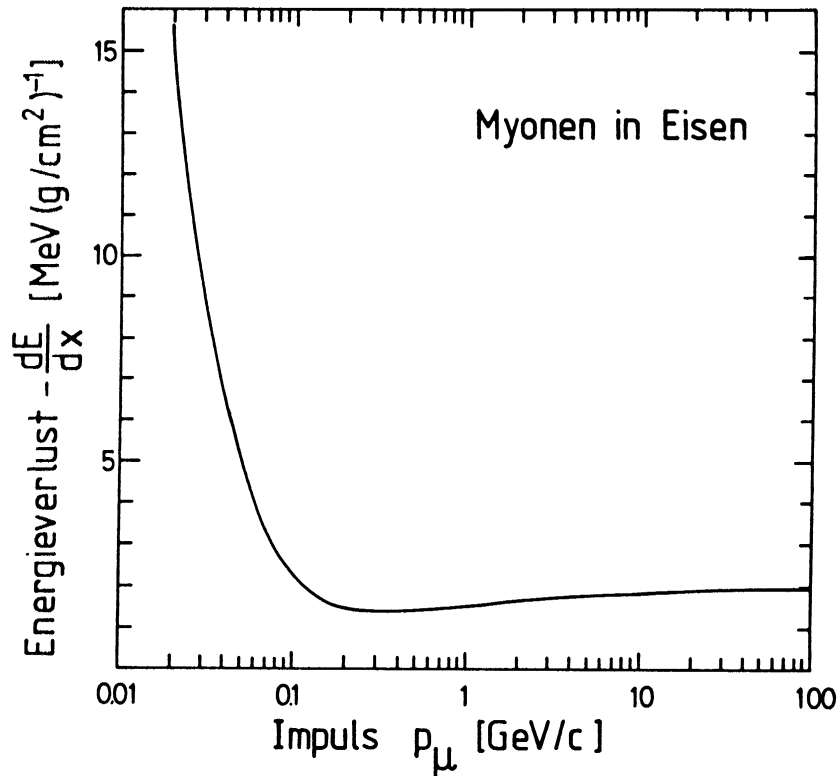


Abb. 3.1.: Der Energieverlust von Myonen in Eisen aufgetragen gegen ihren Impuls [12]. Dieser lässt sich mit der relativistischen Energie-Impuls-Beziehung $E = \sqrt{p^2c^2 + m^2c^4}$ in die kinetische Energie der Myonen umrechnen.

die Wahrscheinlichkeit, bei Durchflug eines Teilchens, dieses auch nachzuweisen. Eine weitere interessante Größe ist das Auflösungsvermögen der zu messenden Eigenschaft. Im durchgeführten Experiment ist dies die Zeitauflösung, die im Grunde immer davon abhängt, wie lange die Totzeit des Detektors ist. Totzeit meint hier die Zeitspanne, welche vergeht bis der Detektor für weitere Signale wieder empfindlich ist.

Die Funktionsweise der verwendeten Detektorenarten soll hier kurz erläutert werden.

3.2.1. Szintillatoren

Fliegt ein Myon durch ein elektrisch nicht leitendes Material, so nimmt die bewegte Ladung Einfluss auf die Ladungsträger des Materials in Umgebung der Flugbahn. Dies sind vor allem in Atomen und Molekülen gebundene Elektronen. Über die elektromagnetische Wechselwirkung überträgt das Myon durch Abstoßung Energie auf

diese Elektronen. Dies kann bei Übertragung der richtigen Energiemenge³ zur Anregung betroffener Atome oder Moleküle führen. Die Elektronen werden also auf höhere Energieniveaus gehoben und geben die überschüssige Energie bei der Rückkehr in den Grundzustand in Form von Lichtquanten wieder ab.

In einem *Szintillator* wird dieses Prinzip genutzt, um Myonen nachzuweisen. Man unterscheidet Szintillatoren in zwei Gruppen nach ihrer Basiskomponente: Anorganische Szintillatoren und Organische Szintillatoren⁴. Auch das Prinzip der Lichtemission dieser beiden Gruppen ist grundlegend verschieden.

Anorganische Szintillatoren bestehen aus Materialien mit Kristallstruktur und sind mit sogenannten Aktivatorzentren dotiert. Ein oft verwendetes Material ist Natriumiodid mit einer Thalliumdotierung. Die Dotierung ist notwendig, um das für den Nachweis benötigte Licht zu liefern. Myonen erzeugen in solchen Kristallen freie Elektronen, die durch das Material wandern, bis sie auf ein Aktivatorzentrum treffen und es anregen. Dieses fällt dann unter Lichtemission in den Grundzustand zurück, wobei die Zeitauflösung zweier Lichtsignale von den Lebensdauern der angeregten Zustände abhängt (eine genauere Erklärung ist in [11–13] zu finden).

Damit der Szintillator für das erzeugte Licht genügend durchlässig ist, sind Einkristalle nötig, woraus der erste Nachteil gegenüber organischen Szintillatoren folgt. Durch die Notwendigkeit von Einkristallen ist die Herstellung verschiedener Formen für diese Detektoren schwierig.

Organische Szintillatoren bestehen aus drei Komponenten. Dies ist zunächst der primäre Fluoreszenzstoff, der über Molekülanregungen UV-Licht emittiert. Die Lichtausbeute wird für organische Szintillatoren oft auf den organischen Kristall Anthracen bezogen, da dieser von allen organischen Materialien die größte Lichtausbeute besitzt. Das Problem mit UV-Licht in organischen Szintillatoren ist aber eine geringe Reichweite, das heißt schnelle Absorption im Material. Um dem entgegenzuwirken ist ein zweiter Fluoreszenzstoff eingebracht, den man als Wellenlängenschieber bezeichnet. Wie der Name sagt, verschiebt er die Wellenlänge des Szintillationslichtes, in dem er das UV-Licht absorbiert und Licht von größerer Wellenlänge reemittiert. Das so erzeugte Emissionslicht kann sich unter geringerer Absorption im Szintillator ausbreiten. Diese beiden aktiven Komponenten des Szintillators können in organischen Flüssigkeiten gelöst oder mit anderem organischen Material zu polymerisierenden Substanzen vermischt werden. Solche Plastikszintillatoren sind günstig in der

³der Übertrag ist ein statistischer Prozess

⁴Die Begriffe anorganisch und organisch werden hier wie in der Chemie für Nichtkohlenstoffverbindungen und Kohlenstoffverbindungen gebraucht.

3. Experimentelle Methoden

Herstellung und können in fast jede beliebige Form gegossen werden. Ein weiterer Vorteil gegenüber anorganischen Szintillatoren liegt in der sehr kurzen Lebensdauer der angeregten Zustände in der Ordnung von wenigen Nanosekunden. Aus diesem Grund werden im durchgeführten Experiment Plastikszintillatoren verwendet.

3.2.2. Photomultiplier

Photomultipliertubes (PMTs) oder, in deutscher Übersetzung, Sekundärelektronenvervielfacherröhren sind äußerst empfindliche Geräte, die kleinste Lichtsignale registrieren können.

Das Funktionsprinzip eines PMTs wird durch das Schema in Abbildung 3.2 veranschaulicht. Die Hauptbestandteile sind eine Photokathode, die mit einer Anode über eine positive Hochspannung von meist 1-2 kV verbunden ist. Zwischen Kathode und Anode befinden sich sogenannte Dynoden. Dies sind Elektroden mit einem hohen Sekundäremissionskoeffizienten⁵. Über Spannungsteiler wird die Hochspannung zu gleichen Teilen über die Dynoden angelegt. PMTs haben die Aufgabe, schwache Lichtsignale zu registrieren, zu verstärken und in elektrische Signale umzuwandeln.

Der erste Punkt, die Registrierung, funktioniert über den von Albert Einstein entdeckten *Photoelektrischen Effekt* [15]. Lichtquanten, die auf die Photokathode treffen, können Photoelektronen aus dieser herauslösen, falls sie genug Energie haben, um die Auslösearbeit zu verrichten. Diese Elektronen werden nun im PMT zu Schauern verstärkt.

Der zweite Punkt, die Verstärkung, geschieht über die Dynodenstufen. Photoelektronen aus der Photokathode werden im elektrischen Potential auf die erste Dynode beschleunigt. Dort können sie weitere Elektronen herausschlagen. Jedes dieser Sekundärelektronen wird zur nächsten Dynode beschleunigt und löst auch hier eine Anzahl Elektronen aus dem Material, sodass sich die Gesamtzahl der Elektronen exponentiell steigert und zu einer Ladungskaskade führt.

Am Ende der Röhre befindet sich eine Anode, auf der die Elektronen gesammelt werden und als elektrisches Signal abfließen.

Ein Qualitätsmerkmal für PMTs ist die Quantenausbeute, welche angibt, wieviele Photonen es durchschnittlich schaffen, ein Photoelektron auszulösen. Sie ist abhängig von der Wellenlänge des einfallenden Lichtes. Außerdem ist der Verstärkungsfaktor von Bedeutung, der abhängig von der Anzahl und dem Material der Dynoden

⁵Der Sekundäremissionskoeffizient ist die Zahl der pro einfallendem Teilchen ausgelösten Elektronen. Er ist unter anderem von der Art und der Energie des einfallenden Teilchens abhängig.

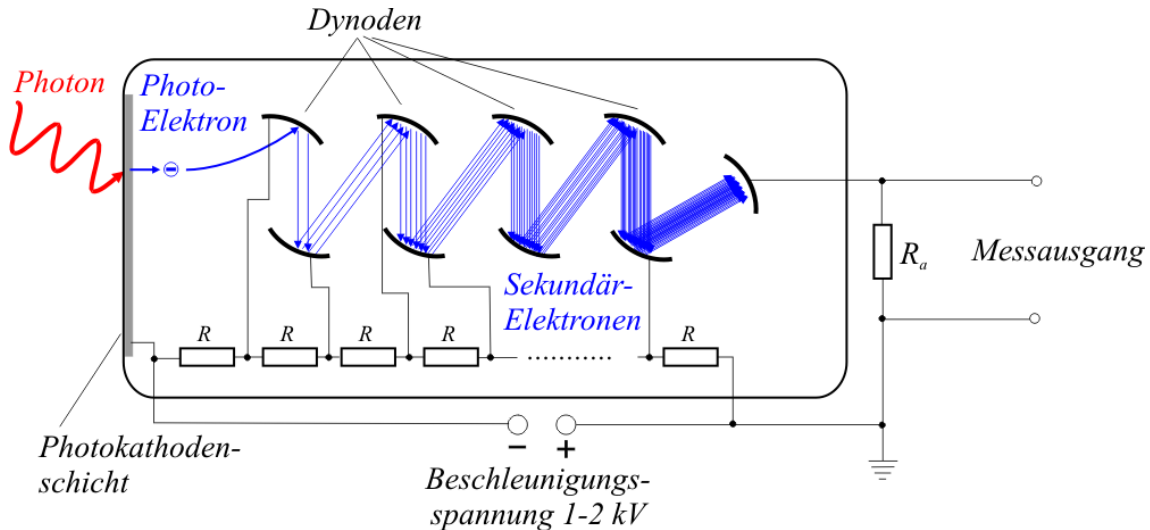


Abb. 3.2.: Schema eines Photomultipliers. An der Kathode wird ein Elektron ausgelöst, zur ersten Dynode beschleunigt und schlägt dort mit genügender Energie mehrere sog. Sekundärelektronen aus dem Material, die ihrerseits zur nächsten Dynode beschleunigt werden. Auf diese Weise entsteht eine Ladungskaskade. Die Spannungsteilung ist hier über Widerstände realisiert.

sowie von der Höhe der angelegten Hochspannung ist.

3.2.3. Szintillationszähler

Diese Verbindung aus PMT und Szintillator nennt man Szintillationszähler. Hierbei wird das Material der Photokathode des PMTs so gewählt, dass seine Empfindlichkeit genau in dem Wellenlängenbereich liegt, in dem der Szintillator Licht emittiert. Haben die Lichtsignale beispielsweise eine Wellenlänge von 400 nm, so wird man das Kathodenmaterial so wählen, dass blaue Lichtquanten genügend Energie besitzen um Photoelektronen auszulösen.

Um das Licht im Szintillator zu halten und auf den PMT lenken zu können, sind Szintillatorplatten mit reflektierender Folie umwickelt. In einigen Fällen werden Lichtleiter verwendet, um das Licht aus einer großen Szintillatorfläche möglichst verlustfrei auf das relativ kleine Kathodenfenster eines PMT zu führen.

3.3. Aufbau des Experimentes

Hauptbestandteile des Aufbaus sind zunächst drei Szintillationszähler und deren Hochspannungsversorgung. Dazu kommen einige Elektronik-Module zur Verarbeitung der Signale aus den Photomultipliern und eine Absorberplatte.

Zur Realisierung des Experimentes zur Messung des Spins kosmischer Myonen gehörte auch, den Aufbau zu entwickeln. Dies geschah gestützt auf schon existierende Experimente dieser Art (siehe [16]).

Die Möglichkeit, die Anordnung schnell und einfach wechseln zu können, sollte ein Kriterium für den späteren Aufbau sein. Außerdem sollte er stabil genug sein, um gegebenenfalls schwere Absorberplatten (zum Beispiel Bleiklötze) und zwei große Kupferspulen tragen zu können. Zur Registrierung von Myonen war es nötig, die Szintillationszähler übereinander anzuordnen. Dadurch wird sichergestellt, dass die meisten der Myonen, die durch einen der Szintillatoren fliegen, auch die zwei anderen passieren. Die Absorberplatte ist für die Lebensdauerermessung vorgesehen (siehe Abschnitt 5.3), die Kupferspulen sind zur Erzeugung eines möglichst homogenen Magnetfeldes im Bereich der Szintillatoren zur Messung von $(g - 2)_\mu$ vorgesehen (siehe Abschnitt 5.4). In Abbildung 3.3 ist ein Foto des benutzten Aufbaus zu sehen.

3.3.1. Verwendete Detektoren

Im Folgenden sollen die benutzten Detektoren und ihre technischen Daten kurz dargestellt werden. Dabei werden die zwei Bestandteile der Szintillationszähler gesondert betrachtet. Die Quellen der hier angegebenen Informationen sind die jeweiligen Datenblätter der Szintillatoren und der PMT. Diese sind hinten an die Arbeit geheftet.

Szintillatoren

Drei Szintillatoren des Modells BC-408 der Firma SAINT-GOBAIN CRYSTALS standen zur Verfügung. Sie sind besonders auf den Nachweis geladener Teilchen ausgelegt. Es handelt sich bei diesen Modellen um Plastikszintillatoren auf einer Polyvinyltoluol-Basis (PVT: $C_{10}H_{11}$). Als Fluoreszenzstoff sind organische Fluoride (ca. 3%) eingebracht.

Die Lichtausbeute des Szintillatormaterials beträgt 64% der Lichtausbeute von Anthracen. Die Durchschnittliche Energiedeposition, die nötig ist um ein Photon zu

erzeugen, beträgt in Anthracen ≈ 60 eV [11], sodass man auf einen Wert von ≈ 94 eV/Photon für das vorliegende Szintillatormaterial kommt. Die Lichtemission hat ihr Maximum bei einer Wellenlänge von $\lambda = 430$ nm (siehe dazu Abbildung 3.4⁶).

Die Zeit bis zur Anregung ist mit 0,9 ns angegeben, die mittlere Lebensdauer eines angeregten Zustandes ist 2,1 ns. Die Maße der Szintillatoren betragen $500 \text{ mm} \times 500 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$. Auf diese Fläche von $0,25 \text{ m}^2$ erwartet man einen Myonenfluss von rund 42 Teilchen/s .

Mit Hilfe der Bethe-Bloch-Formel (Gleichung 3.1) kann die durchschnittlich deponierte Energie bei Durchflug eines Myons durch den Szintillator berechnet werden. Für die Kernladungs- bzw. Atommassenzahl Z und A verwendet man dabei die gemittelten Werte (47,5% Kohlenstoffatome und 52,5% Wasserstoffatome) mit $Z \approx 3,375$ und $A \approx 6,225$. Die Dichte ist vom Hersteller als $\rho = 1,032 \text{ g/cm}^3$ angegeben. Der Wert für β wurde mit Gleichung 2.5 auf $\beta > 0,998$ geschätzt, weshalb hierbei $\beta = 0,998$ verwendet wird.

Durch Einsetzen dieser Größen erhält man einen mittleren Energieverlust pro Myon von

$$\frac{dE}{dx} \approx 2,48 \text{ MeV/cm}$$

Mit der Dicke einer Szintillatorplatte (2 cm) folgt die mittlere deponierte Energie pro Myon

$$dE = 4,96 \text{ MeV} \tag{3.3}$$

Die deponierte Energie für ein MIP in diesem Material ergibt sich aus der Näherungsformel 3.2 zu $dE = 3,096 \text{ MeV}$.

Diese Energien resultieren in einer Anzahl von rund 50.000 bzw. 30.000 Photonen pro Myon.

Photomultiplier

Die drei Photomultiplier sind Produkte von HAMAMATSU. Sie sind vom Typ R980 mit einer Bialkali-Photokathode, die ihre größte Empfindlichkeit im Wellenlängenbereich $400 \text{ nm} \leq \lambda \leq 450 \text{ nm}$ hat. Hier kommt die Abstimmung zwischen den

⁶Als Quelle für dieses Diagramm dient das Datenblatt von Saint-Gobain Crystals.

3. Experimentelle Methoden

PMTs und den Szintillatoren zum Tragen. Die Quantenausbeute der Photokathode liegt für diesen Bereich bei rund 25%. Die PMT besitzen 10 Dynoden und kommen bei einer Hochspannung von 1000 V auf einen Verstärkungsfaktor von rund $4 \cdot 10^5$. Abbildung 3.5 zeigt das Maximum der spektralen Sensitivität und der Quantenausbeute der Photokathode in Abhängigkeit der Wellenlänge des einfallenden Lichtes, sowie den Verstärkungsfaktor in Abhängigkeit der Versorgerspannung⁷.

Um den Strom zu berechnen, den ein durchschnittliches Myonsignal aus dem Szintillator über den PMT an dessen Ausgang verursacht, nutzt man folgende Abschätzung [12]:

Mit 50.000 Photonen und einer Quantenausbeute von $q = 25\%$ werden 12.500 Photoelektronen erzeugt, die mit einem Gain bei 1000 V von $g = 4 \cdot 10^5$ auf eine Anzahl von ca. $5 \cdot 10^9$ vervielfacht werden.

Auf die Anode trifft dann eine Ladung von $Q = 5 \cdot 10^9 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C} = 8 \cdot 10^{-10} \text{ C}$. Diese wird auf der Anode in einer Zeit von $t = 3 \text{ ns}$ gesammelt, was zu einer Stromstärke von $I = \frac{dQ}{dt} = \frac{8 \cdot 10^{-10} \text{ C}}{3 \cdot 10^{-9} \text{ s}} = 0,27 \text{ A}$ führt. Für die Fehler wird angenommen

$$\begin{aligned}\sigma_{\#Phot} &= 5000, \\ \sigma_q &= 5\%, \\ \sigma_g &= 1 \cdot 10^5, \\ \sigma_t &= 0,5 \cdot 10^{-9} \text{ s}.\end{aligned}$$

Damit ergibt sich das Ergebnis $I = (0,27 \pm 0,1) \text{ A}$. Hierbei wurde angenommen, dass die gesamte deponierte Energie in Szintillationslicht umgesetzt wird.

In Abbildung 3.6 ist ein Bild der Detektorplatten mit angebrachten PMT zu sehen. Die Detektoren haben werksseitig die Nummern 993, 994 und 995 erhalten. Diese Nummern werden im Folgenden benutzt, um zwischen den einzelnen Detektoren (bzw. Szintillatorplatten oder PMT) zu unterscheiden.

3.3.2. Verwendete Elektronik

In diesem Abschnitt wird die verwendete Elektronik benannt, die genutzt wurde, um die Signale aus den Photomultipliern weiter zu verarbeiten. Es handelt sich dabei ausschließlich um NIM-Elektronik.

⁷Als Quelle für diese Diagramme dient das Datenblatt für die PMTs von Hamamatsu.

Diskriminatoren

Direkt an die Photomultiplier ist jeweils ein Diskriminator des Herstellers ORTEC mit der Produktnummer 583B angeschlossen. Mit ihrer Hilfe können die Signale nach ihrer Pulshöhe gefiltert werden.

An dem Diskriminator befinden sich zwei Potentiometer, mit denen man eine obere und untere Grenze festlegen kann. Die obere Grenze war für fast alle Messungen auf den Maximalwert von 5 V eingestellt, da für die meisten Zwecke nur eine Aus-sortierung zu kleiner Signale nötig war. Solche Schwellenspannungen werden vor allem benutzt, um unerwünschte Rauschsignale aus dem Messbereich zu entfernen. Kommt also ein Signal, welches hoch genug ist, um die Schwelle zu überwinden, so wird es vom Diskriminator registriert und in ein schnelles negatives NIM-Standard Logiksignal umgewandelt. Des Weiteren ist es möglich, durch Anschluss eines externen Kabels, eine künstliche Verzögerung herbeizuführen, um Laufzeitunterschiede zum Beispiel der verschiedenen Logikeinheiten auszugleichen.

Abbildung 3.7 zeigt Beispielsignale aus zwei Diskriminatoren. Die Pulse haben eine Amplitude von ca. 800 mV und eine Halbwertsbreite von 5 ns.

NOT-Generator und Delay-Generator

In einigen Messungen war es nötig, die Signale aus den Diskriminatoren (respektive PMT) zu invertieren. Realisiert wurde dies durch einen Octal Gate Generator GG8000 von ORTEC. Diese Elektronikeinheit gibt ein Standardsignal, wenn aus dem Diskriminator kein Signal empfangen wurde und gibt kein Standardsignal, wenn der Diskriminator zuvor ein Signal geliefert hat. Ob man diese Funktion nutzen will, entscheidet man durch Wahl des richtigen Ausganges.

Logik-Einheit

Wenn man zeitkoinzidente Signale aufnehmen will, so ist es nötig, die Signale aus den Diskriminatoren über ein UND zu verknüpfen. Dazu wurde die NIM Model 622 Quad 2-Fold Logic Einheit von LECROY benutzt, die mit den Ausgängen der Diskriminatoren verbunden wurde.

Im UND-Modus gibt diese Elektronikeinheit genau dann ein Signal, wenn sie aus zwei Diskriminatoren in einem festgelegten Zeitintervall je ein NIM-Standard-Signal registriert hat ($\Delta t \approx 1$ ns). Auch hier erhält man wieder ein schnelles NIM-Standard-Signal.

3. Experimentelle Methoden

Zähler

Zu Beginn wurde der Frequenzzähler HM 8021-2 der Firma HAMEG verwendet. Dieser bietet die Möglichkeit, verschiedene Schwellenspannungen am Gerät selbst einzustellen, wenn auch ohne Skala. Ein Vorteil des Gerätes ist, dass es nicht nur Ereignisse zählt, sondern Ereignisse auch über die Zeit integriert und sie dann als Rate ausgibt.

Um koinzidente Signale zu zählen, wurde ein NIM-Dual-Zähler benutzt. Dieser akzeptiert NIM-Standard-Signale und wurde an den Ausgang der Logik-Einheit angeschlossen. Es handelte sich hierbei um das Modell 1774 der Firma CANBERRA.



Abb. 3.3.: Messaufbau mit drei Szintillatoren. In der Mitte sind zwei der drei Hochspannungsquellen zu sehen, im unteren Teil ist die Elektronik untergebracht: links drei Diskriminatoren, daneben eine Koinzidenzeinheit und ein Time-to-Pulse-Height-Converter (der allerdings nicht verwendet wurde) und rechts ein Doppelzähler.

3. Experimentelle Methoden

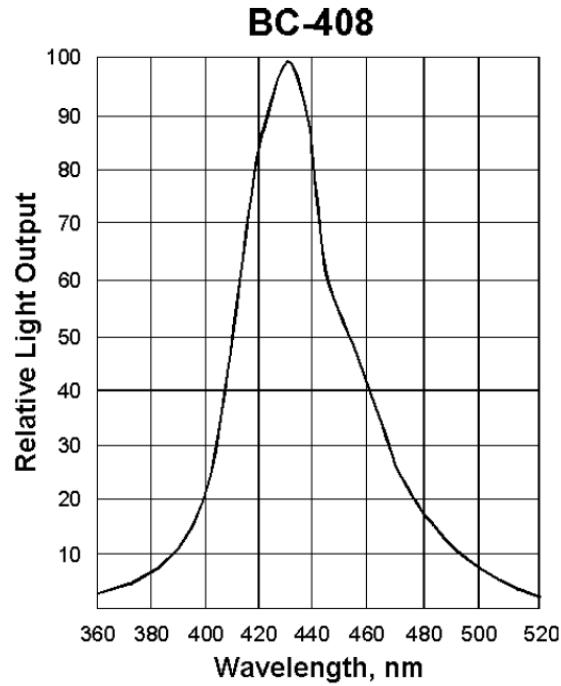


Abb. 3.4.: Anteilig erzeugtes Szintillationslicht aufgetragen gegen seine Wellenlänge.

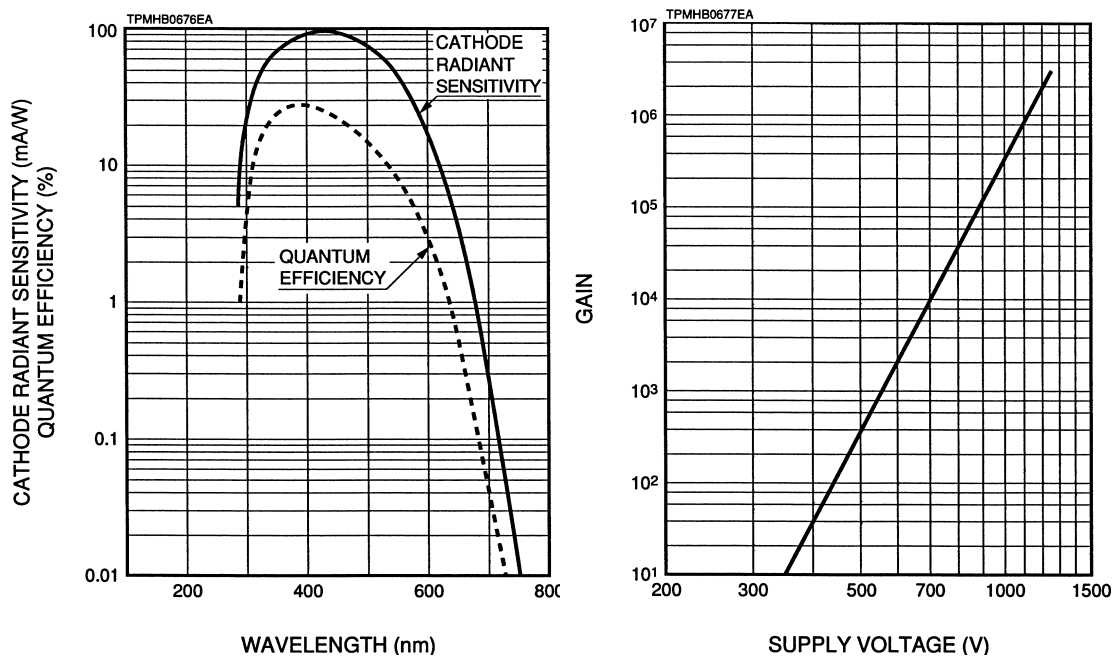


Abb. 3.5.: *links*: Empfindlichkeit der Photokathode (durchgezogene Linie) und Quantenausbeute (gestrichelte Linie) der PMTs aufgetragen gegen die Wellenlänge des einfallenden Lichtes. *rechts*: Verstärkungsfaktor der PMTs gegen die angelegte Versorgerspannung aufgetragen.



Abb. 3.6.: Die drei Detektoren, übereinander angeordnet. Der Durchmesser der PMT-Röhren ist etwas größer als die Plattendicke.

3. Experimentelle Methoden

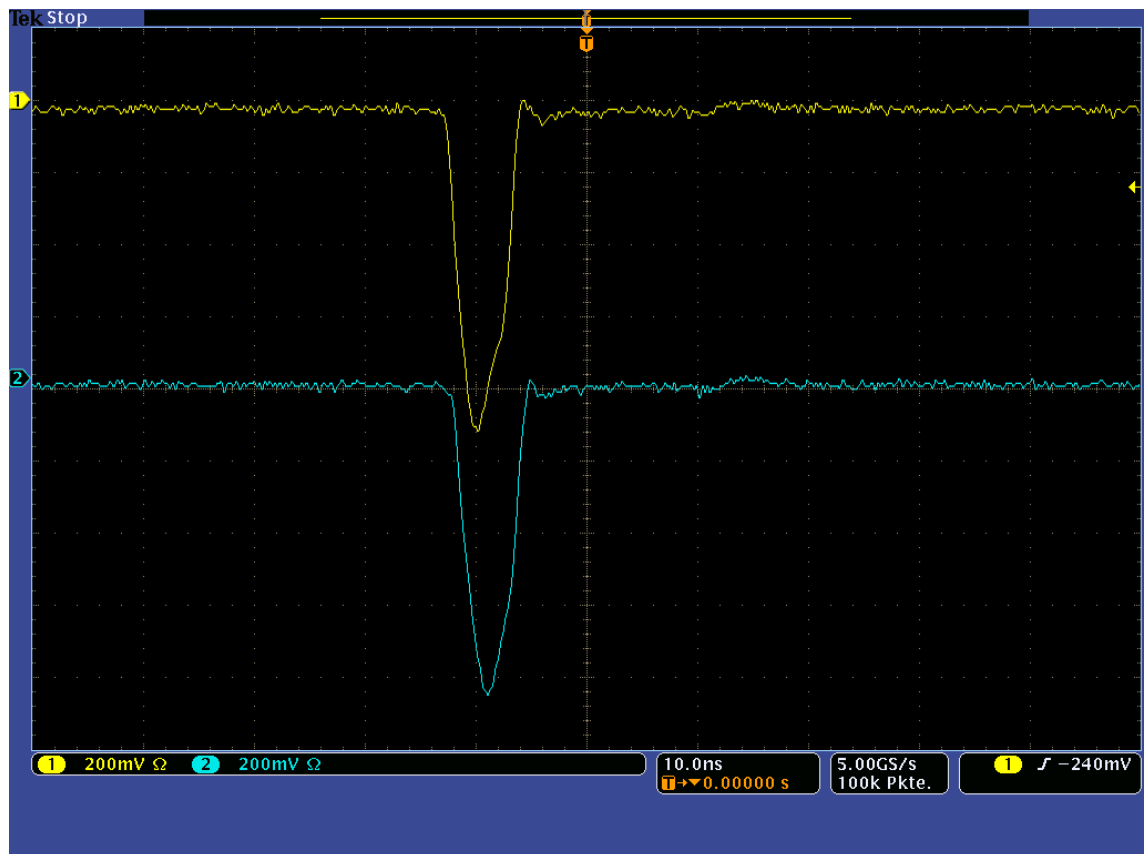


Abb. 3.7.: Beispiel eines Diskriminatorsignals aufgenommen mit einem Oszilloskop. Hierfür wurden zwei Diskriminatoren an die Kanäle 1 und 2 des Oszilloskops angeschlossen.

4. Messungen und Ergebnisse

Der folgende Abschnitt soll die gemachten Messungen darstellen und ihre Ergebnisse erläutern.

Die ersten Messungen zielten auf die Funktionsprüfung der Szintillatoren ab. Es folgten Messungen, die dazu dienten, die Messgeräte zu kalibrieren. So musste ein geeigneter Arbeitspunkt für die Photomultiplier und die richtige Einstellung der Schwellenspannungen gefunden werden, bevor dann Ratenmessungen gemacht werden konnten.

Eine Bemerkung sei hier angebracht. Wie zuvor bereits dargestellt, standen drei Szintillationsdetektoren zur Verfügung, mit denen die meisten Messungen durchgeführt werden konnten. Unglücklicherweise ging im Verlauf der Arbeit einer dieser Detektoren zu Bruch, sodass für die Ratenmessung mit nur noch zwei Szintillatoren gearbeitet werden konnte. Dies verlangte eine Umstellung des Messprogramms, da die vorgesehene Lebensdauerermessung in der nunmehr kurzen verbleibenden Zeit durch die neue Situation nicht mehr möglich war.

4.1. Vormessungen

4.1.1. Erste Signale und Messungen

Die ersten Messungen beliefen sich auf das Qualifizieren der Detektorsignale mit dem Oszilloskop. Abbildung 4.1 zeigt ein Beispielbild einer Koinzidenz. Das durchfliegende Myon deponiert in jedem der drei Szintillatoren annähernd die gleiche Energie. Die Bandbreite an verschiedenen Signalhöhen reichte von einigen 100 mV bis zu Maximalwerten von 3 V. Der Großteil der Signale hatte jedoch nach Beobachtung mit dem Oszilloskop Amplituden zwischen 300 mV und 700 mV.

Koinzidenzen waren dabei nicht der dominante Anteil. Es ist nicht selbstverständlich, dass ein Myon, welches alle drei Detektoren passiert, auch in jedem nachgewiesen wird. Es gibt Faktoren, wie zum Beispiel die Quantenausbeute der PMT, die dies

4. Messungen und Ergebnisse

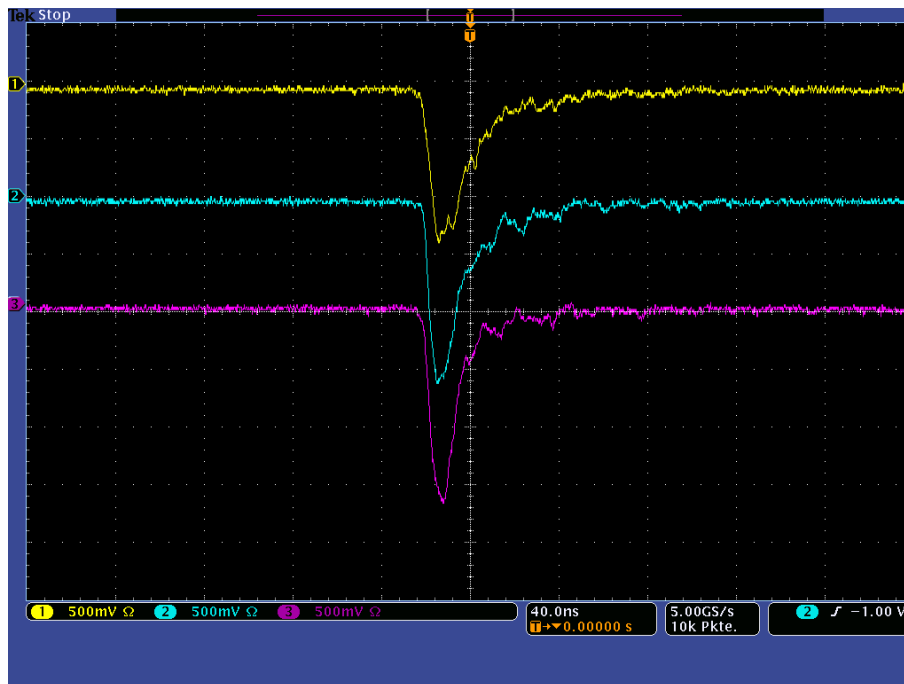


Abb. 4.1.: Eins der ersten Signalbilder. Der Trigger des Oszilloskops lag hier auf dem zweiten Kanal und damit dem mittleren Detektor. Der obere Detektor liegt auf dem ersten Kanal, der untere auf dem dritten. Der Triggerpunkt ist mit 1 V relativ hoch gewählt um ein Signal mit großer Amplitude zu finden.

unterbinden können. Außerdem besteht die Möglichkeit, bei kleinen Einzelsignalen keine Myonsignale, sondern Rauschsignale zu sehen.

Wegen der quadratischen Form der Szintillatorplatten und des Kontaktpunktes der Photomultiplier lag es nahe, dass die Szintillationszähler eine inhomogene Effizienz besitzen. Als naheliegendste Stellen kommen zum Beispiel die Ecken rechts und links der PMT in Frage.

Um diese Stellen zu lokalisieren, wurde folgende Messung durchgeführt. Jede der Platten wurde mit Hilfe eines x-y-Rasters in Zellen eingeteilt. Diese wurden nacheinander durch eine Strontium-90-Quelle¹ bestrahlt und die Signallrate gemessen. Dazu wurde der Frequenzzähler von Hameg im Ratenmodus verwendet und die Schwellenspannung des Zählers so eingestellt, dass in den Zellen direkt vor den PMT für jeden Detektor ungefähr gleiche Signallraten gemessen wurden. Durch Abfahren der Raster konnte so zu jedem Detektor eine Karte erstellt werden, die die Zählrate in

¹Strontium-90 ist ein β^- -Strahler mit einer Zerfallsenergie von 0,546 MeV.

Abhängigkeit des Ortes angibt.

Abbildung 4.2 zeigt eine der erstellten Karten. Die Zahlenwerte sind die Mittelwerte der Raten in kHz. Die Messwerte schwankten relativ stark um ca. 20% um den Mittelwert. Zu bemerken ist ferner, dass die Vertikalmaschen auf der Plattenhälfte, die dem PMT gegenüberliegt, größer gewählt wurden, da hier von einem homogenen Bereich ausgegangen wurde, was sich in den Stichprobenmessungen bestätigt hat.

Die vermutete Ineffizienz in den Ecken wurde verifiziert. Obwohl die Szintillatoren

		PMT ↓																								
Länge in cm	2	0,60	0,65	0,70	0,70	0,69	0,68	0,70	0,66	0,70	0,75	1,00	1,60	3,00	3,70	3,00	1,20	0,78	0,72	0,70	0,65	0,68	0,64	0,66	0,66	0,65
	4	0,54	0,60	0,70	0,70	0,69	0,70	0,70	0,75	0,75	0,90	1,33	2,25	2,75	2,90	2,60	1,80	1,00	0,80	0,70	0,70	0,66	0,66	0,67	0,65	0,65
	6	0,55	0,68	0,65	0,70	0,70	0,70	0,75	0,75	0,89	1,20	1,70	2,00	2,35	2,40	2,20	1,90	1,45	1,00	0,75	0,72	0,70	0,67	0,70	0,66	0,65
	8	0,55	0,68	0,70	0,70	0,70	0,73	0,78	0,90	1,15	1,45	1,80	2,00	2,10	2,00	1,80	1,50	1,10	0,90	0,78	0,70	0,65	0,66	0,70	0,65	0,50
	10	0,53	0,70	0,70	0,73	0,73	0,77	0,90	1,00	1,20	1,40	1,60	1,80	1,75	1,75	1,58	1,40	1,20	1,00	0,88	0,75	0,70	0,70	0,70	0,65	0,50
	12	0,55	0,70	0,70	0,73	0,77	0,85	1,00	1,00	1,20	1,35	1,50	1,58	1,60	1,55	1,40	1,30	1,15	1,00	0,88	0,78	0,70	0,70	0,70	0,68	0,53
	14	0,45	0,72	0,72	0,75	0,80	0,90	0,95	1,00	1,20	1,25	1,40	1,45	1,40	1,40	1,40	1,25	1,10	1,00	0,95	0,85	0,80	0,75	0,72	0,70	0,60
	16	0,55	0,75	0,75	0,80	0,85	0,90	0,95	1,00	1,10	1,20	1,30	1,30	1,30	1,30	1,20	1,12	1,00	1,00	0,90	0,88	0,80	0,75	0,75	0,75	0,60
	18	0,67	0,75	0,80	0,85	0,88	0,95	0,95	1,00	1,15	1,20	1,20	1,25	1,25	1,23	1,15	1,10	1,00	0,95	0,90	0,90	0,85	0,80	0,77	0,80	0,65
	20	0,75	0,80	0,80	0,87	0,90	0,95	0,98	0,98	1,00	1,15	1,20	1,20	1,20	1,20	1,15	1,10	1,00	0,95	0,90	0,90	0,85	0,83	0,75	0,77	0,65
	22	0,70	0,80	0,80	0,88	0,90	0,95	0,90	1,00	1,10	1,15	1,18	1,15	1,15	1,10	1,10	1,00	1,00	1,00	0,95	0,90	0,90	0,85	0,82	0,82	0,65
25	0,67	0,85	0,88	0,90	0,90	0,94	0,93	1,00	1,00	1,10	1,10	1,15	1,15	1,10	1,10	1,10	1,00	0,95	0,90	0,90	0,90	0,88	0,85	0,85	0,63	
30	0,75	0,90	0,90	0,90	0,95	0,95	0,95	1,00	1,00	1,00	1,10	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	0,95	0,90	0,90	0,90	0,90	0,90	0,70	
35	0,90	1,00	1,00	0,95	0,95	1,00	1,00	1,00	1,00	1,10	1,00	1,00	1,00	0,95	1,00	1,00	0,95	1,00	0,95	0,95	0,95	0,90	0,90	0,95	0,95	
40	0,65	0,98	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	0,95	0,98	0,98	0,98	0,95	0,97	0,95	0,95	1,00	0,95	0,65	
45	0,95	1,00	0,95	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	0,95	0,98	0,95	1,00	0,90	0,95	0,70	
50	0,80	1,00	1,00	1,00	0,90	0,90	1,00	1,00	1,00	0,98	0,98	1,00	0,98	0,98	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	0,95	0,95	0,73	
Rate in kHz	50	48	46	44	42	40	38	36	34	32	30	28	26	24	22	20	18	16	14	12	10	8	6	4	2	
		Breite in cm																								

Abb. 4.2.: Eine der Karten, die angefertigt wurden um die Effizienz zu untersuchen. Der PMT ist in der Mitte am oberen Bildrand angebracht. Zu erkennen sind die weniger effizienten Zonen in den Ecken rechts und links des PMT. Die Einfärbung geschah manuell und soll einen Eindruck der Signalrate der jeweiligen Zelle im Vergleich zu den nächsten Nachbarn geben. Die anderen beiden Karten und eine größere Version dieser Karte befinden sich Anhang A.1.

mit reflektierender Folie umwickelt sind, kommt es in den Ecken rechts und links der PMT zu Verlusten, die wahrscheinlich durch viele Reflexionsverluste zustande kommen. Die Entfernung zum Auslesegerät hat offenbar einen fast ebenso großen Einfluss auf die Detektionswahrscheinlichkeit eines Lichtsignals. Auch der Winkel, in dem das Licht auf das Fenster des PMT trifft, scheint ein Faktor zu sein. Man sieht, dass es in einem festen Radius um den Kontaktpunkt des PMT mit dem Detektor messbare Unterschiede in der Rate des registrierten Lichtes gibt.

4.1.2. Bestimmung des PMT-Arbeitspunktes

Wie man Abbildung 3.5 entnehmen kann, ist der Verstärkungsfaktor erheblich von der angelegten Hochspannung am PMT abhängig. Je größer die Versorgungsspannung ist, desto größer ist die Spannung zwischen den einzelnen Dynoden. Dies resultiert in einer höheren Energie der Photoelektronen, was in jeder Stufe zu einer größeren Anzahl herausgelöster Sekundärelektronen führt. Der Verstärkungsfaktor beeinflusst seinerseits die gesammelte Ladung und damit den ausgegebenen Strom- bzw. ausgelesenen Spannungspuls.

Um diese Faktoren möglichst stabil zu halten, macht man sich den folgenden Umstand zu nutze.

Zu einer festen Energieverteilung ist die Anzahl der Teilchen einer bestimmten Energie konstant. Das bedeutet, die mittlere deponierte Energie dieser Teilchen ist fest. Wie eben erwähnt, ist die Pulshöhe am Ende des PMT maßgeblich vom Verstärkungsfaktor und damit der Versorgungsspannung abhängig. Wählt man eine feste Schwellenspannung, so gibt es Signale, die aussortiert werden, weil die Amplitude des Spannungspulses nicht hoch genug ist. Von diesen werden mit Erhöhung der Versorger Spannung immer mehr registriert, weil die Verstärkung der vorher schwachen Pulse zunimmt. Die registrierte Rate steigt mit der erhöhten Spannung, bis die Anzahl der Signale den Maximalwert erreicht. Ab diesem Spannungswert stellt sich idealerweise ein Plateau ein, wenn man die Versorger Spannung gegen die Signalarate aufträgt. Mit weiter wachsender Spannung beginnt auch die Rate wieder zu steigen. Das kann einige Ursachen haben, wie zum Beispiel den sog. *Dunkelstrom*. Dieser besteht aus Elektronen, welche aus der Umgebungstemperatur genügend thermische Energie beziehen können, um sich aus einer der Dynoden herauszulösen. Auch diese Elektronen lösen eine Ladungskaskade aus, die als Puls registriert wird. Je höher die Spannung, desto mehr Dunkel-Elektronen (insbesondere auch Elektronen aus den letzten Dynoden) können solch einen Puls bewirken.

Man wählt nun die Betriebsspannung des PMT so, dass sie sich auf der Mitte dieses Plateaus befindet. Dadurch erhält man eine gewisse Stabilität der oben genannten Faktoren und vermeidet ein Schwanken der Signalarate auf Grund von Schwankungen in der Versorger Spannung, oder internen Faktoren des PMT, wie zum Beispiel verschiedene Laufzeiten der Photoelektronen.

Diese Betriebsspannungen zu bestimmen, war das Ziel der folgenden Messung. Hierbei wurde die gleiche Strontium-90 Quelle verwendet wie zuvor. Als Zähler diente

nun das Gerät von Canberra. Die Detektoren wurden über Diskriminatoren (alle bei gleicher Schwellenspannung von 100 mV) an den Zähler angeschlossen. Dieses Mal wurde die Quelle mittig auf den jeweiligen Detektor gestellt und die Anzahl der Signale über je 30 s für Hochspannungen von 800 V bis 1050 V in Schritten von 25 V gemessen. Außerdem wurde die Rate jedes einzelnen Detektors ohne Quelle gemessen und als Untergrundrate von den Ergebnissen der Messungen mit Quelle subtrahiert, um die wirkliche Signalrate zu erhalten.

Es gilt für N als die gemessene Rate mit Quelle und R als die gemessene Rauschrate ohne Quelle

$$N = Q + R \iff Q = N - R$$

wenn Q die Signalrate der Quelle ist. Die Raten N , Q , und R sind zunächst Poissonverteilt mit den jeweiligen Fehlern $\sigma_{N,Poi} = \sqrt{N}$, $\sigma_{Q,Poi} = \sqrt{Q}$ und $\sigma_{R,Poi} = \sqrt{R}$. Die Messungen wurden manuell gestartet und gestoppt. Dies ist für die Fehler von N und R zu berücksichtigen. Sei deshalb $\sigma_{A_N/R}$ der Start-Stopp-Fehler für N bzw. R . Dieser Fehler ist eigentlich ein Fehler in der Messzeit. Da die Rate aber proportional zur Messzeit ist, wird der Fehler gleich in einen Ratenfehler übertragen. Wenn also A_N die Fehlerrate für N ist, gilt wegen $N = N_{Poi} + A_N$:

$$\sigma_N = \sqrt{\sigma_{A_N}^2 + \sigma_{N,Poi}^2}$$

Für die σ_{A_i} wird je eine halbe Sekunde zum Starten, wie zum Stoppen der Messung angenommen. Man erhält für N und eine Messzeit von je 30 s also $\sigma_{A_N} = \frac{N}{30}$ und somit

$$\sigma_N = \sqrt{\frac{N^2}{900} + N}$$

Die analoge Überlegung für R liefert:

$$\sigma_R = \sqrt{\frac{R^2}{900} + R}$$

und mit $Q = N - R$ folgt:

$$\sigma_Q = \sqrt{\sigma_N^2 + \sigma_R^2} = \sqrt{\frac{N^2}{900} + N + \frac{R^2}{900} + R}$$

4. Messungen und Ergebnisse

Die genauen Messwerte finden sich im Anhang A.2. Die Abbildungen 4.3, 4.4, und 4.5 zeigen die Zählraten der drei PMT. Abbildung 4.6 ist zum besseren Vergleich der Zählraten eingefügt.

Leider stellt sich bei keinem der PMTs ein Plateau in der Zählrate ein, wenngleich

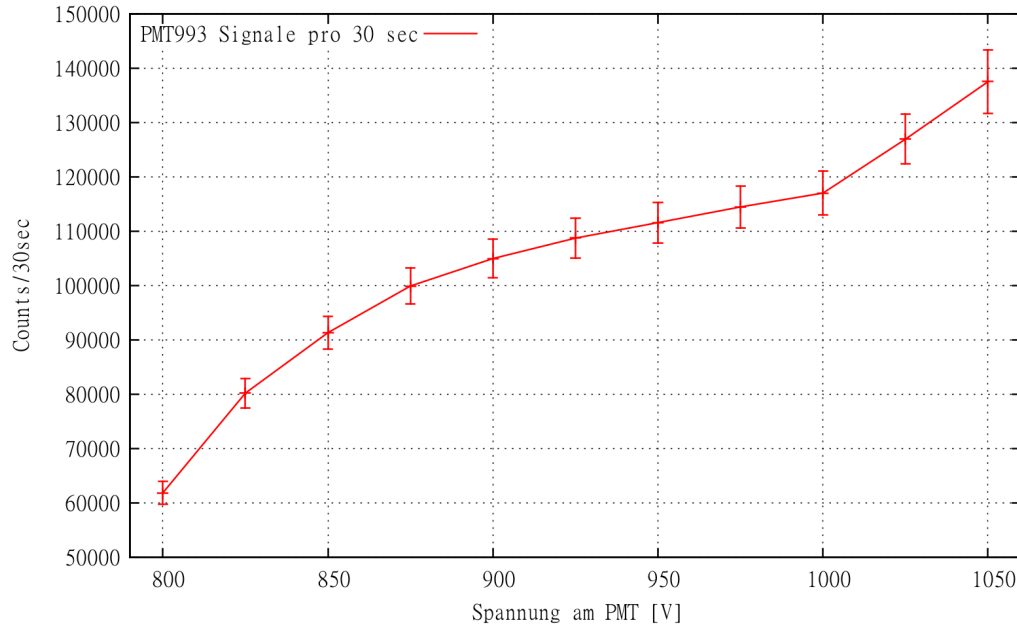


Abb. 4.3.: Ergebnis der Messung für den Szintillator 993 für je 30 s Messzeit. Die Verbindungslinien sind gezeichnet um den Trend der Abflachung zu verdeutlichen.

eine Abflachung aber bei allen vorhanden ist. Obwohl man aus der Abflachung keine Information über den idealen Arbeitspunkt ziehen kann, ist es dennoch möglich, ein Kriterium für einen *geeigneten* Arbeitspunkt zu finden. Dieser sollte auf der Abflachung liegen. Es ist aber auch von Interesse, dass die Zählraten der verschiedenen PMTs möglichst gleich sind. Die Aktivität der Quelle ist so gut wie konstant (Sr-90 hat eine Halbwertszeit von einigen Jahren), deshalb wird eine Differenz in der gezählten Rate nur von der Versorgerspannung abhängen, was man durch geeignete Wahl der Betriebsspannung für jeden PMT ausgleichen kann.

Als Betriebsspannungen für die PMTs wurden mit Abbildung 4.6 die Werte in Tabelle 4.1 gewählt.

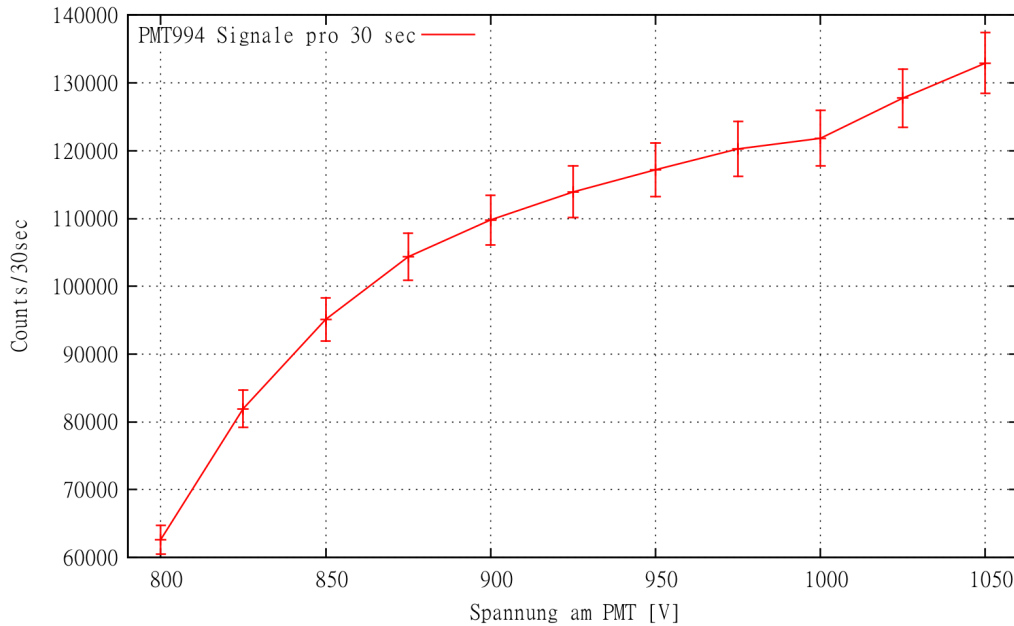


Abb. 4.4.: Ergebnis der Messung für den Szintillator 994 für je 30 s Messzeit.

PMT-Nr.	Betriebsspannung [V]
993	1000
994	950
995	1025

Tab. 4.1.: Gewählte Betriebsspannungen der PMT, resultierend aus den Messungen zum Plateau der Zählraten.

4.1.3. Bestimmung der optimalen Schwellenspannung

Mit den festgelegten Betriebsspannungen für die Photomultiplier war es nun noch nötig, Schwellenspannung zu finden, bei denen das Verhältnis der Signalrate zur Rauschrate der einzelnen Detektoren möglichst groß wird.

Die Szintillatoren wurden dazu wie zuvor über Diskriminatoren an den Zähler angeschlossen. Für Schwellenspannungen von 30 mV und 60 mV bis 200 mV wurden dann in Schritten von 20 mV die Rauschrate und eine Signalrate gemessen. Die Signalrate resultierte wieder aus der Strontium-90-Quelle, die zur besseren Ausleuchtung der Szintillatorplatte für diese Messung im Abstand von ca. 48 cm mittig über dem Detektor positioniert wurde. Die Beschränkung auf das Intervall 30 mV bis 200 mV kommt aus der Messung selbst. Wie gesagt, ist es nötig, das Verhältnis der gemesse-

4. Messungen und Ergebnisse

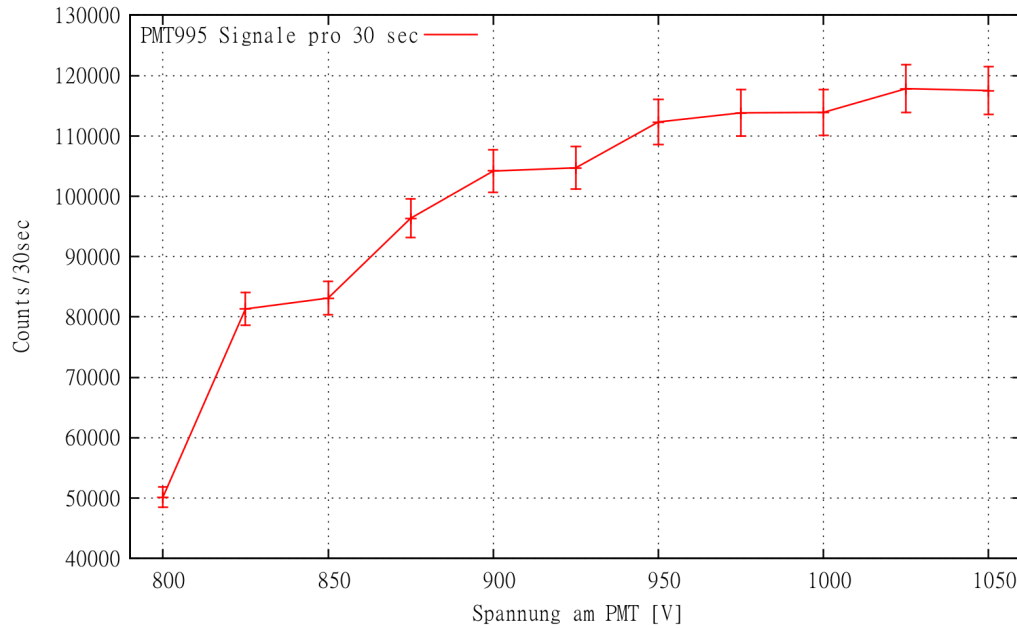


Abb. 4.5.: Ergebnis der Messung für den Szintillator 995 für je 30 s Messzeit.

nen Signalrate zur Rauschrate zu maximieren und dieses Maximum wurde bei allen drei Szintillatoren im genannten Intervall gefunden. Die Messzeit betrug auch hier je 30 s.

Wie in der Messung zum Arbeitspunkt der PMTs erhält man eine Rauschrate R , die ohne Quelle gemessen ist, eine gemessene Rate N , die sich aus dem Rauschen und den Signalen der Quelle zusammensetzt und eine Signalrate Q der Quelle. Diese sind auch hier verknüpft über

$$N = Q + R$$

Ebenso sind die Raten Poisson-verteilt mit entsprechenden Fehlern, wobei wieder ein Fehler zu berücksichtigen ist, der aus dem manuellen Starten und Stoppen der Messungen resultiert. Es ist also

$$\sigma_N = \sqrt{\sigma_{A_N}^2 + \sigma_{N,Poi}^2} = \sqrt{\frac{N^2}{900} + N} \quad \text{und}$$

$$\sigma_R = \sqrt{\sigma_{A_R}^2 + \sigma_{R,Poi}^2} = \sqrt{\frac{R^2}{900} + R}$$

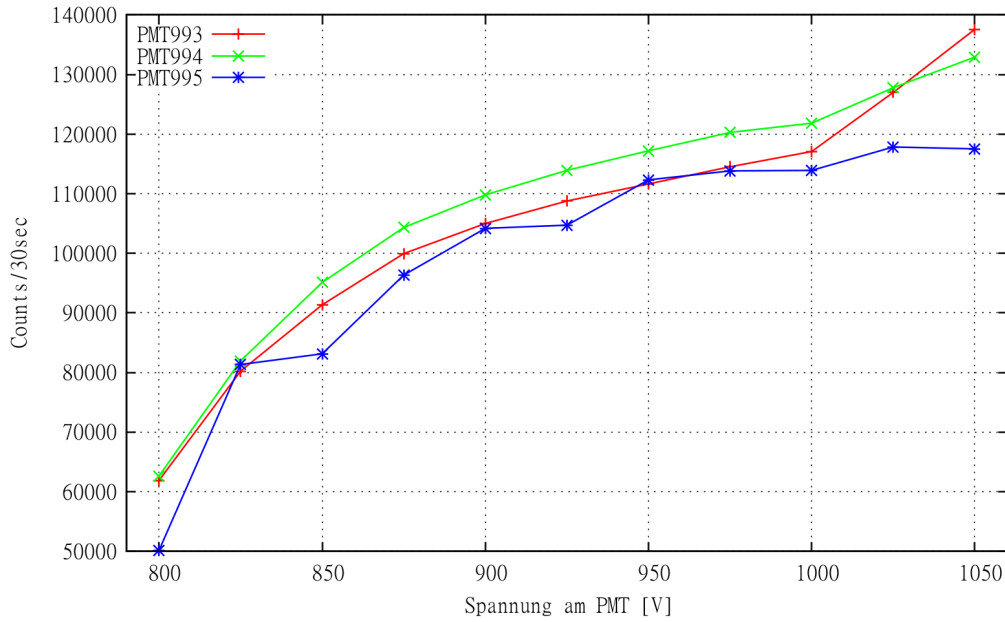


Abb. 4.6.: Hier sind zum besseren Vergleich alle Ergebnisse in ein Diagramm gezeichnet. Die Fehler sind hier weggelassen worden um die Übersichtlichkeit zu erhalten.

Nun interessiert das Verhältnis $X = \frac{Q}{R} = \frac{N-R}{R} = \frac{N}{R} - 1$. Der Fehler dieses Verhältnisses ist mit der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung gegeben als

$$\sigma_X = \sqrt{\left(\frac{\partial X}{\partial N}\right)^2 \sigma_N^2 + \left(\frac{\partial X}{\partial R}\right)^2 \sigma_R^2}$$

mit $\frac{\partial X}{\partial N} = \frac{1}{R}$ und $\frac{\partial X}{\partial R} = -\frac{N}{R^2}$ folgt:

$$\sigma_X = \sqrt{\frac{N}{900R^2} \left[N + 900 + \frac{N(R^2 + 900R)}{R^2} \right]}$$

Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.7 dargestellt. Die genauen Zahlenwerte lassen sich im Anhang A.2 finden.

Aus den Ergebnissen wurden die in Tabelle 4.2 stehenden Schwellenspannungen ab abgeleitet. Offenbar hat die Höhe der Betriebsspannung am PMT Einfluss auf die Höhe der Schwellenspannung. Der PMT mit der niedrigsten Betriebsspannung hat auch die niedrigste Schwelle. Dies ist plausibel, da die niedrige Betriebsspannung weniger Rauschen erzeugt, während höhere Schwellenspannungen für die PMT mit höherer Betriebsspannung benötigt werden um das verursachte zusätzliche Rauschen

4. Messungen und Ergebnisse

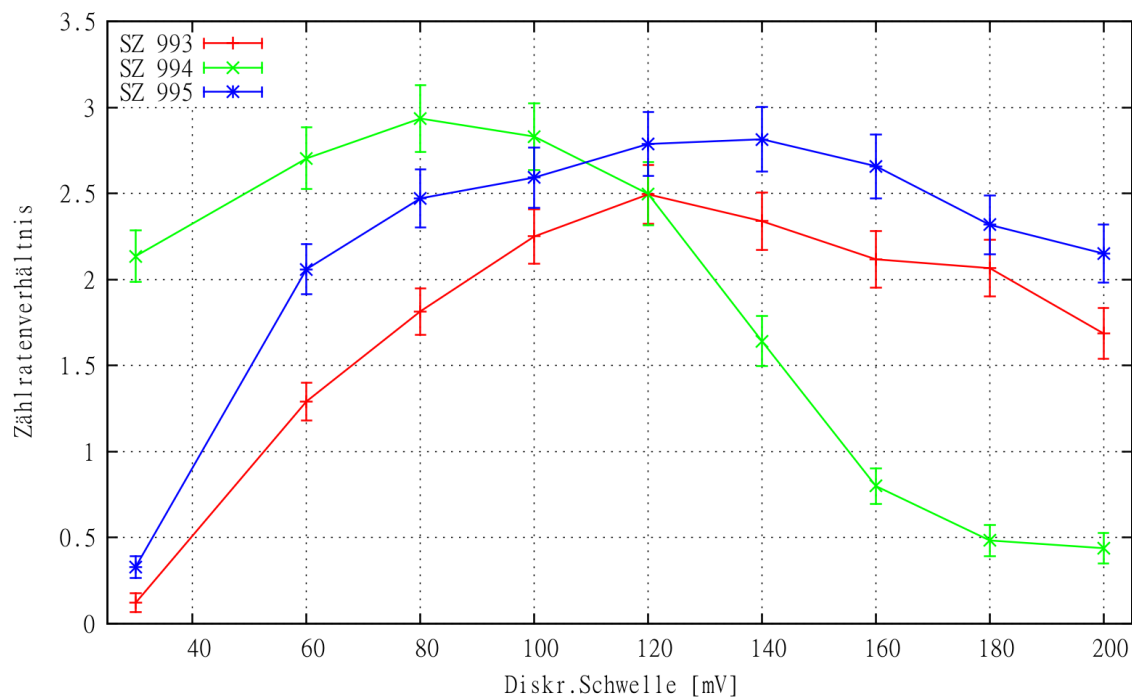


Abb. 4.7.: Gemessener Verlauf des Verhältnisses von Signal- zu Rauschrate für die drei Szintillationszähler. Die Verbindungslinien sind gezeichnet, um eine gewisse Übersicht zu gewährleisten und um den Verlauf deutlich zu machen.

herauszufiltern.

4.1.4. Myon-Effizienzen

Es wurde bereits erwähnt, dass es einige Faktoren gibt, die dazu beitragen können, dass ein Myon in einem Detektor nicht detektiert wird, obwohl es diesen durchflogen hat.

Das Ziel der folgend dargestellten Messungen war, die Nachweiswahrscheinlichkei-

PMT-Nr.	Schwellenspannung [mV]
993	120
994	80
995	140

Tab. 4.2.: Gewählte Schwellenspannungen

ten für jeden Detektor zu quantifizieren. In diesen Messungen kam zusätzlich zu den Diskriminatoren und dem Zähler die Logik-Einheit zum Einsatz, welche zwischen die Diskriminatoren und den Zähler geschaltet wurde. Zum besseren Verständnis der Schaltung ist in Abbildung 4.8 ein Schema eingefügt.

Zähler 1 zählt die Anzahl der Koinzidenzen zwischen dem oberen und dem unteren

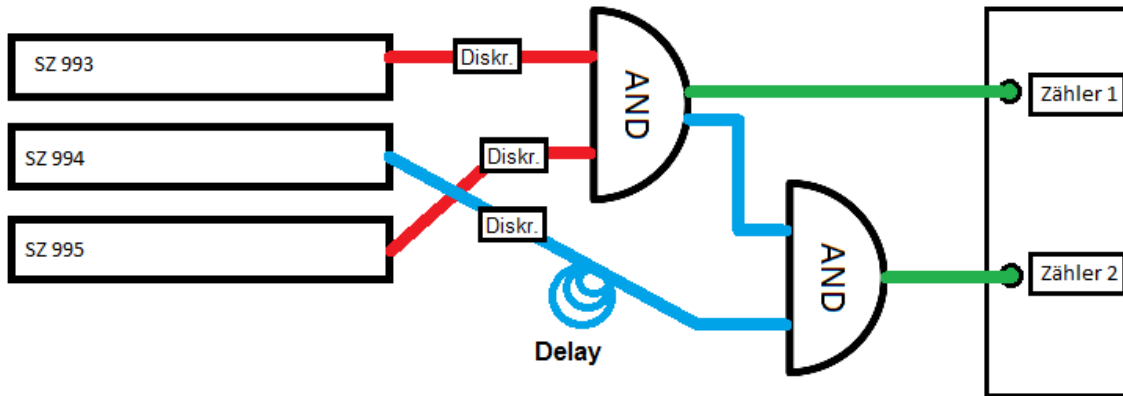


Abb. 4.8.: Schema der Schaltung zur Effizienzmessung. In dieser Anordnung wird die Effizienz des Detektors SZ 994 gemessen.

Detektor, während Zähler 2 gleichzeitig die Anzahl der Koinzidenzen zwischen allen drei Detektoren zählt. Das Verhältnis aus der Zahl der Dreierkoinzidenzen und der Zahl der Zweierkoinzidenzen liefert dann die Effizienz des Szintillators in der Mitte. Wähle N_3 als die gemessene Anzahl Dreierkoinzidenzen, N_2 als die gemessene Anzahl Zweierkoinzidenzen. Sei N_μ die Myonrate und ϵ_i die Effizienzen (Nachweiswahrscheinlichkeiten). Somit ist

$$N_3 = \epsilon_{993} \cdot \epsilon_{994} \cdot \epsilon_{995} \cdot N_\mu$$

und

$$N_2 = \epsilon_{993} \cdot \epsilon_{995} \cdot N_\mu$$

wenn der Detektor mit Nummer 994 in der Mitte liegt.

Weiter ist

$$\frac{N_3}{N_2} = \frac{\epsilon_{993} \cdot \epsilon_{994} \cdot \epsilon_{995} \cdot N_\mu}{\epsilon_{993} \cdot \epsilon_{995} \cdot N_\mu} = \epsilon_{994}$$

Zu bemerken ist, dass dies keine absoluten Effizienzen sind. Sie gelten für Myonen aus der kosmischen Strahlung und nur in diesem Aufbau. Das Messprinzip macht zudem eine Einschränkung auf die Myonen, welche im oberen und im unteren Detek-

4. Messungen und Ergebnisse

tor nachgewiesen wurden. Es ist also gewissermaßen die bedingte Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein Myon im mittleren Detektor registriert wird, wenn es zuvor im oberen und unteren auch registriert wurde.

Der Fehler der Effizienzen bleibt nun zu bestimmen. Dazu benötigt man den Fehler der beiden gemessenen Raten.

Zunächst sind beide Raten wieder Poisson-Prozesse und erhalten den entsprechenden Fehler. Da nun aber auf bestimmte Ereignisse eingeschränkt wird, ist das Eintreten eines Ereignisses zusätzlich davon abhängig, wie hoch die Nachweiswahrscheinlichkeit im Detektor ist. Dieser Nachweisprozess ist Binomial-verteilt. Ein Myon wird entweder mit Wahrscheinlichkeit ϵ im Detektor registriert oder mit Wahrscheinlichkeit $(1 - \epsilon)$ nicht registriert. Der Erwartungswert ist hierfür $N_3\epsilon$, was der im Experiment gemessene Wert ist. Die Standardabweichung ist gegeben durch $\sqrt{N_3 \cdot \epsilon(1 - \epsilon)}$, woraus für den Fehler des Erwartungswertes folgt:

$$\sigma_{N_3} = \frac{\sqrt{N_3 \cdot \epsilon(1 - \epsilon)}}{\sqrt{N_3}} = \sqrt{\epsilon(1 - \epsilon)}$$

In diesem Fall ist ϵ die gesuchte bzw. gemessene Effizienz des mittleren Detektors. Aus der Poisson-Verteilung der Rate N_2 hat man $\sigma_{N_2} = \sqrt{N_2}$ und mit dem Fehlerfortpflanzungsgesetz folgt

$$\begin{aligned} \sigma_\epsilon &= \sqrt{\left(\frac{\partial\epsilon}{\partial N_2}\right)^2 \sigma_{N_2}^2 + \left(\frac{\partial\epsilon}{\partial N_3}\right)^2 \sigma_{N_3}^2} \\ &= \sqrt{\frac{1}{N_2} + \frac{N_2^2}{N_3^4} \cdot \epsilon(1 - \epsilon)} \end{aligned}$$

Dies wird mit $\epsilon = \frac{N_3}{N_2}$ zu

$$\sigma_\epsilon = \sqrt{\frac{1}{N_2} + \frac{N_2}{N_3^3} - \frac{1}{N_3^2}}$$

Dies gilt entsprechend für alle ϵ , wenn die jeweiligen gemessenen Raten eingesetzt werden. Tabelle 4.3 zeigt die Messwerte und die daraus berechneten Effizienzen mit Fehler. Auffällig ist die im Vergleich sehr geringe Effizienz des Detektors 994.

Dieses von den anderen Detektoren verschiedene Verhalten zeigt sich bereits in der Messung zur Schwellenspannung. Die Gründe dafür können zum Beispiel in der Produktion liegen. Beim Anbringen des PMT könnten Verunreinigungen in die Naht-

Detektor-Nr.	Anzahl N_2 der Zweierkoinzidenzen	Anzahl N_3 der Dreierkoinzidenzen	Effizienz ϵ
993	150976	100590	$(66,6 \pm 0,3)\%$
994	179474	64651	$(36,0 \pm 0,3)\%$
995	225000	135849	$(61,7 \pm 0,3)\%$

Tab. 4.3.: Errechnete Effizienzen der Szintillationsdetektoren

	Licht eingeschaltet	Licht ausgeschaltet
gemessene Ereignisse in 993	502552 ± 16226	568328 ± 8912
errechnete Rate in 993	$(16211 \pm 523) \text{ }^1/\text{min}$	$(8880 \pm 139) \text{ }^1/\text{min}$
gemessene Ereignisse in 994	286213 ± 9248	483715 ± 7590
errechnet Rate in 994	$(9232 \pm 298) \text{ }^1/\text{min}$	$(7558 \pm 118) \text{ }^1/\text{min}$
gemessene Ereignisse in Koinzidenz	139433 ± 1136	139949 ± 1140
errechnete Rate in Koinzidenz	$(1072 \pm 9) \text{ }^1/\text{min}$	$(1076 \pm 9) \text{ }^1/\text{min}$

Tab. 4.4.: Messwerten und errechnete Raten mit eingeschalteter bzw. ausgeschalteter Beleuchtung bei Abdunklung der Fenster.

stelle gekommen sein, die zum Beispiel zu Lichtstreuungen führen können oder das Szintillatormaterial selbst könnte verunreinigt sein.

4.2. Ratenmessungen

Bei Durchführung der letzten Effizienzmessungen ist einer der Detektoren (Nr. 995) beschädigt worden, sodass alle weiteren Messungen mit den verbliebenen zwei Detektoren durchgeführt wurden.

4.2.1. Lichteinfluss

Da nun nur noch zwei Detektoren verwendbar waren, war man darauf angewiesen auch Messungen ohne Koinzidenzforderung zu machen. Dies führte zu einer erheblichen Rauschquelle, die sich als die Umgebungshelligkeit herausstellte.

Um diesen Einfluss zu quantifizieren, wurden Vergleichsmessungen für jeden Szintillator durchgeführt. Der Raum wurde dazu abgedunkelt und die Raten jedes Szintillators bei ein- bzw. ausgeschalteter Beleuchtung gemessen. Die Beleuchtung ist durch Leuchtstoffröhren realisiert. Tabelle 4.4 zeigt die berechneten Raten. Das

4. Messungen und Ergebnisse

Detektor 1	Detektor 2 \rightarrow invertiert	Logik
1	$1 \rightarrow 0$	0
1	$0 \rightarrow 1$	1
0	$1 \rightarrow 0$	0
0	$0 \rightarrow 1$	0

Tab. 4.5.: Wahrheitstabelle der NOT-Messungen. Die Logik gibt nur dann ein Signal, wenn nur der Detektor 1 ein Signal gibt.

Umgebungslicht ist demnach eine sehr große Rauschquelle für Messungen mit einzelnen Detektoren. Aber offenbar stehen die Rauschraten nicht im Zusammenhang miteinander, da der Einfluss bei einer Koinzidenzforderung verschwindet.

Die Messungen ohne Beleuchtung im Raum und mit abgedunkelten Fenstern werden später noch als Ratenmessungen genutzt.

4.2.2. NOT-Messungen

Um das Rauschen der einzelnen Detektoren genauer zu quantifizieren wurden Messungen mit Anti-Koinzidenzforderung gemacht.

Dazu wurden beide Diskriminatorsignale über den in Abschnitt 3.3.2 beschriebenen NOT-/Delay-Generator in die Logik-Einheit gespeist. Der Generator sorgte dabei für die Invertierung eines Signals. Da dies eine erhebliche zeitliche Verzögerung des Signals verursachte, wurde auch das zweite Signal über den Generator weitergeleitet um synchronisierte Signale zu gewährleisten.

Tabelle 4.5 macht deutlich, wann ein Signal gezählt wurde und wann nicht.

Gezählt wurden alle Treffer, die ausschließlich im nicht invertierten Detektor nachgewiesen wurden. Diese setzen sich aus Rauschtreffern und aus Myonsignalen zusammen, bei denen das Myon in nur einem der Detektoren registriert wurde. Abbildung 4.9 zeigt eine Koinzidenz, wenn eines der Signale invertiert wird. Abbildung 4.10 zeigt eine normale Koinzidenz zweier Detektorsignale. In Tabelle 4.6 sind die Raten der NOT-Messungen dargestellt.

Gleichzeitig zur zweiten Messung (mit Detektor 994 invertiert) wurde auch die Zahl der reinen Koinzidenzen gemessen. Hierfür wurde eine Rate von (1314 ± 6) $1/\text{min}$ errechnet. Wird diese Rate nun zur Rauschrate addiert, so sollte man die in der vorigen Messung erhaltene Rate von (8880 ± 139) Treffern pro Minute wiederfinden. Dies ist allerdings nicht der Fall. Dazu kommt, dass die Koinzidenzrate mit (1314 ± 6) $1/\text{min}$ höher ist, als die zuvor bestimmte Rate, die noch ohne den NOT-Generator gemessen

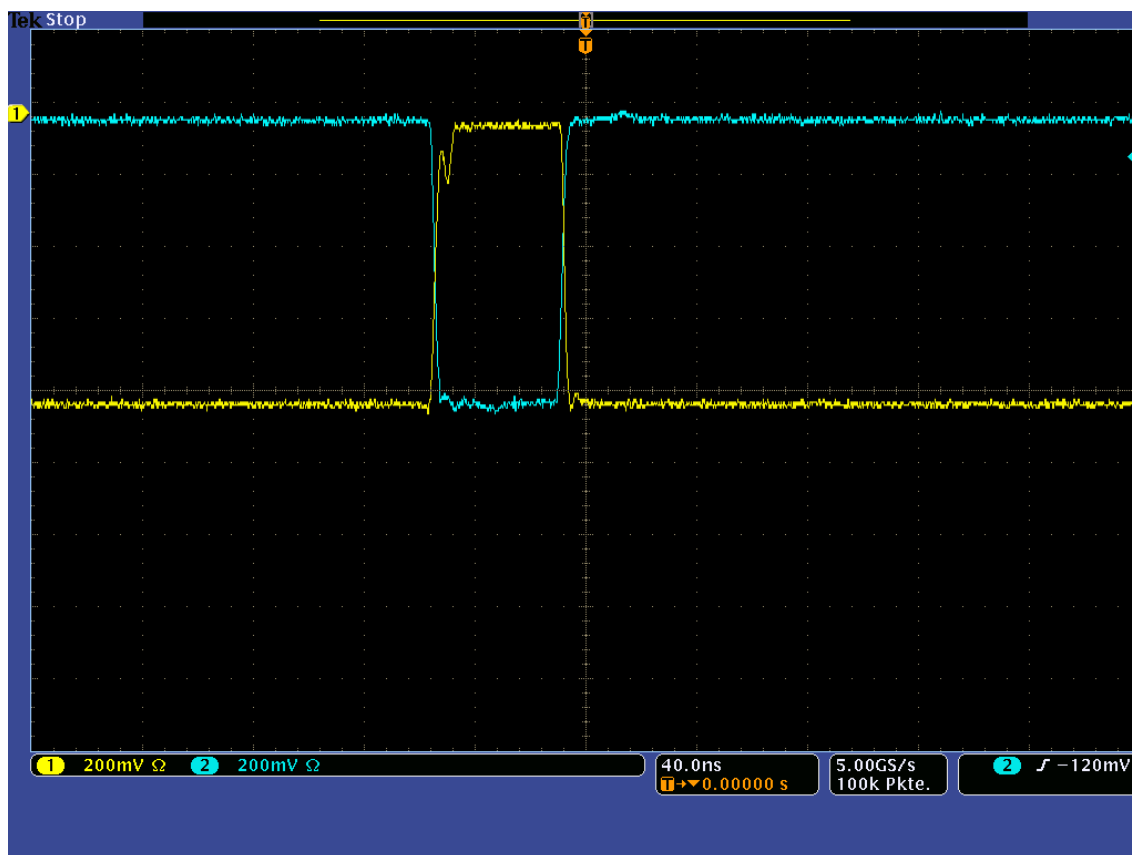


Abb. 4.9.: Bild einer Koinzidenz, wenn eines der Signale (hier auf Kanal 1) invertiert wird.

sen wurde.

Darin liegt aber auch die Erklärung. Wie in Abbildung 4.9 zu sehen ist, verlängert der Generator den Puls aus dem Diskriminator auf rund 50 ns, das ist die 10fache Länge (siehe Abbildung 3.7). Geht man davon aus, dass die zeitliche Verteilung der Rauschtreffer poisson-verteilt ist, muss man die Möglichkeit in Betracht ziehen, dass diese lange Totzeit von 50 ns dazu führt, dass viele der Rauschtreffer darin untergehen.

Invertiertes Signal aus Detektor-Nr.	liefert Rauschen des Detektors Nr.	gemessene Rauschereignisse	errechnete Rauschrate
993	994	666777 ± 2896	$(2778 \pm 12) \text{ } ^1/\text{min}$
994	993	1016021 ± 4352	$(4233 \pm 18) \text{ } ^1/\text{min}$

Tab. 4.6.: Messergebnisse der NOT-Messungen.

4. Messungen und Ergebnisse

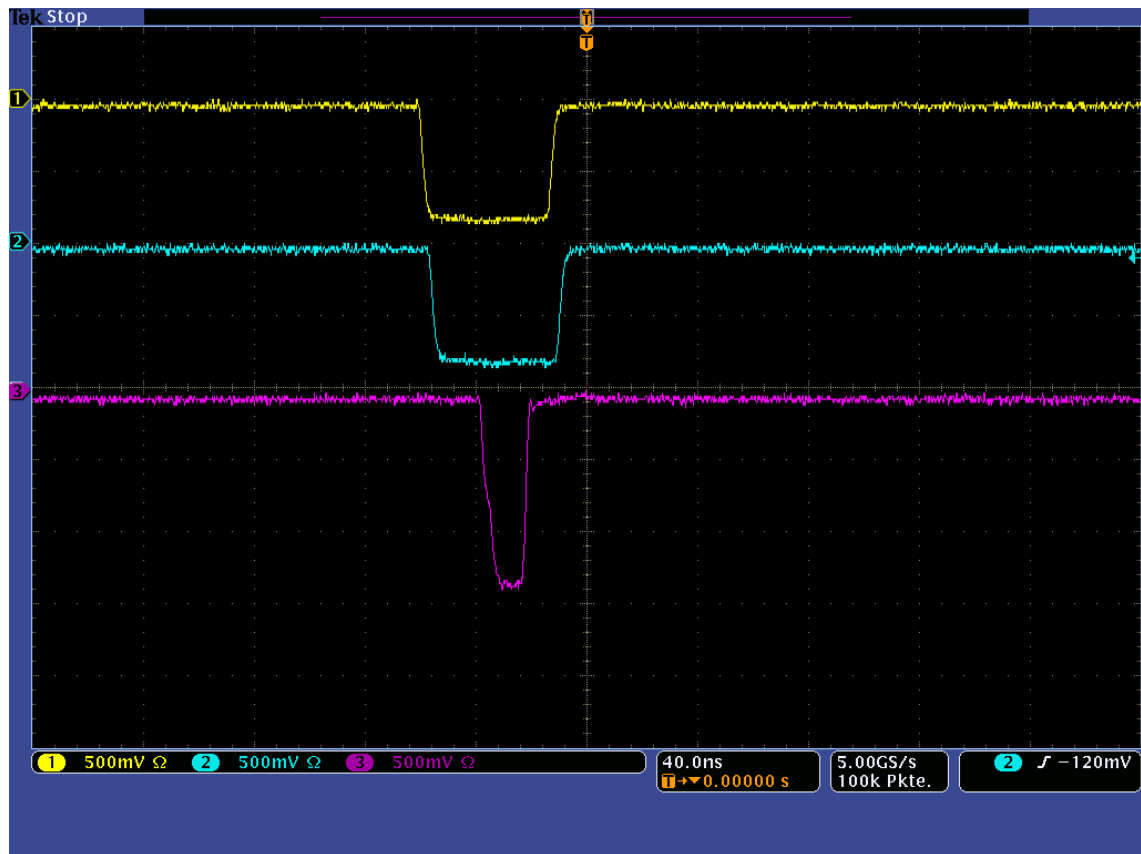


Abb. 4.10.: Bild einer Koinzidenz. Beide Signale der Detektoren laufen über den Generator (Kanäle 1 und 2). Der dritte Kanal zeigt das Signal aus der Logik-Einheit.

4.2.3. Abschätzung der Rate und des Rauschens

Das Ziel des folgenden Abschnitts ist die Abschätzung des Einzelrauschens der Detektoren bei Ratenmessungen. Dazu werden die Messungen des vorigen Abschnitts und die Messungen der Myon-Effizienzen (siehe Abschnitt 4.1.4) herangezogen. Für die ersten Messungen (Einzelratenmessungen im abgedunkelten Raum) ergeben sich folgende Beziehungen:

$$N_{993} = N_{R,993} + N_{\mu} \cdot \epsilon_{993} \quad \text{bzw.} \quad (4.1)$$

$$N_{994} = N_{R,994} + N_{\mu} \cdot \epsilon_{994} \quad (4.2)$$

und somit:

$$N_\mu \cdot \epsilon_{993} = N_{993} - N_{R,993} \quad \text{bzw.} \quad (4.3)$$

$$N_\mu \cdot \epsilon_{994} = N_{994} - N_{R,994} \quad (4.4)$$

Hierin sind N_i die gemessenen Raten, $N_{R,i}$ die entsprechenden Rauschraten, ϵ_i die Effizienzen und N_μ die wirkliche Myonrate.

Für die Ratenmessung der Detektoren in Koinzidenz geschaltet gilt:

$$N_{koin} = N_{R,koin} + N_\mu \cdot \epsilon_{993}\epsilon_{994} \quad (4.5)$$

$$\Rightarrow N_\mu = \frac{1}{\epsilon_{993}\epsilon_{994}} (N_{koin} - N_{R,koin}) \quad (4.6)$$

In dieser Messung werden zwei Annahmen gemacht:

Die erste Annahme setzt voraus, dass alle detektierten Myonen beide Detektoren durchfliegen. Dies ist nur eine Vereinfachung und es kann abgeschätzt werden, welcher Anteil an Myonen verloren geht.

Im verwendeten Aufbau sind die Detektoren so übereinander positioniert, dass ihre Oberkanten 10 cm voneinander entfernt sind. Damit und mit der Kantenlänge von 50 cm der Szintillatoren kann der kleinste Winkel berechnet werden, unter dem ein Myon gerade nicht mehr beide Detektoren durchfliegt. Man erhält einen Winkel von $0,2 \text{ rad}$. Um den Anteil zu erhalten, integriert man die Intensitätsverteilung der Myonen einmal über den ganzen Halbraum und einmal mit Ausnahme des Winkelintervalls $\theta \in [-\frac{\pi}{2}; -\frac{\pi}{2} + 0,2]$. Dies liefert die folgenden Integrale:

$$\int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \int_0^R I_0 \cos^2(\theta) dr d\varphi d\theta = \pi^2 I_0 R$$

$$\int_{-\frac{\pi}{2}}^{-\frac{\pi}{2}+0,2} \int_0^{2\pi} \int_0^R I_0 \cos^2(\theta) dr d\varphi d\theta \approx 0,0166 I_0 R$$

Setzt man dies ins Verhältnis so erhält man den Anteil $\frac{0,0166}{\pi^2} \approx 0,2\%$. Hier ist zu bemerken, dass im zweiten Integral nicht über die quadratische Fläche der Szintillatoren mit Kantenlänge $2\rho = 50 \text{ cm}$ integriert wird, sondern nur über eine Kreisfläche mit entsprechendem Radius von $\rho = 25 \text{ cm}$. Unter Berücksichtigung der größeren quadratischen Fläche würde sich der Fehler jedoch weiter verkleinern. Die Annahme, dass alle detektierten Myonen beide Detektoren durchfliegen haben, ist also gerecht-

4. Messungen und Ergebnisse

fertigt.²

Die zweite Annahme vernachlässigt die Rauschrate der Koinzidenzmessung $N_{R,koin}$. Dazu wird die Wahrscheinlichkeit für koinzidente Treffer abgeschätzt, die zufällig aus zwei Rauschtreffern oder je einem Rauschtreffer und einem Myontreffer entstehen. In Abschnitt 4.2.2 wurde bereits die Annahme gemacht, dass die Rauschtreffer einer Poissonverteilung folgen. Damit ist die Wahrscheinlichkeit, n Signale in einem bestimmten Zeitintervall Δt zu finden, gegeben durch:

$$P(n) = \frac{(x_{max}\Delta t)^n}{n!} e^{-x_{max}\Delta t}$$

Hierbei ist x_{max} die maximal gemessene Rate aus Rauschen und Myonsignalen. Diese ist zugleich der Erwartungswert für die Anzahl an Signalen im Zeitraum einer Minute und wurde zu $10000 \text{ 1/min} = 1,7 \cdot 10^{-7} \text{ 1/ns}$ aufgerundet. Das Zeitfenster $\Delta t = 51 \text{ ns}$ ist die Zeitspanne, in der gleichzeitige Signale in verschiedenen Detektoren als koinzident erkannt werden. Es setzt sich aus den 50 ns dauernden Pulsen und dem durch die Elektronik festgelegten Fenster von 1 ns für koinzidente Signale zusammen. Setzt man den ersten Treffer auf den Zeitpunkt $t = 0$, so ist die Wahrscheinlichkeit für den nächsten Treffer innerhalb der 51 ns gegeben durch

$$P(1) = 8,6 \cdot 10^{-6}.$$

Für eine Rate von 10000 1/min ergibt sich dadurch ein Erwartungswert für zufällige Koinzidenzen von $0,086 \text{ 1/min} = 5,16 \text{ 1/h}$. Im Vergleich mit den Fehlern der gemessenen Raten ist dieser Wert jedoch sehr gering. Daher kann die Rate der Koinzidenzmessung als quasi-rauschfrei angesehen werden und muss nur um die Effizienzen der Detektoren korrigiert werden. Man erhält mit der gemessenen Rate von $N_{koin} = (1076 \pm 9) \text{ 1/min}$ (siehe Tabelle 4.4):

$$N_{\mu} = (4488 \pm 57) \text{ 1/min} \tag{4.7}$$

Mit der nun bestimmten Myonrate kann auf das Einzelrauschen der Detektoren

²Anmerkung nach der Korrektur: Die Fehlerbetrachtung ist nicht ganz vollständig. Genau genommen wurden nur Myonen betrachtet, die den Mittelpunkt der Apparatur durchfliegen, was sicherlich nicht gerechtfertigt ist.

zurückgerechnet werden. Es gilt mit den Gleichungen 4.1 und 4.2:

$$N_{R,993} = N_{993} - N_{\mu} \cdot \epsilon_{993} \quad \text{bzw.}$$

$$N_{R,994} = N_{994} - N_{\mu} \cdot \epsilon_{994}$$

Nach Einsetzen aller Zahlenwerte ergeben sich mit Fehlern aus der Fehlerfortpflanzung folgt:

$$N_{R,993} = (5891 \pm 145) \text{ } 1/\text{min} \quad (4.8)$$

$$N_{R,994} = (5942 \pm 121) \text{ } 1/\text{min} \quad (4.9)$$

Um diese Werte zu prüfen, wird die NOT-Messung herangezogen, in der das Rauschen der Szintillatoren gemessen wurde. Für diese Raten ergeben sich die Beziehungen

$$N_{N,993} = N_{R,993}(1 - \delta) + N_{\mu} \cdot \epsilon_{993}(1 - \epsilon_{994})$$

$$N_{N,994} = N_{R,994}(1 - \delta) + N_{\mu} \cdot \epsilon_{994}(1 - \epsilon_{993})$$

Hierin ist $\delta = P(2)$ die Wahrscheinlichkeit für zwei zufällige Koinzidenzen, die zuvor als vernachlässigbar erkannt wurde. Daraus folgen mit Gleichungen 4.3 und 4.4:

$$N_{N,993} = N_{R,993} + (N_{993} - N_{R,993})(1 - \epsilon_{994})$$

$$N_{N,994} = N_{R,994} + (N_{994} - N_{R,994})(1 - \epsilon_{993})$$

Diese Gleichungen kann man nun nach den jeweiligen Rauschraten umstellen:

$$N_{R,993} = \frac{N_{N,993} - N_{993} + N_{993}\epsilon_{994}}{\epsilon_{994}} \quad (4.10)$$

$$N_{R,994} = \frac{N_{N,994} - N_{994} + N_{994}\epsilon_{993}}{\epsilon_{993}} \quad (4.11)$$

4. Messungen und Ergebnisse

Setzt man nun die gemessenen Werte ein, so ergeben sich die Rauschraten

$$N_{R,993} = (-4028 \pm 275) \text{ 1/min}$$

$$N_{R,994} = (381 \pm 70) \text{ 1/min}$$

Die Erklärung für diese Werte wurde im Abschnitt über die NOT-Messungen schon angedeutet. Der Grund für die zu kleinen Rauschraten ist eine zu kleine gemessene NOT-Rate. Diese resultiert wahrscheinlich aus den Gegebenheiten der Elektronik, die wegen der 10fachen Totzeit, im Vergleich zur Messung ohne die Invertierung, kurz aufeinanderfolgende Rauschtreffer nicht registriert.

Eine Möglichkeit, die gemessenen NOT-Raten zu korrigieren liefert die gleichzeitige Messung der wirklichen Koinzidenzrate, die jedoch nur für die Messung mit dem Detektor 993 existiert.

Bei Addition der NOT-Rate und der Koinzidenzrate sollte man eine Rate in der Nähe der gemessenen Einzelrate erhalten. Wie zuvor gesehen, ist dies nicht Fall. Es gibt eine Differenz von (3333 ± 141) Treffern pro Minute.

Wird diese Differenz zu der NOT-Rate addiert, so erhält man für die neue Rauschrate den Wert:

$$N_{R,993}^* = (5230 \pm 256) \text{ 1/min}$$

Dieses Ergebnis entspricht schon etwas mehr dem Ergebnis aus Gleichung 4.8.

5. Diskussion und Ausblick

Im folgenden Abschnitt sollen die aus den Messungen erhaltenen Ergebnisse diskutiert werden. An Stellen, wo dies nötig erscheint, werden Möglichkeiten gegeben, die Messungen und damit die Ergebnisse zu verbessern. In der zweiten Hälfte dieses Abschnitts werden die Prinzipien erläutert, die hinter der Lebensdauermessung und der Messung des g -Faktors des Myons stehen.

5.1. Vormessungen

Das Ergebnis der Rastermessungen 4.1.1 bestätigt die Erwartungen, dass die Effizienz der Szintillatoren sehr davon abhängt, an welcher Stelle ein Teilchen den Szintillator durchquert. Dies ist der ungünstigen Form, bzw. der ungünstigen Stelle für die Ankopplung der PMT geschuldet. Aus den Karten im Anhang A.1 entsteht der Eindruck, dass die PMT nicht völlig gerade an die Szintillatorplatten gekoppelt sind.

Eine andere Erklärung wäre eine schlechte Qualität der reflektierenden Folie, die eventuell schon nach wenigen Reflexionen zu merklichen Verlusten führt.

Diese Probleme ließen sich nur durch Anschaffung besserer Szintillatoren beheben, wobei der zusätzliche Kostenaufwand jedoch nicht gerechtfertigt wäre.

Die erstellten Karten können im Weiteren verwendet werden, um, unter Berücksichtigung der gemessenen Gesamteffizienzen aus Abschnitt 4.1.4, reine Effizienzkarten zu erstellen.

Die Ergebnisse der Kalibrierungsmessungen in den Abschnitten 4.1.2 und 4.1.3 können wahrscheinlich noch verbessert werden. Zwar waren sie befriedigend, um die nötigen Einstellungen zu finden, erwartet wurden jedoch deutlichere Ergebnisse.

Insbesondere in den Messungen zum Finden der PMT-Arbeitspunkte hätte man sich ein deutlicheres Plateau der Zählraten gewünscht. Es besteht aber die Möglichkeit, dass dieses bei besserer Quantifizierung und Unterdrückung des Rauschens (in die-

5. Diskussion und Ausblick

sem Fall das wahre Rauschen; keine Myonen) erreicht werden kann.

Es ist ferner zu empfehlen, die Betriebsspannungen der PMT geringer zu wählen. Dadurch würde das Rauschen reduziert und man würde bessere Ergebnisse für die Verhältnisse aus Signal- und Rauschraten erhalten. Dafür spricht, dass das Ratenverhältnis für den Detektor Nr. 994 am größten ist, während an diesem gerade die niedrigste Betriebsspannung anliegt.

Auf die Ergebnisse der Effizienzmessungen wurde zum Teil bereits in Abschnitt 4.1.4 eingegangen.

Insgesamt sind die Ergebnisse von über 60% für die Szintillatoren Nr. 993 und 995 überraschend gut. Hierfür wurden, unter Berücksichtigung der Ergebnisse der Rastermessungen, Werte unter 50% erwartet. Diese Erwartung wurde jedoch durch den Szintillator Nr. 994 erfüllt.

Wie gesagt, kann dieser Unterschied seinen Grund in der Produktionskette haben. Es kann jedoch nicht nachvollzogen werden, ob diese Abweichung aus einem Fehler der Szintillatorplatte oder des PMTs resultiert.

Mögliche Gründe für eine geringere Effizienz der Szintillatorplatte können Verunreinigungen des Materials sein. Außerdem reagieren Plastiksintillatoren empfindlich auf Erschütterungen, wodurch unbemerkt Mikrorisse entstehen können, die wie Verunreinigungen zu ungewollten Lichtstreuungen im Szintillatormaterial führen.

Der PMT kann durch eine unterdurchschnittliche Quantenausbeute zur Ineffizienz beitragen. Des Weiteren kann die Nahtstelle zwischen PMT und Szintillatorplatte durch Verunreinigungen die Effizienz mindern.

Zu bemerken bleibt hier, dass die geringe Effizienz des Detektors 994 so gut wie keinen Einfluss auf die Ergebnisse der anderen Effizienzen hat. Myonsignale, die auf Grund der niedrigen Effizienz verloren gehen, zählen durch die Forderung der Logik zu keiner der beiden gemessenen Raten, werden also nicht berücksichtigt.

Durch die lange Messzeit und die daraus resultierenden hohen Ereigniszahlen ließen sich die Fehler sehr klein halten.

5.2. Ratenmessungen und Rauschabschätzung

Die Beschädigung eines der Detektoren machte eine Umstellung des Messprogramms nötig. Die vorgesehenen Messungen zur Lebensdauer konnten nicht mehr realisiert werden. Daher wurde besonderes Augenmerk auf die Quantifizierung des Rauschens

gelegt.

Die Messung zur Untersuchung des Lichteinflusses liefert ein zunächst zufriedenstellendes Ergebnis. Obwohl die Umgebungshelligkeit für jeden Detektor allein eine erhebliche Rauschquelle darstellt, konnte gezeigt werden, dass der Einfluss dieses Rauschens bei Koinzidenzforderung gut unterdrückt wird. Das Licht liefert also kein zwischen den Detektoren kohärentes Rauschen.

Dennoch sollten andere Einflüsse, die insbesondere mit Leuchtstoffröhren interessant sind, in weiteren Messungen untersucht werden. Als solche möglichen Einflüsse sind elektromagnetische Wellen, insbesondere der hochfrequente Anteil zu nennen. Dieser kann beispielsweise in Mobiltelefonen, Netzgeräten oder Startern von Leuchtstoffröhren erzeugt werden. Die Messapparaturen müssten zur Messung dieser Einflüsse entsprechend abgeschirmt werden können.

Die NOT-Messungen sollten das Rauschen der einzelnen Detektoren besser quantifizieren. Leider konnte dies durch die gewählte Elektronik jedoch nicht geleistet werden. Wegen der durch die Elektronik veränderten Signale ging vermutlich ein Großteil der Rauschsignale verloren ohne registriert zu werden, was zu unplausiblen Raten führte.

Ohnehin lässt sich empfehlen, diese Messungen zu wiederholen, sobald ein weiterer Szintillator wieder verfügbar ist.

Die letztendlich gemessene Rate erscheint mit $N_\mu = (4488 \pm 57) \text{ 1/min}$ zu hoch. Laut einer Aussage im Grundlagenteil 2.2.2 würde man für die durchschnittliche Myonrate auf Meereshöhe auf der Fläche der Szintillatoren einen Wert von 2500 1/min erwarten. Es besteht allerdings die Vermutung, dass die Sensitivität der Szintillatoren für Teilchen kleiner Energien relativ hoch ist, sodass die umgebende Strahlung Einfluss auf die Ratenmessung nahm. Dennoch ist die Aussagefähigkeit dieses Ergebnisses nicht sehr groß, da die beeinflussenden Faktoren anscheinend noch nicht genügend untersucht sind.

Eine Möglichkeit, dies zu tun, ist ein Pulshöhenspektrum verschiedener Signale aufzunehmen. So könnten mehrere radioaktive Proben als Eichquellen dienen, woraus man Rückschlüsse auf die Sensitivität in bestimmten Energiebereichen ziehen könnte.

5.3. Lebensdauermessung

Ein wesentlicher Bestandteil des Experimentes zur Messung des Landé-Faktors kosmischer Myonen ist eine Lebensdauermessung für Myonen. Für diese Messung empfiehlt sich der Einsatz von drei Detektoren.

Um die Wahrscheinlichkeit für das Stoppen von Myonen im Aufbau zu erhöhen, wird eine Absorber-Platte (etwa Aluminium, Kupfer oder Blei) zwischen den unteren und den oberen Detektor gebracht. Verzeichnet man nun eine Koinzidenz in den beiden Detektoren über dem Absorber, ohne ein Signal aus dem unteren Detektor zu erhalten, so ist es wahrscheinlich, dass ein Myon im Absorber gestoppt wurde. Dieses Signal würde dann als Startsignal für eine Zeitmessung dienen. Das nächste Signal, was entweder nur im mittleren oder nur im unteren Detektor registriert wird, wäre wahrscheinlich das Zerfallsteilchen. Dieses Signal ist das Stoppsignal für die Zeitmessung.

Mit nur zwei Szintillatoren gäbe es das Problem, dass das Start- und das Stoppsignal nur schlecht voneinander unterschieden werden könnten. Außerdem ist es nicht sicher, dass ein Myon im Absorber gestoppt wurde, falls der untere Szintillator kein Signal registriert hat, da dieser Szintillator nicht 100% effizient sein kann. Auch das Stoppsignal selbst ist nicht sicher, da man hierbei nur schlecht zwischen von oben einfallenden Myonen und dem Zerfallsteilchen unterscheiden kann.

Die Zeit zwischen dem Startsignal und dem Stoppsignal wird durch einen Time-to-Pulse-Height-Konverter in ein Spannungssignal umgewandelt, dessen Amplitude proportional zur gemessenen Zeitspanne ist. An den Konverter können weitere Elektronikeinheiten oder ein PC angeschlossen werden, um die Daten zu speichern. Bei Auftragung der Messwerte gegen die Zeit sollte sich ein exponentieller Verlauf einstellen, dessen Zerfallskonstante über einen χ^2 -Fit bestimmt werden kann und die in Verbindung mit der mittleren Lebensdauer steht.

5.4. Das Prinzip der $(g - 2)_\mu$ -Messung

Um den Landé-Faktor des Myons zu messen, benötigt man ein möglichst homogenes Magnetfeld, welches den Raum zwischen den Detektoren ausfüllt.

5.4.1. Magnetfeldbetrachtungen

Eine Möglichkeit, ein homogenes Magnetfeld zu erzeugen, ist die Verwendung eines Helmholtz-Spulenpaares. Dies sind zwei Spulen mit Radius R , die im Abstand $d = R$ aufgestellt sind.

Das Magnetfeld eines Helmholtzspulenpaares auf der Verbindungsachse zwischen den beiden Spulenmittelpunkten wird beschrieben durch (siehe [17]):

$$B(x, d) = \frac{\mu_0 \cdot I \cdot R^2}{2} \left[\frac{1}{\left[\left(x + \frac{d}{2} \right)^2 + R^2 \right]^{3/2}} + \frac{1}{\left[\left(x - \frac{d}{2} \right)^2 + R^2 \right]^{3/2}} \right]$$

Dabei sind R der Radius der Spulen, d ihr Abstand voneinander, μ_0 die Permeabilitätskonstante und I die Stromstärke durch die Spulen, x ist der untersuchte Ort auf der Verbindungsachse mit $x = 0$ im Mittelpunkt zwischen den Spulen. In Abbildung 5.1 ist ein Beispielverlauf der Magnetfeldstärke dargestellt. Hierin sind $\mu_0 = 1 \text{ Vs/Am}$ und $I = 1 \text{ A}$ gesetzt. Der Spulenradius ist als $R = 0,5 \text{ m}$ und der Abstand als $d = 0,7 \text{ m}$ gewählt. Diese Werte ergeben sich aus den äußeren Umständen des Aufbaus. Der Radius ist so groß gewählt, dass die Spulen noch alle drei Szintillatoren und die Absorberplatte umschließen können, aber so klein gehalten, dass der elektrische Widerstand des Spulendrahtes klein genug ist, um bei Stromstärken von einigen Ampère auf eine externe Kühlung verzichten zu können. Der Abstand ist gleich der Breite des Aufbaus.

Es ist zu sehen, dass die Homogenität des Magnetfeldes zwischen den Spulen unter dem größeren Abstand der Spulen zueinander leidet. In Abbildung 5.2 ist der relative Fehler

$$k(d) = \frac{B\left(\frac{d}{2}, d\right) - B(0, d)}{B\left(\frac{d}{2}, d\right)}$$

der Feldstärke im Mittelpunkt des Spulenpaares verglichen mit der Feldstärke im Mittelpunkt einer der Spulen (mit Werten wie zuvor bis auf den Abstand) dargestellt.

5.4.2. Spinpräzession

Fliegt ein geladenes Teilchen durch ein homogenes Magnetfeld der Feldstärke B , so wirkt ein Drehmoment auf das magnetische Moment des Teilchens und damit auf seinen Spin (siehe Gleichung 2.8). Der Spin eines solchen ruhenden Teilchens

5. Diskussion und Ausblick

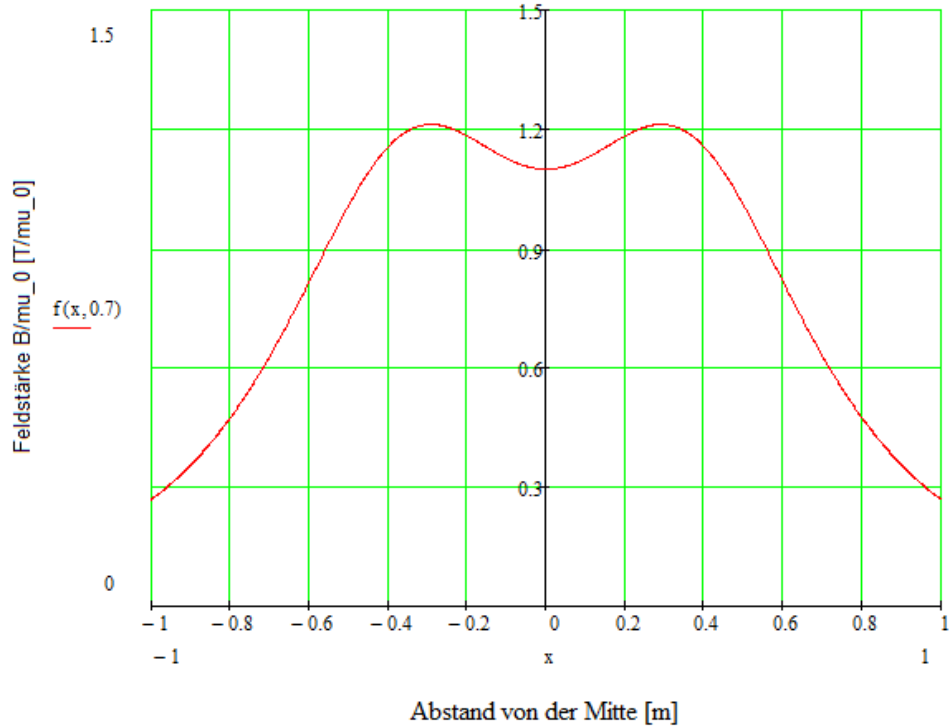


Abb. 5.1.: Verlauf der Feldstärke eines Helmholtzspulenpaares auf der Verbindungsachse der Spulenmittelpunkte. Der Mittelpunkt der Anordnung befindet sich im Koordinatenursprung.

präzediert daraufhin um die Feldlinienrichtung mit der LARMOR¹-Frequenz:

$$\omega_L = g \frac{\mu_{mag}}{\hbar} B$$

Darin sind g der Landé-Faktor des Teilchens, B die Magnetfeldstärke und $\mu_{mag} = \frac{q\hbar}{2m}$ das Magneton mit der Ladung q und der Masse m des Teilchens. Für das Myon gilt $q = -e$ und $m_\mu = 105,7 \text{ MeV}/c^2$.

Der Landé-Faktor kann also indirekt über die Larmor-Frequenz gemessen werden und es gilt:

$$g = \frac{\omega_L \hbar}{\mu_{mag, \mu} B}$$

¹Joseph Larmor: 1857-1942; irischer theoretischer Physiker

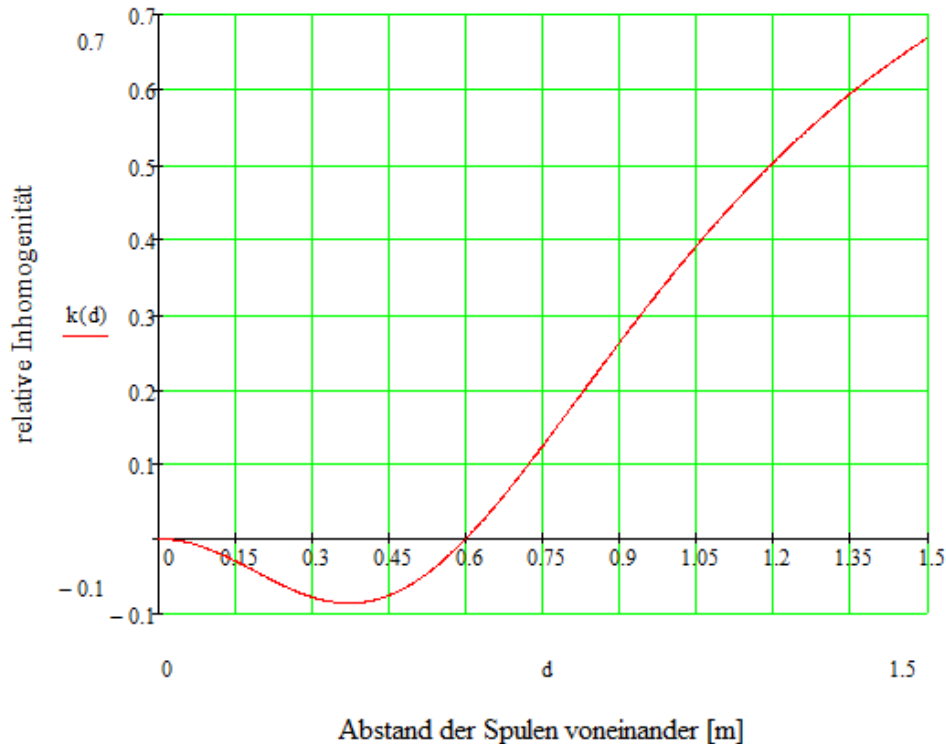


Abb. 5.2.: Abweichung der Feldstärke im Mittelpunkt zwischen den Spulen relativ zur Feldstärke im Mittelpunkte einer der Spulen. Einige für den Aufbau interessante Werte sind: $k(0,7 \text{ m}) \approx 0,0808$, $k(0,75 \text{ m}) \approx 0,1253$, $k(0,8 \text{ m}) \approx 0,1711$

Konsequenz für das Ergebnis der Lebensdauermessung mit Magnetfeld

Die Spinpräzession hat Folgen für das Ergebnis einer Lebensdauermessung, bei der ein äußeres Magnetfeld angelegt ist.

Wird ein Myon im Absorber gestoppt, so präzediert der Spin, wie oben beschrieben. Damit zeigt der Spin, je nach dem, wieviel Zeit seit dem Eintritt in den Aufbau vergangen ist, periodisch in verschiedene Richtungen. Da die Zerfallselektronen bevorzugt entgegen (bzw. Positronen mit) der Spinrichtung des Myons emittiert werden, stellt sich eine periodische Verteilung der Flugrichtungen dieser Zerfallsteilchen ein. Die detektierten Raten variieren somit auch periodisch mit der Zeit. So kann es zum Beispiel sein, dass die Zerfallsteilchen zu bestimmten Zeitpunkten nicht detektiert werden, da sie horizontal aus dem Aufbau heraus fliegen. Claude Amsler hat das Ergebnis solch einer Messung in seiner Arbeit dargestellt (siehe Abbildung 5.3) [16]. Subtrahiert man, nach entsprechender Normierung der Raten, die Lebensdauer-

5. Diskussion und Ausblick

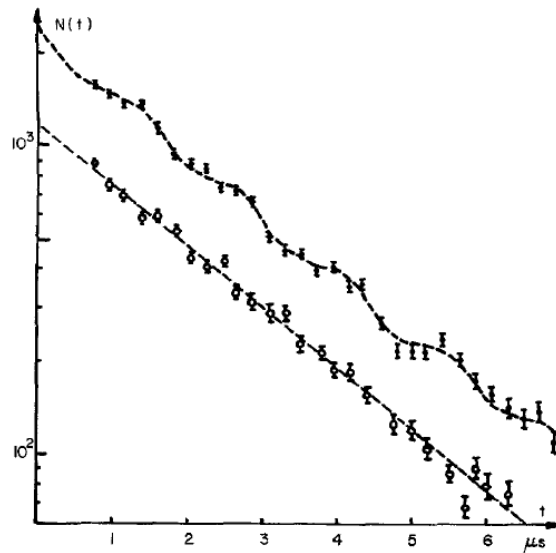


Abb. 5.3.: Ergebnis der Messung von Claude Amsler. Die obere Verteilung wurde in einer Lebensdauerermessung mit eingeschaltetem Magnetfeld einer Stärke von $55 \cdot 10^{-4}$ T gewonnen. Die untere Verteilung ist die einer Lebensdauerermessung ohne Magnetfeld.

ermessung ohne Magnetfeld von der Messung mit Magnetfeld, so erhält man eine Schwingung mit Frequenz ω_L .

6. Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Bachelor-Arbeit sollte ein Experiment zur Messung des anomalen magnetischen Momentes des Myons in der kosmischen Strahlung entwickelt werden. Dieses soll Bestandteil des Fortgeschrittenen-Praktikums werden, sodass Studierende an diesem Versuch selbst arbeiten und lernen können.

Die Fertigstellung dieser Entwicklung konnte in dieser Abschlussarbeit leider noch nicht geleistet werden. Dennoch wurden wichtige Schritte hin zu diesem Ziel getan. Der Nachweis von Myonen und die letztendliche Messung des anomalen magnetischen Momentes geschehen in diesem Experiment über drei Plastikszintillatoren. Es wurde ein Aufbau erarbeitet, der verschiedene Anordnungen der benutzten Szintillatoren und einfache Wechsel dieser Anordnungen ermöglicht.

Die Karten der detektierten Signalraten in Abhängigkeit des Ortes auf den Szintillatorplatten konnte zum besseren Verständnis des Verhaltens der Szintillatoren beitragen. Durch die Messungen zur Kalibrierung der Apparaturen konnten die richtigen Einstellungen der Betriebsspannungen für jeden der Photomultiplier gefunden werden. Außerdem konnten die Schwellenspannungen optimal bestimmt werden, so dass die Anzahl der ungewollt registrierten Rauschsignale im Vergleich mit der Anzahl der Nutzsignale minimiert wurde.

Die Effizienzmessungen machten auf eine Abweichung des Verhaltens eines der Szintillatoren vom Verhalten der beiden anderen Szintillatoren aufmerksam. Dieser zeigte beim Nachweis von Teilchen eine deutlich geringere Effizienz, die auf einen möglichen Produktionsfehler hinweisen kann.

Leider musste die experimentelle Arbeit einen Rückschlag hinnehmen, als einer Detektoren wegen einer Beschädigung ausfiel. Davon ausgehend waren die vorgesehenen Lebensdauermessungen nicht mehr möglich, sodass sich die weitere Arbeit mit einer Ratenmessung und der dazugehörigen Rauschabschätzung befasste.

In diesen Messungen konnte gezeigt werden, dass die Umgebungshelligkeit zwar einen starken Einfluss auf einzelne Szintillatoren hat. Dieser Einfluss verschwindet jedoch, sobald die Szintillatorsignale über ein logisches UND verknüpft werden.

6. Zusammenfassung

Die Rauschraten konnten für beide noch vorhandenen Detektoren quantifiziert werden. Insbesondere konnte gezeigt werden, dass der Rauschanteil in einer Koinzidenzmessung (wenn beide Szintillatorsignale über ein logisches UND verknüpft sind) vernachlässigbar klein ist, sodass Rückschlüsse auf die Myonrate gezogen werden konnten. Leider stellte sich diese Rate trotzdem als zu hoch heraus, was den Schluss nahe legt, dass noch nicht alle Faktoren der Ratenmessungen vollständig verstanden sind. Insbesondere kann ein Faktor darin liegen, dass nur zwei Detektoren und nicht, wie vorgesehen, drei Detektoren für diese Messungen verfügbar waren.

Die Grundlagen für die als nächstes folgenden Lebensdauermessungen konnten mit Hilfe der durchgeführten Messungen schon gelegt werden.

A. Anhang

A.1. Effizienzkarten

A.2. Messwerte

**A.3. Datenblätter der Szintillatoren und der
Photomultiplier.**

Betriebsspannung [V]	Rate des Det. 993	Rate des Det. 994	Rate des Det.995
800	452	645	356
825	793	805	623
850	1018	993	914
875	1232	1441	1114
900	2101	2054	1516
925	4053	3192	3440
950	7854	4612	4899
975	16145	6246	7278
1000	27452	9046	10265
1025	52054	11849	13857
1050	107494	16214	21535

Tab. A.1.: Messwerte der registrierten Raten (jeweils pro 30 Sek.) der PMT ohne Quelle (nur Rauschen)

Betriebsspannung [V]	Rate des Det. 993	Rate des Det. 994	Rate des Det.995
800	62316	63263	50482
825	81002	82788	81947
850	92368	96101	84035
875	101173	105781	97459
900	107106	111854	105698
925	112816	117112	108149
950	119487	121804	117214
975	130658	126526	121103
1000	144521	130882	124171
1025	179053	139633	131693
1050	245081	149139	139055

Tab. A.2.: Messwerte der registrierten Raten (jeweils pro 30 Sek.) der PMT mit Quelle (Rauschen und Signal)

A.3. Datenblätter der Szintillatoren und der Photomultiplier.

Betriebsspannung [V]	Rate des Det. 993	Rate des Det. 994	Rate des Det.995
800	61864 ± 2077	62618 ± 2102	50126 ± 1685
825	80209 ± 2688	81983 ± 2748	81324 ± 2725
850	91350 ± 3060	95108 ± 3185	83121 ± 2785
875	99941 ± 3346	104340 ± 3493	96345 ± 3226
900	105005 ± 3516	109800 ± 3675	104182 ± 3488
925	108763 ± 3643	113920 ± 3814	104709 ± 3507
950	111633 ± 3746	117192 ± 3924	112315 ± 3762
975	114513 ± 3871	120280 ± 4030	113825 ± 3817
1000	117069 ± 4026	121836 ± 4088	113906 ± 3828
1025	126999 ± 4594	127784 ± 4294	117836 ± 3971
1050	137587 ± 5841	132925 ± 4480	117520 ± 3999

Tab. A.3.: Errechnete reine Signalraten (je über 30 Sek.)

Schwellenspannung [mV]	Rate der Rauschsignale	Rate mit Quelle
30	123739	138820
60	23998	55015
80	15694	44195
100	9277	30161
120	6139	21461
140	4063	13569
160	2463	7681
180	2077	6370
200	1696	1557

Tab. A.4.: Messwerte zur Bestimmung der optimalen Schwellenspannung für den Detektor Nr. 993.

Schwellenspannung [mV]	Rate der Rauschsignale	Rate mit Quelle
30	18372	57628
60	10796	39996
80	6029	23736
100	3901	14949
120	2385	8344
140	1662	4391
160	1400	2520
180	1153	1711
200	1080	1554

Tab. A.5.: Messwerte zur Bestimmung der optimalen Schwellenspannung für den Detektor Nr. 994.

Schwellenspannung [mV]	Rate der Rauschsignale	Rate mit Quelle
30	103132	137213
60	17443	53383
80	12627	43849
100	9299	33418
120	6786	25712
140	5058	19302
160	3667	13421
180	2857	9481
200	2249	7088

Tab. A.6.: Messwerte zur Bestimmung der optimalen Schwellenspannung für den Detektor Nr. 995.

A.3. Datenblätter der Szintillatoren und der Photomultiplier.

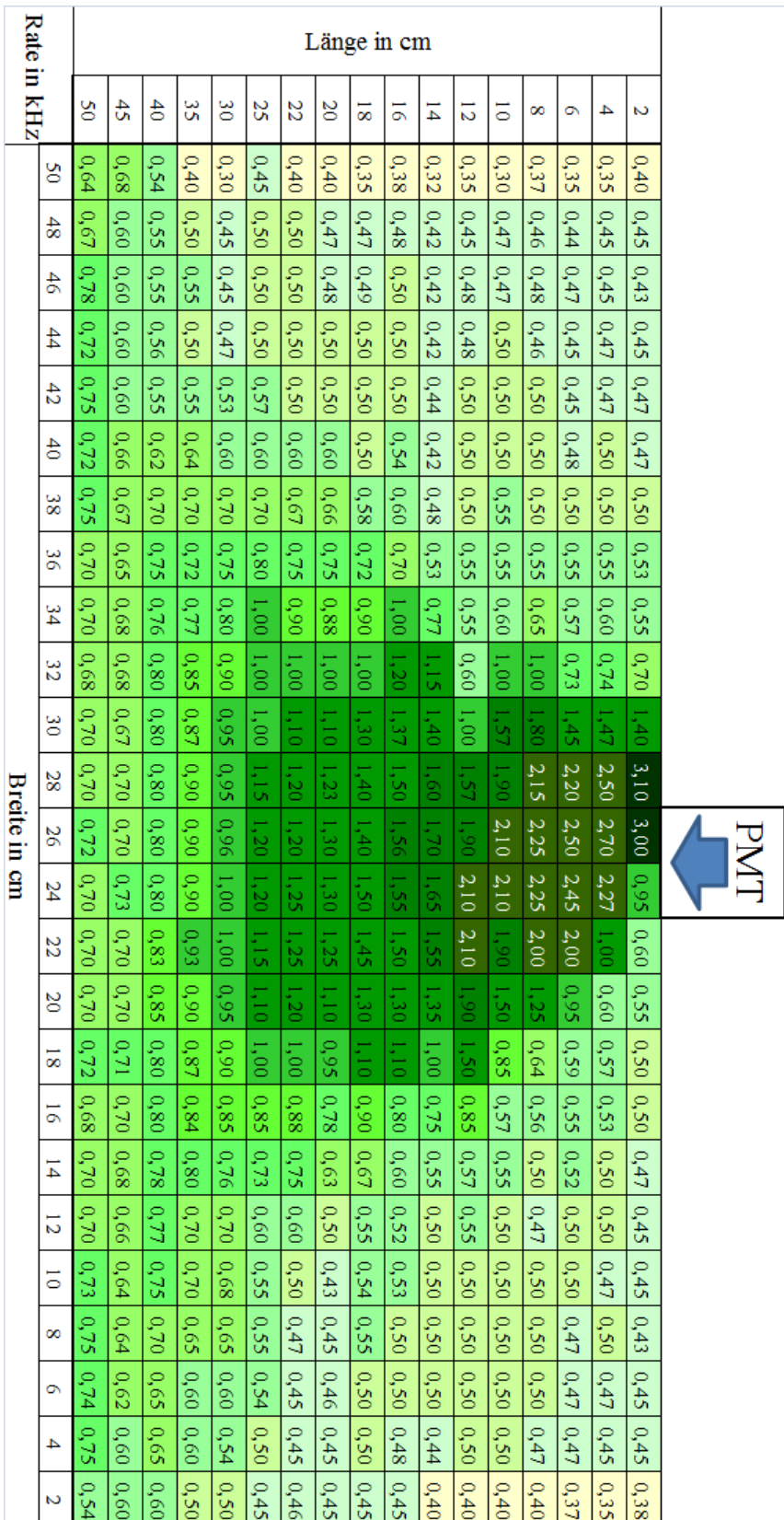


Abb. A.1.: Effizienzkarte des Szintillators Nr. 993

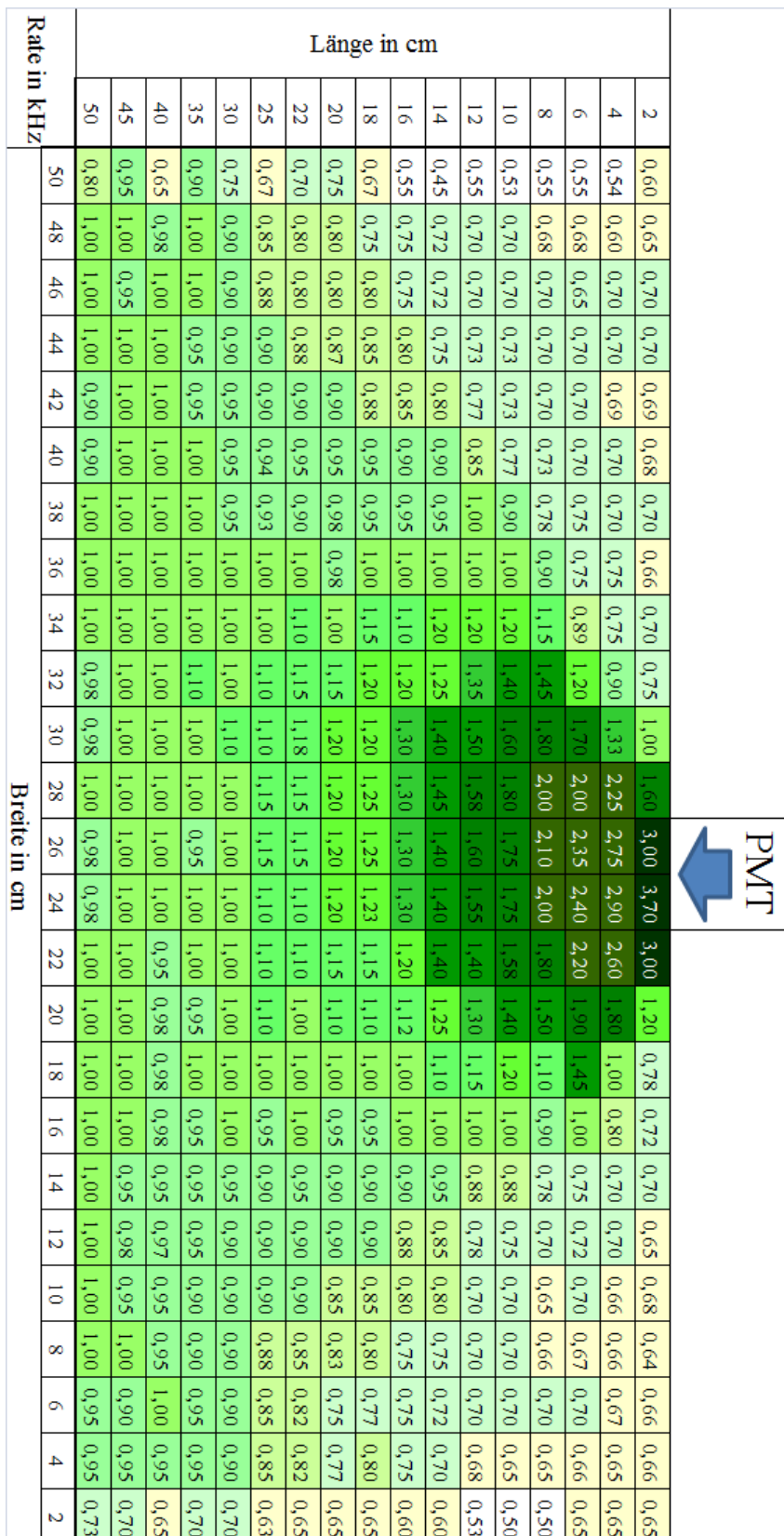


Abb. A.2.: Effizienzkarte des Szintillators Nr. 994

A.3. Datenblätter der Szintillatoren und der Photomultiplier.

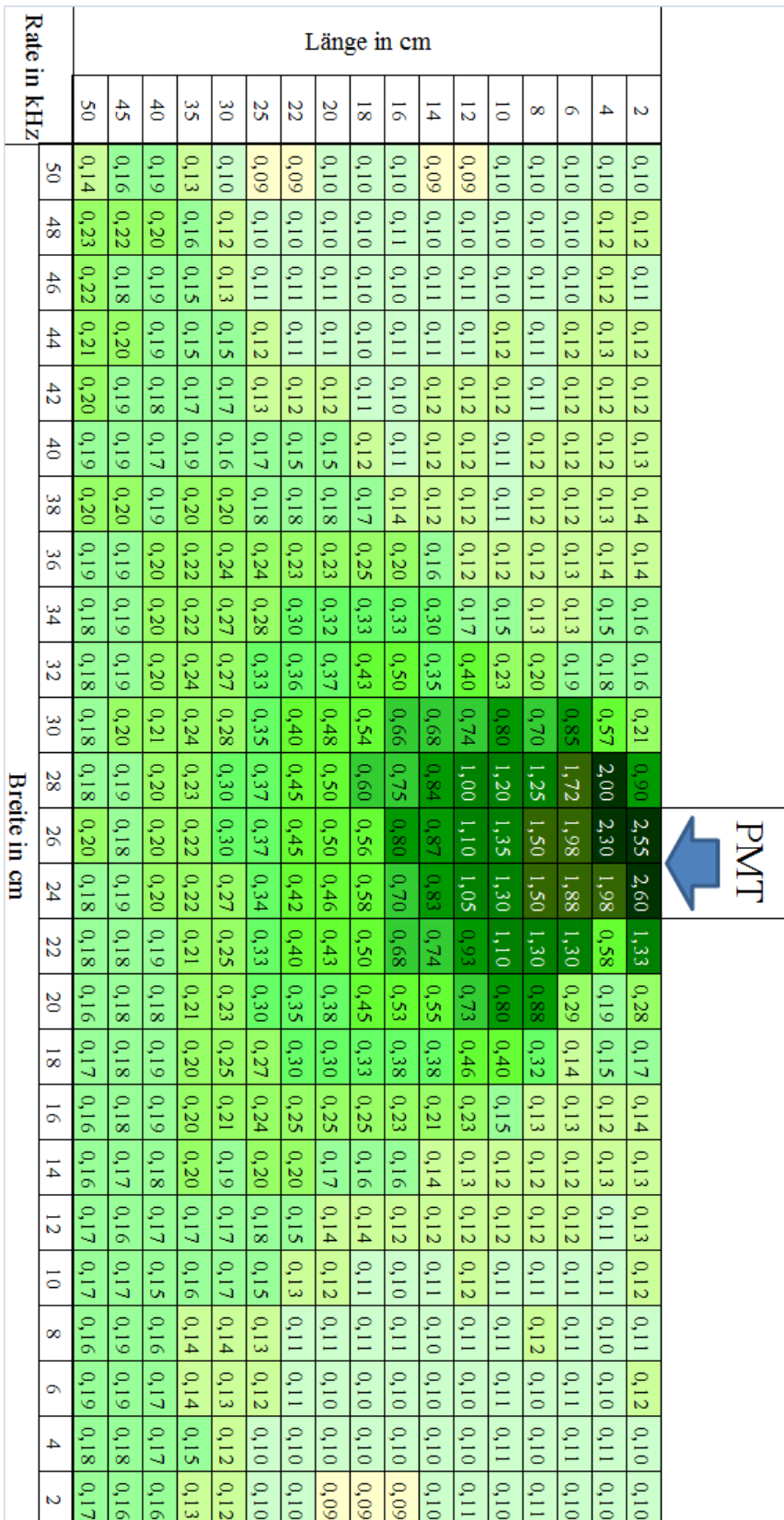


Abb. A.3.: Effizienzkarte des Szintillators Nr. 995

Literaturverzeichnis

- [1] G. Bennett, *Muon ($g-2$): Results from the 2001 data run*, Physical Review Letters **92**, 161802 (2004)
- [2] K. Nakamura, *Review of Particle Physics*, J. Phys. G 37 (January 2010)
- [3] C. Grupen, *Astroteilchenphysik: Das Universum im Licht der kosmischen Strahlung*, Vieweg (September 2000)
- [4] C. Grupen, *Kosmische Strahlung*, Physik in unserer Zeit **16 Nr. 3**, 69 (1985)
- [5] T. Frodesen, Skjeggstad, *Probability and statistic in particle physics*, Bergen (1979)
- [6] T. D. Lee, C. N. Yang, *Question of Parity Conservation in Weak Interactions*, Physical Review **104**, 254 (1956)
- [7] C. S. Wu, *Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay*, Physical Review **105**, 1413 (1957)
- [8] M. Goldhaber, *Helicity of Neutrinos*, Physical Review **109**, 1015 (1957)
- [9] W. Demtröder, *Experimentalphysik 3: Atome, Moleküle und Festkörper*, Springer-Verlag (2010)
- [10] B. Povh, *Teilchen und Kerne*, Springer-Verlag (2001)
- [11] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag (1994)
- [12] C. Grupen, *Teilchendetektoren*, BI Wissenschaftsverlag (1993)
- [13] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner (2005)
- [14] H. Bethe, *Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie*, Annalen der Physik **397 Nr. 3**, 325 (1930)

Literaturverzeichnis

- [15] A. Einstein, *Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt*, Annalen der Physik **322** Nr. 6, 132 (1905)
- [16] C. Amsler, *The Determination of the Muon Magnetic Moment from Cosmic Rays*, American Journal of Physics **42**, 1067 (1974)
- [17] C. Gerthsen, D. Meschede, *Gerthsen Physik/Dieter Meschede, 24. überarb. Aufl.*, Springer-Verlag (2010)

Danksagung

*Nun danket alle Gott mit Herzen, Mund und Händen,
der große Dinge tut an uns und allen Enden,
der uns von Mutterleib und Kindesbeinen an
unzählig viel zugut und noch jetzt Gut's getan.*

Hier möchte ich all jenen danken, die mich bei der Anfertigung dieser Arbeit unterstützt haben.

Der erste Dank ist mit dem Liedvers nach Martin Rinckart schon an Gott vergeben, der immer wieder, in kleinen Teilen, Einblick in seine gewaltige und zugleich wunderbare Schöpfung gewährt.

Der zweite Dank geht an die vielen Mitarbeiter des II. Physikalischen Instituts in Göttingen, insbesondere an Prof. Dr. Arnulf Quadt für die Bereitstellung des Themas, außerdem an meinem Betreuer, Matthias George, für viele Hilfestellungen in Rat und Tat, sowie für die verlässliche Korrektur des Skripts, auch unter Zeitdruck; und an Kevin Kröninger, für viel Geduld bei der Erklärung der manchmal komplizierten Sachverhalte.

Mein Dank gilt auch Volker Ebrecht und Daniel Jürgens, die in Elektronikfragen oft eine Antwort wussten, sowie Michael Uhrmacher für die Betreuung der Messungen mit der radioaktiven Quelle.

Stellvertretend für die Mechanikwerkstatt sei Klaus Arndt und Uwe Ronsöhr für die Umsetzung des Aufbaus gedankt.

Außerdem geht herzlicher Dank an Bernd Koberstein und Kollegen, insbesondere Klaus-Peter Hugo und Peter Langhammer für ihrer aller heißen Draht.

Besonderer Dank gilt meinen Eltern, Stefanie und Klaus-Peter Hugo, für ihre stetige Unterstützung in allen Lagen.

Erklärung nach §13(8) der Prüfungsordnung für den Bachelor-Studiengang Physik und den Master-Studiengang Physik an der Universität Göttingen:

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Abschlussarbeit selbständig verfasst habe, keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe und alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten Schriften entnommen wurden, als solche kenntlich gemacht habe.

Darüberhinaus erkläre ich, dass diese Abschlussarbeit nicht, auch nicht auszugsweise, im Rahmen einer nichtbestanden Prüfung an dieser oder einer anderen Hochschule eingereicht wurde.

Göttingen, den 28. März 2012

(Pascal Hugo)