

## **Bachelorarbeit**

# **Kalibration eines Photomultipliers für den Nachweis kosmischer Myonen mittels des Cherenkov-Effekts**

# **Calibration of a photomultiplier tube for the detection of cosmic myons using the Cherenkov-Effect**

angefertigt am II. Physikalisches Institut  
von Hans Weger aus Göttingen

**Bearbeitungszeit:** 10. Juni 2009 bis 2. September 2009

**Betreuer:** Dr. Kevin Kröniger

**Erstgutachter:** Prof. Dr. Arnulf Quadt

**Zweitgutachter:** Prof. Dr. Ariane Frey

**Externer Gutachter:** Prof. Dr. Günter Quast

**Identifikationsnummer:** II.Phys-UniGö-Bach-2009/08



# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Kosmische Myonen im Kontext des Standardmodells der Elementarteilchenphysik</b>	<b>3</b>
2.1. Das Standardmodell der Teilchenphysik . . . . .	3
2.2. Kosmische Strahlung und Myonen . . . . .	5
<b>3. Nachweis von Myonen und Cherenkov-Effekt</b>	<b>9</b>
3.1. Historischer Hintergrund . . . . .	9
3.2. Cherenkov-Effekt . . . . .	10
3.3. Spektrum des Cherenkov-Lichts . . . . .	11
3.4. Nachweis von Photonen mit dem PMT . . . . .	12
3.4.1. Der Photomultiplier . . . . .	13
3.4.2. Spektrum der kosmischen Myonen und der Empfindlichkeit des Photomultipliers . . . . .	14
<b>4. Die Kamiokanne</b>	<b>19</b>
4.1. Aufbau . . . . .	19
4.2. Durchführung . . . . .	21
4.2.1. Einstellung der Parameter . . . . .	21
4.2.2. Kalibration . . . . .	22
4.2.3. Messung von Myonraten . . . . .	23
<b>5. Auswertung</b>	<b>25</b>
5.1. Messungen mit der LED . . . . .	25
5.1.1. Messungen ohne Elektronik . . . . .	25
5.1.2. Messungen mit Elektronik . . . . .	30
5.2. Messungen mit Wasser . . . . .	36
5.3. Messungen mit VM2000-Folie . . . . .	37

<b>6. Schlussfolgerungen</b>	<b>41</b>
<b>A. Anhang</b>	<b>43</b>

# 1. Einleitung

Die von Albert Einstein vorhergesagte Zeitdilatation wurde das erste Mal durch den Nachweis kosmischer Myonen auf der Erdoberfläche experimentell bewiesen. Das Super-Kamiokande-Experiment in Japan weist mit Hilfe von Cherenkov-Zählern unter anderem Myonen in einem riesigen, unterirdischen Wassertank nach. Einige Arbeitsgruppen in Deutschland bauen und experimentieren zur Zeit mit einem Miniaturnachbau des Super-Kamiokande-Versuchs, der Kamiokanne.

Dabei weisen sie mit einer mit Wasser gefüllten Thermoskanne, einem Photomultiplier und mittels des Cherenkov-Effekts kosmische Myonen auf der Erde nach. Diese Kleinbauweise ist daher so interessant, da das Experiment sowohl für Praktika in der Universität als auch als Versuch in der Schule geeignet ist. Besonders dort sind physikalische Themen, die jünger als 100 Jahre sind, selten im Unterricht zu finden. Ein Grund ist die Tatsache, dass für moderne Physik anschauliche Versuche nicht vorhanden oder zu groß und zu teuer sind. Auf die kosmische Strahlung und die Myonproduktion gehe ich im zweiten Kapitel ein.

Der Versuch beruht auf dem Prinzip, dass Ladungen Strahlung emittieren, sobald sie sich in einem Medium schneller als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium bewegen. Fliegen Myonen durch das Wasser der Kanne, erzeugen sie wie in Kapitel 3 beschrieben, einen schwachen Lichtblitz, Cherenkov-Licht genannt. Das wiederum wird vom Photomultiplier (abgekürzt PMT von **Photomultiplier Tube**) in ein elektrisches Signal umgewandelt. Dieses Signal wird dann entweder am Oszilloskop direkt ausgewertet oder von einer Elektronik digitalisiert und anschließend ausgewertet. Die Verbesserung der Elektronik ist das Thema einer weiteren Bachelor-Arbeit<sup>1</sup>.

In meiner Arbeit geht es um Kalibration des verwendeten Photomultipliers. Insbesondere soll ein Verständnis der Schwelle, der Linearität und des Frequenzver-

---

<sup>1</sup>s. Tristan Koppe, **Verbesserung der elektronischen Auslese von Photoelektronenvervielfachern für den Bachelorpraktikumsversuch E4 (Kamiokanne)**, (Bachelorarbeit, II.Physik-UniGö-Bach-2009/01, Göttingen, 2009)

## 1. Einleitung

haltens gewonnen und der Rauschbereich bestimmt werden. Dazu wurde der PMT mit Hilfe von LEDs verschiedener Wellenlängen kalibriert. Ziel ist es, die einzelnen Komponenten optimal aufeinander abzustimmen und so möglichst viele Signale bei minimalem Rauschen zu erhalten. Da die Elektronik über eine Schwelle verfügt, die festlegt, ab wann ein Signal weiterverarbeitet wird, war es sehr wichtig festzustellen, welche Signalhöhen aus dem PMT mit welcher Schwelle herausgefiltert werden. Die erarbeiteten Messschritte werden zur Zeit zu einem Vorversuch des eigentlichen Kamiokanne-Versuchs zusammengefasst. Den Studierenden sollen damit die verwendeten Komponenten näher gebracht werden. Die Beschreibungen der einzelnen Messungen stehen in Kapitel 4.

Im fünften Kapitel gehe ich auf die einzelnen Auswertungen der Messungen ein. Dabei werden auch die Ergebnisse der Messungen mit Wasser präsentiert, bei denen Pulse ausgelöst durch Myonen registriert werden. Mit einem einfachen Handgriff lässt sich die Anzahl der detektierten Myonen erhöhen: Eine Kanne wurde innen mit VM2000-Folie verkleidet. Diese Folie ist im sichtbaren Bereich hochreflektierend. Zusätzlich fungiert sie als Wellenlängenschieber. UV-Licht wird in den sichtbaren Bereich verschoben, der vom PMT effizienter detektiert werden kann.

# 2. Kosmische Myonen im Kontext des Standardmodells der Elementarteilchenphysik

## 2.1. Das Standardmodell der Teilchenphysik

Mit dem Standardmodell der Teilchenphysik können die Eigenschaften der bisher bekannten Elementarteilchen und deren Wechselwirkungen beschrieben werden. Dazu werden die Teilchen in zwei Gruppen aufgeteilt. Die eine Gruppe bilden die *Fermionen* mit halbzahligem Spin, die andere Gruppe beinhaltet die *Bosonen* mit ganzzahligem Spin.

### **Bosonen**

Die Bosonen sind die Austauschteilchen der vier fundamentalen Wechselwirkungen. Das sind die starke, die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung sowie die Gravitation. Das Austauschteilchen der starken Wechselwirkung ist das masselose *Gluon*. Sie hat eine Reichweite von ungefähr  $2.5 \cdot 10^{-15}$  m und reicht damit 2500 mal weiter als die schwache Wechselwirkung. Die aus der Wechselwirkung mit den  $Z^0$ - (91 GeV/c) und  $W^\pm$ - (81 GeV/c) *Bosonen* resultierenden Kräfte sind  $10^{-13}$ -mal so stark, wie die Kräfte, die aus der starken Wechselwirkung resultieren. Die elektromagnetische Kraft wird über das ebenfalls masselose *Photon* übertragen. Die Wechselwirkung ist 100 mal schwächer als die starke, reicht aber unendlich weit. Die Existenz eines Austauschteilchens der Gravitation ist bisher nicht nachgewiesen. Daher wird in der Folge auf eine Beschreibung der Gravitation verzichtet. Eine Auflistung der wichtigsten Eigenschaften der Wechselwirkungen ist in Tabelle 2.1 zu sehen.

## 2. Kosmische Myonen im Kontext des Standardmodells der Elementarteilchenphysik

Tab. 2.1.: Übersicht über die Wechselwirkungen und ihre Eigenschaften, die Massen in Klammern sind in  $[\text{GeV}/c^2]$  angegeben [1]

Wechselwirkung	Austauschteilchen	Reichweite	relative Stärke
starke WW	Gluon (0)	$g$	$2.5 \cdot 10^{-15} \text{ m}$
elektromagn. WW	Photon (0)	$\gamma$	$\infty$
schwache WW	Bosonen (91,81)	$Z^0, W^\pm$	$10^{-18} \text{ m}$

### Fermionen

Die Fermionen unterscheidet man in solche, die Farbladung tragen, Quarks, und solche, die das nicht tun, Leptonen. Beide ordnet man darüberhinaus in der Regel in drei Generationen. In einer Generation werden die Teilchen nach dem schwachen Isospin geordnet. Neutrinos ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ) und Quarks mit Ladung  $2/3e$  (u,c,t) besitzen einen positiven Isospin, negativ geladene Leptonen ( $e, \mu, \tau$ ) und Quarks mit Ladung  $-1/3e$  (d,s,b) besitzen einen negativen Isospin. Dabei gibt es in jeder Generation von den Eigenschaften her sich entsprechende Teilchen mit zunehmender Masse.

Tab. 2.2.: Übersicht über die bekannten Fermionen, die Massen sind in  $[\text{MeV}/c^2]$  angegeben, die Ladungen in Einheiten der Elementarladung [2]

	1. Generation	2. Generation	3. Generation	Ladung	
<b>Quarks</b>	Up (1,5)	u Charm (1300)	c Top (171000)	t	2/3
<b>(Masse)</b>	Down (4)	d Strange (105)	s Bottom (4200)	b	-1/3
<b>Leptonen</b>	Elektron (0,511)	e Myon (105,7)	$\mu$ Tau (1777)	$\tau$	1
<b>(Masse)</b>	Elektronneutrino ( $< 2 \cdot 10^{-6}$ )	$\nu_e$ Myonneutrino ( $< 0,17$ )	$\nu_\mu$ Tauneutrino ( $< 15,5$ )	$\nu_\tau$	0

Wichtig zu beachten ist, dass nicht jedes Teilchen mit jeder Wechselwirkung koppelt. Einzig die Quarks unterliegen allen Kräften. Um mit der elektromagnetischen Kraft zu koppeln, müssen die Teilchen eine Ladung tragen. Neutrinos unterliegen der schwachen Kraft und der Gravitation, die übrigen Leptonen noch zusätzlich der elektromagnetischen Kraft.

Zu den oben aufgezählten Elementarteilchen gehören jeweils die Antiteilchen. Sie tragen die umgekehrte Ladung, haben aber ansonsten die gleichen Eigenschaften.



## 2.2. Kosmische Strahlung und Myonen

### Myonproduktion

Wie so oft waren einfache Beobachtungen der Auslöser, weitreichende Experimente zu veranlassen. Physiker bemerkten, dass sich geladene Elektrometer<sup>1</sup> nach einer gewissen Zeit scheinbar von alleine entladen hatten. Sie folgerten, dass sie von einer ionisierenden Strahlung umgeben sein müssen. Im Jahr 1912 untersuchte der österreichische Physiker Viktor Hess die, wie wir heute längst wissen, kosmische Strahlung. Hess stieg in einem Heißluftballon mehrfach bis zu einer Höhe von 5350 m auf und führte dabei mehrere Elektrometer zur Messung der Intensität der ionisierenden Strahlung mit sich. Wäre die Strahlung von der Erde ausgegangen, so hätte die Intensität mit der Höhe abnehmen müssen, was sie nicht tat. Hess schloss daraus, dass die Strahlung extraterrestrischen Ursprungs sein muss. Für seine Untersuchungen wurde Hess 1936 mit dem Nobelpreis für Physik ausgezeichnet [3].

Wie Tabelle 2.2 zu entnehmen ist, ähneln Myonen stark den Elektronen, jedoch haben sie eine ca. 200 mal größere Masse. Sie entstehen in 10 – 15 km Höhe als Zerfallsprodukte von größtenteils Kaonen und Pionen. Diese kurzlebigen Mesonen<sup>2</sup> entstehen durch Reaktionen von Bestandteilen der *primären kosmischen Strahlung* (85% Protonen, 14%  $\alpha$ -Teilchen, einige schwere Kerne von Lithium bis Eisen)<sup>3</sup> mit Atomen und Molekülen der Erdatmosphäre. Abb. 2.1 zeigt die Regionen, in denen der Teilchenschauer entsteht.

### Myonparadoxon und -zerfall

Myonen sind Bestandteil der *sekundären kosmischen Strahlung*. Sie haben eine hohe kinetische Energie und sind so überhaupt erst in der Lage, die Erdoberfläche zu erreichen, so dass sie hier nachgewiesen werden können. Abb. 2.2 zeigt das Spektrum der Energie kosmischer Myonen.

Das Maximum befindet sich ungerechnet bei ungefähr  $\beta = 0.9$ . Dahingegen treten Myonen mit  $\beta = 0.9999$  – diese Geschwindigkeit entspricht einem Impuls von

<sup>1</sup>moderner als Elektroskop bezeichnet

<sup>2</sup>Mesonen sind aus je einem Quark und Antiquark zusammengesetzte Teilchen

<sup>3</sup>vgl. [4], Seite 956



gerechnet würde selbst ihre hohe Geschwindigkeit von über 99% der Lichtgeschwindigkeit gerade ausreichen, um während der mittleren Lebensdauer von  $2 \cdot 10^{-6}$  Sekunden knappe 900 m weit zu kommen. Dann wäre die Hälfte der Myonen gemäß  $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$  (s. Abb. 2.3) schon zerfallen und die 10.000 m bis zur Erde würde nur noch ein Bruchteil schaffen, der so kaum zu detektieren wäre.

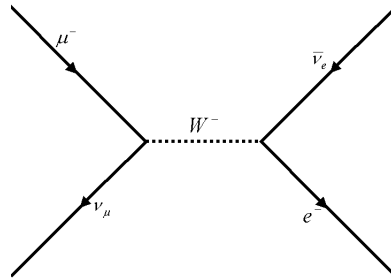


Abb. 2.3.: Myonzerfall: Das negativ geladene Myon zerfällt in ein Myonneutrino und ein  $W^-$ -Boson. Dies wiederum zerfällt in ein Elektron und ein Anti-Elektronneutrino [? ].

Erst die Zeitdilatation gibt eine Erklärung dafür, dass sich die Myonraten auf Meereshöhe und auf Berggipfeln kaum unterscheiden. Sie besagt, dass die Zeit für sich bewegende Teilchen langsamer vergeht als für ruhende. Der Effekt ist dabei erst ab ca. 10% der Lichtgeschwindigkeit groß genug, dass man ihn für Vorgänge auf der Erde messen kann. Das ist der Grund dafür, dass die klassischen Formeln so lange als vollkommen richtig und genau angesehen wurden. Berechnungen ergeben, dass den Myonen eine Geschwindigkeit von ca. 75% der Lichtgeschwindigkeit ausreicht, um die Erdoberfläche zu erreichen. Da die durchschnittliche tatsächliche Geschwindigkeit deutlich darüber liegt, können also Myonen noch auf Höhe 0 und sogar in mehreren hundert Metern Tiefe nachgewiesen werden.



# 3. Nachweis von Myonen und Cherenkov-Effekt

## 3.1. Historischer Hintergrund

1929 registrierten Walther Bothe und Werner Kolhörster Teilchen, die wir heute als Myonen kennen. Ihnen fiel das hohe Durchdringungsvermögen der Teilchen auf. Sie zeigten, dass 75% der kosmischen Strahlen in der Lage sind, einen Goldblock von 4 cm Dicke zu durchdringen. Später experimentierten sie mit zwei übereinander angeordneten Geiger-Müller Zählrohren. Dazwischen platzierten sie den Goldblock und fanden heraus, dass im unteren Zähler die Rate nur um 25% abgenommen hatte. Weiter ist es ihnen mit der selbst entwickelten Koinzidenzmethode gelungen, die Bahn eines Teilchens zu rekonstruieren. Dafür wurde eine Reihe von Zählern so geschaltet, dass deren Entladung nur angezeigt wurde, wenn sie in einem bestimmten Zeitintervall erfolgte.

Bruno Rossi ging noch einen Schritt weiter und konnte zeigen, dass 60% der kosmischen Strahlen, die einen 25 cm Bleiblock durchdrangen, auch von einem Block von 1 m Dicke nicht aufzuhalten sind.

Bis hierher war man größtenteils davon ausgegangen, dass es sich bei den rätselhaften Bestandteilen der kosmischen Strahlung um hochenergetische Elektronen handelt. Das änderte sich 1933 mit den Arbeiten von Patrick Blackett und Giuseppe Occhialini. Sie untersuchten „Elektronen-Schauer“ aus negativ und positiv geladenen Elektronen in einer Nebelkammer. Die Positronen mussten aus Paarerzeugungen stammen, die aus Kollisionen von Teilchen der kosmischen Strahlung mit der Bleiwand resultierten. Zusammen mit den Wirkungsquerschnitt-Berechnungen der QED von Hans Bethe und Walter Heitler musste man zu dem Schluss kommen, dass die Teilchen eine Masse von mindestens hundert Elektronen-Massen besitzen müssen.

### 3. Nachweis von Myonen und Cherenkov-Effekt

Mit einem 1 cm dicken Platinblock vor ihrem Zähler, der das Durchqueren für Elektronen nahezu unmöglich macht, bestätigten Seth Neddermeyer und Carl Anderson die These, dass es sich um Teilchen handeln muss, die „einfach geladen, aber mit einer Masse [...] größer als die eines normalen Elektrons und deutlich kleiner als die eines Protons“<sup>1</sup> sein müssen. Eine genauere Abschätzung der Myonmasse gelang Jabez C. Street und E.C. Stevenson, die mit ihrem Aufbau in der Lage waren, niederenergetische Spuren in ihrer Nebelkammer zu vermessen und so für die Myonmasse 130 Elektronenmassen angaben. Die definitive Entdeckung des Myons passte wunderbar in die Quanten-Theorie der Wechselwirkung mit Materie, die keine Erklärung für Elektronen mit diesen Eigenschaften hätte liefern können [7].

Mitlerweile gab es auch schon erste Namen für das neue Teilchen. So tauchten die Bezeichnungen Mesotron, Meson oder Yukon auf. Der Name Yukon leitete sich von Hideki Yukawa<sup>2</sup> ab, der schon 1935 auf Grundlage der Theorie der Kernkräfte ein Teilchen mit 200 Elektronenmassen postulierte. Nach der Identifizierung des Myons als das Kernkraft-Meson aus der Yukawa-Theorie ging es an die Lebensdauer-messung. Enrico Fermi vermutete schon, dass man den Zerfall des Myons bereits beobachtet hatte, „wenn auch indirekt“<sup>3</sup>. Die direkte Beobachtung gelang Franco Rasetti 1941. Er kam zu dem Schluss, dass die Lebensdauer eines Myons bei  $(1.5 \pm 0.3) \times 10^{-6}$  s liegen muss [6].

Mit dem Nachweis von Myonen gelang ein erster experimenteller Beweis der Zeitdilatation. Unsere heutige Welt würde ohne das Wissen darüber so nicht funktionieren. Die Satelliten des GPS- oder auch des europäischen Galileo-Systems bewegen sich so schnell, dass für eine genaue Positionsbestimmung unbedingt die Abweichungen der unterschiedlichen Zeitmessungen im All und auf der Erde berücksichtigt werden müssen.

## 3.2. Cherenkov-Effekt

Im allgemeinen gilt, dass nichts schneller sein kann, als die Lichtgeschwindigkeit. Jedoch ist dies nur im Vakuum richtig. In transparenten Medien verringert sich die

---

<sup>1</sup>vgl. [6] Seite 157

<sup>2</sup>Ich benutze hier die europäische Schreibweise, in der der Vorname dem Nachnamen voran steht.

Im japanischen wäre dies für gewöhnlich umgekehrt.

<sup>3</sup>vgl. [6] Seite 157

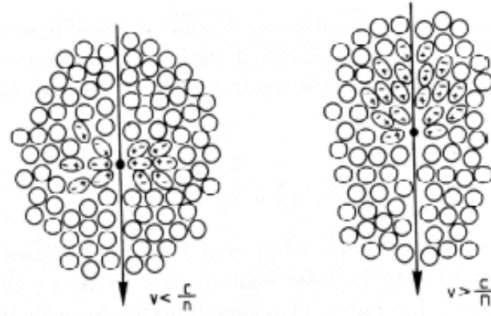


Abb. 3.1.: Der Cherenkov-Effekt kommt dadurch zustande, dass das geladene Teilchen die der Bahn benachbarten Atome kurzzeitig polarisiert, so dass diese zu elektrischen Dipolen werden, die durch die zeitliche Veränderung des Dipolfeldes elektromagnetische Strahlung emittieren. Solange  $v < c/n$ , sind die Dipole symmetrisch um die Teilchenbahn angeordnet, so dass das über alle Dipole integrierte Dipolfeld den Wert null ergibt und somit keine resultierende Strahlung übrig bleibt. Bewegt sich das Teilchen jedoch mit  $v > c/n$  dann wird die Symmetrie aufgehoben, und es bleibt ein resultierendes Dipolmoment nach, das zu einer Abstrahlung Anlass gibt [8].

Lichtgeschwindigkeit um den stoffspezifischen Brechungsindex  $n$ :  $c_m = \frac{c_0}{n}$ . Massive, geladene Teilchen, die in der Luft sehr schnell sind, können beim Eintritt in das Medium nicht sofort abbremsen, sondern bewegen sich dort schneller als das Licht. Dadurch kommt es zur Aussendung elektromagnetischer Strahlung, dem *Cherenkov-Licht* [8]. Abb. 3.1 verdeutlicht dies.

Der Cherenkov-Effekt ist für Licht das Analogon zum Durchbrechen der Schallmauer für Schallwellen. Die Aussendung des Lichts erfolgt unter einem bestimmten, von der Brechzahl  $n$  des Mediums und der Geschwindigkeit  $\beta$  des Teilchens abhängigen Winkel  $\Theta$ :

$$\cos(\Theta) = \frac{\frac{c}{n} \cdot \Delta t}{v \cdot \Delta t} = \frac{1}{n\beta}. \quad (3.1)$$

### 3.3. Spektrum des Cherenkov-Lichts

Um das Cherenkov-Licht gezielt und möglichst effektiv nachweisen zu können, muss bekannt sein, in welchem Wellenlängenbereich wie viele Photonen ausgesandt wer-

### 3. Nachweis von Myonen und Cherenkov-Effekt

den. Dabei ist zu beachten, dass der Brechungsindex wellenlängenabhängig ist. Im Bereich von etwa 185-1100 nm gibt die *Sellmeier-Gleichung* eine gute Beschreibung über das Verhalten der Brechzahl von Wasser:

$$n^2 - 1 = \frac{c_1 \lambda^2}{\lambda^2 - c_2} + \frac{c_3 \lambda^2}{\lambda^2 - c_4} + \frac{c_5 \lambda^2}{\lambda^2 - c_6} + \frac{c_7 \lambda^2}{\lambda^2 - c_8} \quad (3.2)$$

mit stoffspezifischen Konstanten  $c_{1-8}$ . Für Wasser sehen diese wie folgt aus [9]:

$$\begin{array}{llll} c_1 = 0.568 & c_2 = 5.1 \cdot 10^{-3} & c_3 = 0.173 & c_4 = 1.82 \cdot 10^{-2} \\ c_5 = 2.09 \cdot 10^{-2} & c_6 = 2.26 \cdot 10^{-2} & c_7 = 0.113 & c_8 = 10.698 \end{array}$$

Die Anzahl der emittierten Photonen pro Wegstrecke lässt sich mit

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha z^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{1}{n(\lambda)^2 \beta^2}\right) \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (3.3)$$

berechnen [8]. Dabei ist  $\alpha$  die Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante und  $z$  die Ladung des durchfliegenden Teilchens.  $n(\lambda)$  fällt von 1.46 bei 185 nm exponentiell auf einen Wert von 1.32 bei 1100 nm ab.

Mit dieser Formel ergibt sich für eine Myongeschwindigkeit von  $v = 0.9 c$  eine Photonausbeute von ungefähr 637 Photonen im Bereich von 185 - 750 nm (s. Abbildung 3.2). Im weiteren Verlauf bis 2000 nm folgen nur noch an die 112 Photonen, weshalb es sinnvoll erscheint, die Messung im erstgenannten Bereich anzusetzen.

## 3.4. Nachweis von Photonen mit dem PMT

Myonen können nicht direkt nachgewiesen werden. Nur ihre Spuren, die sie auf dem Weg hinterlassen haben, kann man auswerten. Wie unter 3.1 beschrieben, senden Myonen auf dem Weg durch das Wasser der Kanne Licht aus. Da dies sehr schwach ist, kann man es nur in Dunkelheit und mit speziellen Geräten detektieren. In diesem Abschnitt wird der Aufbau und die Funktionsweise eines Photomultipliers erläutert. Darüberhinaus wird unter Berücksichtigung des Energiespektrums der Myonen und der Empfindlichkeit des PMT berechnet, wie viele Myonen detektiert werden können.



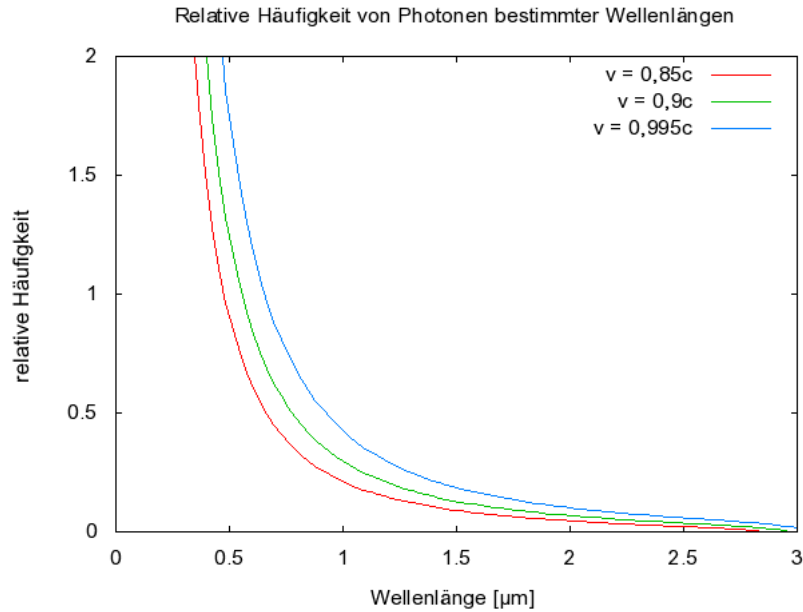


Abb. 3.2.: Vergleich von Verläufen von (3.3) für  $\beta = 0,85$  (unten),  $0,9$  (Mitte) und  $0,995$  (oben). Wie zu sehen, werden im Bereich von  $185 - 750$  nm die meisten Photonen erwartet. Im weiteren Verlauf nimmt der Wert ab. Unter  $185$  nm ist die Sellmeier-Gleichung, und damit auch Gleichung 3.3, nicht mehr genau genug.

### 3.4.1. Der Photomultiplier

Ein Photomultiplier ist ein hochempfindliches Gerät, um schwache Lichtsignale nachzuweisen. Die ankommenden Lichtquanten lösen aus einer Photokathodenschicht mittels Photoeffekt wenige Elektronen aus, die in einem elektrischen Feld zu einer ersten Dynode hin beschleunigt werden. Dort werden weitere Elektronen ausgelöst, die zur zweiten Dynode beschleunigt werden. Dieser Prozess wird je nach Bauart um die 10 mal wiederholt, bis das Eingangssignal soweit verstärkt wurde, dass eine schwache Spannung gemessen werden kann. Abbildung 3.3 zeigt den schematischen Aufbau eines Photomultipliers.

Für das Funktionieren dieser Kette ist es notwendig, dass die Dynoden auf zunehmend positivem Potential liegen. Dafür wird die anliegende Hochspannung (ca.  $1500$  V) mit einem Spannungsteiler auf die Dynoden aufgeteilt. Die Gesamt-Verstärkung richtet sich also nach der Anzahl der Dynoden und der pro Dynode herausgeschlagenen Elektronen. Typische Verstärkungsfaktoren liegen zwischen  $10^5$  und  $5 \cdot 10^6$ .

### 3. Nachweis von Myonen und Cherenkov-Effekt

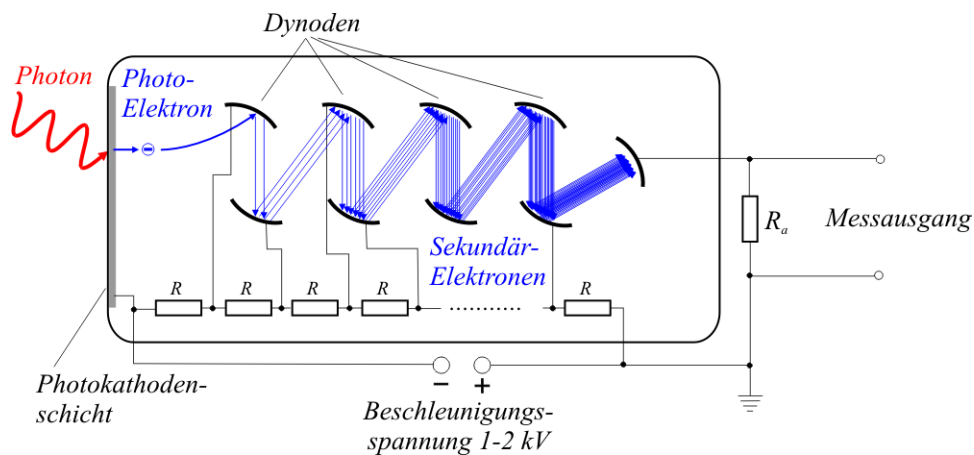


Abb. 3.3.: Schematischer Aufbau eines PMT, hier mit 8 Dynoden.

Beim Betreiben eines PMT muss aber beachtet werden, dass sich Elektronen auch selbstständig aus der Dynode lösen können. Solche Elektronen werden hauptsächlich thermisch emittiert. Geschieht dies in den hinteren Bereichen, so reicht die Verstärkung nicht aus, um ein sichtbares Signal zu erzeugen. Je weiter vorne aber ein solches Elektron sich von alleine löst, desto größer ist das Signal, das erzeugt wird. Die Schwelle der Elektronik muss dann so gewählt werden, dass dieses Rauschen nicht als Myonpuls gezählt wird.

#### 3.4.2. Spektrum der kosmischen Myonen und der Empfindlichkeit des Photomultipliers

Es sollte ein Photomultiplier<sup>4</sup> gewählt werden, der die vielen hochenergetischen Photonen mit geringen Wellenlängen möglichst vollständig nachweisen kann. Aus der Parametrisierung dessen Effizienzkurve kann nun eine genauere Erwartung an Photonen gewonnen werden. Da der PMT keine gleichmäßige Nachweiseffizienz aufweist, muss die Parametrisierung in Schritten erfolgen. Für die verschiedenen Bereiche sind die Parametrisierungen<sup>5</sup> der Nachweiseffizienz aus Tabelle 3.1, wie in Abb. 3.4 zu sehen, naheliegend.

Für den Bereich zwischen 200 und 600 nm ergibt sich:

<sup>4</sup>Eine Auswahl findet sich zum Beispiel auf <http://www.hamamatsu.com>

<sup>5</sup>Siehe die Effizienzkurve des R7518P im Anhang.

Tab. 3.1.: Übersicht über die Faktoren zur Bestimmung der Photonenzahl, gewonnen aus der Parametrisierung der Effizienzkurve.

Wellenlängenbereich	185 - 200 nm	200 - 600 nm	600 - 750 nm
Faktor	$\frac{e^{100 \cdot \lambda}}{2 \cdot 10^9}$	$\frac{29}{100}$	$e^{-50 \cdot \lambda^2} \cdot 10^8$

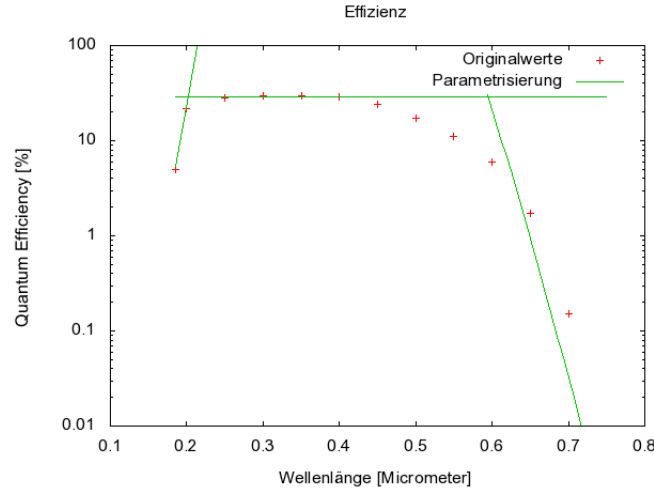


Abb. 3.4.: Die Effizienz  $\epsilon(\lambda)$  mit den Parametrisierungen. Die Punkte sind die Werte aus der Effizienzkurve des R7518P. Die Linien sind die Parametrisierungen der Effizienzkurve. In Tab. 3.1 sind die Wellenlängenbereiche beschrieben und welche Parametrisierung benutzt werden sollte. Die größte Abweichung der Parametrisierung vom tatsächlichen Wert im Bereich von 500 - 600 nm hat ungefähr den Faktor 3.

$$(Gl. 3.3) \cdot \epsilon(\lambda) \Rightarrow \frac{dN}{dx} = \frac{29}{100} \cdot \frac{2\pi}{137} \int_{0,2}^{0,6} \left( 1 - \frac{1}{n(\lambda)^2 \beta^2} \right) \frac{d\lambda}{\lambda^2}. \quad (3.4)$$

Bei einer Myongeschwindigkeit von  $v = 0,9 c$  ergibt das 149 emittierte Photonen pro cm. Für die Bereiche von 185 - 200 nm und 600 - 750 nm werden bei gleicher Myonenergie jeweils ungefähr 9 Photonen pro cm vorausgesagt.

Die Anzahl der zu erwartenden Photonen ist die Fläche unter den Kurven<sup>6</sup> in Abb. 3.5. Wie zu sehen, sollte bei Wellenlängen knapp über 200 nm ein Maximum im elektrischen Signal des PMT zu erwarten sein. Dabei ist wichtig, wie die Schwelle gewählt wird, ab der ein Signal kein Rauschen mehr ist, sondern ein Photon. Daraus

<sup>6</sup>aus Platzgründen ist eine Kurve für  $\beta = 0.995$  nur im Anhang gezeigt

### 3. Nachweis von Myonen und Cherenkov-Effekt

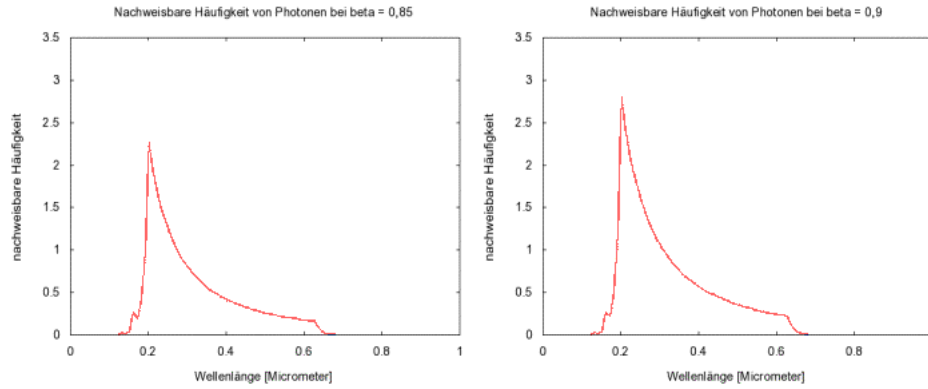


Abb. 3.5.: Vergleich von Gleichung (3.4) mit verschiedenen Myonenenergien.

erhält man dann ein Spektrum einer Signalhöhe gegen die Myonenenergie  $E_\mu$ .

Fließt nun noch die Parametrisierung für das Myonenspektrum auf der Erdoberfläche aus 2.2.2 in die Rechnung mit ein, so erhält man folgende Funktionen und deren Kurven, die, über alle Myonenenergien integriert, die Anzahl der emittierten Photonen in einem Liter Wasser pro Sekunde liefern. Die Anzahl pro Liter zu betrachten kommt daher, dass eine handelsübliche Thermoskanne in etwa dieses Fassungsvermögen besitzt. Wird nun Gleichung 3.4 noch mit der Parametrisierung der Myonenenergie gefaltet, ergibt sich

$$\frac{dN}{dx} = \frac{2\pi}{137} \int_{0.2}^{0.6} \left( 1 - \frac{1}{n(\lambda)^2 \left( 1 - \left( \frac{105.7}{E_\mu} \right)^2 \right)^2} \right) \cdot \frac{29}{100} \frac{d\lambda}{\lambda^2} \cdot 3.5 \cdot 10^{-6} \cdot 2\pi \cdot 1000 \quad (3.5)$$

als Funktion, die die Ausbeute an Photonen pro Sekunde beschreibt. Myonen mit einer Geschwindigkeit von  $\beta = 0.9$  erzeugen demnach 3.2 detektierte Photonen pro Sekunde, während solche mit  $\beta = 0.9999$  nur für 0.0078 Photonen pro Sekunde sorgen.

Die real gemessenen Raten werden vermutlich geringer ausfallen als berechnet. Das hat verschiedene Gründe. Der Reflexionsfaktor der Kanne ist  $<1$ , es wird also nicht das komplette Cherenkov-Licht in den PMT gelangen. Die Geometrie der Kanne und der darauf geschraubte Photomultiplier können tote Winkel bilden, so dass Licht nicht in den PMT gelangt. Auch idealisierte Annahmen in den Rechnungen, beispielsweise die Winkelverteilung betreffend, sorgen für eine Differenz zwischen dem

### 3.4. Nachweis von Photonen mit dem PMT

theoretischen und dem experimentellen Ergebnis. Darüberhinaus kann die Quanteneffizienz des im Versuch verwendeten Photomultipliers völlig anders sein, als die, mit der gerechnet wurde.



## 4. Die Kamiokanne

Der Versuch ist so etwas wie eine Miniaturausgabe des Super-Kamiokande-Experiments in Japan. Dort wird mit einem riesigen, unter der Erde liegenden Wassertank und einer Vielzahl an Photomultipliern gearbeitet. Sie erlauben es nachzuvollziehen, an welcher Stelle im Tank das Cherenkov-Licht emittiert wurde. Ziel des Experiments ist die Beobachtung des Protonzerfalls und von Neutrinos. Wechselwirken Neutrinos mit Molekülen im Wassertank, emittieren die dabei entstehenden Myonen Cherenkov-Licht.

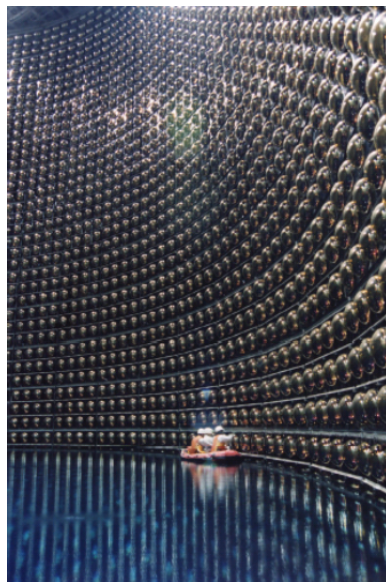


Abb. 4.1.: Super-Kamiokande [10]

### 4.1. Aufbau

Der Versuch besteht aus einer mit Wasser gefüllten Thermoskanne, auf die möglichst lichtdicht ein Photomultiplier aufgeschraubt wird. Dieser wird über eine 1500 V

#### 4. Die Kamiokanne

Hochspannung versorgt und sein Signal kann über ein BNC-Kabel direkt an einem Oszilloskop ausgelesen werden. Besser ist es jedoch, das Signal durch eine Elektronik digitalisieren zu lassen. Dadurch wird der Puls größer und ist leichter vom Rauschen zu trennen. Ein angeschlossener Zähler zählt dann die Ereignisse. Nicht im Bild zu sehen ist die schwarze Decke, mit der während des Versuchs die Kanne abgedeckt wird um das Streulicht in der Kanne zu reduzieren.

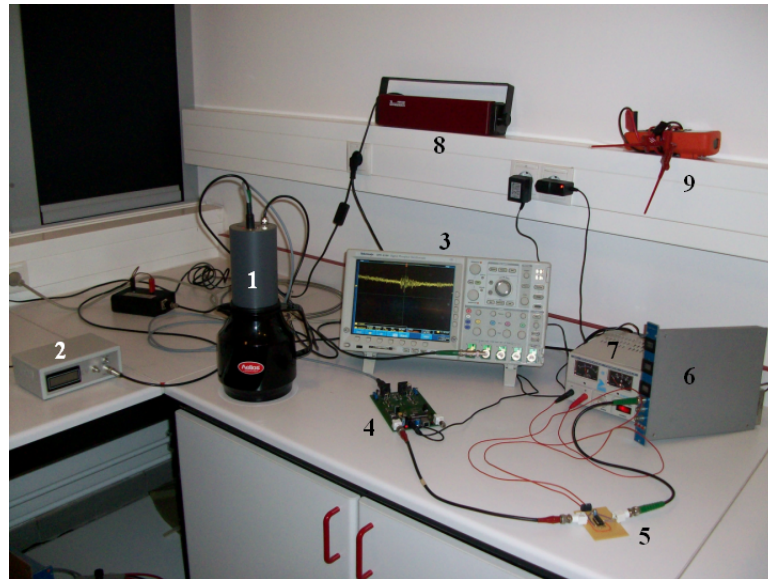


Abb. 4.2.: Der Aufbau: Die Thermoskanne mit PMT (1) wird über (2) mit 1500 V Hochspannung versorgt. Das Signal wird entweder am Oszilloskop (3) ausgewertet, oder an der Elektronik (4) weiterverarbeitet. Eine weitere Elektronik (5) ist notwendig, um die negativen Pulse zu invertieren, da der Zähler (6) keine negativen Pulse zählen kann. (7) ist die Stromversorgung von (5) und (8) ist eine Rotlichtlampe. Da der PMT sehr lichtempfindlich ist, sollte er nicht im Hellen betrieben werden. Auf rotes Licht hingegen reagiert er nicht, d.h. es ist sinnvoll den Raum mit Rotlicht auszustatten. Das Meßgerät (9) braucht man, um an der Elektronik die Schwellspannung korrekt einzustellen.

Für die Kalibrationsmessungen wird die Kanne im leeren Zustand betrieben. Über einen Lichtleiter gelangen die vom Funktionsgenerator erzeugten Lichtpulse in die Kanne. Mit Hilfe einer selbst erdachten und gebauten Box ist es möglich, mit einem Anschluss drei LEDs verschiedener Wellenlängen zu betreiben.



## 4.2. Durchführung

Bevor mit den eigentlichen Messungen begonnen werden kann, sollte der PMT 30 Minuten vorlaufen. Erst dann ist er stabil und kann die kurzen Lichtblitze optimal detektieren. Bevor die Hochspannung aber eingeschaltet wird, muss die Beleuchtung auf Rotlicht geändert werden. Ansonsten besteht die Gefahr, die Messung zu verfälschen oder bei einer zu großen Lichtmenge womöglich sogar den PMT zu beschädigen.

### 4.2.1. Einstellung der Parameter

Zuerst muss getestet werden, auf welche Wellenlängenbereiche der Photomultiplier reagiert und auf welche nicht. Dazu werden nacheinander die Lichtleiter der roten, gelben und grünen LED am PMT vorbei in die Kanne geführt. Für die weiteren Messungen wird die LED ausgewählt, die im PMT die höchsten Signale erzeugt hat. Als Standardeinstellung am Impulsgenerator für das Betreiben der LEDs hat sich folgende bewährt. Dabei gibt Duty an, wieviel Prozent der Periodendauer die LED leuchtet. beim Höchstwert 50% leuchtet die LED die Hälfte der Periodendauer.

LED-Spannung:	9 V
Pulsfrequenz:	100 kHz
Duty:	3%

Nicht jedes Signal aus dem PMT ist ein gewolltes Ereignis. Wie in 3.4.1 angesprochen, müssen die Rauschspitzen bei der Messung berücksichtigt werden. Sie beeinflussen andernfalls zusammen mit dem ständig vorhandenen Grundrauschen die Ergebnisse. Damit die Messungen über dem Rauschbereich stattfinden, ist ein Verständnis der Schwellspannung der Elektronik notwendig. Die Schwellspannung bestimmt eine Mindesthöhe, ab der ein Impuls aus dem PMT von der Elektronik digitalisiert wird und wird über ein Potentiometer eingestellt. Die Skala ist dabei beliebig, weshalb ein Ziel der Arbeit ist, einen Zusammenhang zwischen Impulshöhen und der Schwellspannung herzustellen.

Grundsätzlich wird bei jeder Rauschmessung die Schwelle soweit erhöht, bis der Zähler eine Rate von 0 Ereignissen pro einer sinnvollen Zeiteinheit (in der Regel

#### 4. Die Kamiokanne

mehrere Minuten) anzeigt. Eine weitere Möglichkeit besteht darin, über die Signale des Funktionsgenerators das Rauschlevel zu bestimmen. Dazu muss die Schwelle so eingestellt werden, dass der Zähler in einem Zeitintervall die Anzahl an Ereignissen wiedergibt, die über den Lichtleiter eingespeist wurden.

Weitere Parameter sind die Hochspannung und die Schwellspannung. Für die ersten Messungen sollte der PMT mit 1500 V betrieben werden. Eine genauere Analyse der Hochspannung folgt im weiteren Teil des Versuchs. Die Schwellspannung – auch sie wird später genauer untersucht – sollte zwischen 2.9 und 3.1 V liegen, sofern die Elektronik angeschlossen ist.

#### 4.2.2. Kalibration

Für die Kalibration des Photomultipliers wird weiterhin der Impulsgenerator mit der angeschlossenen LED genutzt. Die Messungen der Pulshöhen finden ohne Elektronik statt, da diese digitalisierte Pulse und so immer die gleichen Höhen liefert. Statt dessen wird das Signal vom PMT direkt mit dem Oszilloskop ausgewertet. Dabei helfen die Mathefunktionen am Gerät, die es erlauben, die durchschnittlichen Amplituden und Zählraten zu ermitteln.

- Gemessen werden die Pulshöhe und die Zählrate gegen die Hochspannung, um den Hochspannungsbereich festzulegen. Dabei bleiben die LED-Spannung und die Pulsfrequenz fest!
- Die Zählrate und die Pulshöhe werden gegen die LED-Spannung bei fester Pulsfrequenz und Hochspannung gemessen. Ziel ist das Bestimmen des Rauschbereichs des PMT.
- Als letzte Messung ohne Elektronik werden die Pulshöhe und die Zählrate gegen die Pulsfrequenz gemessen. Die Hochspannung und die LED-Spannung sind dabei festzuhalten.

Bei den weiteren Messungen wird die Elektronik benutzt. Die digitalisierten Pulse aus dieser sind alle gleich hoch, so dass die Pulshöhen nicht gemessen werden müssen. Es kommt aber ein anderer Parameter dazu, die Schwellspannung. Dadurch ist es möglich, eine minimale Pulshöhe aus dem PMT festzulegen, ab der ein Puls als Ereignis gezählt werden soll.

- Bei fester Hochspannung und Pulsfrequenz wird die Zählrate gegen die LED-Spannung für verschiedene Schwellspannungen gemessen. Ziel ist es herauszufinden, ob die Lichtblitze der LED zu schwach werden um von der Elektronik als Ereignis detektiert zu werden.

Das sind die eigentlichen Kalibrierungsmessungen. Es kann nun bestimmt werden, welche LED-Spannung von welcher Schwellspannung abgeschnitten wird. Jeder LED-Spannung kann eine Pulshöhe zugeordnet werden. Folglich ist es möglich, die Schwellspannungen und die Pulshöhen in einen direkten Zusammenhang zu bringen.

- Als letzte Messung wird die Zählrate gegen die Pulsfrequenz gemessen. Die Hoch- und die LED-Spannung bleiben konstant. Wiederum wird die Schwellspannung variiert. Die Frage ist, ob die Pulse aus dem Photomultiplier irgendwann von der Elektronik abgeschnitten werden.

Für die Messungen stehen zwei Kannen zur Verfügung. Eine von ihnen ist innen mit VM2000-Folie ausgekleidet. Die Folie reflektiert 99% des sichtbaren Lichts und hat zusätzlich die Eigenschaft, UV-Licht in den sichtbaren Bereich zu verschieben. Dort ist die Effizienz des Photomultipliers höher. Es sind beim Einsatz der Folie also höhere Pulse zu erwarten, da mit ihr auch ein Teil des als UV-Licht abgestrahlten Cherenkov-Lichts zum Signal beitragen.

- Die mit VM2000-Folie ausgestattete Kanne wird benutzt, um die Wirkung der Folie zu untersuchen. Mit den Standardeinstellungen aus 4.2.1 wird die durchschnittliche Pulshöhe gemessen.

### 4.2.3. Messung von Myonraten

Aus den gewonnenen Erkenntnissen ist es jetzt möglich, die einzelnen Versuchsparameter optimal einzustellen. Dazu muss die Schwellspannung so gewählt werden, dass kaum noch Rauschen die Messung der Myonraten verfälscht. Die Hochspannung ist so zu wählen, dass die Myonpulse detektiert werden, der PMT aber keinen Schaden nimmt. Es ist zu beachten, dass für das Betrachten einzelner Myonpulse auf dem Oszilloskop die richtigen Einstellungen gemacht wurden. Es hat sich gezeigt, dass 100 ns auf der x-Achse und 2 mV auf der y-Achse pro Einheit sinnvoll sind, um die Myonpulse zu betrachten und auszuwerten.

#### 4. Die Kamiokanne

- Für die erste Myonrate wird die nicht ausgekleidete Kanne benutzt. Mit den Kenntnissen aus der Kalibration werden mehrmals über einen längeren Zeitraum (30 - 60 Minuten) Myonraten aufgenommen. Die gleiche Vorgehensweise empfiehlt sich für die Messungen mit der mit VM2000-Folie verkleideten Kanne.
- Mit beiden Kannen werden Myonraten gegen die Schwellspannung aufgenommen.

Zur zusätzlichen Kontrolle sollten bei der Messung der Myonraten sowohl das Oszilloskop mit den Original-Pulsen aus dem Photomultiplier als auch der Zähler im Auge behalten werden. Gibt es größere Differenzen zwischen den selbst gezählten Pulsen auf dem Bildschirm und dem, was der Zähler anzeigt, muss der Aufbau untersucht werden. Möglicherweise ist die eingestellte Schwellspannung schlecht gewählt.

# 5. Auswertung

Die Messungen wurden, wenn nicht anders erwähnt, mit den measure-Funktionen des Oszilloskops durchgeführt. Ohne Elektronik steigen die Zählraten sprunghaft an, sobald die Pulse nicht mehr größer sind als das Rauschen. Mit angeschlossener Elektronik sind die kleinsten Zählraten immer bei einem Ereignis pro Zeiteinheit. Der Grund dafür ist, dass das Gerät bei einem Zeitfenster von  $100\ \mu\text{s}$  und einer Frequenz von  $100\ \text{kHz}$  immer einen Puls findet, auf den es triggern kann.

Ein externer Zähler kam erst bei den Messungen der Myonraten zum Einsatz, da dieser nur bei Frequenzen von bis zu  $10\ \text{Hz}$  einsetzbar ist.

## 5.1. Messungen mit der LED

Der erste Teil der Messungen mit der LED fand ohne die Elektronik statt. Die Pulse aus dem PMT wurden direkt am Oszilloskop ausgewertet. Dadurch waren die Pulse teilweise zwar nicht so deutlich vom Rauschen zu trennen, jedoch war dieses auch deutlich weniger als mit Elektronik. Vor allem die Rückkopplung aus dem Kabel, die stellenweise erhebliche Störungen verursacht hat, fiel weniger ins Gewicht.

### 5.1.1. Messungen ohne Elektronik

#### Wahl der LED und der Hochspannung

Um einen Puls aus dem Photomultiplier von ca.  $9\ \text{mV}$  zu erhalten, war, bei ansonsten gleichen Einstellungen, bei der grünen LED eine Betriebsspannung von  $7\ \text{V}$  notwendig. Bei der gelben LED belief sich der Wert auf  $10\ \text{V}$  während die rote LED auch bei  $15\ \text{V}$  und  $50\%$  anstatt  $3\%$  Duty keine Pulse auslöste. Mit dem bloßen Auge war dieses Licht deutlich zu sehen, wohingegen das grüne Licht nur mühsam zu

## 5. Auswertung

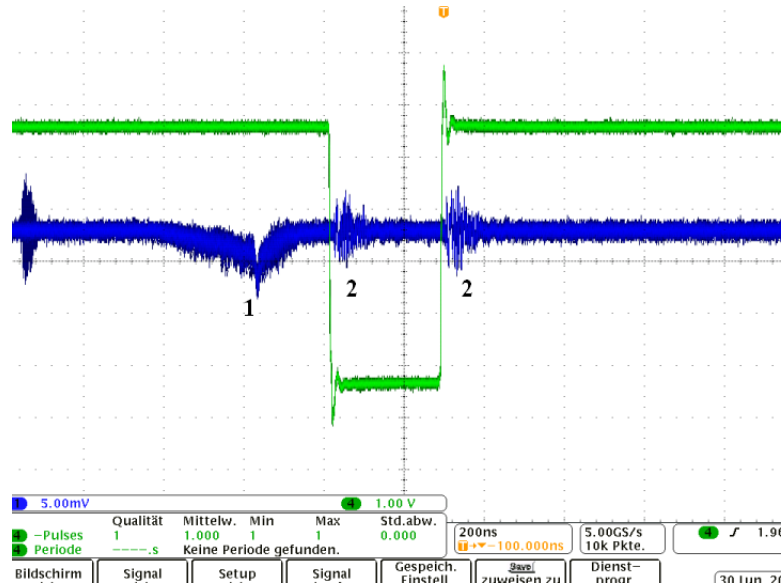


Abb. 5.1.: Vergleich von Puls ohne (blau) und mit Elektronik (grün). Nach dem Puls, der durch den Lichtblitz der LED ausgelöst wurde (1), sind deutlich die Störungen des Signals der Elektronik in das Signal des PMT zu erkennen (2).

erkennen war. Die Tests ergaben, dass der PMT Quanten geringerer Wellenlängen im Bereich des sichtbaren Spektrums besser detektiert, als Quanten höherer Wellenlängen. Für die weiteren Messungen wurde daher immer die grüne LED benutzt.

In Abb. 5.2 wurde für die Wahl der optimalen Hochspannung die Zählrate gegen die Hochspannung aufgetragen.

Die Vergleichslinie gibt die Anzahl der Pulse an, mit der die LED über den Funktionsgenerator betrieben wurde. Es ist zu sehen, dass die Zählrate zwischen 1150 V und 1500 V relativ stabil ist. Erst darunter weicht sie stärker ab und es kommt zu dem oben beschriebenen sprunghaften Anstieg der Raten auf bis zu 300 Ereignisse in  $100 \mu\text{s}$ . Diese hohen Raten kommen durch eine Ungenauigkeit in der Elektronik zustande. Im rechten Plot wurde daher ein Ausschnitt gewählt, in dem die geringen Abweichungen im Bereich zwischen 1150 V und 1500 V zu erkennen sind. Für den versuch haben die hohen Raten keine weiterreichende Bedeutung.

Wie in Abb. 5.3 zu sehen, steigen die Pulshöhen ab 1380 V linear zu der Hochspannung an. Eine Grenze dieses Wachstums ist nicht ersichtlich, lediglich im unteren Bereich gibt es Abweichungen. Unterhalb von 1380 V sind die Pulse kaum größer als das Rauschniveau, das ca. 4 mV beträgt. Diese machen nun einen erheblichen

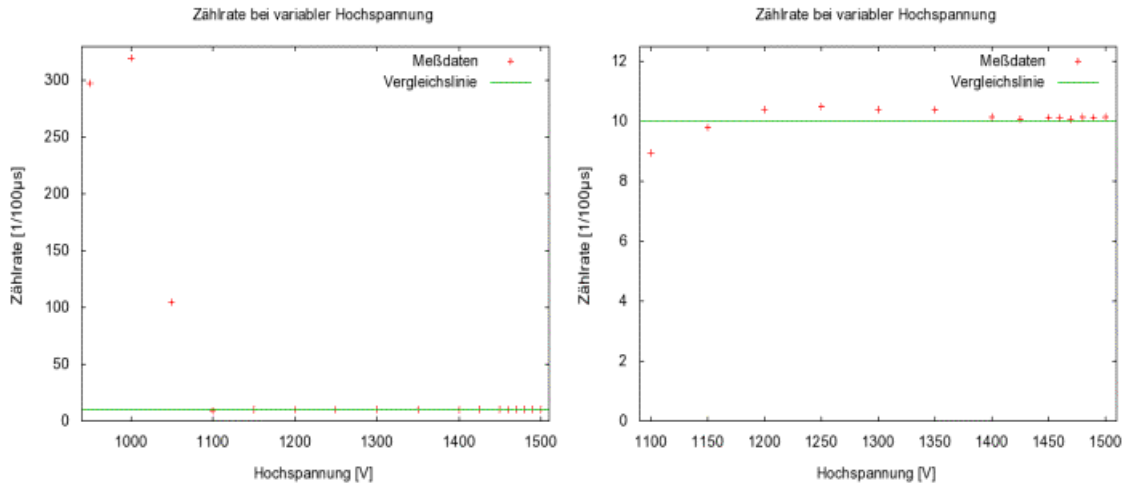


Abb. 5.2.: Zählrate gegen die Hochspannung bei Standardeinstellungen. Für die Meßwerte wurde jeweils 2 Minuten gemessen. Die Fehler sind vernachlässigbar. Im linken Plot ist der sprunghafte Anstieg der Zählraten bei niedriger Hochspannung zu sehen. Der rechte Plot ist ein Ausschnitt davon.

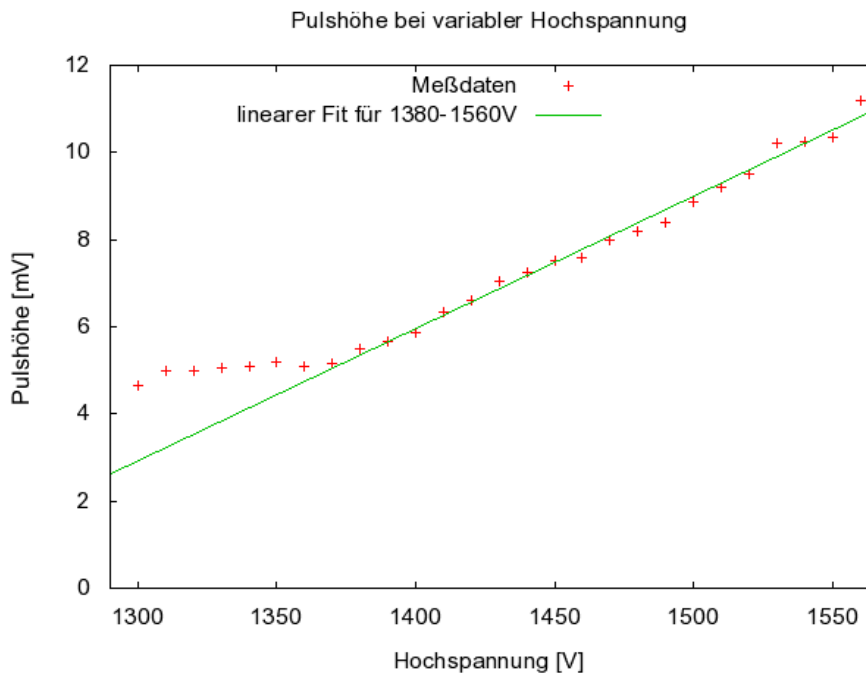


Abb. 5.3.: Pulshoehe gegen die Hochspannung.

Anteil an der durchschnittlichen Pulshöhe aus.

Es ist auffällig, dass die Pulshöhe bereits bei 1380 V von der Linearität abweichen,

## 5. Auswertung

die Zählrate hingegen bis 1150 V stabil bei Werten von  $10 \pm 0.2$  Ereignissen pro  $100 \mu s$  bleibt.

Die optimale Hochspannung muss in dem Bereich gewählt werden, in dem die Zählrate kaum Abweichungen von der Vergleichslinie aufweist. Es ist klar, dass der PMT bei einer zu hohen Spannung Schaden nimmt. Der Betrieb bei 1500 V, wie auf dem PMT angegeben, erscheint sinnvoll.

### Variation der LED-Spannung und der Pulsfrequenz

Bei den folgenden Messungen wurden zunächst die Zählrate und die Pulshöhe gegen die LED-Spannung gemessen. Alle anderen Parameter blieben konstant. Dabei konnten ähnliche Verhaltensweisen der Komponenten beobachtet werden, wie bei den Messungen zur Wahl der Hochspannung. Wieder bleibt die Zählrate stabil, obwohl die LED-Spannung deutlich abnimmt. Die Pulshöhe steigt wiederum linear zur LED-Spannung nach  $y \text{ [mV]} = 2.22x \text{ [V]} - 7.21 \text{ [mV]}$  an, verhält sich aber im unteren Bereich ein wenig anders, als bei den Versuchen zur Hochspannung:

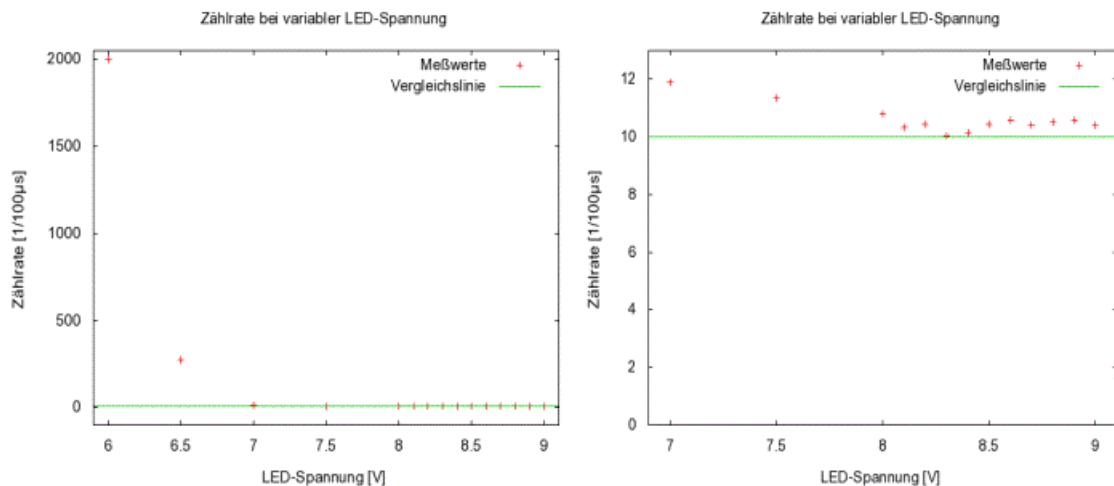


Abb. 5.4.: Zählrate gegen die LED-Spannung. Für die Meßwerte wurde jeweils 2 Minuten gemessen. Die Fehler sind vernachlässigbar.

Analog zu Abb. 5.2 wurde im rechten Plot ein Ausschnitt des linken gewählt, der die geringen Abweichungen der Zählrate vom Input durch die LED besser erkennen lässt.

Auffällig ist, dass die Zählrate bei LED-Spannungen von der Vergleichslinie abweicht, bei denen die Pulse noch über dem Rauschniveau liegen. Daraufhin wurde die Puls-



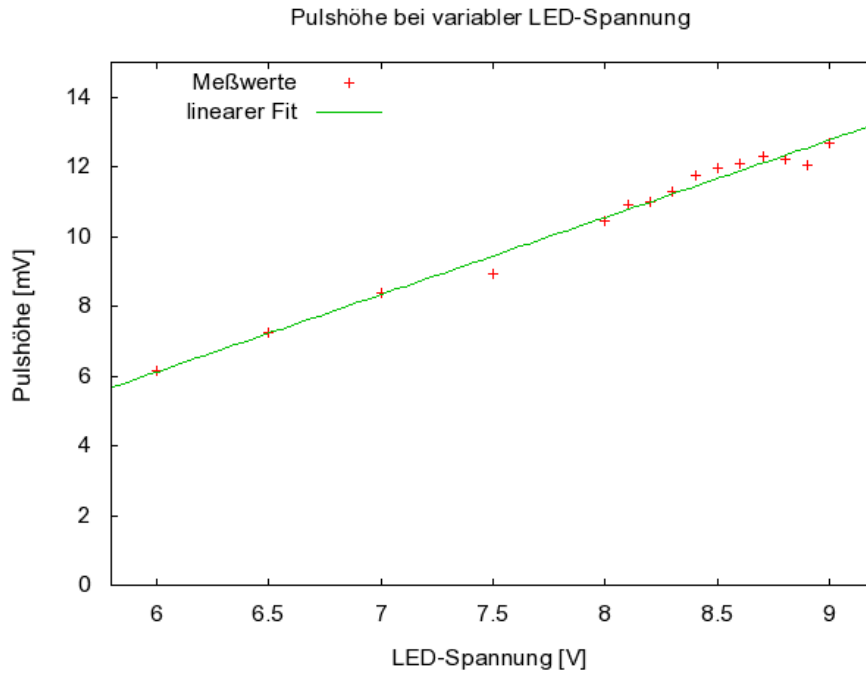


Abb. 5.5.: Pulshoehe gegen die LED-Spannung.

frequenz bei konstanter LED-Spannung und Hochspannung variiert und wiederum Zählrate und Pulsfrequenz gemessen. Wie in Abb. 5.5 zu sehen, liegen die durchschnittlichen Pulshöhen über die gesamte Zeit deutlich über dem Rauschniveau von ca. 4 mV. Trotzdem erreicht die Zähl Elektronik des Oszilloskops bei etwa 250 Hz eine Grenze. Ab hier schwankt die Zählrate um 22 Ereignisse pro 100  $\mu$ s. Die Abweichung zur Vergleichsline wächst dabei stetig an.

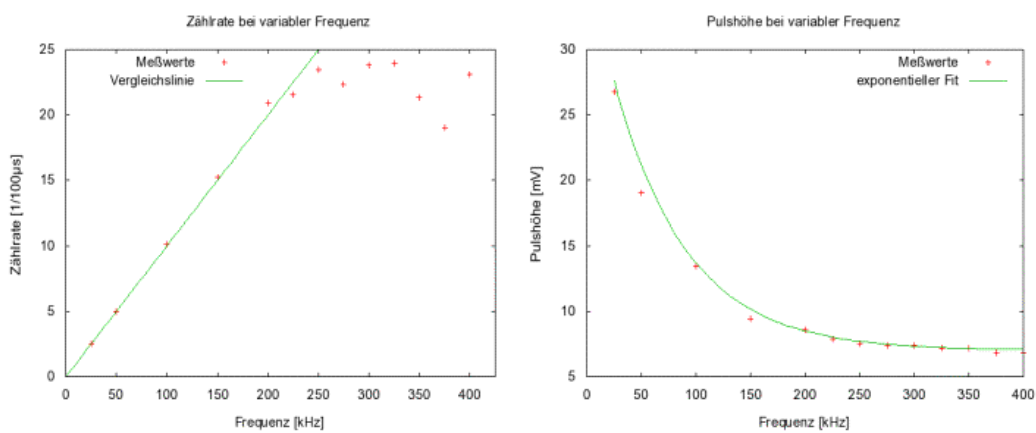


Abb. 5.6.: Zählrate und Pulshöhe gegen die Pulsfrequenz

## 5. Auswertung

Überraschend ist der exponentielle Verlauf des rechten Graphen. Eine Halbierung der Lichtmenge durch Verdoppelung der Pulsfrequenz hat keine Halbierung der Pulshöhe zur Folge. Stattdessen wird für hohe Pulsfrequenzen eine konstante Pulshöhe von 7 mV beobachtet.

Um die unterschiedlichen Lichtmengen (Dauer des Pulses  $\times$  LED-Spannung) zu berücksichtigen, wurde in Abb. 5.7 die Pulshöhe durch die Lichtmenge geteilt. Bei einer linearen Abhängigkeit der Pulshöhe von der Frequenz müsste dieser Plot eine waagerechte Gerade ergeben. Das Ergebnis ist aber eine ansteigende Gerade. Ein Grund dafür könnte die Form der Pulse sein.

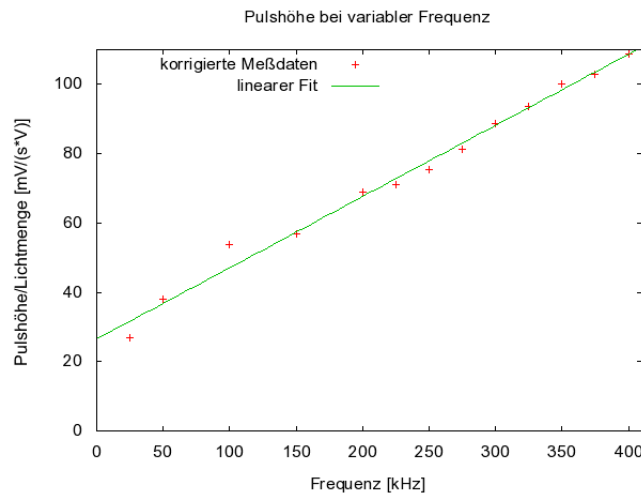


Abb. 5.7.: korrigierte Pulshöhen gegen die Pulsfrequenz

### 5.1.2. Messungen mit Elektronik

Bei den Messungen mit angeschlossener Elektronik fällt eine Betrachtung der Pulshöhe weg. Das Signal aus der Elektronik liegt immer auf 5 V. Wird ein Ereignis registriert, fällt das Signal für ca. 300 ns auf 0 V. Die Elektronik verfügt über eine regelbare Schwellspannung. Darüber kann gesteuert werden, welche Pulse die Elektronik als Ereignis wertet. In Abb. 5.8 ist ein Vergleich der Pulse ausgelöst durch einen Lichtblitz ohne und mit Elektronik zu sehen.

Es ist deutlich zu erkennen, dass eine Zählung der Ereignisse mit angeschlossener Elektronik sehr viel einfacher und genauer geht. Die Schwierigkeit ist das Einstellen der korrekten Schwellspannung. Ist sie zu niedrig, würde das Rauschen die Zählung

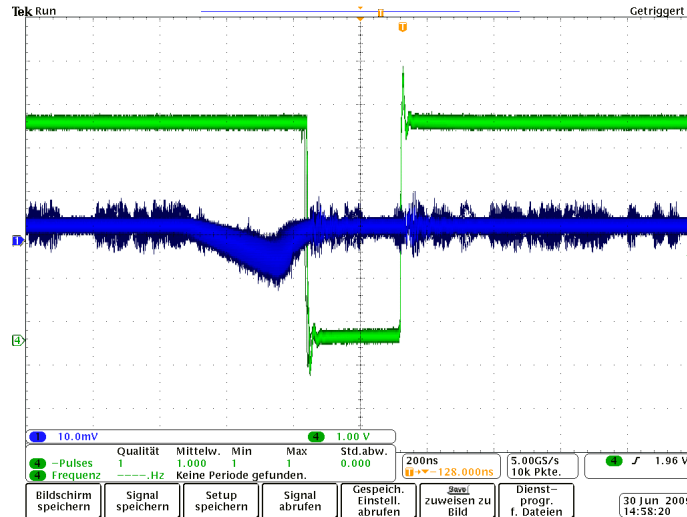


Abb. 5.8.: Vergleich von Puls ohne (blau) und mit Elektronik (grün)

ungenau machen. Bei zu hoher Schwellspannung werden zu viele gewünschte Pulse aus der LED abgeschnitten und fälschlicherweise nicht gezählt. Da aber unter 5.1.1 schon eine über dem Rauschen liegende LED-Spannung ausgesucht wurde, ist es nun möglich mit der Schwellspannung dafür zu sorgen, dass nur noch diese Pulse verwertet werden. Im Bereich des Abfallens und des Ansteigens des Signals aus der Elektronik kommt es zu Rückkopplungen in das Originalsignal aus dem PMT. Die Messung der Zählrate wird davon aber nicht beeinflusst, da die Elektronik in der Zeit kein zweites Signal aussenden kann.

## Die LED-Spannung

Bei der folgenden Messung wurde die Zählrate gegen die Schwellspannung für verschiedene LED-Spannungen gemessen. Es soll festgestellt werden, bei welcher Schwellspannung die Pulse der LED-Spannungen abgeschnitten werden. Dadurch kann man mit den Werten aus Abb. 5.4 und Abb. 5.5 jeder Schwellspannung eine Schwellpulshöhe zuordnen.

Abb. 5.9 vergleicht die Zählraten von Messungen mit verschiedenen Schwellspannungen gegen die LED-Spannung<sup>1</sup>. Die Meßwerte wurden, bis auf die aus Abb. ?? bekannten Daten für die Messung ohne Elektronik, an die Gaußsche-Fehlerfunktion gefittet. Wie in Tabelle 5.1 gezeigt wird, lassen sich aus den Fits Schwellen für die

<sup>1</sup>Die Ergebnisse der Messungen ohne Elektronik sind in diesem Abschnitt jeweils zum Vergleich mit angegeben.

## 5. Auswertung

Zählrate bei variabler LED-Spannung für versch. Schwellspannungen

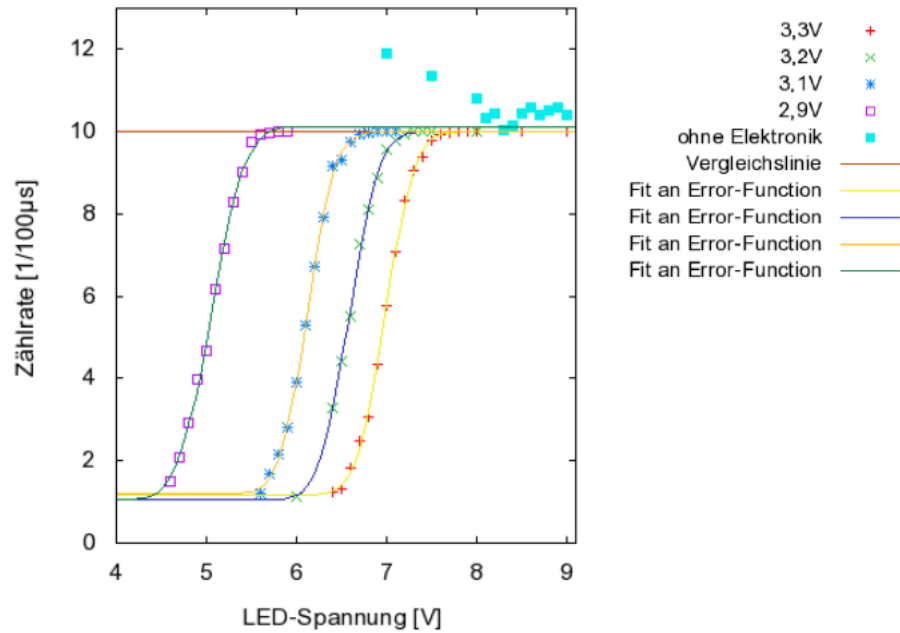


Abb. 5.9.: Zählrate gegen die LED-Spannung für verschiedene Schwellspannungen

LED-Spannung errechnen, die nötig sind, um bei einer eingestellten Schwellspannung einen Puls aus der Elektronik zu erhalten. Dabei ist zu beachten, dass, wie am Anfang der Auswertung beschrieben, die Zählraten bei den Messungen mit dem Oszilloskop nur auf 1 zurück gehen. Für die Bestimmung der Schwell-LED-Spannung wird hier der Wert gewählt, an dem die Zählrate 50% des Vergleichswertes aufweist.

Tab. 5.1.: Minimal nötige LED-Spannungen, um bei den jeweiligen Schwellspannungen Pulse aus der Elektronik zu erhalten. Sie steigen linear zur Schwellspannung an.

Schwellspannung	2.9V	3.1V	3.2V	3.3V
minimale LED-Spannung	4.99V	6.06V	6.48V	6.92V

Idealerweise würden die Graphen der Fits senkrecht ansteigen. Dadurch wäre eindeutig zu erkennen, ab wann die Pulshöhe ausreicht ein Signal in der Elektronik zu erzeugen. Es gibt jedoch zwei Phänomene, die die Fehlerkurve ein wenig breiter werden lassen. Zum Einen ist nicht jeder Lichtblitz exakt gleich. So kommt es dann in den Grenzbereichen dazu, dass einzelne Lichtblitze nicht mehr stark genug sind,

um einen ausreichend starken Puls auszulösen. Zum Anderen spielen in den unteren Bereichen die in Abschnitt 3.4.1 erwähnten thermisch emittierten Elektronen eine Rolle. Fallen ein schwacher Lichtblitz und ein Puls von einem aus den hinteren Dynoden emittierten Elektron zusammen, so kann deren gemeinsamer Puls ausreichen, um in der Elektronik ein Signal zu erzeugen.

Die Schwellen wiederum lassen Rückschlüsse darauf zu, welche Pulshöhen von der Elektronik mit welcher Schwellspannung abgeschnitten werden. Mit den Werten aus Abb. 5.4 und Abb. 5.5 ist dies in Abb. 5.10 dargestellt.

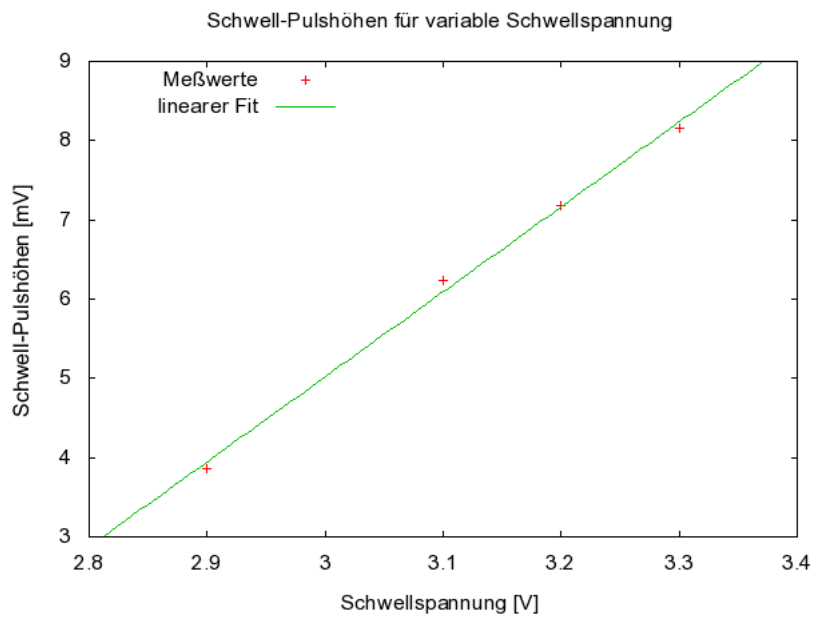


Abb. 5.10.: Schwell-Pulshöhen gegen die Schwellspannung

Die Schwell-Pulshöhen steigen linear mit  $y [\text{mV}] = 10.73x [\text{V}] - 27.16 [\text{mV}]$  zur Schwellspannung an. Davon ausgehend, dass die Rauschspitzen bei etwas mehr als 4 mV liegen, sollte die Rausch-Zählrate bei einer Schwellspannung von 2.9 V nur noch einen geringen Wert aufweisen. Abb. 5.11 der Messung der Rausch-Zählrate bestätigt diese Vermutung. Gemessen wurde die Zählrate ohne Lichtblitze in die Kanne zu leiten gegen die Schwellspannung.

Ausnahmsweise wurde bei dieser Messung in einem Zeitintervall von nur 40 ns gemessen. Bei der üblichen Zeitspanne von  $100 \mu\text{s}$  wären die Zählraten bei den niedrigen Schwellspannungen zu hoch gewesen, um sie in so einem Diagramm übersichtlich darzustellen. Gut zu erkennen ist, dass die Zählrate bei 2.9 V noch nicht komplett

## 5. Auswertung

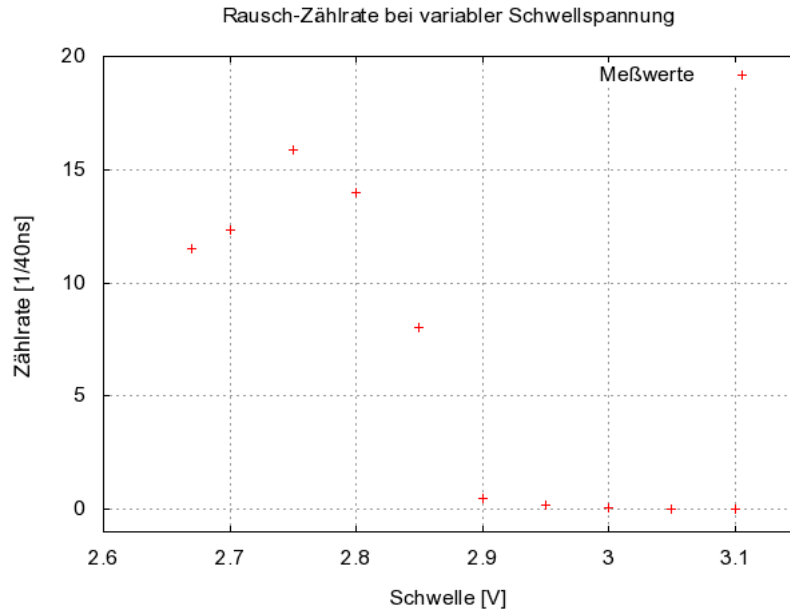


Abb. 5.11.: Rausch-Zählrate gegen die Schwellspannung. Für die Meßwerte wurde jeweils 2 Minuten gemessen. Die Fehler sind vernachlässigbar.

auf 0 Ereignisse abgesunken ist. Das zeigt, dass die Rauschspitzen tatsächlich über 4 mV liegen, das meiste aber schon herausgefiltert ist. Es erklärt sich die Wahl der Standardeinstellung der Schwellspannung von 3.1 V. Die Rausch-Zählrate ist auf 0 Ereignisse gesunken und die Schwell-Pulshöhe liegt bei 6.1 mV.

Bei der nächsten Messung wurde die Zählrate bei konstanter Pulsfrequenz und Hochspannung gegen die Schwellspannung für verschiedene LED-Spannungen gemessen. Das Ergebnis zeigt ein zu Abb. 5.9 konsistentes Bild. Nimmt man die Kurve für die 6 V LED-Spannung, so liegt die Schwellspannung auf etwas mehr als 3.1 V. Umgekehrt ergab sich eine Schwelle von 6.06 V für die 3.1 V Schwellspannung. Im Bereich der geringen Schwellspannung kommt es wieder zu den oben angesprochenen sehr großen Zählraten.

Es ist nach den Messungen möglich, jeder Schwellspannung über die entsprechende LED-Spannung eine Schwell-Pulshöhe zuzuordnen.

### Die Pulsfrequenz

Um das Frequenzverhalten mit Elektronik zu untersuchen, wurde die Pulsfrequenz bei konstanter Hoch- und LED-Spannung für verschiedene Schwellspannungen vari-

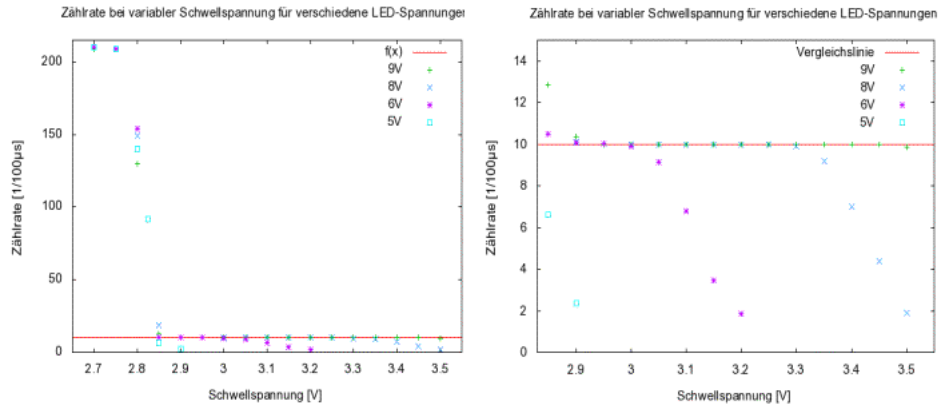


Abb. 5.12.: Zählrate gegen die Schwellschwung für verschiedene LED-Spannungen. Rechts ein Ausschnitt des linken Plots.

iert. Die charakteristische Form der Kurve der Gaußschen-Fehlerfunktion zeigt sich auch bei diesen Messungen. Allerdings steigt die Kurve erst an und nimmt dann die gaußsche Form an, so dass ein Fit an Fehler-Funktion nicht möglich ist.

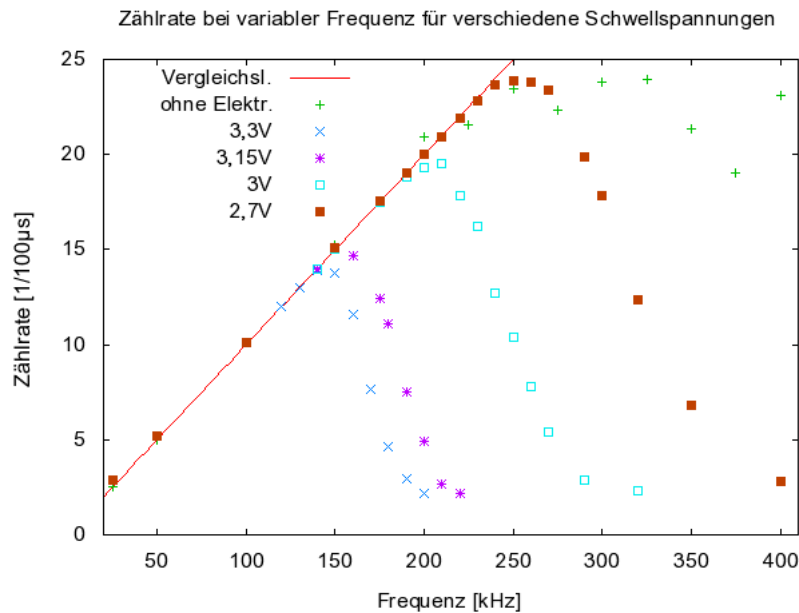


Abb. 5.13.: Zählrate gegen die Frequenz für verschiedene Schwellschwungen.

Der Abstand zwischen den einzelnen Kurven ist nicht linear zu ihrer Schwellschwung. Dies deckt sich gut mit der Messung aus Abb. 5.6, in der gezeigt ist, dass die Pulshöhe ebenfalls nicht linear abhängig von der Pulsfrequenz ist. Auffällig ist, dass die Breite der Kurven mit sinkender Schwellschwung zunimmt. Die Zählraten

## 5. Auswertung

nehmen also mit kleiner Schwellspannung langsamer ab, als mit großer. Den Grund liefert wieder Abb. 5.6, die zeigt, dass sich die Pulshöhen bei hohen Frequenzen nur noch wenig ändern. Eine höhere Frequenz bedeutet eine kleinere Lichtmenge, da Duty nach wie vor auf nur 3% eingestellt ist. Die Schwellspannung schneidet kleine Pulse ab und folglich wird auch die Zählrate sinken. Es handelt sich hierbei aber nicht um eine Eigenschaft des Photomultipliers oder der Elektronik, sondern des Funktionsgenerator. Für das Studium des Frequenzverhaltens des PMT ist der Funktionsgenerator nicht geeignet.

## 5.2. Messungen mit Wasser

### Myonraten

Bei allen Messungen mit Wasser wurden Myonraten aufgenommen. Die Schwellspannung lag, wenn nicht anders genannt, konstant bei 3.1 V. Myonpulse unterscheiden sich von der Form her deutlich von den Pulsen, die die LED auslöst (s. Abb. 5.14). Ihre durchschnittliche Höhe beträgt 6.79 mV, ist demnach gut vom Rauschen zu trennen.

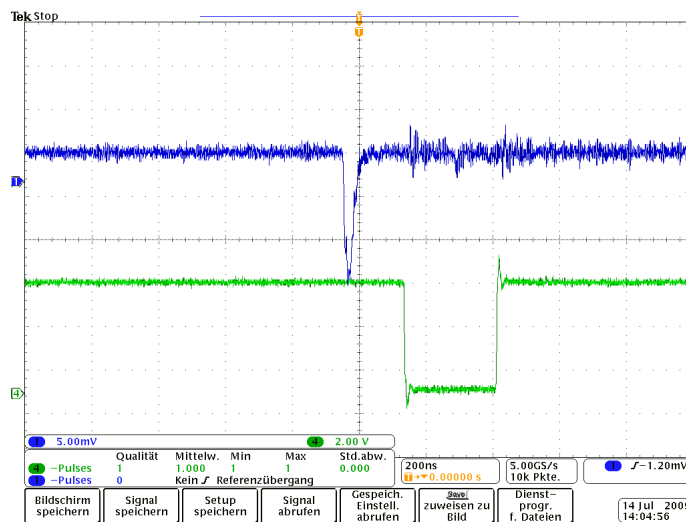


Abb. 5.14.: Puls, ausgelöst durch ein Myon; in blau der Originalpuls aus dem PMT, in grün das digitale Signal.

In Abb. 5.15 wurde die Myonrate gegen die Schwellspannung aufgetragen. Zur besseren Übersicht ist das Rauschen auch eingezeichnet.



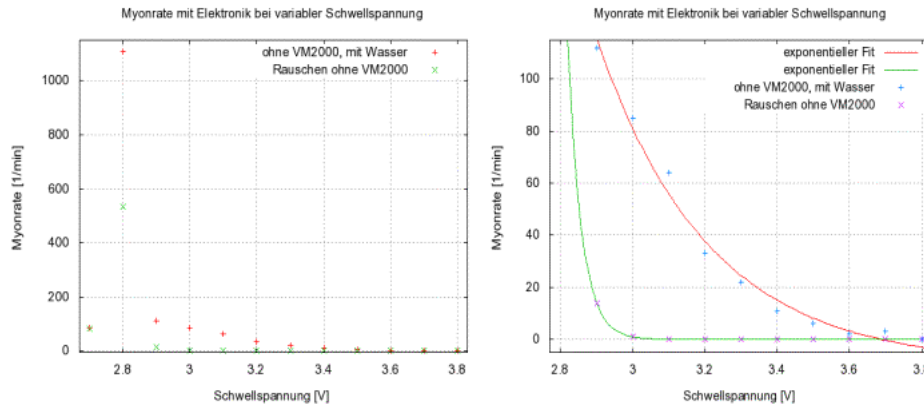


Abb. 5.15.: Myonrate und Rauschen gegen die Schwellspannung. Rechts ein Ausschnitt des linken Plots. Die Fits wurden mit den Werten zwischen 2.8 V und 3.8 V angefertigt.

Mit Abb. 5.10 ist es möglich zu errechnen, wie das Spektrum der Pulshöhen aussieht, das die Myonen im PMT erzeugen. Allerdings wäre ein solches Spektrum ohne weiteren Nutzen für die Auswertung des Versuchs. Wie im Theorieteil berechnet, liegt ein Großteil des Cherenkov-Lichts im ultravioletten Bereich, der vom PMT nur schwach nachgewiesen werden kann. Ein starker ultravioletter Lichtblitz würde also nur einen schwachen Puls auslösen. Dieser schwache Puls würde als von einem niederenergetischen Myon ausgelöst interpretiert werden. Darüberhinaus hängt die Höhe des Pulses von der Lichtmenge ab, die den PMT trifft. Durchquert ein Myon die Kanne nur am Rande, kann es auch nur wenig Cherenkov-Licht emittieren. Demgegenüber würde ein langsames Myon, das die Kanne in der Gänze durchquert, einen größeren Puls verursachen.

### 5.3. Messungen mit VM2000-Folie

Die Rauschbestimmung erfolgt bei der mit Folie ausgekleideten Kanne analog zu der normalen. Es wird die Pulshöhe gemessen sowie die Zählrate gegen die Schwellspannung der leeren Kanne. Es zeigt sich, dass das Grundrauschen wie bei der normalen Kanne bei 4 mV liegt. Die Rauschzählrate nimmt ebenfalls die gleichen Werte an, wie bei der Messung mit der nicht ausgekleideten Kanne, wie in Abb. 5.16 zu sehen ist.

Die nächste Messung mit VM2000-Folie erfolgt wiederum ohne Wasser. Mit der

## 5. Auswertung

LED wird mit den Standardeinstellungen die durchschnittliche Pulshöhe gemessen. Sie liegt um einen Faktor 2.2 höher, als die Pulshöhen aus der normalen Kanne. Für das Verhältnis der Pulshöhen zum Grundrauschen bedeutet das, dass die Pulse aus der verkleideten Kanne 7 mal höher als das Rauschen sind, die aus der normalen Kanne lediglich 3.2 mal so hoch.

Mit diesen Werten ist zu erwarten, dass die Myonpulse aus der mit Folie ausgestatteten Kanne ebenfalls 2.2 mal so hoch sind, wie die aus 5.2. Um das festzustellen wurde die Pulshöhe der Myonpulse mit der Folie gemessen. Das Ergebnis ist eine nur um 1.75 mal höhere Pulshöhe.

Die Erklärung liefert die Eigenschaft der Folie, UV-Licht in den sichtbaren Bereich zu verschieben. Dadurch werden nicht nur die ohnehin detektierbaren Pulse vergrößert, sondern es kommen neue Pulse hinzu. Die Myonen, die nur Cherenkov-Licht im UV-Bereich aussenden, wurden mit der alten Kanne nicht registriert. Durch die Wellenlängenverschiebung wird ein kleiner Teil des als UV-Licht ausgesendeten Lichts vom PMT detektiert. Diese Pulse sind aber deutlich kleiner und sorgen bei der Bestimmung der durchschnittlichen Pulshöhe dafür, dass diese etwas niedriger ausfällt, als vermutet.

Eine Konsequenz aus der Pulshöhenbestimmung ist, dass die Myonrate bei den Versuchen mit der Folie höher liegen muss, als bei denen ohne. Dazu wird die Zählrate gegen die Schwellspannung gemessen und mit den Werten aus Kapitel 5.2 verglichen.

In Abb. 5.16 ist zu erkennen, dass die Zählrate bei den Messungen mit der Folie ab einer Schwellspannung von 3.1 V über den Raten der Messungen ohne Folie liegt. Offensichtlich liefern diese neu registrierten Myonen kleine Pulse und sind verantwortlich für den kleineren Anstieg der durchschnittlichen Pulshöhe, als theoretisch zu erwarten war.

Die Myonraten sind mit Folie im rauschfreien Bereich nahezu doppelt so hoch, wie die ohne Folie gemessenen. Diese experimentelle Erkenntnis deckt sich mit den theoretischen Rechnungen in Kapitel 3.3, nämlich, dass die meisten Photonen des Cherenkov-Lichts im UV-Bereich zu erwarten sind.

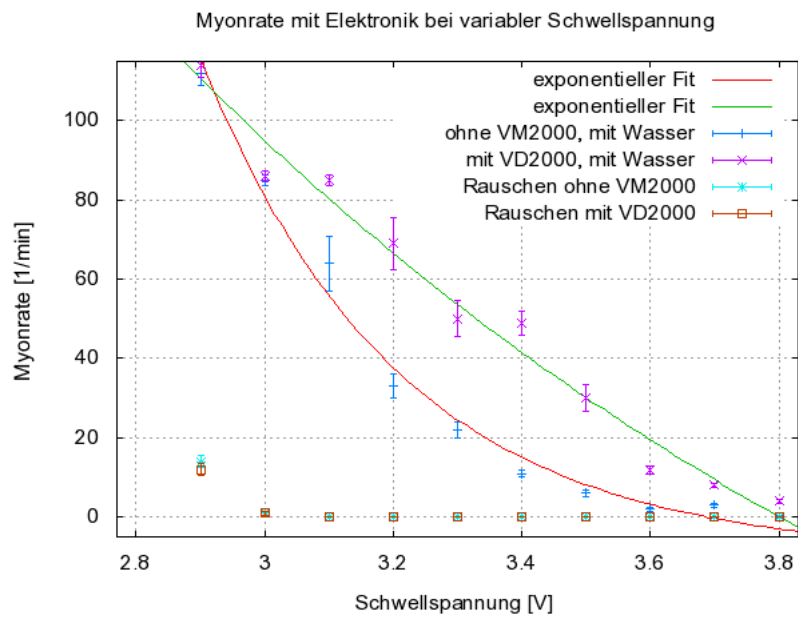


Abb. 5.16.: Myonrate und Rauchzählrate gegen die Schwellspannung. Bei der gewählten Schwelle von 3.1 V ist kein Rauschen mehr vorhanden. Ab da ist auch die Myonrate mit Folie höher als ohne.



## 6. Schlussfolgerungen

Es wurde ein Teststand zur Kalibration eines Photomultipliers mit LEDs aufgebaut. Zuerst wurden Messungen zur Wahl der Betriebsparameter wie der Hochspannung durchgeführt. Anschließend wurde die Linearität des PMT untersucht. Die Pulshöhe ist linear abhängig von der LED-Spannung und der Hochspannung. Das Frequenzverhalten ist nicht linear, sondern die Pulshöhe fällt exponentiell zur Frequenz der Lichtblitze ab.

Mit den Kalibrations-Messungen zu der Schwellspannung ist es möglich zu bestimmen, welche LED-Spannungen von der Schwelle abgeschnitten werden. Zusammen mit den vorigen Messungen kann jeder Schwellspannung eine minimal nötige Pulshöhe zugeordnet werden, die ein Signal in der Elektronik erzeugt. Die Pulshöhe ist demnach gemäß  $y \text{ [mV]} = 10.73x \text{ [V]} - 27.16 \text{ [mV]}$  linear abhängig zu der Schwellspannung.

Ein wichtiger Teil der Messungen war das Auffinden des Rauschbereichs, der bei ca. 4 mV liegt. Einzelne Rauschspitzen liegen sogar bei 6 mV. Daraufhin wurde die Schwellspannung bei 3.1 V festgelegt. Wie in Abb. 5.11 zu sehen, hat das Rauschen bei dieser Schwellspannung keine Auswirkungen mehr auf die Zählrate.

Um das Verhältnis zwischen Rauschniveau und Pulshöhen zu verbessern, wurde eine Kanne innen mit VM2000-Folie ausgekleidet. Die Folie reflektiert 99% des sichtbaren Lichts und verschiebt dazu UV-Licht in den sichtbaren Bereich, in dem der Photomultiplier eine höhere Effizienz hat. Die durchschnittlichen Pulshöhen bei den Versuchen mit der LED waren mehr als doppelt so hoch wie bei den Messungen mit der normalen Kanne. Die Myonpulse können nur einen Faktor von 1.75 aufweisen. Der Grund ist, dass mit der Folie Lichtblitze, und damit Myonen, nachgewiesen werden, die vorher komplett im UV-Bereich lagen. Dieses Licht erzeugt einen kleineren Puls, als die Lichtblitze, die ihren Großteil der Wellenlängen im sichtbaren Bereich haben. Konsistent dazu erhöht sich die Zählrate um über 90%.

Es ist nicht möglich eine Aussage über die Effizienz der Kanne zu machen. Um die zu

## 6. Schlussfolgerungen

bestimmen, könnten über und unter der Kanne Szintillatorplatten platziert werden. Diese können ihrerseits Myonen detektieren und so ließe sich nachvollziehen, wie effizient die Kanne Myonen nachweist.

Mit einer weiteren Kanne und der in Kapitel 3.1 angesprochenen Koinzidenzmethode ließe sich bestimmen, wieviele Myonen in einem schmalen Winkelbereich auf die Erde treffen. Dazu werden die Kannen übereinander angebracht und eine Elektronik zeigt nur Pulse an, die in einem bestimmten Zeitintervall kurz hintereinander in den Kannen zu sehen waren.

Die in dieser Arbeit erbrachten Messungen werden als Vorversuch zu dem eigentlichen Kamiokane-Versuch in das Bachelor-Praktikum der Fakultät für Physik der Georg-August-Universität Göttingen integriert. Den Studierenden soll so ein besseres Verständnis des Photomultipliers nahegebracht werden.

# A. Anhang

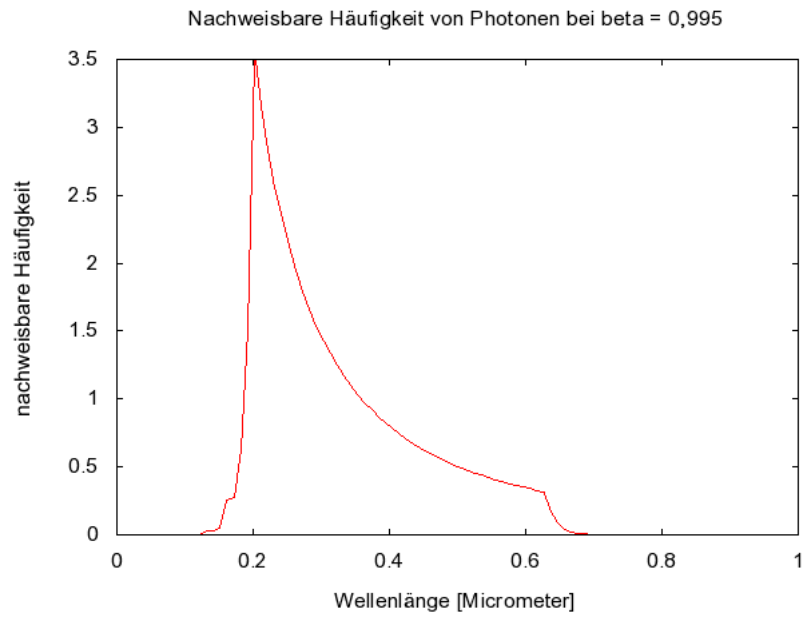


Abb. A.1.: Aus Gleichung 3.4 berechnete Anzahl der nachweisbaren Photonen für eine Myongeschwindigkeit von  $\beta = 0.995 c$  unter Berücksichtigung der Photon-Nachweiseffizienz (Quanteneffizienz) des PMT als Funktion der Photon Wellenlänge

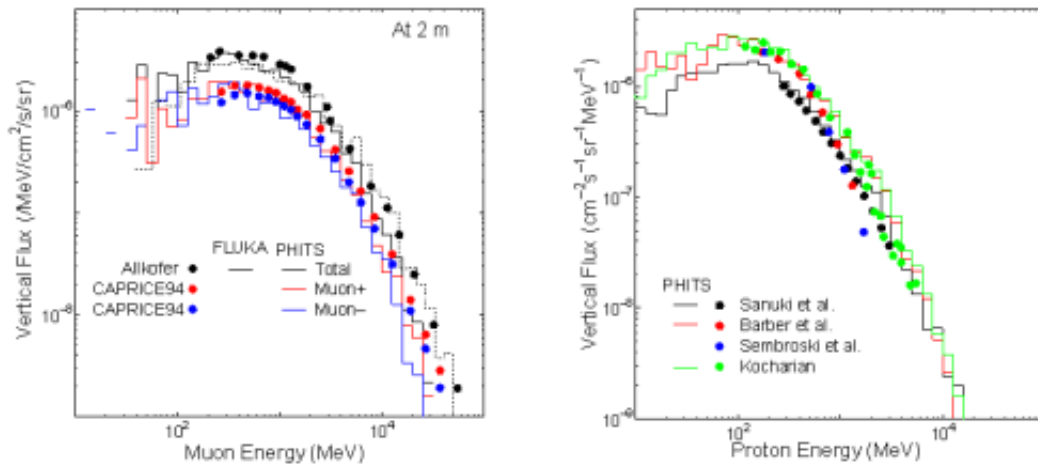


Abb. A.2.: Myon Spektrum auf der Erde [5].

Figure 1: Typical Spectral Response

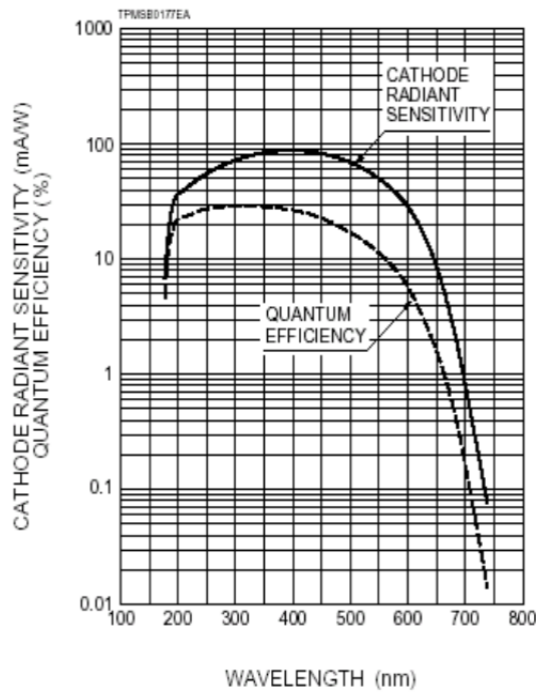


Abb. A.3.: Effizienzkurve des PMT R7518P [11] (aufgerufen am 01.09.2009)



# Literaturverzeichnis

- [1] Christian Söder: *Vorbereitung und Aufbau eines FP-Versuchs für den Bachelorstudiengang Physik zum Nachweis kosmischer Strahlung mit Cherenkovdetektoren*, (Staatsexamensarbeit, II.Physik-UniGö-Staatsex-2008/01, Göttingen, 2008)
- [2] C. Amsler, et al.: *Particle Physics Booklet*, (Physics Letters B667, 2008)
- [3] [www.fzd.de](http://www.fzd.de), Homepage des Forschungszentrums Dresden-Rossendorf (FZD), aufgerufen am 01.09.2009
- [4] Dieter Meschede: *Gerthsen Physik*, 22. Auflage (Springer Verlag, Berlin u.a., 2004)
- [5] Daten entnommen aus: <http://phits.jaea.go.jp/BmAtmosMuon.html>, Homepage der japanischen Atomenergiebehörde, aufgerufen am 01.09.2009
- [6] Harvey B. Newman u.a.: *History of Original Ideas and Basic Discoveries in Particle Physics - The intriguing history of the  $\mu$  meson (Gilberto Bernardini)*, (Plenum Press, New York, 1996)
- [7] National Academy of Sciences: *Biographical Memoirs, V.71* (1997); K.T. Bainbridge et al.: *Jabez Curry Street*,
- [8] C. Grupen: *Teilchendetektoren* (BI-Wissenschaftsverlag, Mannheim [u.a.] 1993)
- [9] <http://refractiveindex.info>, Seite, auf der Brechungsindizes von einigen Stoffen bei verschiedenen Bedingungen berechnet werden können, aufgerufen am 01.09.2009
- [10] [www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/index-e.html](http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/index-e.html), Homepage des Super-Kamiokande Experiments, aufgerufen am 01.09.2009

*Literaturverzeichnis*

- [11] Hamamatsu: *Preliminary Data, Nov. 1998*; Photomultiplier Tubes, R7518, R7518P

# Danksagung

An erster Stelle danke ich Kevin Kröniger, der mir über die gesamte Zeit der Erstellung dieser Arbeit mit Rat und Tat zur Seite gestanden hat. Insbesondere danke ich ihm für die Korrekturen der Arbeit.

Ich danke stellvertretend Klaus Arndt aus der Werkstatt sowie Kurt Schemmerling und Herwig Schulz aus der Elektronikwerkstatt für die ständige Hilfsbereitschaft bei Problemen rund um die Bauteile des Versuchs.

Carola Globig danke ich für die nicht-physikalische Korrektur.

Für die freundliche Aufnahme und die viele Unterstützung bedanke ich mich bei allen Mitglidern des II. Physikalischen Instituts.

Ganz besonders möchte ich mich für die Hilfe beim Umgang mit gnuplot und LaTeX bei Andrea Knue und Steffen Klemer bedanken.

**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 nicht bestanden Prüfung an dieser oder einer anderen Hochschule eingereicht wurde.

Göttingen, den 1. Februar 2010

(Hans Weger)