

---

# Einsatzmöglichkeiten der Kamiokandedektoren

---

Schriftliche Hausarbeit

im Rahmen der Ersten Staatsprüfung, dem Landesprüfungsamt für Erste  
Staatsprüfungen für Lehrämter an Schulen vorgelegt  
von

**Philipp Sill**

Köln, 16. März 2016

Gutachter: Prof. Dr. Peter Reiter



INSTITUT FÜR KERNPHYSIK  
UNIVERSITÄT ZU KÖLN



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>6</b>
2.1	Das Standardmodell . . . . .	6
2.1.1	Elementarteilchen . . . . .	6
2.1.2	Zusammengesetzte Teilchen . . . . .	7
2.2	Kosmische Strahlung . . . . .	8
2.2.1	Historischer Exkurs . . . . .	8
2.2.2	Primärstrahlung . . . . .	9
2.2.3	Sekundärstrahlung . . . . .	10
2.2.4	Einfluss des Erdmagnetfelds . . . . .	13
2.3	Das Myon . . . . .	16
2.3.1	Myonengeschwindigkeit . . . . .	16
2.3.2	Energieverlust in Materie . . . . .	19
2.4	Čerenkov-Effekt . . . . .	21
2.4.1	Historischer Exkurs . . . . .	21
2.4.2	Physikalischer Hintergrund . . . . .	21
<b>3</b>	<b>Versuchsaufbau</b>	<b>27</b>
3.1	Kamiokannen . . . . .	27
3.2	Photomultiplier . . . . .	30
3.2.1	Photoelektrischer Effekt . . . . .	30
3.2.2	Photomultiplier . . . . .	32
3.3	Elektronik . . . . .	34
3.3.1	HV-Modul . . . . .	34
3.3.2	Timing-Filter-Amplifier (TFA) . . . . .	35
3.3.3	Constant-Fraction-Discriminator (CFD) . . . . .	35
3.3.4	Quad Coincidence Logic Unit . . . . .	38
3.3.5	Counter . . . . .	38
3.3.6	Delay-Box . . . . .	38
3.3.7	Time to Amplitude Converter (TAC) . . . . .	38
3.3.8	Multichannel Analyzer (MCA) . . . . .	38
<b>4</b>	<b>Einsatzmöglichkeit als Praktikumsversuch</b>	<b>40</b>
4.1	Aufgabenstellungen . . . . .	40
4.2	Signalwege . . . . .	42
<b>5</b>	<b>Auswertung der Messwerte</b>	<b>44</b>
5.1	Nachweis von Myonen durch Kamiokannedetektoren . . . . .	44
5.1.1	Vergleich der Zählraten zur früheren Messung . . . . .	47
5.2	Koinzidenzmessung zur Winkelverteilung . . . . .	50
5.3	Geschwindigkeitsmessung der Myonen . . . . .	54
5.3.1	Bestimmung der Kanal-Zeit-Zuordnung . . . . .	54
5.3.2	Flugzeitmessung der Myonen . . . . .	56
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>59</b>

<b>Literatur</b>	<b>61</b>
<b>Danksagung</b>	<b>63</b>
<b>A Anhang: Versuchsanleitung</b>	<b>64</b>
<b>Abschließende Erklärung</b>	<b>91</b>



# 1 Einleitung

Das Ziel dieser Arbeit ist die Inbetriebnahme des experimentellen Aufbaus der Kamiokannedektoren und deren Einsatzmöglichkeiten als Praktikumsversuch im Institut für Kernphysik an der Universität zu Köln.

Mit Hilfe von Kamiokannedektoren können Myonen gemessen werden, welche bei der kosmischen Sekundärstrahlung entstehen. Die Myonen bewegen sich fast mit Lichtgeschwindigkeit fort und erzeugen in diesem Versuchsaufbau in wassergefüllten handelsüblichen Kaffeekannen aufgrund des Čerenkov-Effekts einen Lichtblitz, der wiederum von einem Photomultiplier registriert, in ein elektrisches Signal umgewandelt und von hochmoderner Elektronik weiter verarbeitet werden kann.

Die Funktionstüchtigkeit von insgesamt drei Kamiokannedektoren wurde 2015 im Rahmen einer Bachelorarbeit von T. Kutsch [10] überprüft. Im Anschluss daran wurde von der Feinmechanikwerkstatt des Instituts für Kernphysik der endgültige Versuchsaufbau gefertigt, der eine simultane Messung der Myonenintensität in Ost- und Westrichtung erlaubt. Der nächste Schritt ist die Ausarbeitung einer Versuchsanleitung, damit sich Physikstudierende mit den Messungen kosmischer Strahlung mittels Kamiokannedektoren vertraut machen können. Inhalte des Praktikumsversuchs sind u.a. die Untersuchung der charakteristischen Winkelverteilung, sowie die Geschwindigkeitsmessung der Myonen. Dabei schult dieser Versuch die Physikstudierenden, insbesondere den Umgang mit den elektronischen Geräten und gibt eine Möglichkeit sich mit dem Standardmodell der Elementarteilchen und der kosmischen Strahlung auseinanderzusetzen.

Da laut Kernlehrplan der Sekundarstufe II des Landes Nordrhein-Westfalens [18] die Elementarteilchenphysik immer mehr in den Vordergrund des Physikunterrichts rückt, bietet sich dieser Praktikumsversuch insbesondere für Lehramtsstudierende der Physik an, da man den vergleichsweise einfachen Versuchsaufbau und die theoretischen Grundlagen bereits in der Schule einführen und demonstrieren kann. Die Lösung des so genannten Myonparadoxon bildet zudem ein schönes Beispiel für die Anwendung der speziellen Relativitätstheorie.

## 2 Theoretische Grundlagen

### 2.1 Das Standardmodell

#### 2.1.1 Elementarteilchen

Nach unseren heutigen Kenntnissen besteht die gesamte Materie und ihre Wechselwirkungen aus drei Sorten elementarer Teilchen: **Leptonen** ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau, e^-, \mu^-, \tau^-$ ), **Quarks** (up, down, charme, strange, top, bottom) mit ihren jeweiligen Antiteilchen und **Austauschteilchen** [3].

Fermionen	Familie			elektr. Ladung	Farbe	Spin
	1	2	3			
Leptonen	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$	0	-	1/2
	$e^-$	$\mu^-$	$\tau^-$	-1	-	1/2
Quarks	$u$	$c$	$t$	+2/3	r,g,b	1/2
	$d$	$s$	$b$	-1/3	r,g,b	1/2

Tabelle 1: Zusammenfassung der Elementarteilchen.

Leptonen und Quarks besitzen einen halbzahligen Spin und folgen der Fermi-Dirac-Statistik. Sie werden folglich Fermionen genannt. Im Gegensatz dazu besitzen die Austauschteilchen einen ganzzahligen Spin und folgen der Einstein-Bose-Statistik. Sie werden somit zu den Bosonen gezählt und sind die Vermittler der vier grundlegenden Wechselwirkungen zwischen Leptonen und Quarks. Die vier Grundkräfte sind die starke, schwache und die elektromagnetische Wechselwirkung, sowie die Gravitation.

Zu jeder Wechselwirkung gibt es Austauschteilchen: Das Photon für die elektromagnetische, drei Bosonen ( $W^+, W^-, Z^0$ ) für die schwache und acht Gluonen für die starke Wechselwirkung.

Wechselwirkung	koppelt an	Austauschteilchen
stark	Farbladung	8 Gluonen
elektromagnetisch	elektrische Ladung	Photon
schwach	schwache Ladung	$W^+, W^-, Z^0$

Tabelle 2: Überblick über die Austauschteilchen

Die Gravitation besitzt als Austauschteilchen das Graviton, das allerdings noch nicht entdeckt wurde und Gegenstand aktueller Forschung ist. Das Graviton wird somit zunächst nicht im Standardmodell berücksichtigt. Des Weiteren gibt es noch das Higgs-Boson, das 2012 am LHC des CERN entdeckt wurde. Das Higgs-Boson ist Bestandteil des Higgs-Mechanismus, der allen

Teilchen eine Masse verleiht.

Leptonen unterliegen nur der schwachen Wechselwirkung, der Gravitation und, sofern das Elementarteilchen geladen ist, auch der elektromagnetischen Wechselwirkung. Quarks haben die besondere Eigenschaft, dass sie Farbladungen (Rot, Grün, Blau) tragen und somit zusätzlich der starken Wechselwirkung unterliegen.

Zu jedem Quark und jedem Lepton existiert zudem ein Antiteilchen. Das Antiteilchen unterscheidet sich vom ursprünglichen Teilchen nur durch die mit gleichem Betrag entgegengesetzte elektrischen Ladung, magnetischen Moment und allen ladungsartigen Quantenzahlen. Masse, Spin oder Lebensdauer sind im Rahmen des Standardmodells bei jedem Teilchen und seinem Antiteilchen gleich.

### 2.1.2 Zusammengesetzte Teilchen

Während Leptonen, wie z.B. das Elektron, frei beobachtet werden können, wurden bisher keine freien Quarks beobachtet. Diese bilden vielmehr die Bausteine weiterer Teilchen, den sogenannten Hadronen. Unterteilt werden die Hadronen in Mesonen und Baryonen. Mesonen sind aus 2 Quarks, einem Quark-Antiquark-Paar, zusammengesetzt während Baryonen aus 3 Quarks zusammengesetzt sind. Im Vergleich der Massen werden Leptonen auch als leichte, Mesonen als mittelschwere und Baryonen als schwere Teilchen bezeichnet. Aufgrund der Zusammensetzung unterscheiden sich Baryonen mit halbzahligen Spin von den Mesonen mit ganzzahligen Spin. Baryonen sind somit Fermionen und Mesonen sind Bosonen.

Hadron	Quark-Zusammensetzung	Masse [ $\frac{\text{MeV}}{c^2}$ ]	Ladung	Spin
Proton $p$	$uud$	938,3	1	1/2
Neutron $n$	$udd$	939,6	0	1/2
Sigma $\Sigma^+$	$uus$	1189,4	1	1/2
Sigma $\Sigma^-$	$dds$	1197,3	-1	1/2
Sigma $\Sigma^0$	$uds$	1192,5	0	1/2
Kaon $K^+$	$u\bar{s}$	493,7	1	0
Kaon $K^-$	$\bar{u}s$	493,7	-1	0
Pion $\pi^+$	$u\bar{d}$	139,6	1	0
Pion $\pi^-$	$\bar{u}d$	139,6	-1	0
Pion $\pi^0$	$\frac{1}{\sqrt{2}}[d\bar{d} - u\bar{u}]$	135,0	0	0

Tabelle 3: Liste von ausgewählten Hadronen [11].

## 2.2 Kosmische Strahlung

### 2.2.1 Historischer Exkurs

Der Strom aus geladenen Teilchen, mit welchen die Erde ständig von außen bombardiert wird und welche von hoher kinetischer Energie sind, wird als „kosmische Strahlung“ oder auch „Höhenstrahlung“ bezeichnet. Die Entdeckung und Erforschung der kosmischen Strahlung begann erst zu Beginn des 20. Jahrhunderts. Auslöser für die Entdeckung war die Erfindung empfindlicher Messinstrumente, wie z.B. das Goldblattelektroskop [26]. Bringt man radioaktive Präparate in die Nähe des Elektroskops oder lässt man Röntgenstrahlen darauf fallen, so entlädt sich das Elektroskop. Hält man alle solche bekannten Ursachen für eine Ionisierung vom Gerät fern, so geht die Entladung zwar sehr viel langsamer vor sich, man kann sie jedoch nicht völlig verhindern. Die Erklärung dafür sah man zunächst in der natürlichen radioaktiven Strahlung, die von der Materie in der Umgebung, z.B. im Boden, in den Gebäudewänden etc., ausging. Als man mit einem Elektroskop in einem Boot auf einen klaren Bergsee hinausfuhr, wo es mit Sicherheit weit weniger radioaktive Stoffe geben sollte, so ließ sich auch dort kaum ein Unterschied der Entladungsgeschwindigkeit feststellen. Man unternahm große Anstrengungen, um das Elektroskop weit genug aus der irdischen Umgebung zu bringen. Victor Franz Hess war der Erste, der einen Freiluftballon bestieg, um sich mit einer Ionisierungskammer hoch in die Atmosphäre tragen zu lassen. Die Resultate waren sehr aufschlussreich. Mit zunehmender Höhe des Ballons wurde zunächst die Entladungsgeschwindigkeit geringer. Bei etwa einem Kilometer Höhe begann sich der Effekt allerdings umzukehren. Bei einer Höhe von etwa 9 km war die Entladungsgeschwindigkeit etwa zehn mal so groß wie auf dem Boden (vgl. Abb. 1).

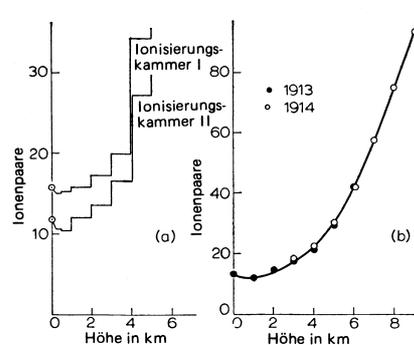


Abbildung 1: Links: V.F. Hess bei seinem Ballonflug 1912 [22]. Rechts: Abhängigkeit der Ionisierung von der Höhe: (a) 1912, unternommen von Hess. (b) 1913/14 unternommen von Werner Kolhörster [26].

### 2.2.2 Primärstrahlung

Die kosmische Strahlung, so weiß man heute, wird eingeteilt in Primär- und Sekundärstrahlung. Die Primärstrahlung ist die eigentliche, von außerhalb auf die Erde treffende kosmische Strahlung und besteht hauptsächlich aus Protonen ( $\approx 85\%$ ),  $\alpha$ -Teilchen ( $\approx 12\%$ ) sowie Elektronen und schweren Kernen mit Ladungszahl  $z \geq 3$  ( $\approx 3\%$ ) [8]. Die geladenen Teilchen der kosmischen Strahlung werden in den interstellaren Magnetfeldern vielfach abgelenkt und treffen daher isotrop auf die Erde. Die kosmische Strahlung wird auch je nach ihrem Ursprung in solare, galaktische und extragalaktische Komponenten eingeteilt. Teilchen mit Energien bis in den GeV-Bereich sind auf Sonnenerruptionen zurückzuführen [4]. Der Ursprung der nicht-solaren kosmischen Strahlung, in der Teilchenenergien bis zu  $10^{21}$  eV nachgewiesen wurden, ist bisher noch unbekannt.

Die Energien der kosmischen Strahlung übersteigen die von Menschenhand erreichbaren Energien noch um viele Größenordnungen, sodass auf absehbare Zeit die Quellen der kosmischen Strahlung die größten Beschleuniger im Universum darstellen werden.

Die Formel

$$\phi(E) = \frac{dN}{dE dA d\Omega dt} \quad (2.1)$$

beschreibt die Zahl der Teilchen, die pro Energieintervall, Fläche, Raumwinkelintervall und Zeit auf die Erde treffen, in Abhängigkeit ihrer Energie. Das dazu gehörige Energiespektrum ist in Abbildung 2 zu sehen.

Charakteristische Merkmale für das Energiespektrum sind [4]:

- Zu niedrigen Energien hin bricht der steile Verlauf des Spektrums ab, da das Erdmagnetfeld die Teilchen ablenkt und Teilchen mit Energien unterhalb von einigen GeV über nicht mehr durchlässt. Oberhalb von etwa 30 GeV ist der Einfluss des Erdmagnetfelds geringer.
- Bis etwa  $10^{14}$  eV folgt der Fluss einem Potenzgesetz:

$$\phi(E) = \phi_0 E^{-\gamma} = \phi_0 E^{-2,7} \quad (2.2)$$

- Oberhalb von etwa  $10^{14}$  eV bis  $10^{19}$  eV wird das Spektrum steiler und folgt dem Potenzgesetz aus (2.2) mit  $\gamma \approx 3,0$
- Oberhalb von  $10^{19}$  eV wird das Spektrum wieder flacher und oberhalb von etwa  $10^{20}$  eV (GZK-Cutoff) sind keine Teilchen mehr zu sehen.

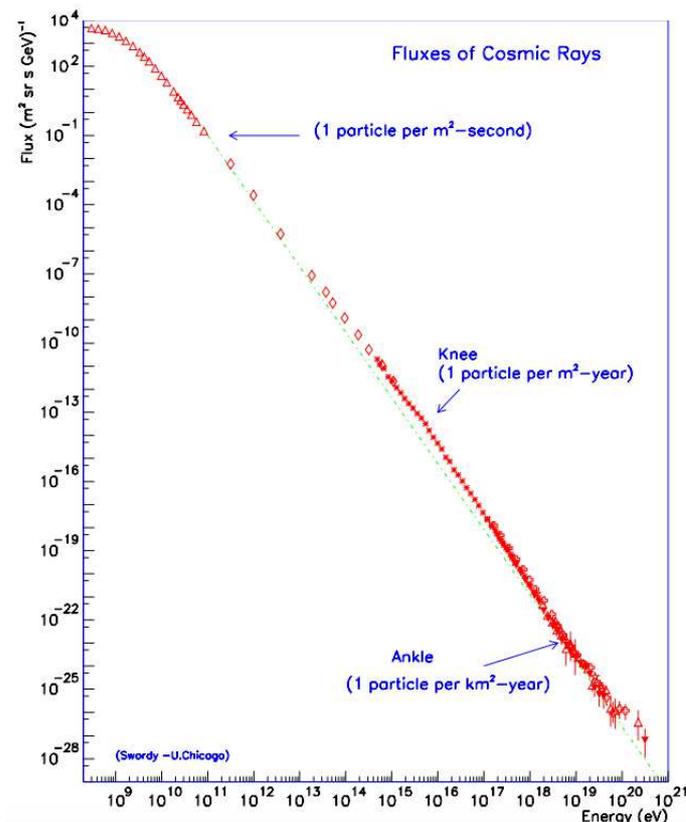


Abbildung 2: Energiespektrum der geladenen Komponente der kosmischen Primärstrahlung [4].

### 2.2.3 Sekundärstrahlung

Die in die Erdatmosphäre eindringende Primärstrahlung tritt in Wechselwirkungen mit den Atomkernen der atmosphärischen Luft. Die Massenbelegung der Atmosphäre beträgt etwa  $1000 \text{ g/cm}^2$ , entsprechend dem atmosphärischen Druck von etwa  $1000 \text{ hPa}$  [8]. Die für Hadronen relevante Wechselwirkungslänge in Luft ist  $\lambda = 90 \text{ g/cm}^2$ , entsprechend 11 Wechselwirkungslängen pro Atmosphäre. Das bedeutet, dass von der ursprünglichen Primärstrahlung kaum etwas auf Meereshöhe ankommt und die Strahlung bereits in Höhen von 15 bis 20 km in Wechselwirkung mit den Stickstoff- und Sauerstoff-Atomen tritt. Dabei erzeugen die Protonen und Kerne durch Spallation Teilchenschauer, die man als Sekundärstrahlung bezeichnet (siehe Abb. 3).

Bei der Spallation werden vor allem Pionen ( $\pi^\pm, \pi^0$ ) erzeugt [8]. Kaonen werden nur etwa mit 10% Wahrscheinlichkeit gegenüber den Pionen erzeugt. Die Überreste der Primärstrahlung, also die Protonen und  $\alpha$ -Teilchen, sowie die durch Spallation entstehenden Pionen und Kaonen bilden die sogenannte **Hadronische Komponente**, die nur in sehr geringen Maße auf dem Meeress-

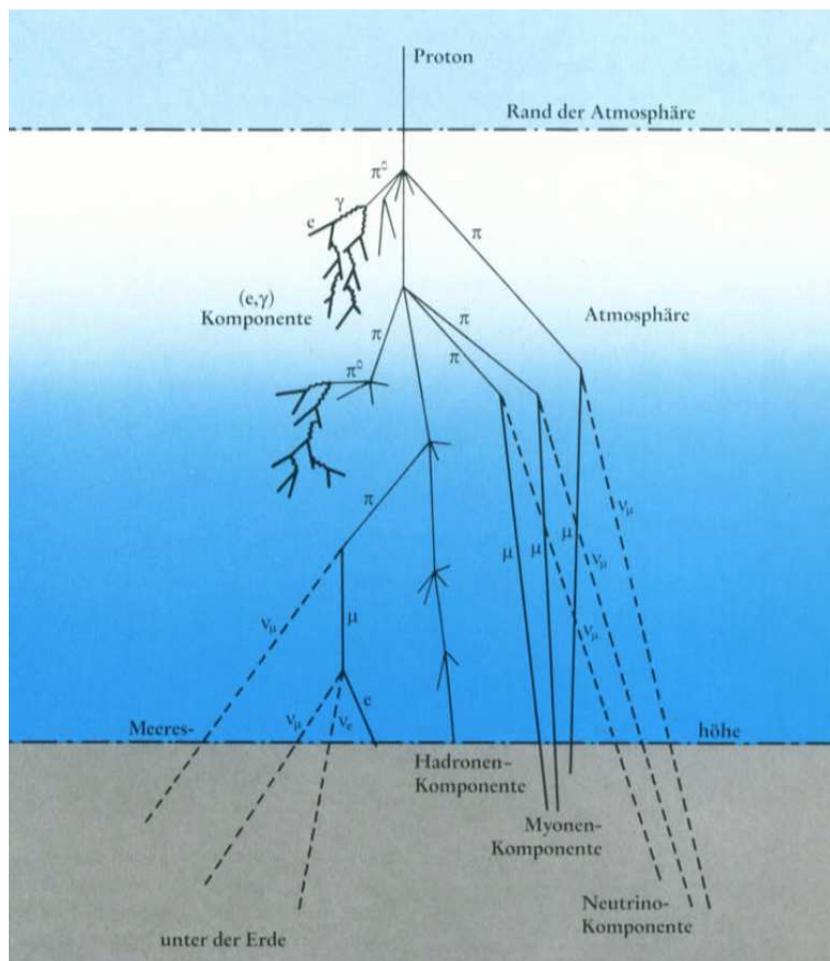


Abbildung 3: Schema der Teilchenschauer der Sekundärstrahlung in der Atmosphäre [6].

piegel nachgewiesen werden. Die Intensität auf Meereshöhe liegt bei [15]:

$$I_{HK} \approx 0,9 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$$

Die geladenen Pionen  $\pi^\pm$  haben allerdings eine kurze mittlere Lebensdauer von  $2,6 \cdot 10^{-8}$  s und die neutralen Pionen  $\pi^0$  eine noch kürzere Lebensdauer von  $8,4 \cdot 10^{-17}$  s und zerfallen in folgende Kanäle [4]:

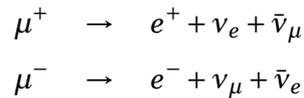
$$\begin{aligned} \pi^0 &\rightarrow \gamma + \gamma \\ \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \end{aligned}$$

Das neutrale Pion zerfällt in zwei Gammaquanten, die ihrerseits durch Paarbildung Elektronen und Positronen erzeugen können. Diese Komponente, be-

stehend aus Photonen, Elektronen und Positronen, wird **weiche Komponente** der Sekundärstrahlung genannt.

Beim Zerfall der geladenen Pionen entstehen Myonen und Neutrinos, die im Gegensatz zu den Teilchen der Hadronischen und weichen Komponente tief in die Erdoberfläche eintreten können. Der Grund bei den Neutrinos liegt an der sehr geringen Wechselwirkungswahrscheinlichkeit mit Materie und bei den Myonen an der im Vergleich zu den Pionen 100 mal längeren mittleren Lebensdauer von  $2,2 \cdot 10^{-6}$  s. Myonen und Neutrinos bilden die sogenannte **durchdringende Komponente** (oder auch harte Komponente) der Sekundärstrahlung.

Die Myonen können allerdings auch vor dem Eintritt in die Erdoberfläche aufgrund der kurzen Lebensdauer in folgende Kanäle zerfallen [8]:



Die beim Myonenzerfall entstehenden Elektronen und Positronen tragen wiederum zur weichen Komponente der Sekundärstrahlung bei, während die Neutrinos noch tief in der Erde nachweisbar sind.

Die Intensität der weichen Komponente nimmt mit steigender Energie ab [15]:

$$I_{\text{WK}} \approx \begin{cases} 30 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1} & \text{ab 10 MeV} \\ 6 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1} & \text{ab 100 MeV} \\ 0,2 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1} & \text{ab 1000 MeV} \end{cases}$$

Die Intensität der durchdringenden Komponente liegt bei:

$$I_{\text{DK}} \approx 70 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$$

Durch Eliminierung der Raumwinkelabhängigkeit gilt [8]:

$$I_{\text{DK}} \approx 1 \text{ cm}^{-2}\text{min}^{-1}$$

Dieser Wert ist allerdings nur eine Annäherung, da die Intensität noch vom Erdmagnetfeld abhängt (Siehe Kapitel 2.2.4).

Insgesamt besteht der Anteil der geladenen Teilchen, die die Erdoberfläche erreichen, zu 80% aus Myonen, 19% aus Elektronen und Positronen und zu

1% aus Hadronen.

Da die primäre kosmische Strahlung positiv geladen ist, muss sich dieser positive Ladungsüberschuss auch auf die Myonen übertragen. In der Tat stellte man experimentell fest, dass

$$\frac{N(\mu^+)}{N(\mu^-)} = 1,28 \quad (2.3)$$

ist [8].

### 2.2.4 Einfluss des Erdmagnetfelds

Bewegen sich geladene Teilchen innerhalb eines Magnetfeldes, so werden diese, in Abhängigkeit ihres Impulses und Bewegungsrichtung relativ zu den Magnetfeldlinien und Stärke des Magnetfeldes, durch die Lorentzkraft abgelenkt:

$$\vec{F}_L = q(\vec{v} \times \vec{B})$$

Aufgrund des Kreuzproduktes bewegen sich geladene Teilchen in einem homogenen Magnetfeld auf einer Kreisbahn mit dem Gyroradius  $\rho$ :

$$\rho = \frac{pc}{zeB} \quad (2.4)$$

Die allgemeine Behandlung von Teilchenbahnen im Erdmagnetfeld ist, aufgrund der Inhomogenität und Unregelmäßigkeit des Feldes, kompliziert. Unter der Annahme, dass das Erdfeld ein ideales magnetisches Dipolfeld ist, gilt [4]:

$$B = \frac{\mu_0 p_m}{4\pi r^3} \quad (2.5)$$

mit dem Dipolmoment  $p_m \approx 8,1 \cdot 10^{22} \text{ Am}^2$ .

Die Dipolachse des Erdmagnetfeldes ist etwa  $11,5^\circ$  gegen die Erdachse geneigt. Der magnetische Nordpol, liegt am geographischen Südpol und der magnetische Südpol liegt am geographischen Nordpol (vgl. Abb. 4).

Für Kreisbahnen um die Dipolachse in der Äquatorebene ergibt sich durch Einsetzen von (2.5) in (2.4) der so genannte Størmer-Radius:

$$r_s = \sqrt{\frac{ze\mu_0 p_m}{pc4\pi}} \quad (2.6)$$

Vom geographischen Nordpol aus gesehen bewegen sich positiv geladene Teilchen im Uhrzeigersinn auf dieser Kreisbahn von Osten nach Westen (vgl. Abb. 4 (rechts)).

Wie bereits in Kapitel 2.2.2 beschrieben, schirmt das Erdmagnetfeld Teilchen

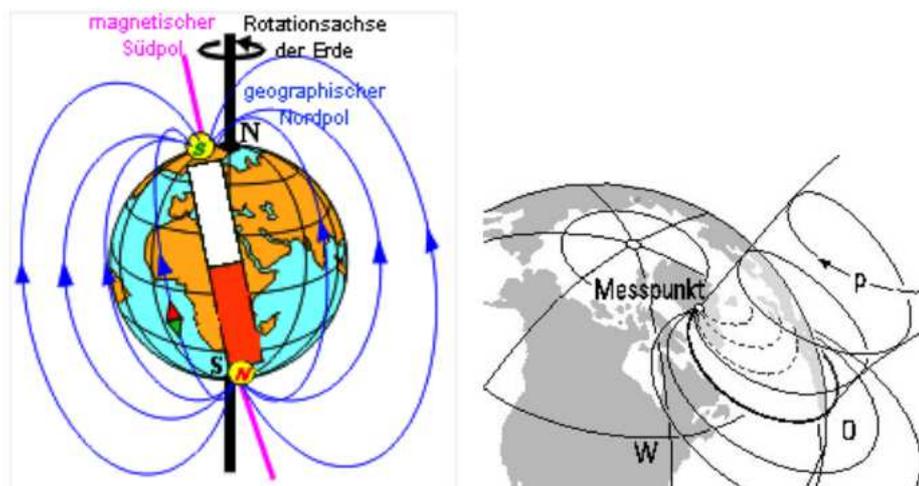


Abbildung 4: Links: Das Erdmagnetfeld als ideales Dipolfeld. Rechts: Bahnen der kosmischen Strahlung [4].

mit Energien unterhalb von einigen GeV weitgehend ab. Der notwendige Teilchenimpuls, um in das Erdmagnetfeld und in die Atmosphäre eindringen zu können, hängt von den geomagnetischen Breiten ab. Am Äquator liegt dieser Wert bei  $p_{\min}^{\text{äq}} = 15 \text{ GeV}/c$  während er am Pol  $p_{\min}^{\text{pol}} = 0 \text{ GeV}/c$  beträgt [11]. Die Abhängigkeit der Teilchenenergie von den geomagnetischen Breiten wird als Breiteneffekt bezeichnet.

Des Weiteren bildet das Erdmagnetfeld für Teilchen in bestimmten Energiebereichen Magnetfallen. In diese Bereiche eingedrungene oder in ihnen entstandene Teilchen werden gespeichert. Dies ist die Ursache für die Entstehung der sogenannten Strahlungsgürtel (Van-Allen-Gürtel).

Aufgrund der Richtung der magnetischen Feldlinien des Erdmagnetfelds von Süden nach Norden und dem Überschuss an positiven Myonen (vgl. (2.3)) müsste aufgrund der Reche-Hand-Regel die Intensität aus westlicher Richtung höher sein als aus östlicher Richtung. Außerdem erkennt man in Abbildung 4, dass einige Teilchenbahnen aus Richtung Osten nicht möglich sind, da sie von der Erde abgeschottet werden. Diese Asymmetrie der Intensität nennt man Ost-West-Effekt.

Als Maß für den Ost-West-Effekt ist der Ost-West-Asymmetriekoeffizient  $\epsilon$  definiert durch:

$$\epsilon = \frac{I_{\text{West}} - I_{\text{Ost}}}{I_{\text{West}} + I_{\text{Ost}}} \quad (2.7)$$

Aufgrund der Definition von  $\epsilon$  und der erwartet höheren Intensität aus westlicher Richtung sollte der Asymmetriekoeffizient  $\epsilon$  einen positiven Wert besit-

zen. Bemerkte sei noch, dass der Ost-West-Effekt für Breitengrade  $> 50^\circ$  nahezu verschwindet und für Köln ( $50,9^\circ$  N) daher sehr klein ausfallen sollte. Dies liegt daran, dass die Feldlinien des Magnetfelds für höhere Breiten immer mehr senkrechter in die Erdoberfläche eintreten und somit die Lorentz-Kraft, die die Teilchen auf eine Kreisbahn zwingt, immer geringer wird.

## 2.3 Das Myon

Das in diesem Versuch zu untersuchende Teilchen ist das Myon. Das Myon macht, wie bereits in Kapitel 2.2 diskutiert, mit 80% den Hauptteil der auf die Erdoberfläche einfallenden Kosmischen Strahlung aus und soll mit Hilfe der Kamiokanedektoren untersucht werden.

Das Myon ist ein Lepton und ähnelt aufgrund der Ladung ( $-1$ ) und dem Spin ( $\frac{1}{2}$ ) und weiteren Eigenschaften dem Elektron, weswegen es auch gelegentlich als *schweres Elektron* bezeichnet wird. Die Ruhemasse vom Myon im Vergleich zum Elektron beträgt [11]:

$$m_{\mu} = 105,65032 \pm 0,00029) \text{ MeV}/c^2 \approx 207m_e$$

Während das Elektron allerdings stabil ist, zerfällt das Myon in dessen Inertialsystem mit einer mittleren Lebensdauer von [11]:

$$\tau_{\mu} = (2,19709 \pm 0,00005) \cdot 10^{-6} \text{ s}$$

### 2.3.1 Myonengeschwindigkeit

Die Intensitätsverteilung der einfallenden Myonen in Abhängigkeit des Myonenimpulses ist in Abbildung 5 zu sehen.

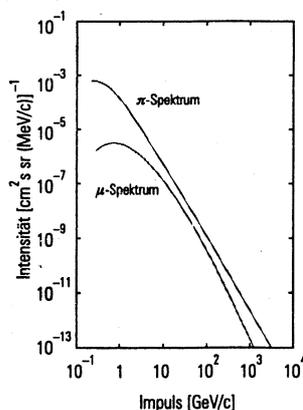


Abbildung 5: Myonenspektrum auf Meereshöhe im Vergleich zum Elternspektrum der Pionen bei der Produktion [8]

Myonen mit vorwiegend Impulsen oberhalb von 100 MeV/c werden auf der Erdoberfläche detektiert, wobei die Myonen eine mittlere Geschwindigkeit von  $0,998c$  besitzen [20].

Ein wichtiger Aspekt wurde bei der Diskussion um die Primär- und Sekundärstrahlung bisher außer acht gelassen. Die Myonen besitzen zwar eine im

Vergleich zu den geladenen Pionen etwa 100 mal längere mittlere Lebensdauer von  $2,2 \cdot 10^{-6}$  s. Bei einer mittleren Geschwindigkeit der Myonen von  $0,998c$  wäre die zurückgelegte Strecke in der Atmosphäre klassisch betrachtet gerade einmal

$$s = v \cdot t = 0,998c \cdot 2,2 \cdot 10^{-6} \text{ s} \approx 658 \text{ m}$$

Man fragt sich nun, wie doch so viele Myonen den Erdboden erreichen. Die Auflösung dieses *Myon-Paradoxons* erfolgt durch Berechnung der tatsächlich zurückgelegten Strecke der Myonen mittels der relativistischen Korrektur. Zur Berücksichtigung der Zeitdilatation berechnet man dafür den Lorentzfaktor  $\gamma$  mit:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - (0,998c)^2/c^2}} \approx 16$$

und erhält die tatsächlich zurückgelegte Strecke:

$$s = v \cdot (t \cdot \gamma) \approx 10500 \text{ m}$$

Da die Myonen in einer Höhe von 10 - 15 km erzeugt werden, wurde nun durch Berücksichtigung der relativistischen Korrektur bewiesen, dass die Myonen tatsächlich die Erdoberfläche erreichen können. Die Myonen mit Impulsen unter  $100 \text{ MeV}/c$  zerfallen schon auf dem Weg zur Erdoberfläche in Elektronen und Neutrinos (vgl. Kap. 2.2.3), da die mittlere Weglänge trotz relativistischer Korrektur deutlich geringer ist. Pionen haben im Vergleich zu den Myonen eine 100-fach kürzere mittlere Lebensdauer und legen damit auch einen entsprechend kürzeren Weg zurück, sodass der Vergleich der Intensitäten der Hadronischen und durchdringenden Komponente erklärt werden kann.

Aufgrund der begrenzten Lebensdauer und der damit begrenzten Weglänge wird auch eine unterschiedliche Intensität des Myonenflusses in Abhängigkeit zum Zenitwinkel  $\theta$  aufgrund der unterschiedlichen Weglängen in der Atmosphäre erwartet. Experimentell wurde diese Intensitätsverteilung durch die Funktion

$$I(\theta) = I_0 \cdot \cos^n(\theta) \tag{2.8}$$

bestimmt, wobei  $I_0$  die Intensität bei  $\theta = 0^\circ$  beträgt und der Exponent  $n$  Impulsabhängig ist und man  $n \approx 2$  erwartet (siehe Abb. 6) [8].

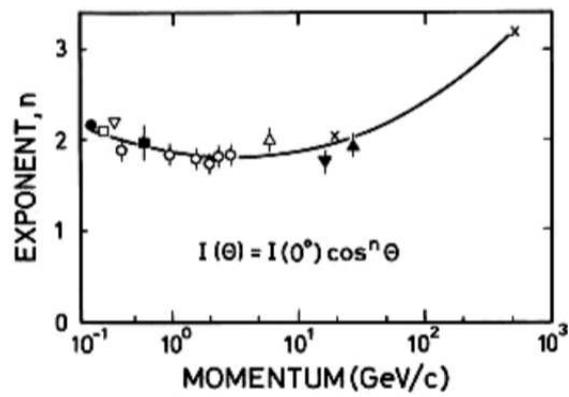


Abbildung 6: Exponent der Winkelverteilung der Myonen auf Meereshöhe in Abhängigkeit vom Impuls[1]

### 2.3.2 Energieverlust in Materie

Der Hauptmechanismus geladener Teilchen bei der Wechselwirkung mit Materie ist der Energieverlust durch Ionisation und Anregung. Dieser Energieverlustprozess wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben [8]:

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

Dabei sind:

- $K$  -  $4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0,307 \text{ MeV}/(\text{g}/\text{cm}^2)$
- $N_A$  - Avogadro-Zahl
- $r_e$  - klassischer Elektronenradius (=2,82 fm)
- $m_e c^2$  - Elektronenruheenergie (=511 keV)
- $z$  - Projektilladung
- $Z, A$  - Targetladung und Targetmasse
- $\beta$  - Projektilgeschwindigkeit (=  $v/c$ )
- $\gamma$  -  $1/\sqrt{1-\beta^2}$
- $T_{\max}$  -  $\frac{2m_e}{m_0^2 + m_e^2 + 2m_e E/c^2}$
- $m_0$  - Masse des einfallenden Teilchens
- $p, E$  - Impuls und Gesamtenergie des Projektils
- $I$  - mittlere Ionisationsenergie des Targets
- $\delta$  - Dichtekorrektur

Der Graph der Bethe-Bloch-Gleichung ist in Abb. 7 zu sehen.

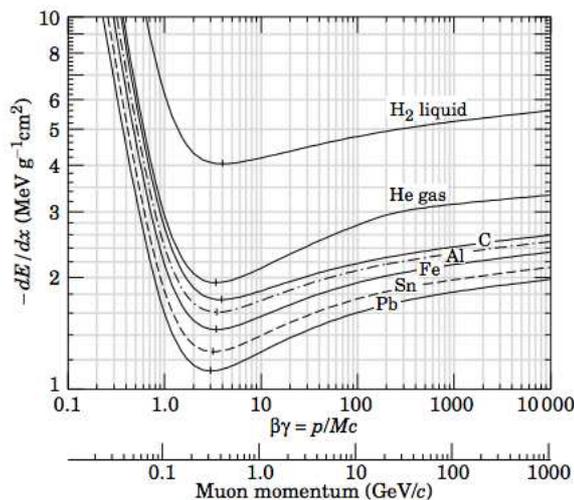


Abbildung 7: Energieverlust durch Ionisation von Myonen in Abhängigkeit des Impulses [16]

Man erkennt deutlich, dass sich für den Impulsbereich der Myonen der kosmischen Sekundärstrahlung von 0,1 GeV/c bis 1000 GeV/c (siehe Abb. 5) der

Energieverlust beim Durchgang, durch z.B. Aluminium, als gering erweist und die Myonen aus diesem Grund auch tief im Erdboden detektiert werden können.

## 2.4 Čherenkov-Effekt

### 2.4.1 Historischer Exkurs

Im Jahr 1934 entdeckte Pawel A. Čherenkov eine neuartige Leuchterscheinung in Stoffen, die beim Durchgang radioaktiver Strahlung entsteht [19]. Bereits 25 Jahre zuvor beobachtete Marie Curie Leuchterscheinungen von Lösungen bei Einwirkung von  $\gamma$ -Strahlung des Radiums, welche sie als gewöhnliche Lumineszenz deutete. Čherenkov untersuchte diese Leuchterscheinungen und fand heraus, dass neben der Lumineszenz der Lösung ein weiteres schwaches Leuchten der Lösungsmittel auftritt, die später nach ihm benannte *Čherenkov-Strahlung*. Die Eigenschaften der Čherenkov-Strahlung unterscheidet sich von denen der Lumineszenz. Zum einen folgt die Čherenkov-Strahlung einer momentanen Anregung, während die Lumineszenz mit einer endlichen Zeitkonstante von  $10^{-7}$  s bis  $10^{-8}$  s abklingt. Zum anderen ist die Čherenkov-Strahlung gerichtet, d.h. sie wird nur unter einem bestimmten Winkel zur Ausbreitungsrichtung der  $\gamma$ -Strahlen emittiert, während das Lumineszenzlicht gleichmäßig in alle Richtungen ausgestrahlt wird.

Es konnte bald gezeigt werden, dass der Grund für die Čherenkov-Strahlung nicht die  $\gamma$ -Strahlen selbst, sondern schnelle Elektronen sind, die durch die  $\gamma$ -Strahlung in der Untersuchungssubstanz erzeugt werden.

### 2.4.2 Physikalischer Hintergrund

Die Čherenkov-Strahlung entsteht, wenn sich geladene Teilchen in einem Medium mit einer Geschwindigkeit  $v$  bewegen, die größer ist als die Mediumlichtgeschwindigkeit  $c_m$  [19]. Nach der Relativitätstheorie können sich Teilchen nicht schneller als die Vakuumlichtgeschwindigkeit  $c$  bewegen. Die Geschwindigkeit des Lichts in einem Medium beträgt jedoch

$$c_m = \frac{c}{n}. \quad (2.9)$$

Dabei ist  $n$  der Brechungsindex des Mediums und allgemein größer als 1, sodass durch die Beziehung (2.9)  $c_m$  stets kleiner ist als  $c$  und somit die Überlichtgeschwindigkeit von Teilchen in einem Medium möglich ist. Die Erzeugung der Čherenkov-Strahlung durch die genannte Bedingung wird als *Čherenkov-Effekt* bezeichnet, welcher die physikalische Grundlage für den Nachweis von Myonen mittels Kamiokanedektoren bildet.

Um zu verstehen, warum gerade geladene Teilchen, die sich mit Überlichtgeschwindigkeit bewegen, Ursache elektromagnetischer Strahlung sind, betrachtet man die Abbildung 8.

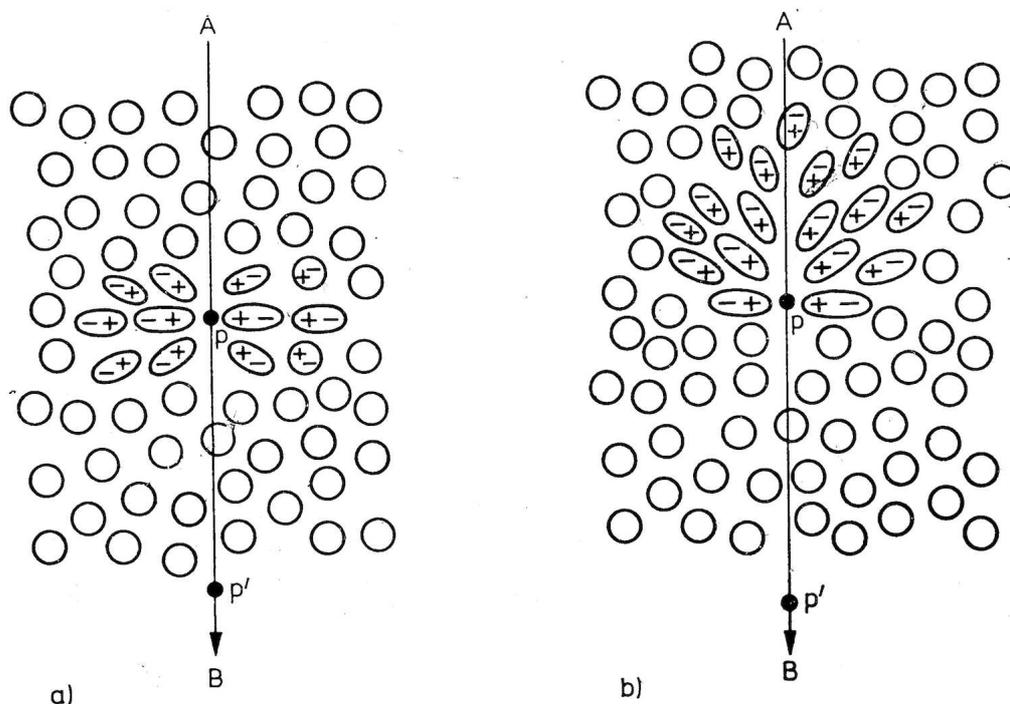


Abbildung 8: Polarisation des Mediums beim Durchgang eines geladenen Teilchens. a) für  $v < c/n$ . b) für  $v > c/n$  [19].

Die Bahn des geladenen Teilchens (in diesem Fall ein Elektron oder Myon) wird durch AB bezeichnet. In der Umgebung des Myons (Punkt P in Abb 8 a) wird das Medium polarisiert und die Moleküle so deformiert, dass sich die positiven Ladungen zum vorbeifliegenden Myon hin orientieren und die negativen Ladungen auf der entgegengesetzten Seite des Moleküls ansammeln. Das Molekül erhält die Eigenschaft eines Dipols. Ist das Myon zum Punkt P' weitergeflogen, so verschwindet die Polarisation in Punkt P wieder und es entsteht ein elektromagnetischer Impuls. Für die Geschwindigkeit des Myons  $v < c/n$  sind die Dipole symmetrisch angeordnet, sodass das über alle Dipole integrierte Dipolfeld den Wert Null ergibt und keine resultierende Strahlung übrigbleibt.

Wenn aber die Geschwindigkeit des Myons  $v > c/n$  beträgt, so kann die Symmetrie gestört werden (Abb. 8 b). Dies liegt daran, dass der Abbau des Polarisationszustandes nicht sofort, sondern mit einer gewissen Relaxationszeit erfolgt. Der Polarisationszustand des Bereiches, den das Myon eben durchlaufen hat, ist noch nicht abgebaut, wenn sich der Polarisationszustand im Ge-

biet um P bereits ausgebildet hat. Diese Symmetriestörung führt dazu, dass das über alle Dipole integrierte Dipolfeld den Wert ungleich Null besitzt und in jedem Punkt der Myonenbahn momentan ein elektromagnetischer Impuls entsteht. Eine resultierende elektromagnetische Strahlung, die Čerenkov-Strahlung, ist die Folge.

Damit sich aus den einzelnen nichtkompensierten, momentanen Impulsen eine im Raum fortschreitende Welle bildet, müssen die in den verschiedenen Bahnpunkten entstehenden Impulse noch einer Kohärenzbedingung genügen, die sich mit Hilfe des Huygensschen Prinzips angeben lässt [19].

Das Myon bewege sich mit einer Geschwindigkeit  $v > c/n$  von A nach B (Abb. 9) in einem Medium mit Brechungsindex  $n$ .

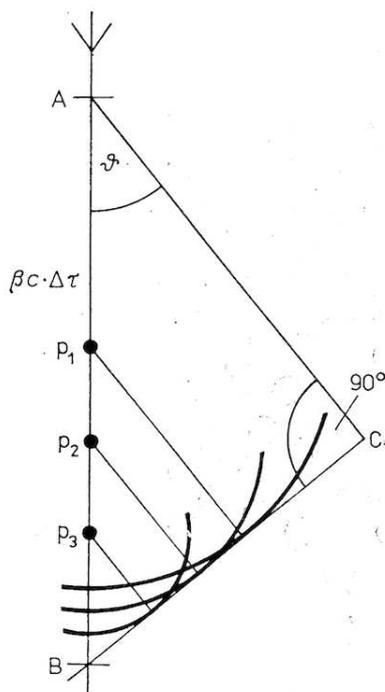


Abbildung 9: Huygenssche Konstruktion zur Erklärung der Kohärenz der Čerenkov-Strahlung [19].

Die Punkte  $P_1, P_2, \dots$  der Myonenbahn sind Ausgangspunkte elektromagnetischer Impulse. Die von diesen Ausgangspunkten stammenden Kugelwellen erreichen die Ebene BC mit der gleichen Phase, wenn sie sich unter dem Winkel  $\vartheta$  zur Flugrichtung des Myons ausbreiten, wie die ausgehende Welle von Punkt A die Strecke  $\overline{AC} = (c/n) \cdot \Delta t$  in einer Zeit zurücklegt, in der das Myon nach B gelangt. Diese Zeit ist gleich  $\Delta t$  und das Myon hat in dieser Zeit die Strecke  $\overline{AB} = v \cdot \Delta t = \beta c \cdot \Delta t$  (mit  $\beta = v/c$ ) zurückgelegt. In alle anderen Richtungen löschen sich die Elementarwellen durch Interferenz gegenseitig aus. Wie

bereits erwähnt ist dies die Erklärung dafür, dass die Čerenkov-Strahlung gerichtet ist, während das Lumineszenzlicht in alle Richtungen gleichmäßig ausgestrahlt wird. Wie in der Abbildung 9 ersichtlich, gilt

$$(c/n) \cdot \Delta t = v \cdot \Delta t \cdot \cos(\vartheta)$$

Für den Winkel  $\vartheta$  folgt somit:

$$\cos(\vartheta) = \frac{1}{\beta n} \quad (2.10)$$

mit  $\beta = v/c$ .

Aus dieser grundlegenden Gleichung 2.10 entnimmt man, dass die Čerenkov-Strahlung einen Schwellenwert ( $\beta n = 1$ ) besitzt und nur bei  $\beta n \geq 1$  (oder analog  $\beta \geq \frac{1}{n}$ ) möglich ist. Dies ist gleichbedeutend mit  $v \geq c/n$ .

An der Schwelle  $\beta n = 1$  wird Čerenkov-Strahlung vorwärts emittiert und der Čerenkov-Winkel  $\vartheta$  steigt, bis er den Maximalwert für  $\beta = 1$ , also

$$\vartheta_{\max} = \arccos \frac{1}{n} \quad (2.11)$$

erreicht.

Aus dem Schwellenwert  $\beta n = 1$  kann man die Mindestenergie der Teilchen durch das Medium mit Brechungsindex  $n$  berechnet werden, damit Čerenkov-Strahlung entsteht [7]. Es gilt:

$$E_{\min} = \gamma m_0 c^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} \quad (2.12)$$

Mindestgeschwindigkeit und -energie des Elektrons und Myons sind für Luft, Wasser und Plexiglas in der Tabelle 4 aufgelistet.

Medium	Brechungsindex	$v_{\min}$	$E_{\min}$ Elektron	$E_{\min}$ Myon
Luft	1,000292	0,99971c	21,15 MeV	4,37 GeV
Wasser	1,34	0,746c	0,768 MeV	0,16 GeV
Plexiglas	1,49	0,67c	0,68 MeV	0,14 GeV

Tabelle 4: Brechungsindizes, Mindestgeschwindigkeit und -energie des Elektros und Myons für verschiedene Medien.

Im dreidimensionalen bildet die gerichtete Wellenfront der Čerenkov-Strahlung die Mantelfläche eines Kegels. In der Mechanik wäre dies das Analogon zum Mach'schen Kegel. Solch ein Čerenkov-Kegel ist in Abb. 10 zu sehen.

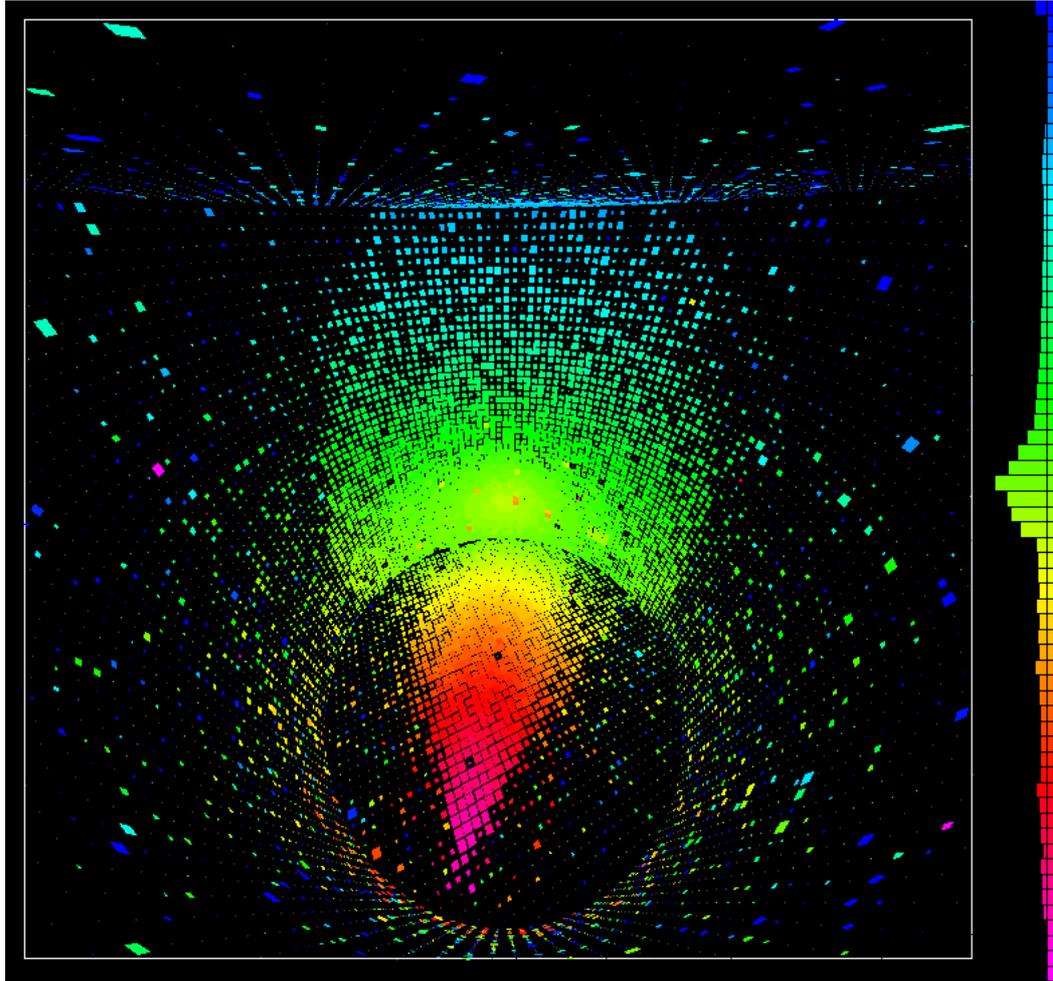


Abbildung 10: Myon-Event mit deutlich sichtbarem Čerenkov-Kegel. Aufgenommen beim Super-Kamiokande-Experiment [21].

Die Anzahl der pro Wegstrecke emittierten Čerenkov-Photonen im Wellenlängenbereich zwischen  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  lassen sich berechnen mit [7]:

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha z^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (2.13)$$

Hierbei ist  $z$  die Ladung des Teilchens, das die Čerenkov-Strahlung erzeugt, und  $\alpha$  die Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante.

Für den optischen Bereich ( $\lambda_1 = 400$  nm und  $\lambda_2 = 700$  nm) kann man die Anzahl der pro Längeneinheit emittierten Photonen für verschiedene Materialien als Funktion der Geschwindigkeit des Teilchens in der folgenden Abbildung 11 sehen.

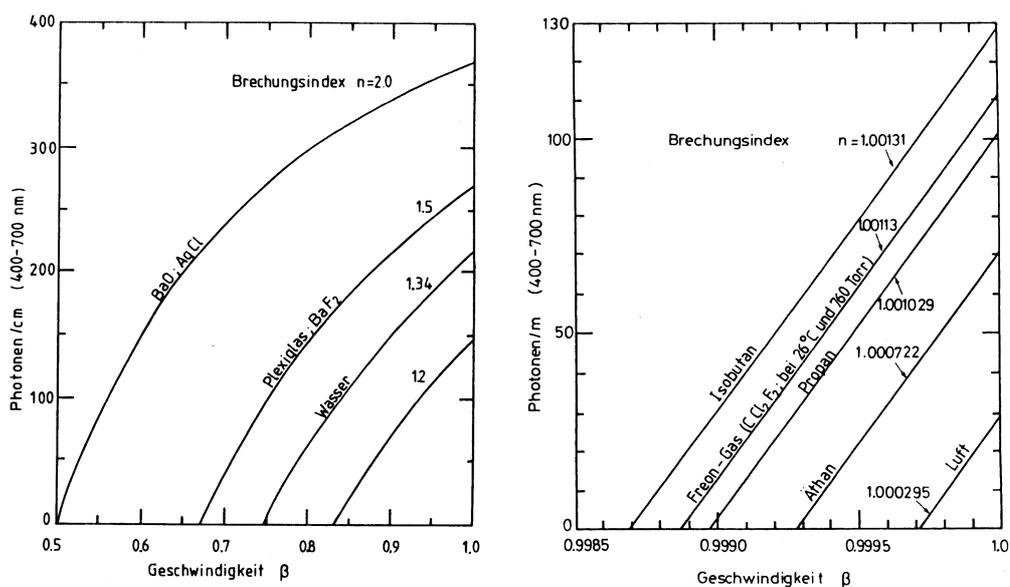


Abbildung 11: Zahl der pro Längeneinheit erzeugten Photonen für verschiedene Materialien als Funktion der Teilchengeschwindigkeit [5].

Zum Abschluss des Kapitels soll noch auf einen interessanten Sachverhalt hingewiesen werden, der in der Geschichte der Entdeckung der Strahlung geladener, mit Überlichtgeschwindigkeit fliegender Teilchen eine Rolle spielt [19]: Im Jahre 1904, ein Jahr vor der Veröffentlichung der Relativitätstheorie von Albert Einstein, erschien eine Arbeit von A. Sommerfeld, in der er die Strahlung eines Ladungsträgers berechnete, der sich im Vakuum mit Überlichtgeschwindigkeit bewegt. Da ein Jahr danach die Relativitätstheorie publiziert wurde, nach der eine solche Bewegung nicht möglich sei, blieb die Arbeit von Sommerfeld lange unbeachtet. Ilja Frank und Igor Tamm<sup>1</sup> wurden erst nach der Veröffentlichung ihrer Arbeit über den Cherenkov-Effekt auf sie aufmerksam. Tamm bemerkte in seinem Nobelvortrag:

„Sie sehen, dass der Mechanismus dieser Strahlung sehr einfach ist. Man konnte die Erscheinung deshalb auf der Grundlage der klassischen Elektrodynamik leicht lange voraussagen, bevor sie faktisch entdeckt wurde. Warum gelang ihr experimenteller Nachweis erst so spät? Mir scheint, wir haben hier ein lehrreiches Beispiel vor uns, das in der Entwicklung der Wissenschaften gar nicht selten ist, wenn der wissenschaftliche Fortschritt durch kritiklose Anwendung richtiger physikalischer Prinzipien auf Erscheinungen gebremst wird, die außerhalb des Gültigkeitsbereiches dieser Prinzipien liegen. [...]“

<sup>1</sup>Ilja Frank und Igor Tamm wurden 1958 zusammen mit Pawel A. Čerenkov „für die Entdeckung und Interpretation des Čerenkov-Effekts“ mit dem Nobelpreis für Physik ausgezeichnet

### 3 Versuchsaufbau

Die Messung der Myonen mit Kamiokannedetektoren beruhen auf einen Versuchsaufbau, der aus drei wichtigen Komponenten besteht:

1. Die Kamiokannen: Treten die Myonen in diese ein, so erzeugen die Myonen aufgrund ihrer hohen Geschwindigkeit Čherenkov-Strahlung.
2. Der Photomultiplier: Die Čherenkov-Strahlung wird im Photomultiplier durch Erzeugung und Verstärkung eines elektrischen Signals detektiert.
3. Die Elektronik: Mit Hilfe elektronischer Geräte können die elektrischen Signale des Photomultipliers weiter verarbeitet und ausgewertet werden.

#### 3.1 Kamiokannen

Die drei Kamiokannedetektoren bestehen jeweils aus handelsüblichen Kaffeekannen (Firma Helios, Typ Mondo). Das Volumen einer Thermoskanne beträgt 2 l, welches mit destilliertem Wasser gefüllt ist. Die Thermoskanne hat eine Höhe von 23 cm und einen Innendurchmesser von 11,8 cm. Der Schraubdeckel der Kaffeekannen wurde entfernt und durch ein passgenaues Kunststoffgewinde getauscht, in das ein Lichtwellenleiter aus Acrylglas (PMMA) eingefasst ist. Auf dem Lichtwellenleiter wurde ein Photomultiplier fest montiert.

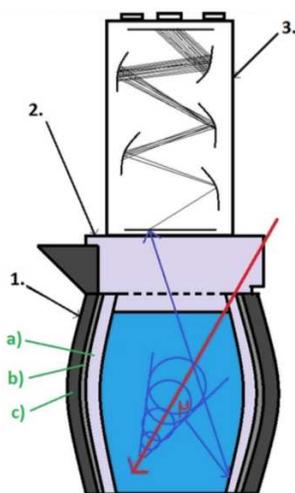


Abbildung 12: Aufbau der Kamiokanne: (a) Glasschicht, (b) Reflexionsschicht aus Silber, (c) Kunststoffschicht. Aufbau des Kamiokannedetektors: 1. Kamiokanne, 2. Lichtwellenleiter, 3. Photomultiplier. (Quelle Bild links: [10])

Tritt ein Myon mit einer Geschwindigkeit in das Wasser ein, welche größer ist als die Lichtgeschwindigkeit in Wasser, so wird Cherenkov-Strahlung erzeugt. Aus der Abbildung 11 konnte man die Zahl der erzeugten Photonen beim Cherenkov-Effekt im Wellenlängenbereich von 400 – 700 nm ablesen. Die Gefäßwand in der Thermoskanne besteht aus einer Glas- und Silberbeschichtung. Aus der Abbildung 13 kann man nun entnehmen, dass die Photonen der Cherenkov-Strahlung im Wellenlängenbereich ab 400 nm zu etwa 90% reflektiert werden.

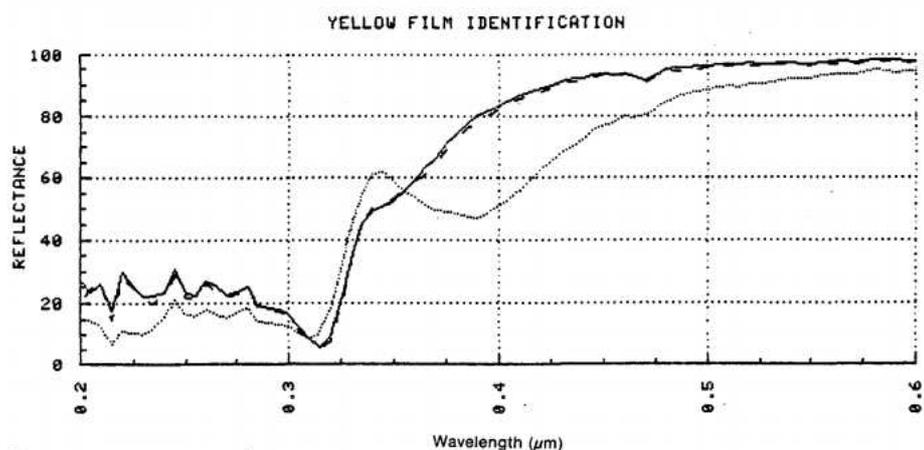


Abbildung 13: Reflexivität von Silber in Abhängigkeit der Wellenlänge. Die kontrastreichere Kurve gibt die Reflexivität von Silber ohne Beschichtung an. [12]

Die Photonen gelangen in der Regel erst nach ein- oder mehrfacher Reflexion an den Gefäßwänden zur Kannenöffnung und zum Lichtwellenleiter. Zwar wird der überwiegende Teil immer wieder reflektiert, durch Mehrfachreflexion geht aber eine nicht unerhebliche Menge an Photonen verloren.

Der Lichtwellenleiter bildet die Grenzschicht zwischen dem Glas des Photomultipliers und dem Wasser in der Thermoskanne und hat die Aufgabe den Kontakt des Wassers zum Photomultiplier zu unterbinden und das Licht in der Thermoskanne zur Photokathode zu leiten. Das Material des Lichtwellenleiters besteht aus Plexiglas mit einem Brechungsindex von  $n \approx 1,49$  (vgl. Tabelle 4), d.h. auch dort kann Cherenkov-Strahlung erzeugt werden.

Der Versuchsaufbau zur Messung der Myonen, der im Rahmen der Bachelorarbeit von T. Kutsch entwickelt wurde, besteht aus drei Kamiokannedetektoren, die in einem Gestell montiert sind (siehe Abb. 14).



Abbildung 14: Der Versuchsaufbau mit drei Kamiokannedetektoren.

Ein Detektor ist im Drehpunkt gelagert, die anderen beiden Detektoren sind jeweils am Ende der Arme montiert. Beide Arme sind 1 m lang. Durch eine Handkurbel können die Arme hoch- und runtergefahren werden, sodass sich der eingeschlossene Winkel zwischen dem Nadir und der Verbindungslinie des am Arm und im Drehpunkt gelagerten Detektors ändert. Der Winkel ist auf jeder Seite gleich groß und kann bis auf  $1^\circ$  genau eingestellt werden. Die Winkelauflösung ergibt sich aus einer trigonometrischen Betrachtung (Abb. 15):

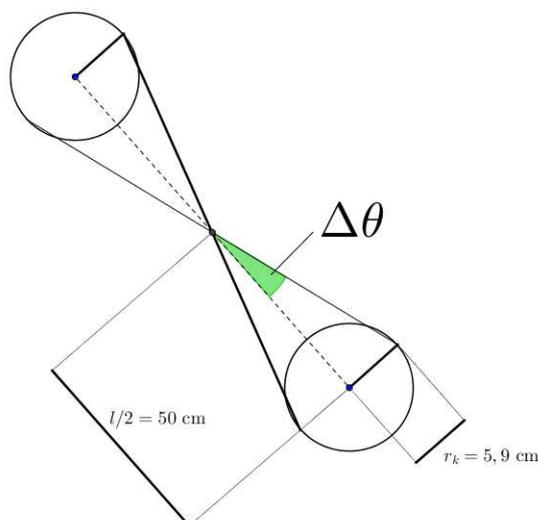


Abbildung 15: Skizze zur Berechnung der Winkelauflösung

$$\Delta\theta = \arctan\left(\frac{r_k}{l/2}\right) = \arctan\left(\frac{5,9\text{cm}}{50\text{cm}}\right) = 6,7^\circ \quad (3.1)$$

Außerdem ist jeder Detektor in einer lichtdichten Kammer aus Aluminium untergebracht. Die Wände sind jeweils 5 mm dick. Ein Myon, das von zwei Kamiokannen detektiert werden soll, muss durch eine insgesamt 1,5 cm dicke Aluminiumschicht gelangen. Nach Kapitel 2.3.2 ist der Energieverlust der Myonen durch Aluminium im Impulsbereich von 1 GeV/c bis 100 GeV/c sehr gering, sodass keine Abschirmung oder Intensitätsverlust zu erwarten ist.

## 3.2 Photomultiplier

### 3.2.1 Photoelektrischer Effekt

Als photoelektrischen Effekt (oder kurz Photoeffekt) bezeichnet man das Herauslösen von Elektronen aus den Atombindungen in Metallen durch Lichteinwirkung [19]. Durch den Photoeffekt kann man zeigen, dass das Licht nicht nur Eigenschaften einer Welle, sondern auch eines Teilchens besitzt. Dieses Lichtteilchen wird Photon genannt.

Auf den ersten Blick erscheint die qualitative Deutung des Photoeffekts keine Schwierigkeiten zu bereiten, wenn man von der Wellennatur des Lichts ausgeht. Die eingestrahlte elektromagnetische Welle ruft Schwingungen der Elektronen im Metall hervor. Bei Resonanz zwischen der Eigenfrequenz der Elektronenschwingungen und der Frequenz der einfallenden Welle kann die Amplitude der Elektronenschwingungen so groß werden, dass das Elektron aus der Metalloberfläche austritt. Somit müsste die kinetische Energie, mit

der das Elektron aus dem Metall austritt, aus der eingestrahlten Welle entnommen werden. Dies würde bedeuten, dass die Energie des Elektrons in direkter Beziehung zur Intensität des einfallenden Lichtes stehen muss. Untersuchungen ergaben aber, dass die Energie der Photoelektronen nicht von der Lichtintensität abhängt. Die Geschwindigkeit, und damit die Energie, ist von der Frequenz des einfallenden Lichtes abhängig und nimmt mit wachsender Frequenz linear zu. Die Zunahme der Intensität des Lichtes erhöht nur die Anzahl der Photoelektronen, die der Intensität streng proportional ist.

Albert Einstein war der Erste, der diese Schwierigkeiten beseitigen konnte, indem er das Licht als rein korpuskulare Erscheinung ansah. Das quantitative Bild des Photoeffekts ergibt, dass das Elektron das Photon absorbiert und somit die Energie vom Photon auf das Elektron übertragen wird. Ist die Energie so groß, dass das Elektron aus seiner Bindung befreit wird, so kann es aus der Metalloberfläche austreten. Hierbei erhält jedes ausgelöste Elektron seine Energie nur von einem Photon. Die Anzahl der ausgelösten Photoelektronen muss demnach der Anzahl der absorbierten Photonen, also der Lichtintensität, proportional sein (Gesetz von Stoletov [19]). Die Energie des Photoelektrons hängt nur von der Energie des absorbierten Photons ab, welche gleich  $h \cdot \nu$  ist. Die Energiebilanz bei der Absorption eines Photons wird im allgemeinen Fall durch die Einsteinsche Gleichung des Photoeffekts beschrieben:

$$h\nu = P_1 + P_2 + E_{\text{kin}}$$

$P_1$  ist die Ionisierungsenergie des Atoms,  $P_2$  die Austrittsarbeit des Elektrons aus dem Metall und  $E_{\text{kin}}$  die kinetische Energie des ausgelösten Photoelektrons. Für Metalle kann  $P_1 = 0$  angenommen werden, da Metalle dadurch charakterisiert sind, dass in ihnen eine große Anzahl freier Elektronen existiert. Das Elektron muss also, um aus der Metalloberfläche austreten zu können, die Austrittsarbeit  $W_A = P_2$  leisten. Für ein Metall lautet die Einsteinsche Gleichung:

$$h\nu = W_A + E_{\text{kin}}$$

Für  $h\nu < W_A$  kann das Elektron die Metalloberfläche nicht verlassen. Das bedeutet, dass es eine minimale Frequenz  $\nu_0$  (auch Grenzfrequenz genannt) und auch eine Grenzwellenlänge  $\lambda_0$  gibt, bei der der Photoeffekt gerade noch auftritt. Für die Grenzfrequenz, bzw. die Grenzwellenlänge, gilt

$$\nu_0 = \frac{W_A}{h} \Leftrightarrow \lambda_0 = \frac{h \cdot c}{W_A}.$$

Für höhere Frequenzen steigt die Energie des Elektrons linear an, und es gilt:

$$E_{\text{kin}} = h\nu - W_A$$

Die Austrittsarbeit  $W_A$ , die auf jedenfall von den Elektronen geleistet werden muss damit der Photoeffekt auftritt, ist Materialabhängig. Die benötigte Austrittsarbeit beträgt z.B. für Natrium 2,1 eV und für Cäsium 0,7 eV [19].

### 3.2.2 Photomultiplier

Der Photomultiplier (auch Photomultipliertube, kurz PMT) dient dazu, die Photonen der Cherenkov-Strahlung zu detektieren und in ein elektrisches Signal umzuwandeln. Die Photonen treffen hierzu auf eine Photokathode und lösen aufgrund des Photoeffekts Elektronen aus der Metalloberfläche. Da die Cherenkov-Strahlung überwiegend Wellenlängen im sichtbaren Bereich (Blaues Licht mit  $\lambda > 400\text{nm}$ ) besitzt, muss das Photokathodenmaterial so gewählt werden, dass die Austrittsarbeit  $W_A$  kleiner ist als die Energie der Photonen  $h\nu$ , damit Elektronen überhaupt aus dem Material herausgelöst werden können.

Die Funktionsweise einer PMT ist folgende [7]: Aus dem Kathodenmaterial werden Elektronen durch den Photoeffekt herausgelöst. Zwischen der Photokathode und der nächsten Elektrode, der Dynode, besteht eine Potentialdifferenz. Die Elektronen werden von der negativ geladenen Kathode abgestoßen und zur hin Dynode beschleunigt. An der Dynode schlagen die beschleunigten Elektronen weitere Elektronen heraus, wobei jeweils ein beschleunigtes Elektron mehrere Elektronen aus der Dynode herauslöst. Zwischen der ersten Dynode und der zweiten Dynode besteht nun ein weiterer Potentialunterschied, wobei die erste Dynode ein geringeres Potential aufweist als die zweite Dynode. Somit werden die herausgeschlagenen Elektronen von der ersten Dynode zur zweiten beschleunigt und schlagen dort wiederum Elektronen heraus. Dieses Schema setzt sich von Dynode zur Dynode fort, wobei die Anzahl der herausgeschlagenen Elektronen von Dynode zur Dynode lawinenartig ansteigt (Siehe Abb. 16).

Die geometrischen Anordnungen der Dynoden sind häufig von gekrümmter Form und relativ groß, sodass gewährleistet wird, dass die bei der Vervielfachung erzeugten Elektronen zur nächsten Dynode gelangen und nicht verloren gehen. Durch bestimmte geometrische Anordnungen und Ausbildung kann erreicht werden, dass wenige Elektronen auf vorhergehende Dynoden

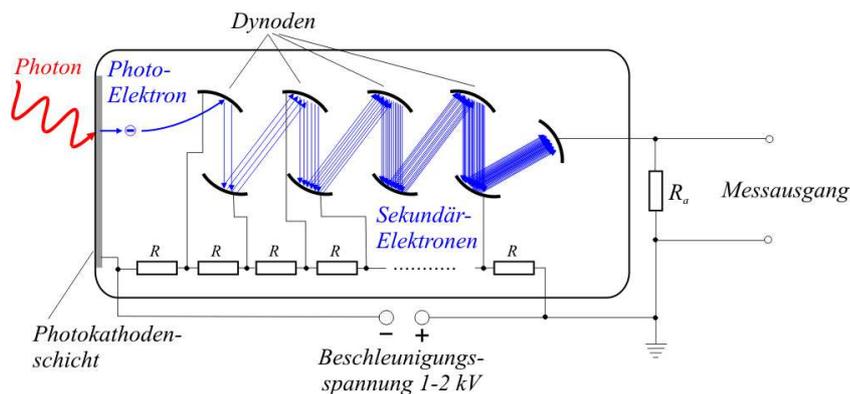


Abbildung 16: Schematischer Aufbau eines Photomultipliers [25]

zurückgestreut werden.

An den Photomultiplier wird eine Hochspannung angelegt, die gewöhnlich die Größenordnung von 1 bis 2 kV besitzt, wobei durch ein Spannungsteilersystem dafür gesorgt wird, dass an jeder Dynode eine entsprechende Beschleunigungsspannung anliegt. Auch wenn kein Licht auf die Photokathode fällt und somit keine Elektronenlawine ausgelöst wird, fließt im Photomultiplier immer ein gewisser Strom. Dieser Dunkelstrom ist vor allem auf die thermische Emission der Kathode zurückzuführen. Man misst somit neben den Stromimpulsen, die durch die Cherenkov-Strahlung erzeugt werden, auch Stromimpulse des Dunkelstroms.

In diesem Versuchsaufbau besitzt jede Kamiokanne einen der drei baugleichen Photomultiplier vom Typ Photonis XP20D0 mit jeweils acht Verstärkerdynoden.

### 3.3 Elektronik

Die elektronischen Signale des Photomultipliers können durch weitere elektronische Geräte weiterverarbeitet und ausgewertet werden, denn das Ziel ist es Zählraten und Spektren aufzunehmen.

Für die Unterbringung der Geräte steht ein Steckplatzgehäuse mit insgesamt 10 Steckplätzen zur Verfügung, das sogenannte „NIM-Crate“. NIM steht hierbei für *Nuclear Instrumentation Modul-Standard* und ist ein einheitliches System, dessen Gehäuse lediglich zur Stromversorgung und einfachen Wechsel und Anordnung der eingebauten Module dient. Der NIM-Standard ist zudem ein Standard für negative Logikpegel, bei dem die logische „1“ bzw. „0“ definiert sind.

#### 3.3.1 HV-Modul

Für die Stromversorgung der Photomultiplier ist das NIM-Modul NHS6020n der Firma Iseg zuständig. Es bietet 6 Hochspannungsausgänge, die einzeln über eine digitale Anzeige mittels eines Drehreglers eingestellt werden können. Die maximale Ausgangsspannung beträgt 2 kV [9].

Durch eine Messung für die optimale Ausgangsspannung [10] wurden alle drei PMT jeweils mit 1 kV betrieben. Die Ausgangssignale der PMT konnten auf einem Oszilloskop (Tektronix TDS 2012B) beobachtet werden (Abb. 17).



Abbildung 17: Oszilloskopsignal des direkt an der Anode des PMT abgegriffenen Signals.

Die typischen Ausgangssignale der PMT liegen zwischen 20 mV bis 50 mV und besitzen eine mittlere Breite von max. 5 ns.

### 3.3.2 Timing-Filter-Amplifier (TFA)

Der TFA (Modellnr. 474 von der Firma Ortec) hat die Aufgabe, die schwachen elektronischen Ausgangssignale der Photomultiplier zu verstärken und außerdem das Signal-zu-Rausch Verhältnis zu verbessern [13]. Typische Ausgangssignale des PMT lagen bei 20 mV bis 50 mV (Siehe Abb. 17) und besitzen eine mittlere breite von max. 5 ns. Aufgrund der kurzen Anstiegs- und Abklingzeiten der Signale wird deutlich, warum hier auf einen Signalverstärker mit guten zeitlichen Eigenschaften zurückgegriffen wird. Die Outputsignale des TFA besitzen Amplituden im Bereich von 400 - 1000 mV bei einem Verstärkungsfaktor von  $X20$  und einer Anstiegszeit von etwa 10 ns (Abb. 18).

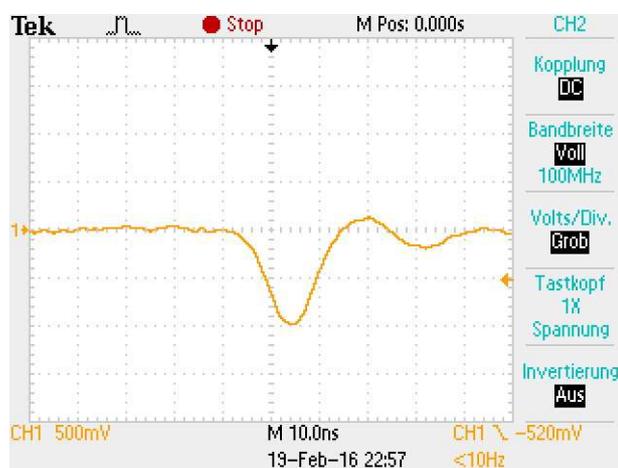


Abbildung 18: Oszilloskopsignal eines mit dem TFA verstärkten PMT-Signals

### 3.3.3 Constant-Fraction-Discriminator (CFD)

Der Constant-Fraction-Discriminator (Model 584 von Ortec) dient dazu, die ausgehenden Spannungssignale des TFA in logische NIM-Pulse umzuwandeln. Hierbei sind zwei Einstellmöglichkeiten für diesen Versuch relevant. Bei der *Leading-Edge* (LE) Einstellung werden die einkommenden Signale nur in NIM-Pulse umgewandelt, wenn diese einen bestimmten Schwellwert (Threshold) überschreiten. Der Threshold kann über einen Drehregler zwischen  $-5$  mV und  $-1$  V auf  $2$  mV genau eingestellt werden [14]. Der NIM-Puls wird genau dann vom CFD ausgegeben, wenn der Threshold an der aufsteigenden Flanke des Signals erreicht wird. Da der Auslösezeitpunkt von der Impulsform abhängt, ist die LE Einstellung für genaue Zeitmessungen unbrauchbar. Bei der *Constant-Fraction* (CF) Einstellung wird der NIM-Puls immer genau zu dem Zeitpunkt ausgegeben, an dem ein bestimmter Bruchteil der Gesamtpulshöhe erreicht wird und ist zur genauen Zeitmessung geeignet.

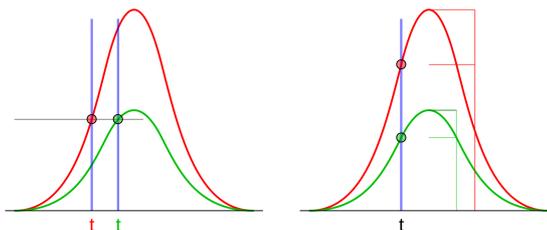


Abbildung 19: Vergleich der Auslösezeitpunkte der NIM-Pulse für die Einstellungen „LE“ (links) und „CF“ (rechts). [23]

Das Funktionsprinzip bei der CF Einstellung kann man sich mit Hilfe der Abbildung 20 verdeutlichen.

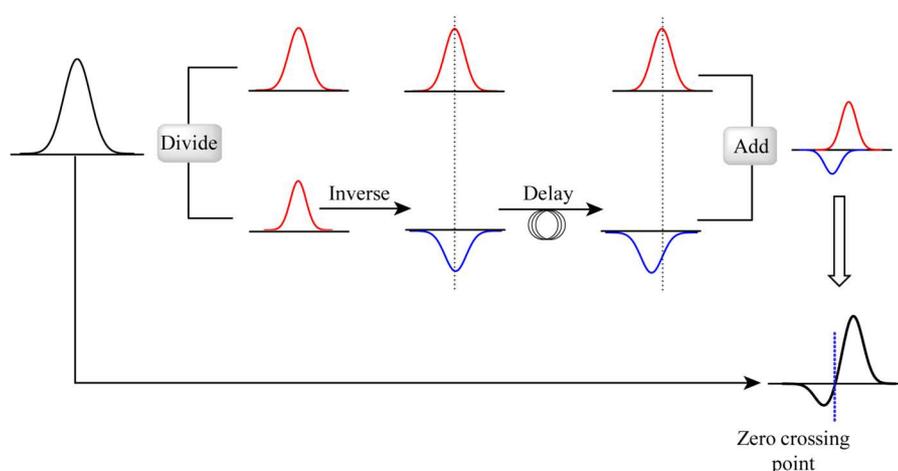


Abbildung 20: Funktionsprinzip der CF Einstellung. [24]

Das einkommende Signal wird in zwei parallele Signale umgewandelt. Dabei wird eines der Signale invertiert und die Gesamtpulshöhe mit einem Faktor  $k$  multipliziert (wobei  $0 < k < 1$ ). Das andere Signal wird durch ein Delay zeitlich verzögert. Die Länge des Delays kann man bei dem Modell 584 von Ortec durch den Anschluss eines zusätzlichen Kabels und der Wahl der Kabellänge bestimmen. Die beiden Signale werden schließlich addiert und der Auslösezeitpunkt des NIM-Puls ist dann der Nulldurchgang des Summensignals.

Im späteren Versuch Zählraten aufgenommen und eine Geschwindigkeitsmessung der Myonen durchgeführt. Bei der Aufnahme der Zählraten wird hierbei die LE-Einstellung verwendet, da diese Einstellung den Vorteil besitzt, dass man das Eingangssignal vorher nicht an den CFD anpassen muss. Es reicht die Einstellung des Thresholds, um Ereignisse mit Signalamplituden unterhalb des Schwellwerts zu verwerfen. Bei der Geschwindigkeitsmessung ist jedoch eine präzise Zeitmessung nötig. Um dies zu gewährleisten,

muss der CFD mit der CF-Einstellung betrieben und der Nulldurchgang bestimmt werden. Da die Ausgangssignale des TFA typischerweise Anstiegszeiten von etwa 10 ns besitzen (vgl. Abb. 18), wurde das externe Delaykabel mit einer Verzögerung von etwa 9 ns gewählt, damit die logischen NIM-Pulse genau dann vom CFD ausgelöst werden, wenn das Eingangssignal etwa 95% seiner vollen Signalstärke erreicht hat (Abb. 21). Durch die Walk-Korrektur kann sichergestellt werden, dass alle Signale den Nulldurchgang zur selben Zeit besitzen.



Abbildung 21: Anpassung des Signals bei der CF-Einstellung mit einem Delay von etwa 9 ns

Die zeitliche Breite des vom CFD ausgegebenen NIM-Puls kann von 10 ns bis maximal 1000 ns eingestellt werden. Ein typisches Ausgangssignal ist in Abb. 22 zu sehen.



Abbildung 22: Logischer NIM-Puls mit einer zeitlichen Breite von 100 ns

### 3.3.4 Quad Coincidence Logic Unit

Das im Versuch verwendete Koinzidenz-Modul ist eine Quad Coincidence Logic Unit (Modell N455 von Caen) und besitzt vier unabhängige Koinzidenz-Einheiten und unterliegt bzgl. der Verarbeitung der logischen Pulse dem NIM-Standard. Jede Einheit besitzt zwei Eingänge und drei Ausgänge. Über einen Kippschalter können zwei Einstellungsregeln für das Ausgangssignal gewählt werden. Bei der Einstellung *AND* wird genau dann ein logisches Ausgangssignal erzeugt, wenn bei beiden Eingängen zeitgleich Signale vorliegen. Bei der Einstellung *OR* wird ein Ausgangssignal erzeugt, wenn bei mindestens einem Eingang ein Signal vorliegt. Die zeitliche Breite des Ausgangssignals kann zwischen 4 ns und 650 ns eingestellt werden [2].

### 3.3.5 Counter

Für die Messung von Zählraten wird ein Counter (Modell N1145 von Caen) verwendet. Dieser verarbeitet die logischen Signale im NIM-Format. So ist es dem Counter möglich, Eingangssignale zu zählen, wenn diese als logische „1“ im NIM-Format vorliegen. Das Modul besitzt insgesamt 4 unabhängige Zählwerke mit je einer digitalen Anzeige. Eine Messzeit kann separat eingestellt werden und beträgt maximal 9999,999 s.

### 3.3.6 Delay-Box

Als Delay-Box wurde in diesem Versuch das Modell 792 der Firma Phillips Scientific verwendet. Es dient dazu, logische Spannungssignale zeitlich zu verzögern. Bei diesem Modul kann man zwei Signale unabhängig voneinander zeitlich verzögern. Jeder Kanal verfügt über sieben Schalter, mit kalibrierten Verzögerungen von  $2^i$  ns (mit  $i = -1, 0, \dots, 5$ ) [17]. Die Gesamtverzögerung des Signals entspricht der Summe der Schalterstellungen.

### 3.3.7 Time to Amplitude Converter (TAC)

Der verwendete Time-to-Amplitude Converter (Modell 467 von Ortec) gibt ein Ausgangssignal aus, dessen Amplitude proportional zum Zeitintervall zwischen Start-Impuls und Stop-Impuls ist. Das Ausgangssignal kann dann an einen MCA weitergeleitet werden, sodass ein Zeitspektrum aufgenommen wird.

### 3.3.8 Multichannel Analyzer (MCA)

Der Multichannel Analyzer ordnet jeder einkommenden Spannungsamplitude eine Kanalzahl zu. Die Zuordnung wird durch einen ADC digitalisiert und

---

kann anschließend durch ein geeignetes Programm an einem Computer in einem Spektrum dargestellt werden.

## 4 Einsatzmöglichkeit als Praktikumsversuch

### 4.1 Aufgabenstellungen

Zur Ausarbeitung einer Versuchsanleitung bedarf es den Überlegungen, welche Größen mit den Kamiokannedektoren gemessen werden können und welche Aufgabenstellungen didaktisch sinnvoll in die Versuchsanleitung aufgenommen werden sollten. Der Praktikumsversuch soll drei Aufgabenstellungen beinhalten, die in diesem Kapitel beschrieben werden und folgenden Inhalt besitzen:

#### 1. Nachweis von Myonen durch Kamiokannedektoren

In der ersten Aufgabe wäre es sinnvoll, dass sich die Studenten davon überzeugen können, dass man mit wassergefüllten Kaffeekannen tatsächlich Myonen detektieren kann. Die physikalische Grundlage liefert hier der Čerenkov-Effekt. Die Studierenden sollen Zählraten mit und ohne Wasser in den Kaffeekannen aufnehmen und die Zählraten miteinander vergleichen. Die Messung eignet sich gleichzeitig zur Bestimmung des optimalen Threshold-Werts des CFD für weitere Messungen. Insgesamt sollen Zählraten zu 10 verschiedenen Einstellungen des Thresholds mit jeweils 3 Minuten Messzeit ohne Wasser gemessen werden und die gleiche Messung mit Wasser in den Kannen wiederholt werden.

#### 2. Koinzidenzmessung zur Winkelverteilung

Basierend auf der Entdeckung, dass man mit Kamiokannedektoren Myonen messen kann, bietet sich in der zweiten Aufgabe eine Koinzidenzmessung an, bei der die Intensitätsverteilung der Myonen in Abhängigkeit des Zenitwinkels gemäß der Formel aus (2.8) überprüft werden soll. Der Ost-West-Effekt kann hierbei auch untersucht werden. Für insgesamt 4 Winkeleinstellungen wird die Myonenintensität in Ost- und Westrichtung simultan gemessen. Die Messzeit pro Winkeleinstellung beträgt 10000s.

#### 3. Geschwindigkeitsmessung der Myonen

Als letztes Experiment soll die Geschwindigkeit der Myonen gemessen werden und mit dem Literaturwert der mittleren Geschwindigkeit der Myonen von  $v = 0,998c$  verglichen werden. Für die Messung der Flugzeit wird ein TAC verwendet, der Spannungsimpulse erzeugt, die proportional zur Zeitlänge zwischen einkommendem Start- und darauffolgendem Stop-Signal sind. Diese Spannungssignale werden durch einen

MCA umgewandelt und in einem Kanal-Spektrum am PC angezeigt. Die dritte Aufgabe wird somit in zwei Teilaufgaben eingeteilt:

- a) In der ersten Teilaufgabe soll die Zeit-Kanal-Zuordnung bestimmt werden.
- b) In der zweiten Teilaufgabe wird die eigentliche Flugzeitmessung der Myonen zwischen zwei Detektoren durchgeführt. Durch die Messung des Abstands der beiden Detektoren kann anschließend die Geschwindigkeit der Myonen ermittelt werden.

Wie genau bei allen drei Aufgaben vorgegangen und die Messwerte aufgenommen und ausgewertet wurden, wird im Kapitel 5 beschrieben. Basierend auf den Erfahrungen im Experiment soll dann eine Versuchsanleitung ausgearbeitet werden, bei der u.a. eine theoretische Einführung und die drei Aufgaben zum Experiment ausführlich für die Studenten beschrieben werden sollen.

Die Aufgaben bieten eine gute Überprüfungsmöglichkeit der theoretisch physikalischen Grundlagen des Čerenkov-Effekts und der Myonenphysik sowie deren Anwendung. Durch den Versuchsaufbau und die Vielzahl an elektronischen Modulen fördert dieser Versuch nicht nur die physikalischen Fachinhalte, sondern auch die Kompetenzen im Umgang mit den elektronischen Geräten.

Es bestand während der Zeit des Experimentierens mit den Kamiokannedektoren die Möglichkeit, den Versuchsaufbau zwei Schülerpraktikantinnen in der neunten Schulstufe, sowie einem Schülerpraktikanten der gymnasialen Oberstufe vorzustellen. Die Schüler hatten die Möglichkeit, unter Aufsicht die Vergleichsmessung der Kamiokannen mit und ohne Wasser, sowie die Koinzidenzmessung durchzuführen. In einem abschließendem Gespräch wurde deutlich, dass sich besonders der direkte Zugang zu den Detektoren durch das Befüllen des Wassers, als auch die Winkeljustierung und der Zugang zu den elektronischen Geräten motivierend wirkte und die Schüler selbstständig mit dem Experiment arbeiten konnten. Die Experimente mit den Kamiokannen haben gegenüber Demonstrationsexperimenten, bei denen die Lernenden nur zuschauen können, den Vorteil eines viel direkteren Zugangs.

## 4.2 Signalwege

Zu den Aufgabenstellungen wurden Schaltskizzen hinzugefügt. Anhand der folgenden Schaltskizzen sollen die Studierenden im Praktikum später in der Lage sein, die verwendete Elektronik und die logische Verschaltung selbstständig aufzubauen und in Betrieb zu nehmen.

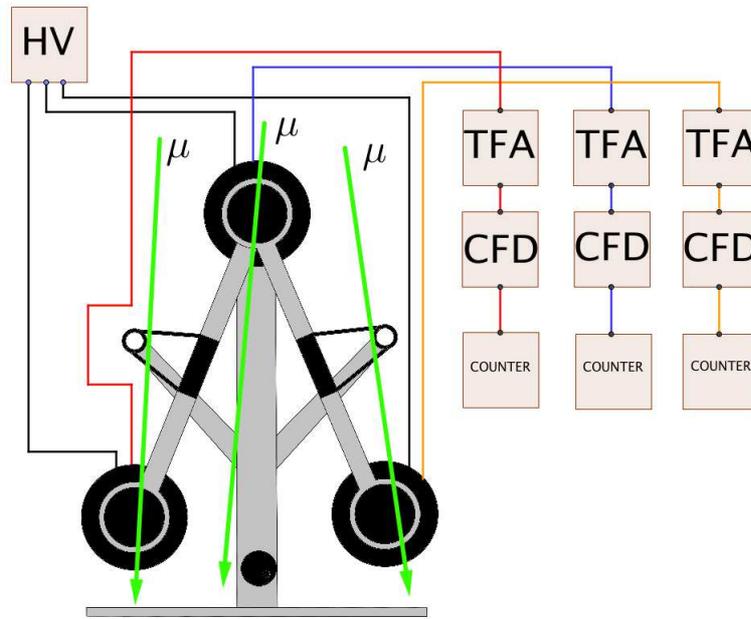


Abbildung 23: Signalweg zu Aufgabe 1: Nachweis von Myonen durch Kamiokanndeckdetektoren

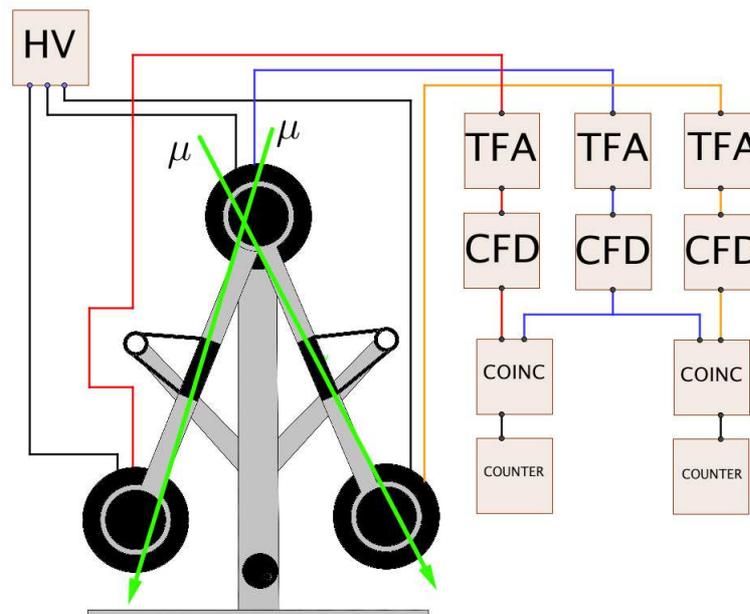


Abbildung 24: Signalwege zu Aufgabe 2: Koinzidenzmessung zur Winkelverteilung

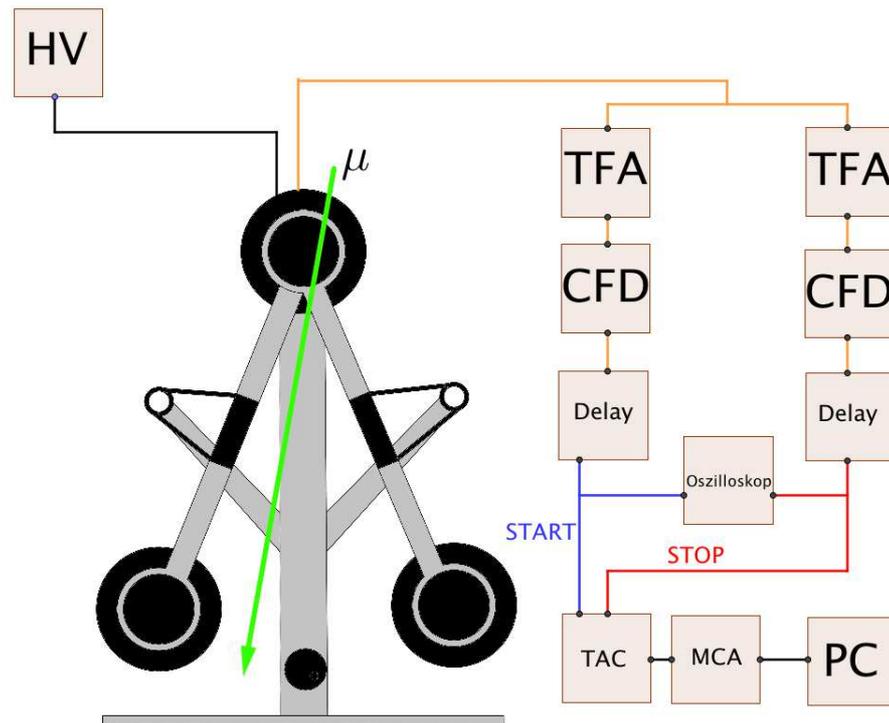


Abbildung 25: Signalweg zu Aufgabe 3 a): Bestimmung der Zeit-Kanal-Zuordnung

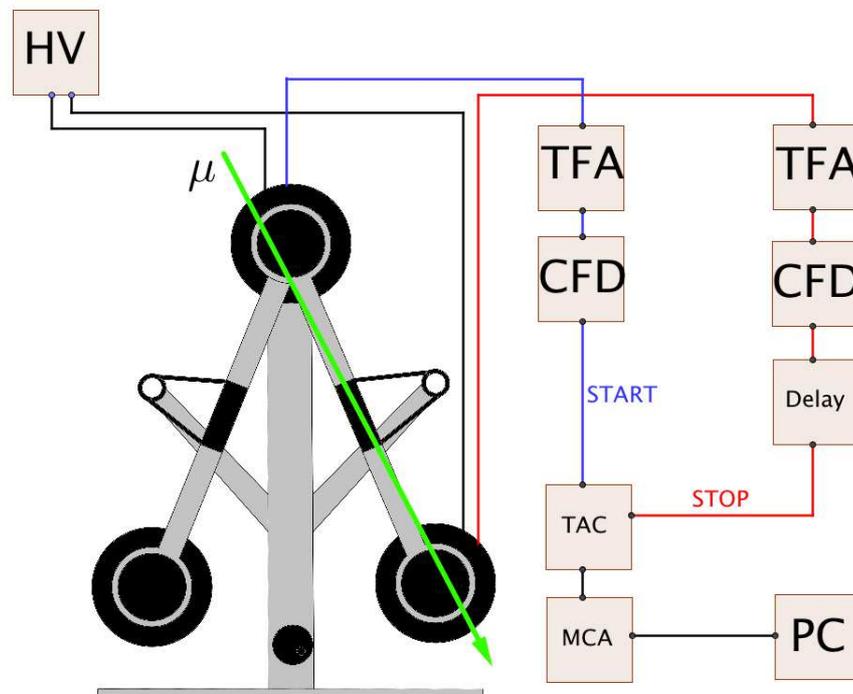


Abbildung 26: Signalweg zu Aufgabe 3 b): Flugzeitmessung der Myonen

## 5 Auswertung der Messwerte

### 5.1 Nachweis von Myonen durch Kamiokannedetektoren

Für diese Messung wurden die elektronischen Geräte gemäß der Signalwege in Abb. 23 verbunden. Der Verstärkungsfaktor jedes TFA betrug 20. Am CFD wurde die Leading-Edge Einstellung vorgenommen, da man zunächst nur an einfachen Zählraten interessiert ist. Mit allen drei Kannen wurden zwei Messreihen durchgeführt. Bei der ersten Messreihe wurden Zählraten zu verschiedenen Einstellungen des Thresholds aufgenommen. Der Threshold wurde von 20 mV bis 500 mV in 20 mV Schritten erhöht und die Zählraten für jede Einstellung 3 Minuten lang aufgenommen. Zählraten, die ohne Wasser in den Kannen aufgenommen werden, lassen sich u.a. durch den Rauschuntergrund der Photomultiplier und durch Čherenkov-Ereignisse mit geringer Amplitude, die durch die kleine Wegstrecke im Acrylglas des Lichtwellenleiters entstehen. Die gesamte Messung wurde anschließend mit Wasser in den Kannen wiederholt. Bei der Messung mit Wasser in den Kannen sollte nun zusätzlich die im Wasser erzeugte Čherenkov-Strahlung detektiert werden. Die Ergebnisse der Messungen sind in den Abbildungen 27 bis 29 zu sehen.

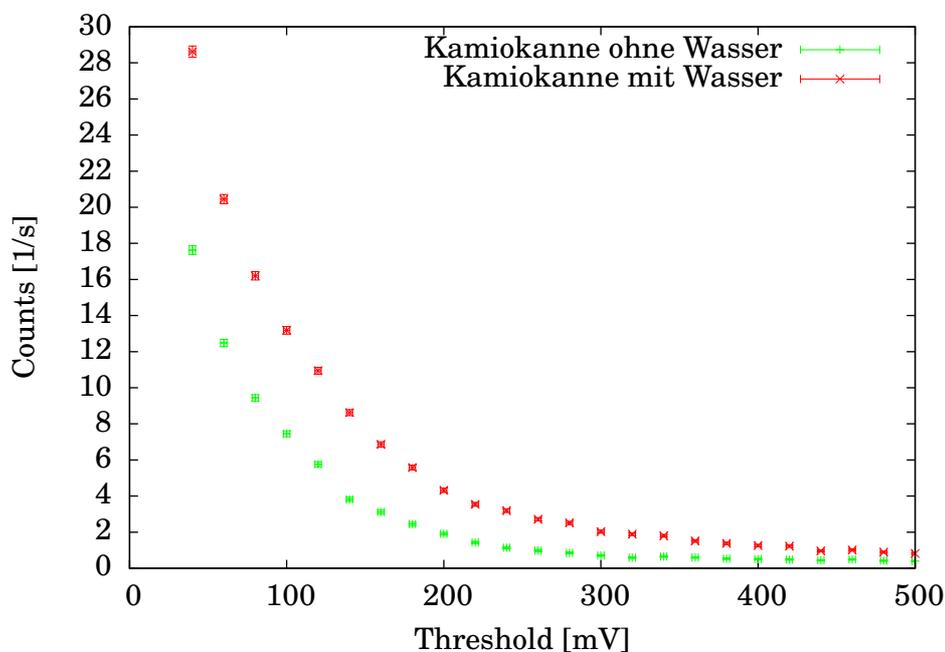


Abbildung 27: Aufgenommene Zählraten in Abhängigkeit des Thresholds des CFD für PMT 3. Die Fehler der Zählraten ergaben sich als statistische Fehler, der des Thresholds als Ablesefehler

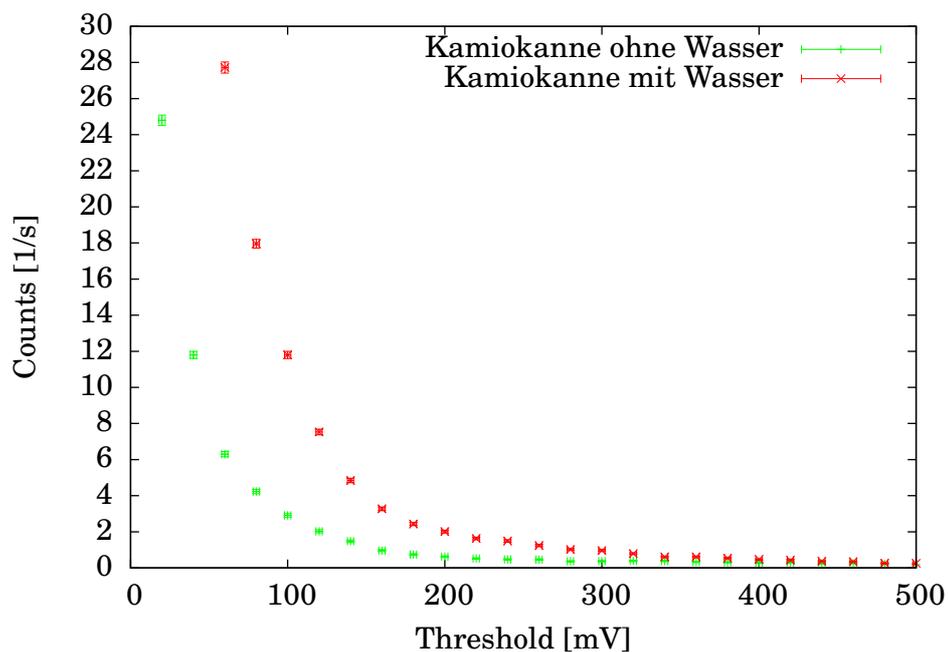


Abbildung 28: Aufgenommene Zählraten in Abhängigkeit des Thresholds des CFD für PMT 4

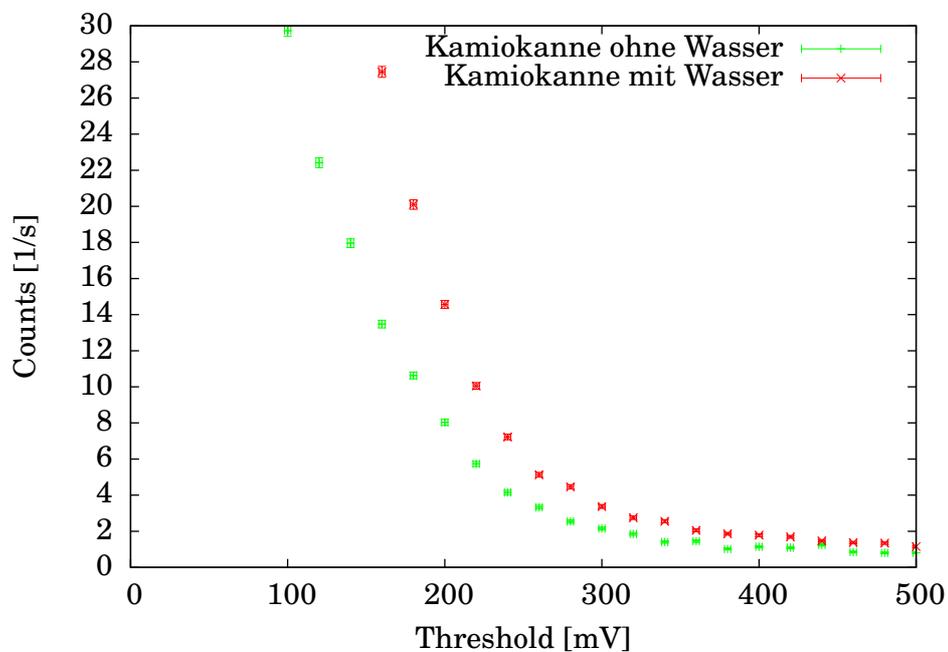


Abbildung 29: Aufgenommene Zählraten in Abhängigkeit des Thresholds des CFD für PMT 5.

Bei allen drei Kannen wurden unterschiedlich hohe Zählraten festgestellt. Die Ursache wurde zunächst in den Signalwegen vermutet, da jede Kamiokanne jeweils an einen der Ausgänge des HV-Moduls angeschlossen wurde und dieser die PMT ggf. mit unterschiedlich hohen Spannungen versorgen könnte oder ein Fehler bei den einzelnen TFA oder CFD liegt. Die gleiche Messung mit und ohne Wasser wurde komplett wiederholt, wobei diesmal die Zählraten der Kannen hintereinander aufgenommen und alle Kannen jeweils an den selben Ausgang des HV-Moduls angeschlossen und der selbe TFA, CFD und Counter verwendet wurde. Die Zählraten der Kannen bei gleichem Signalweg unterschieden sich allerdings zu den Zählraten mit drei getrennten Signalwegen nicht. Die Ursache der unterschiedlichen Zählraten wird somit auf die Kamiokannedetektoren eingeschränkt. Die gesamte Messung wurde noch ein drittes Mal wiederholt. Wieder wurden die Zählraten hintereinander mit demselben Signalweg aufgenommen. Die PMT wurden allerdings jeweils auf die gleiche Kaffeekanne aufgeschraubt. Auch diese Messung zeigt keinen Unterschied zu den vorangegangenen Messungen, sodass die Ursache der unterschiedlichen Zählraten bei den PMTs liegt. Da alle drei Photomultiplier baugleich sind, hätte man nur minimale Abweichungen erwartet. Da die Kannen in lichtdichten Aluminium-Kammern gelagert sind, ist auch ein Fehler durch einfallendes Licht, wie sie noch in [10] diskutiert wurden, auszuschließen.

Um letztlich Aussagen über die Nachweiseffizienz der einzelnen Photomultiplier zu erhalten, wurden die aufgenommenen Zählraten ohne Wasser in den Kannen von den Zählraten mit Wasser abgezogen (siehe Abb. 30).

Insgesamt zeigte sich, dass alle drei Photomultiplier unterschiedliches Rauschen und vom Threshold abhängige Effizienzen aufweisen. Die PMT 3 und 4 besitzen ab einem Threshold-Wert von ca. 100 mV ähnliche Zählraten. Die Zählraten des PMT 5 stoßen erst ab einem Threshold-Wert von ca. 260 mV zu den Werten der PMT 3 und 4 (vgl. Abb. 30). Auffällig war, dass bei allen PMT, insbesondere PMT 5, die Zählraten nach Ein- und Ausbau aus den Aluminiumkammern und Einfüllen des Wassers in die Kanne sehr erhöht waren. Dies ist nicht auf die Čerenkov-Strahlung mit ungefähr 3-5 Counts pro Sekunde zurückzuführen. Die Ursache hierfür liegt möglicherweise beim Ein- und Ausbau der Kannen aus den Aluminiumkammern. Der Ausbau erwies sich in der aktuellen Konfiguration des Aufbaus als recht aufwendig und man konnte die aufgestanzten Abdeckungen der Kammern nur mit Hilfe eines Hammers entfernen. Die Erschütterungen durch den Ein- und Ausbau kommen hierbei der empfindlichen Elektronik innerhalb des PMT sicher nicht zu Gute. Eine

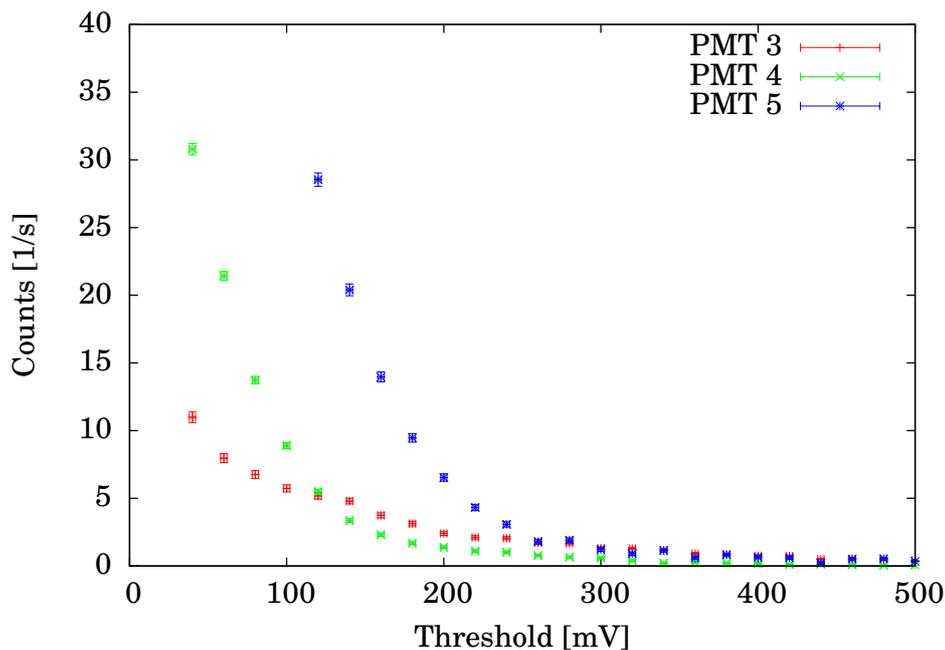


Abbildung 30: Differenzzählraten bei Variation des Thresholds des CFD

Modifizierung des Aufbaus wäre daher wünschenswert.

### 5.1.1 Vergleich der Zählraten zur früheren Messung

Neben den unterschiedlichen Effizienzen der Photomultiplier wurde noch eine weitere Auffälligkeit beobachtet. Vergleicht man die im Rahmen dieser Arbeit aufgenommenen Zählraten (Abb. 31) mit denen aus [10] aufgenommenen Zählraten (Abb. 32), so erkennt man in [10] einen deutlichen Unterschied beim Verlauf der Messwerte ohne Wasser bzw. ohne CV-Medium.

Der entscheidende Unterschied lag darin, dass bei den Messungen ohne CV-Medium in [10] nicht nur ohne Wasser, sondern die Zählraten auch ohne Lichtwellenleiter aufgenommen werden konnten. Bei der alten Konfiguration des Versuchsaufbaus war es noch möglich, den Lichtwellenleiter aus dem Versuchsaufbau zu entfernen. In der aktuellen Konfiguration war dieser bereits fest mit dem Photomultiplier verbunden. Der Ausbau des Lichtwellenleiters wäre im Rahmen des Praktikums zu aufwändig.

Wie in Kapitel 3.1 beschrieben, besteht der Lichtwellenleiter aus Acrylglas und erfüllt aufgrund des Brechungsindex von  $n \approx 1,49$  die Bedingungen zur Erzeugung von Čerenkov-Strahlung. Kutsch stellte in seinen Messungen fest, dass die Zählrate durch im Lichtwellenleiter erzeugte Čerenkov-Strahlung 0,61 Counts pro Sekunde betrug. Es ist durchaus plausibel, dass die erhöhten Zählraten-Werte bei meiner Messung ohne Wasser durch den Lichtwellenlei-

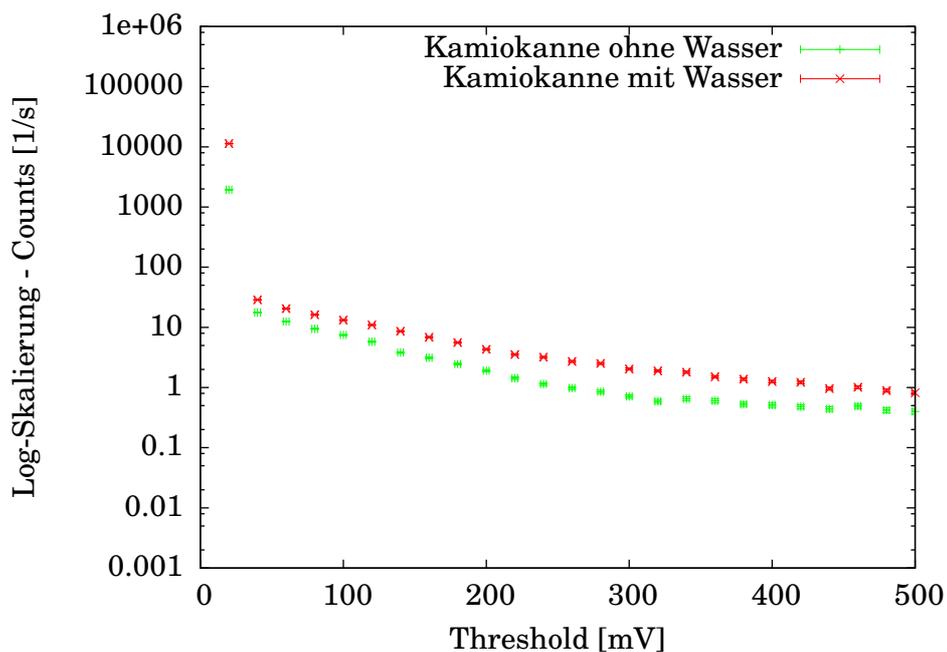


Abbildung 31: Aufgenommene Zählraten mit logarithmischer Skalierung in Abhängigkeit des Thresholds. Stellvertretend für alle Photomultiplier wurden die Zählraten von PMT 3 verwendet. PMT 4 und 5 zeigten einen ähnlichen Kurvenverlauf bei Log-Skalierung.

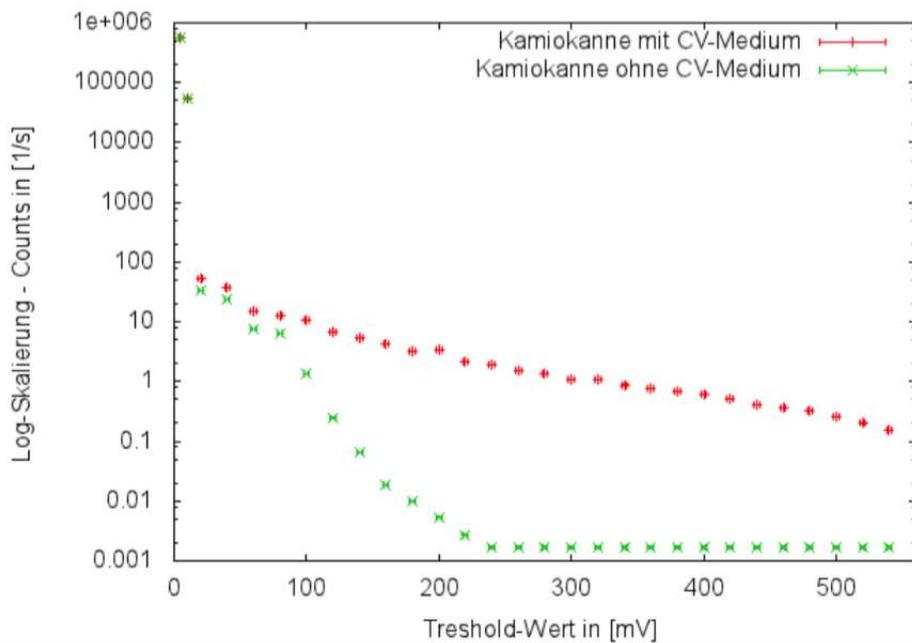


Abbildung 32: Aufgenommene Zählraten mit logarithmischer Skalierung in Abhängigkeit des Threshold aus [10].

ter erklärt werden können.

Insgesamt ergeben sich dadurch zwei Fragestellungen, die für nachfolgende Messungen und für die Umsetzung zum Praktikumsversuch gelöst werden mussten:

1. Die Photomultiplier sind unterschiedlich effizient. Daraus ergibt sich die Vermutung, dass die zeitgleiche Koinzidenzmessung von zwei Kannenpaaren zu unterschiedlichen Zählraten führen wird. Da außerdem die lichtdichten Kammern nur sehr aufwendig zu öffnen sind, führen vermutlich Erschütterungen beim Ein- und Ausbau der Kannen an den Photomultipliern zu zusätzlich erhöhtem Rauschverhalten.
2. Der Ausbau der Lichtwellenleiter wäre im Rahmen des Praktikums zu aufwendig. Aus diesem Grund liegen die aufgenommenen Zählraten mit und ohne Wasser nah beieinander (siehe Abb. 31), sodass nicht eindeutig ersichtlich ist, wie der optimale Wert des Thresholds zu wählen ist. Durch die Möglichkeit den Lichtwellenleiter zu entfernen, wäre die Wahl des Threshold-Werts durch den Kurvenverlauf aus Abb. 32 einfacher. Auch hier wäre eine Modifizierung des Versuchsaufbaus wünschenswert.

Für alle drei Kamiokannedetektoren wurde mit Hilfe von Abb. 32 der Threshold-Wert für die nachfolgenden Messungen auf 120 mV eingestellt. Der Wert bildet sich durch den Kompromiss, möglichst wenig Ereignisse, die durch das Rauschen hervorgerufen werden, zu detektieren und gleichzeitig auch nicht zu viele Ereignisse, die tatsächlich durch die Čerenkov-Strahlung ausgelöst werden, zu verwerfen.

## 5.2 Koinzidenzmessung zur Winkelverteilung

Zur Koinzidenzmessung der Winkelverteilung mit allen drei Kamiokannen wurden die Signalwege gemäß Abb. 24 verbunden. Bei dem Versuch war die Kanne mit PMT 5 im Drehpunkt eingebaut, während die Kanne mit PMT 4 und PMT 3 an den Armen des Versuchsaufbaus gelagert waren. Der Aufbau wurde dann so justiert, dass das Detektorpaar mit PMT 5 und 4 den Myonenfluss von Westen und das Detektorpaar mit PMT 5 und 3 den Myonenfluss von Osten detektiert. Die Einstellungen von TFA und CFD wurden wie in Kapitel 5.1.1 vorgenommen. Die Signallängen der logischen Pulse von CFD und vom Koinzidenz-Modul wurden auf 100 ns eingestellt. Insgesamt wurden vier Winkeleinstellungen gemessen. Die Messzeit pro Winkeleinstellung betrug 10000 s. Der Gesamtfehler der Zählrate ergibt sich aus dem statistischen Fehler und dem systematischen Fehler der Zufallskoinzidenzen. Für die Messung der Zufallskoinzidenzen wurde eine zusätzliche Messung bei einer Winkeleinstellung von  $90^\circ$  getätigt. Der Fehler des Winkels ergibt sich aus der Winkelauflösung (vgl. Kap. 3.1).

Erste Messungen bestätigten die Vermutung aus Abschnitt 5.1, dass die Detektorpaare unterschiedlich hohe Zählraten aufnahmen, wie Abb. 33 zeigt:

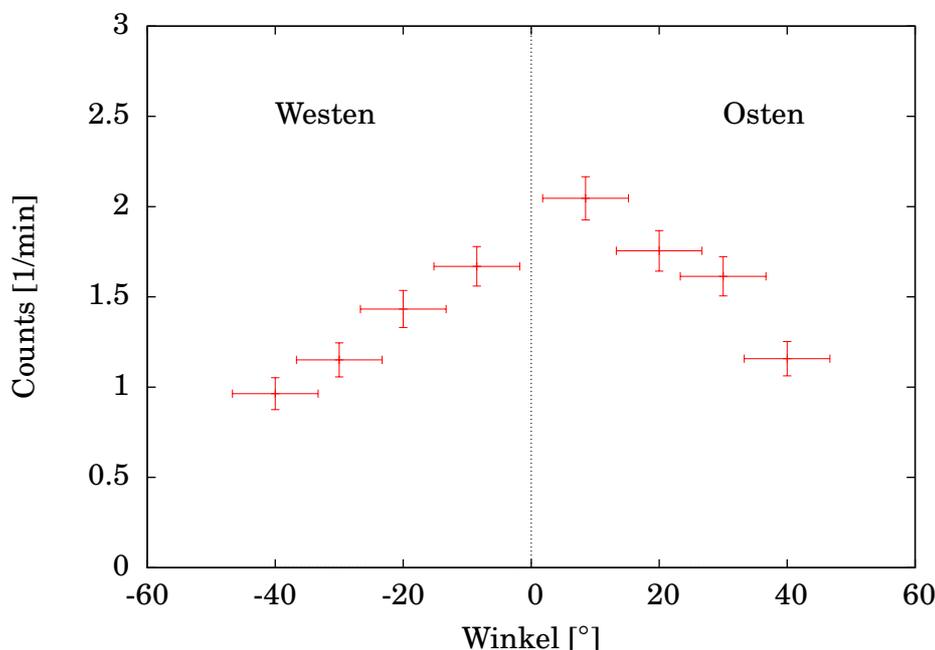


Abbildung 33: Aufgenommene Koinzidenzmessung zur Winkelverteilung für vier verschiedene Winkeleinstellungen.

Die unterschiedlich hohen Zählraten sind definitiv nicht auf den Ost-West-Effekt zurückzuführen, da die höheren Zählraten des Myonenflusses laut Theo-

rie (vgl. Kapitel 2.2.4) aus Westen stammen müssten. Eine Drehung des Aufbaus um  $180^\circ$  und somit Richtungsvertauschung der Detektorpaare und anschließende Wiederholung der Winkelverteilungsmessung brachten die gleichen Resultate von unterschiedlich hohen Zählraten der Detektorpaare wie in Abb. 33.

Um die Problematik der offensichtlich unterschiedlichen Nachweiseffizienzen für Čherenkov-Ereignisse in den drei Kamiokannen zu lösen, wurden zwei Lösungsstrategien entwickelt:

1. Im Praktikumsversuch wird nur noch mit einem statt zwei Detektorpaaren gemessen. Dies löst das Problem der unterschiedlichen Effizienzen, sorgt aber andererseits für das Problem, dass nicht mehr gleichzeitig der Myonenfluss von Osten und Westen gemessen werden kann und letztlich doppelt so viele Messungen vorgenommen werden müssen.
2. Man überprüfe, ob die Zählratenunterschiede der Detektorpaare einer konstanten Proportionalität unterliegen. Dann könnten die gemessenen Zählraten um diesen Faktor korrigiert werden, um das gewünschte Resultat zu erreichen.

Zur Überprüfung der Proportionalität wurden alle drei Kamiokannedetektoren auf einer geraden Verbindungslinie in die gleiche Himmelsrichtung (bei dieser Messung nach Westen mit  $\theta = 8,5^\circ$ ) ausgerichtet. Da die Detektorarme beim Versuchsaufbau bislang nicht getrennt voneinander justiert werden können, wurde ein Detektor mit Aluminiumkammer aus dem Gestell ausgebaut und separat in Position gebracht. Da nun der gleiche Myonenfluss beide Detektorpaare durchdringt, kann man aus den unterschiedlich aufgenommenen Intensitäten, aufgrund der verschiedenen Nachweiseffizienzen der Detektorpaare, den Proportionalitätsfaktor bestimmen. Die Messzeit betrug wiederum 10000 s und brachte den Proportionalitätsfaktor

$$\frac{N(\text{PMT } 5/3)}{N(\text{PMT } 5/4)} = 1,27 \pm 0,09 \quad (5.1)$$

Um eine konstante Proportionalität zwischen den Detektorpaaren zu bestätigen, wurde aus der bereits beschriebenen Messung nach Abb. 33 und der anschließenden Wiederholung der Messung mit Drehung des Versuchsaufbaus um  $180^\circ$  für jede Winkeleinstellung ebenfalls der Proportionalitätsfaktor bestimmt.

Winkel [°]	$\frac{N(\text{PMT } 5/3)}{N(\text{PMT } 5/4)}$
-40	1,24
-30	1,25
-20	1,24
-8,5	1,29
8,5	1,28
20	1,31
30	1,40
40	1,21

Tabelle 5: Proportionalitätsfaktor für verschiedene Winkeleinstellungen

Die Faktoren aus Tabelle 5 scheinen keinen großen Schwankungen zu unterliegen, sodass man von einer konstanten Proportionalität ausgehen konnte. Aus den Werten aus Tabelle 5 wurde das arithmetische Mittel  $1,28 \pm 0,02$  bestimmt. Das arithmetische Mittel stimmt mit dem Wert aus (5.1) überein. Mit Hilfe des Proportionalitätsfaktors aus 5.1 wurden die Zählraten der Messung von Abb. 33 korrigiert und lieferten das Resultat in Abb. 34.

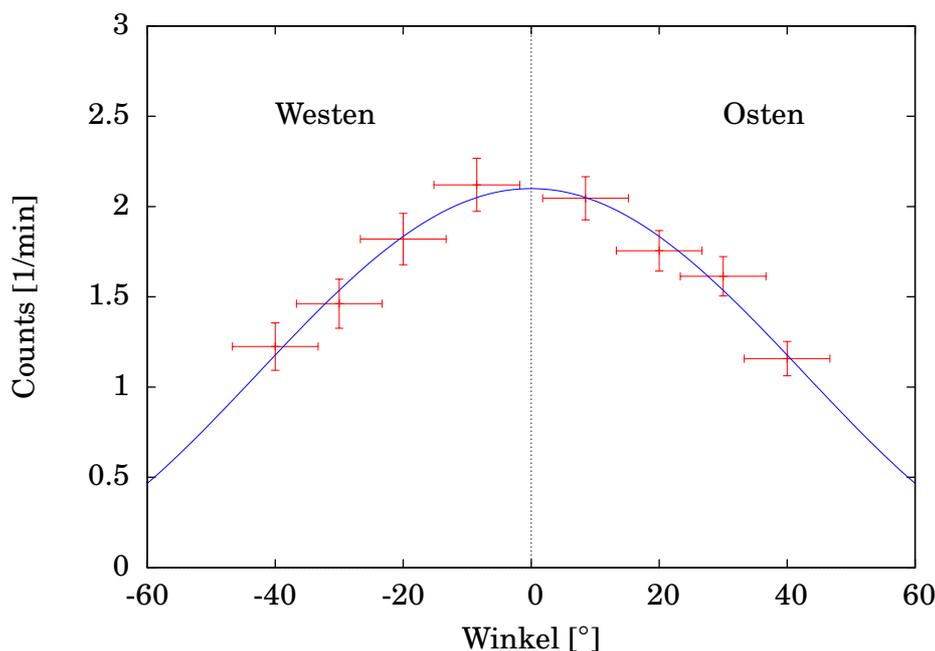


Abbildung 34: Korrektur der Messwerte aus Abb. 33 mit dem Proportionalitätsfaktor aus (5.1).

Nach der Korrektur erkennt man nun keinen signifikanten Unterschied mehr zwischen den Zählraten von Ost und West.

Anliegen der Koinzidenzmessung zur Winkelverteilung war die Überprüfung des Intensitätsverhalten des Myonenflusses in Abhängigkeit des Zenitwinkels

durch die Formel (2.8):

$$I(\theta) = I_0 \cdot \cos^n(\theta)$$

sowie die Überprüfung des Ost-West-Effekts.

Die Funktion (2.8) wurde an die Messwerte angefitet (vgl. Abb. 34) und lieferte die Funktion

$$I(\theta) = (2,09 \pm 0,04) \cdot \cos^n(\theta)$$

mit dem Exponenten:

$$n = 2,17 \pm 0,16$$

Der experimentell bestimmte Exponent stimmt sehr gut mit dem Theoriewert von  $n \approx 2$  überein. Die Methode zur Bestimmung des Proportionalitätsfaktors der Zählraten und anschließenden Korrektur ist somit gerechtfertigt.

Zur Überprüfung des Ost-West-Effekts wird der Asymmetriekoeffizient  $\epsilon$  (Formel 2.7) für jede Winkeleinstellung bestimmt und anschließend gemittelt:

Winkel [°]	$I_{\text{West}}$ (1/min)	$I_{\text{Ost}}$ (1/min)	$\epsilon$
8,5	2,1204	2,0462	0,0178
20	1,8215	1,7552	0,0181
30	1,4617	1,6142	-0,0496
40	1,2244	1,1577	0,0280

Der Asymmetriekoeffizient müsste nach Kapitel 2.2.4 einen positiven Wert besitzen. Der gemittelte Asymmetriewert  $\bar{\epsilon}$  mit Fehler ergab sich zu

$$\bar{\epsilon} = 0,004 \pm 0,012 (\pm 300\%)$$

und konnte den Ost-West-Effekt zwar bestätigen, der Wert für  $\bar{\epsilon}$  ist allerdings praktisch identisch mit einem Wert von Null und der Fehler im Vergleich dazu sehr groß. Dies lässt sich, wie bereits in Kapitel 2.2.4 diskutiert, durch die Lage des Standorts des Experiments in Köln (50,9° N) erklären.

### 5.3 Geschwindigkeitsmessung der Myonen

#### 5.3.1 Bestimmung der Kanal-Zeit-Zuordnung

Für die Geschwindigkeitsmessung der Myonen möchte man präzise Zeitspektren aufnehmen. Dies geschieht durch den Einsatz eines TAC und die anschließende Auswertung der Spektren am Computer. Da der TAC Spannungsimpulse erzeugt, die proportional zum Zeitlängenunterschied zwischen einkommendem Start- und darauffolgendem Stop-Signal sind, und diese Spannungsimpulse durch einen MCA umgewandelt und in einem Kanal-Spektrum am PC angezeigt werden, muss zunächst eine Kanal-Zeit-Zuordnung durchgeführt werden.

Für die Kanal-Zeit-Zuordnung wird zunächst nur ein Kamiokannedetektor benötigt (verwendet wurde die Kanne mit PMT 5). Das Ausgangssignal des PMT wird in zwei getrennte Signalwege gesplittet (siehe Abb. 25). Die Breite der logischen NIM-Pulse der CFD wurde auf das Minimum von 10 ns eingestellt und auf dem Oszilloskop wurden beide Signale beobachtet. Da beide Signale vom selben Detektor kommen, liegen diese fast zeitgleich übereinander. Die minimalen Unterschiede sind auf die unterschiedlich verwendeten Signalwege (Kabellänge, etc.) zurückzuführen. Mit Hilfe der Delay-Boxen können beide Signale genau zeitgleich übereinander gelegt werden. Ein Signal bildet nun das Start-Signal des TAC und das Zweite wird nun noch zusätzlich zeitlich verzögert und bildet das Stop-Signal. Für verschiedene Verzögerungen kann nun eine Kanal-Zeit-Zuordnung durchgeführt werden. Dazu wurde mit sechs verschiedenen Verzögerungen ein Zeitspektrum aufgenommen (siehe Abb. 35). Die Messzeit pro eingestellter Verzögerung betrug 5 Minuten.

Die Peaks wurden jeweils durch eine Normalverteilung angefitet, um die Position der Peaks zu bestimmen. Die Kanal-Zeit-Wertepaare wurden in einem Diagramm aufgetragen und eine lineare Funktion an die Wertepaare gefittet (Abb. 36).

Diese liefert für die Kanal-Zeit-Zuordnung:

$$T(K) = (0,0267 \pm 0,0004 \text{ ns}) \cdot K + (13,7 \pm 0,4 \text{ ns}) \quad (5.2)$$

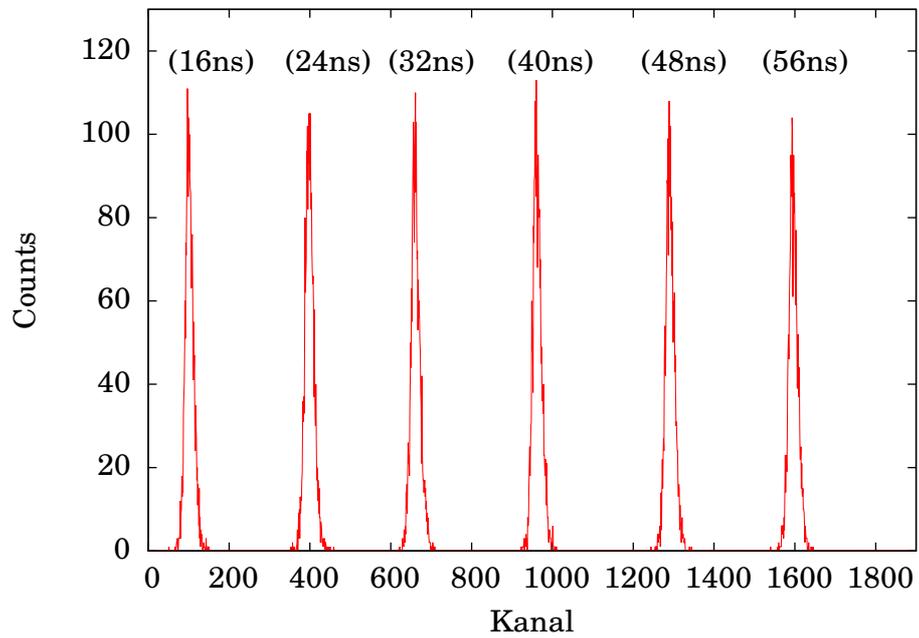


Abbildung 35: Aufgenommenes Zeitspektrum zur Kanal-Zeit-Zuordnung für verschiedene Delaylängen

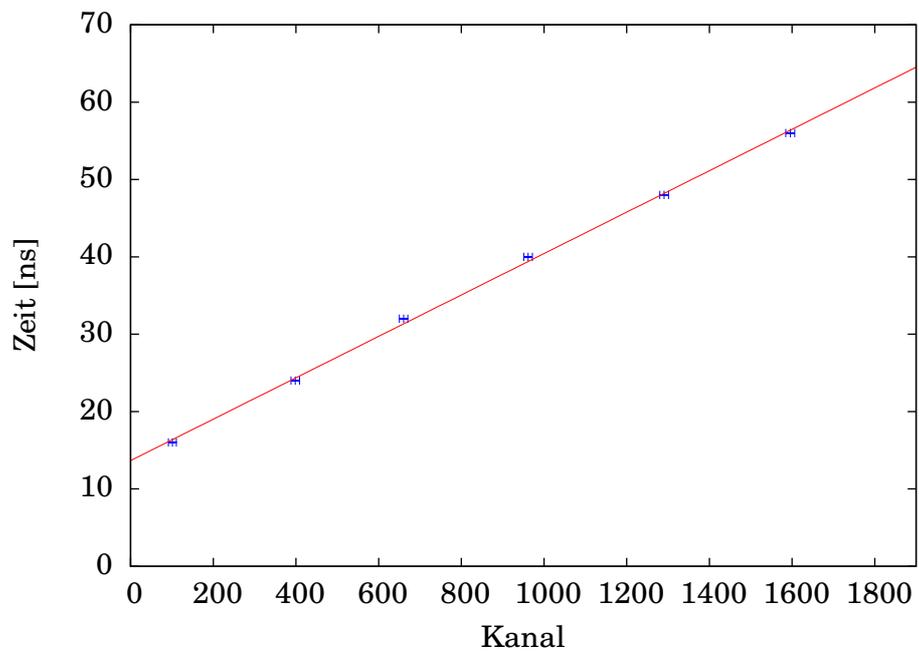


Abbildung 36: Lineare Geraden-Anpassung an die Kanal-Zeit-Wertepaare

### 5.3.2 Flugzeitmessung der Myonen

Nach der Kalibrierung des TAC kann nun mit der eigentlichen Zeitmessung begonnen werden. Dazu wurden die zwei Kamiokannedetektoren mit PMT 5 und 3 verwendet und die Signalwege gemäß Abb. 26 verbunden. Der Zenitwinkel des Detektorpaares wurde auf den kleinstmöglichen Wert von  $8,5^\circ$  eingestellt, damit möglichst viele koinzidente Ereignisse gezählt werden. Der oben gelagerte Detektor wurde als Start-Signal, der unten gelagerte Detektor als Stop-Signal verwendet. Tritt nun ein Myon in den oberen Detektor, so wird im TAC ein Start-Signal ausgelöst. Durch den Abstand der Detektoren von 1 m benötigt das Myon Zeit, um zum zweiten Detektor zu gelangen und um dort das Stop-Signal auszulösen. Da die Myonen eine mittlere Geschwindigkeit von  $v = 0,998c$  besitzen, wird ein Zeitunterschied von etwa 3 ns erwartet. Die zeitliche Auflösung des TAC reicht für diese kurze Zeitdauer nicht aus, so dass die Signale des unteren Detektors um 32 ns verzögert werden mussten. Im Spektrum erwartet man nun bei einer Messung einen Zeitunterschied  $t_1$ , der sich als Summe von Myonenzeit  $t_\mu$ , eingestellten Delays  $t_{\text{delay}}$ , Zeitunterschied der Photomultiplier  $t_{\text{PMT}}$  und Zeitunterschied in den Signalwegen der Elektronik  $t_{\text{elek}}$  darstellen lässt. Es gilt also

$$t_1 = t_\mu + t_{\text{delay}} + t_{\text{PMT}} + t_{\text{elek}}$$

Da man  $t_{\text{PMT}}$  und  $t_{\text{elek}}$  nicht kennt, benutzt man einen Trick um an die Myonenzeit  $t_\mu$  zu kommen: Man misst zunächst die Zeit  $t_1$  wie oben beschrieben. Danach dreht man das Detektorpaar um  $180^\circ$ . Der Detektor mit dem Stop-Signal befindet sich jetzt oben und der Detektor mit dem Start-Signal unten. Da der Delay von 32 ns im Vergleich zur Myonenzeit von etwa 3 ns bis 4 ns wesentlich größer ist, löst der obere Detektor immernoch das Stop-Signal nach dem Start-Signal des unteren Detektors aus. Allerdings misst man einen anderen Zeitunterschied zwischen den Signalen, da man die Myonenzeit nun nicht mehr addiert, sondern subtrahiert. Für den Zeitunterschied  $t_2$ , nach dem Drehen des Detektorpaares, gilt:

$$t_2 = -t_\mu + t_{\text{delay}} + t_{\text{PMT}} + t_{\text{elek}}$$

Für die Differenz dieser Zeitunterschiede und der daraus resultierenden Myonenzeit gilt:

$$t_1 - t_2 = 2t_\mu \quad \Rightarrow \quad t_\mu = \frac{t_1 - t_2}{2}$$

Für die Zeitmessung der Myonen wurden die Zeitmessungen von  $t_1$  und  $t_2$

jeweils mit einer Messzeit von 24 Stunden durchgeführt, um genügend Zählstatistik sammeln zu können. Das Spektrum beider Messungen ist in Abb. 37 zu sehen.

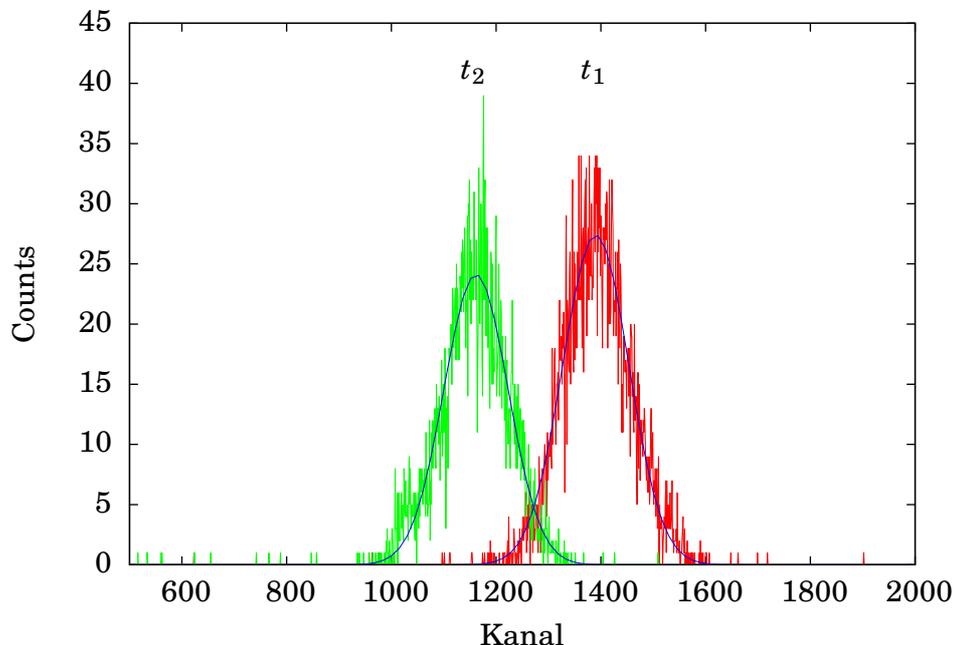


Abbildung 37: Aufgenommenes Spektrum um die Zeiten  $t_1$  und  $t_2$  zu bestimmen

Die Peaks für die Zeiten  $t_1$  und  $t_2$  sieht man deutlich, allerdings sind diese im Vergleich zu den aufgenommenen Peaks für die Kanal-Zeit-Zuordnung (Abb. 35) breiter. Die Ursache für dieses zeitliche Verschmieren liegt daran, dass die Čerenkov-Strahlung innerhalb der beiden Kamiokannen mehrfach reflektiert werden kann, bevor sie im PMT nachgewiesen wird, und so unterschiedliche Zeitdauern gemessen werden. Zudem können die Myonen an unterschiedlichen Orten in der Kanne die Čerenkov-Strahlung erzeugen und die Myonenzeit wird somit für unterschiedliche Streckenlängen gemessen. Die längst- und kurzmöglichste Strecke, die die Myonen zwischen den Detektoren durchlaufen können, lässt sich durch die Abmessungen der Kannen (Höhe 230 mm und maximaler Innendurchmesser 118 mm) bestimmen. Die Streckenlängen variieren mit:

$$s = 1,01 \pm 0,13 \text{ m}$$

Die Peaks im Spektrum von Abb. 37 wurden mit einer Normalverteilung angefitet und die Kanal-Positionen der Peaks anschließend mit Hilfe der Kanal-Zeit-Zuordnung in Zeiten umgerechnet.

Für die Myonenzeit ergibt sich

$$t_{\mu} = (3,1 \pm 0,3) \text{ ns}$$

und bestätigt ausreichend genau die bereits getätigte Schätzung von etwa 3 ns.

Die Geschwindigkeit der Myonen lässt sich somit berechnen zu:

$$v_{\mu} = (1,08 \pm 0,17)c$$

Innerhalb der Fehlergrenzen stimmt die ermittelte Geschwindigkeit der Myonen mit dem Wert von  $0,998c$  überein.

## 6 Zusammenfassung

Das Ziel dieser Arbeit war die Inbetriebnahme des Versuchsaufbaus der Kamiokannedektoren und deren Einsatzmöglichkeit als Praktikumsversuch im Institut für Kernphysik an der Universität zu Köln.

Geplant war die Ausarbeitung geeigneter Aufgabenstellungen für eine Versuchsanleitung, mit deren Hilfe sich Physikstudierende mit den Messungen kosmischer Strahlung mittels Kamiokannedektoren vertraut machen können. Dazu wurden drei grobe Aufgabenstellungen in Kapitel 4.1 erarbeitet und im Experiment getestet.

Bei der ersten Aufgabe ging es darum, Zählraten mit und ohne Wasser in den Kamiokannedektoren aufzunehmen und zu vergleichen. In der Tat wurden bei den Messungen mit Wasser höhere Zählraten aufgenommen, die sich auf Čerenkov-Ereignisse zurückführen lassen, und somit die Funktionstüchtigkeit der Kamiokannedektoren bestätigt. Die gleiche Messung diente dazu, den optimalen Wert des Thresholds des CFD zu bestimmen. Da der Ausbau des Lichtwellenleiters wegen des großen Aufwands nicht durchgeführt wurde, war die optimale Wahl des Thresholds durch die Auswertung der Vergleichsmessung schwierig. Außerdem wurde herausgefunden, dass alle drei Kamiokannedektoren unterschiedliche Nachweiseffizienzen und ein unterschiedliches Rauschverhalten besitzen. Diese Tatsache erschwerte zunächst die Auswertung zur zweiten Aufgabe, der Koinzidenzmessung zur Winkelverteilung, da unterschiedliche Zählraten der Detektorpaare aufgenommen wurden. Das Problem wurde gelöst, da eine Proportionalitätseigenschaft der Detektorpaare entdeckt und eine Strategie entwickelt wurde, um die unterschiedlich aufgenommenen Zählraten korrigieren zu können. Dadurch konnte die charakteristische Winkelverteilung aus Formel (2.8) an die Messwerte angepasst werden und der dadurch ermittelte Exponent stimmte mit dem Literaturwert überein. Ein Ost-West-Effekt konnte nicht bestätigt werden, da der Wert des Asymmetriekoeffizienten praktisch identisch mit einem Wert von Null war, was allerdings durch den Standort des Experiments erklärt werden konnte.

Bei der dritten Aufgabe wurde die Geschwindigkeitsmessung der Myonen durchgeführt. Eine Kanal-Zeit-Zuordnung konnte ohne Probleme bestimmt werden. Die anschließende Aufnahme der Zeitspektren war erfolgreich und der ermittelte Wert der Geschwindigkeit der Myonen stimmte innerhalb der Fehlergrenzen mit dem Literaturwert überein.

Durch die Erfahrungen beim Experimentieren konnten Probleme ermittelt

werden, die für Schwierigkeiten im Praktikumsversuch sorgen könnten. Es werden daher folgende Modifizierungsmaßnahmen am Versuchsaufbau vorgeschlagen, um die Probleme zu lösen:

1. Der Ein- und Ausbau der Kamiokannedektoren aus den lichtdichten Kammern sollte ohne Erschütterungen und ohne großen Zeitverlust möglich sein. Bisher konnte man die aufgestanzten Abdeckungen der Kammern nur mit Hilfe eines Hammers entfernen. Eventuell kann die aufgestanzte Abdeckung durch eine Abdeckung ausgetauscht werden, die man durch einen Schraubverschluss lösen kann.
2. Der Ein- und Ausbau des Lichtwellenleiters sollte ohne großen Aufwand möglich sein. Dadurch kann bei der Vergleichsmessung in Aufgabe 1 zwischen Čherenkov-Ereignissen und Rauschen unterschieden und die optimale Wahl des Threshold-Werts vereinfacht werden.
3. Separate Winkeleinstellungen der Detektorpaare sollten möglich sein. Diese Modifikation bietet die Möglichkeit, dass man alle drei Kamiokannedektoren in einer Reihe positionieren und den Proportionalitätsfaktor zur Korrektur der unterschiedlich aufgenommenen Zählraten bestimmen kann. Zudem sollte ein Arm um  $180^\circ$  drehbar sein, damit man die Positionsreihenfolge zweier Kammern für die Geschwindigkeitsmessung vertauschen kann.
4. Der Versuchsaufbau ist außerdem sehr unflexibel. Das Anbringen von Rädern unter dem Versuchsaufbau ermöglicht eine flexible Positionierung innerhalb der Höhenstrahlhalls.

Unter der Annahme, dass diese Modifizierungen des Versuchsaufbaus in der Zukunft umgesetzt werden, liegt dieser Arbeit eine ausführliche Versuchsanleitung bei (siehe Anhang A).

Zusammenfassend ist zu sagen, dass im Rahmen dieser Arbeit die wichtigsten Probleme, die bei den Messungen mit den Kamiokannedektoren auftreten und die einen wesentlichen Einfluss auf den Ablauf im Praktikum ausüben könnten ermittelt, und Lösungsvorschläge erarbeitet wurden. Durch die Umsetzung dieser Lösungsvorschläge bietet sich vielen Physikstudierenden an der Universität zu Köln die Möglichkeit, mit Kamiokannedektoren eine weitere Art von Teilchendetektoren kennenzulernen.

## Literatur

- [1] ALLKOFER, O. ; GRIEDER, P. : *Physik Daten - Cosmic Rays on Earth*. Fachinformationszentrum, Karlsruhe, 1984
- [2] Datenblatt Quad Coinc. Logic Unit N455, Caen: [www.caen.it/servlet/checkCaenManualFile?Id=5175](http://www.caen.it/servlet/checkCaenManualFile?Id=5175), zuletzt besucht: 22. Februar 2016
- [3] DEMTRÖDER, W. : *Experimentalphysik 4 - Kerne, Teilchen- und Astrophysik*. 4. Auflage. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2014
- [4] Webseite Deutsches Elektron Synchrotron: <https://www-zeuthen.desy.de/~kolanosk/astro0506/skripte/cosmics01.pdf>, zuletzt besucht: 01. März 2016
- [5] GRUPEN, C. ; HELL, E. : *Vorlesungsskript „Kernphysik“*. Univ. Siegen (1983),
- [6] GRUPEN, C. : *Kosmische Strahlung*. Physik in unserer Zeit 16: 69-77, 1985
- [7] GRUPEN, C. : *Teilchendetektoren*. Mannheim; Leipzig; Wien; Zürich: BI Wiss.-Verlag, 1993
- [8] GRUPEN, C. : *Astroteilchenphysik: Das Universum im Licht der kosmischen Strahlung*. 1. Auflage. Braunschweig, Vieweg Verlag, 2000
- [9] Datenblatt Iseg NHS 6020n: <http://iseg-hv.com/files/media/NHS60x.pdf>, zuletzt besucht: 22. Februar 2016
- [10] KUTSCH, T. : *Messung der kosmischen Höhenstrahlung mit Kamiokande-Detektoren*, Universität zu Köln, Bachelorarbeit, 2015
- [11] MUSIOL, G. ; RANFT, J. ; REIF, R. ; SEELIGER, D. : *Kern- und Elementarteilchenphysik*. VCH Verlagsgesellschaft, 1988
- [12] NEIDLINGER, H. ; SCHISSEL, P. : *Polymer Glazing for Silver Mirrors*. Solar Energy Research Institute, 1985
- [13] Datenblatt TFA 474, Ortec: [www.ortec-online.com/download/474.pdf](http://www.ortec-online.com/download/474.pdf), zuletzt besucht: 22. Februar 2016
- [14] Datenblatt CFD , Ortec: [www.ortec-online.com/download/584.pdf](http://www.ortec-online.com/download/584.pdf), zuletzt besucht: 22. Februar 2016
- [15] C. Amsler et al. (Particle Data Group), Physics Letters B667, 1 (2008)
- [16] K. Nakamura et al. (Particle Data Group), 2010 Review of Particle Physics (Passage of Particles Through Matter), (2010)
- [17] Datenblatt Delay Box , Phillips Scientific: <http://www.phillipsscscientific.com/pdf/792ds.pdf>, zuletzt besucht: 28. Februar 2016

- [18] Kernlehrplan für die Sekundarstufe II, Gymnasien und Gesamtschulen, Nordrhein-Westfalen: Physik: [http://www.schulentwicklung.nrw.de/lehrplaene/upload/klp\\_SII/ph/KLP\\_G0St\\_Physik.pdf](http://www.schulentwicklung.nrw.de/lehrplaene/upload/klp_SII/ph/KLP_G0St_Physik.pdf), zuletzt besucht: 05. März 2016
- [19] SCHPOLSKI, E. : *Atomphysik I*. VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, 1979
- [20] TIPLER, P. ; LLEWELLYN, R. : *Moderne Physik*. Oldenbourg, 2010
- [21] Webseite von Ph. D. Tomasz Barszczak. Myonevent vom Super-Kamiokande-Experiment. <http://www.ps.uci.edu/~tomba/sk/tscan/pictures.html>, zuletzt besucht: 3. März 2016
- [22] Webseite Bayrischer Rundfunk: [http://www.br.de/themen/wissen/victor-hess-ballon100~\\_v-img\\_\\_16\\_\\_9\\_\\_xl\\_-d31c35f8186eb80b0cd843a7c267a0e0c81647.jpg?version=29486](http://www.br.de/themen/wissen/victor-hess-ballon100~_v-img__16__9__xl_-d31c35f8186eb80b0cd843a7c267a0e0c81647.jpg?version=29486), zuletzt besucht: 18. Dezember 2015
- [23] Webseite wikimedia.org: [https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/thumb/8/8f/Constant\\_fraction\\_1.svg/2000px-Constant\\_fraction\\_1.svg.png](https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/thumb/8/8f/Constant_fraction_1.svg/2000px-Constant_fraction_1.svg.png), zuletzt besucht: 22. Februar 2016
- [24] Webseite wikimedia.org: [https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/5/52/Operation\\_of\\_a\\_CFD.png](https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/5/52/Operation_of_a_CFD.png), zuletzt besucht: 22. Februar 2016
- [25] Webseite Wikipedia.org: [https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/a/ab/Photomultiplier\\_schema\\_de.png](https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/a/ab/Photomultiplier_schema_de.png), zuletzt besucht: 22. Februar 2016
- [26] WILSON, J. ; PERRY, G. : *Kosmische Strahlen*. Ernst Klett Stuttgart, 1976

Ich möchte mich ganz herzlich bedanken bei Herrn Prof. Dr. Peter Reiter für die Vergabe dieser Arbeit, die Erstkorrektur und für die Möglichkeit Einblicke in den Arbeitsalltag einer Forschungsgruppe am Institut für Kernphysik zu gewinnen.

Ich bedanke mich bei Herrn Prof. Dr. Andreas Zilges für die Zweitkorrektur dieser Arbeit.

Ein ganz besonderer Dank gilt Herrn Dr. Michael Seidlitz, der mir für jede Frage die passende Antwort liefern konnte und mir unglaublich viel Zeit und Mühe schenkte.

Vielen Dank an Dawid Rosiak und den anderen Mitarbeitern der Arbeitsgruppe Reiter für die stetige Hilfsbereitschaft.

Danke an Herrn Stefan Thiel und den Mitarbeitern der Feinmechanikwerkstatt am Institut für Kernphysik für die Hilfe mit dem Versuchsaufbau.

Zu guter letzt danke ich meiner Familie, insbesondere meinen Eltern, da sie mich zu jeder Zeit meines Studiums unterstützt haben und mir immer zur Seite standen.

Danke an meine Freundin Linda, die mich liebevoll durchs Leben begleitet.

## **A Anhang: Versuchsanleitung**



---

# Versuch 3.10

## Messung der Höhenstrahlung mit Kamiokannedektoren

Stand: 16. März 2016

---

### **Zusammenfassung**

In diesem Versuch wird die Höhenstrahlung mit Kamiokannedektoren nachgewiesen, sowie die Zenitwinkelabhängigkeit und die Geschwindigkeit der einfallenden Myonen auf die Erdoberfläche bestimmt. Die hochenergetischen Myonen erzeugen in den wassergefüllten Kamiokannen aufgrund des Čerenkov-Effekts einen Lichtblitz, der wiederum von einem Photomultiplier registriert, in ein elektrisches Signal umgewandelt und von hochmoderner Elektronik weiter verarbeitet werden kann. Eigenschaften der Höhenstrahlung, sowie der Umgang mit den elektronischen Geräten stehen im Mittelpunkt dieses Versuches.

---

## Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einführung</b>	<b>2</b>
<b>2</b>	<b>Stichpunkte zur Vorbereitung</b>	<b>3</b>
<b>3</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>4</b>
3.1	Kosmische Strahlung . . . . .	4
3.1.1	Primärstrahlung . . . . .	4
3.1.2	Sekundärstrahlung . . . . .	4
3.1.3	Einfluss des Erdmagnetfelds . . . . .	6
3.2	Das Myon . . . . .	9
3.2.1	Myonengeschwindigkeit . . . . .	9
3.3	Čerenkov-Effekt . . . . .	11
3.3.1	Historischer Exkurs . . . . .	11
3.3.2	Physikalischer Hintergrund . . . . .	11
<b>4</b>	<b>Versuchsaufbau</b>	<b>16</b>
<b>5</b>	<b>Versuchsdurchführung</b>	<b>19</b>
5.1	Nachweis von Myonen durch Kamiokannedektoren . . . . .	19
5.2	Winkelverteilung und Ost-West-Effekt . . . . .	20
5.3	Geschwindigkeitsmessung der Myonen . . . . .	21
5.3.1	Bestimmung der Kanal-Zeit-Zuordnung . . . . .	21
5.3.2	Flugzeitmessung der Myonen . . . . .	22
<b>6</b>	<b>Auswertung</b>	<b>23</b>
<b>A</b>	<b>Sicherheitshinweise</b>	<b>25</b>

---

## 1 Einführung

Die Erde ist ständig der kosmischen Strahlung ausgesetzt, deren primäre Komponente zum Großteil aus leichten Atomkernen besteht. Durch Stöße mit den Atomkernen der Moleküle der Erdatmosphäre entsteht die sekundäre Komponente der kosmischen Strahlung, dessen Teilchen sich auf der Erdoberfläche nachweisen lassen. Mit über 80% macht das Myon den Hauptbestandteil der sekundäre Komponente aus. Die Eigenschaften des Myons sollen in diesem Versuch mit Hilfe von Kamiokannedektoren studiert werden.

## 2 Stichpunkte zur Vorbereitung

Zur erfolgreichen Durchführung des Versuches ist eine sinnvolle Vorbereitung zum Versuchstag unabdingbar. Folgende Sachverhalte sollten vorbereitet werden:

- **Primäre und Sekundäre Komponente der kosmischen Strahlung:** Hauptbestandteile und Energien der primären Komponente, Aufbau der Erdatmosphäre, Entstehung der sekundären Komponente
- **Das Elementarteilchen Myon:** Eigenschaften
- **Winkelverteilung der kosmischen Strahlung, Ost-West-Effekt**
- **Čerenkov-Effekt**
- **Versuchsaufbau:** Funktionsweise von Kamiokanedektoren, Photomultiplier, Timing-Filter-Amplifier, Diskriminatoren (speziell Constant-Fraction und Leading-Edge Diskriminatoren), Grundprinzip der Koinzidenzmethode, Time-to-Amplitude Converter

## 3 Theoretische Grundlagen

### 3.1 Kosmische Strahlung

#### 3.1.1 Primärstrahlung

Die kosmische Strahlung wird eingeteilt in Primär- und Sekundärstrahlung. Die Primärstrahlung ist die eigentliche, von außerhalb auf die Erde treffende kosmische Strahlung und besteht hauptsächlich aus Protonen ( $\approx 85\%$ ),  $\alpha$ -Teilchen ( $\approx 12\%$ ) sowie Elektronen und schweren Kernen mit Ladungszahl  $z \geq 3$  ( $\approx 3\%$ ) [1]. Die geladenen Teilchen der kosmischen Strahlung werden in den interstellaren Magnetfeldern vielfach abgelenkt und treffen daher isotrop auf die Erde. Die kosmische Strahlung wird auch je nach ihrem Ursprung in solare, galaktische und extragalaktische Komponenten eingeteilt. Teilchen mit Energien bis in den GeV-Bereich sind auf Sonneneruptionen zurückzuführen [7]. Der Ursprung der nicht-solaren kosmischen Strahlung, in der Teilchenenergien bis zu  $10^{21}$  eV nachgewiesen wurden, ist bisher noch unbekannt. Die Energien der kosmischen Strahlung übersteigen die von Menschenhand erreichbaren Energien noch um viele Größenordnungen, sodass auf absehbare Zeit die Quellen der kosmischen Strahlung die größten Beschleuniger im Universum darstellen werden.

#### 3.1.2 Sekundärstrahlung

Die in die Erdatmosphäre eindringende Primärstrahlung tritt in Wechselwirkungen mit den Atomkernen der atmosphärischen Luft. Die Massenbelegung der Atmosphäre beträgt etwa  $1000 \text{ g/cm}^2$ , entsprechend dem atmosphärischen Druck von etwa  $1000 \text{ hPa}$  [1]. Die für Hadronen relevante Wechselwirkungslänge in Luft ist  $\lambda = 90 \text{ g/cm}^2$ , entsprechend 11 Wechselwirkungslängen pro Atmosphäre. Das bedeutet, dass von der ursprünglichen Primärstrahlung kaum etwas auf Meereshöhe ankommt und die Strahlung bereits in Höhen von 15 bis 20 km in Wechselwirkung mit den Stickstoff- und Sauerstoff-Atomen tritt. Dabei erzeugen die Protonen und Kerne durch Spallation Teilchenschauer, die man als Sekundärstrahlung bezeichnet (siehe Abb. 1).

Bei der Spallation werden vor allem Pionen ( $\pi^\pm$ ,  $\pi^0$ ) erzeugt [1]. Kaonen werden nur etwa mit 10% Wahrscheinlichkeit gegenüber den Pionen erzeugt. Die Überreste der Primärstrahlung, also die Protonen und  $\alpha$ -Teilchen, sowie die durch Spallation entstehenden Pionen und Kaonen bilden die sogenannte **Hadronische Komponente**, die nur in sehr geringen Maße auf dem Meeresspiegel nachgewiesen werden. Die Intensität auf Meereshöhe liegt bei [9]:

$$I_{\text{HK}} \approx 0,9 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$$

Die geladenen Pionen  $\pi^\pm$  haben allerdings eine kurze mittlere Lebensdauer von  $2,6 \cdot 10^{-8} \text{ s}$  und die neutralen Pionen  $\pi^0$  eine noch kürzere Lebensdauer von  $8,4 \cdot 10^{-17} \text{ s}$  und zerfallen in folgende Kanäle [7]:

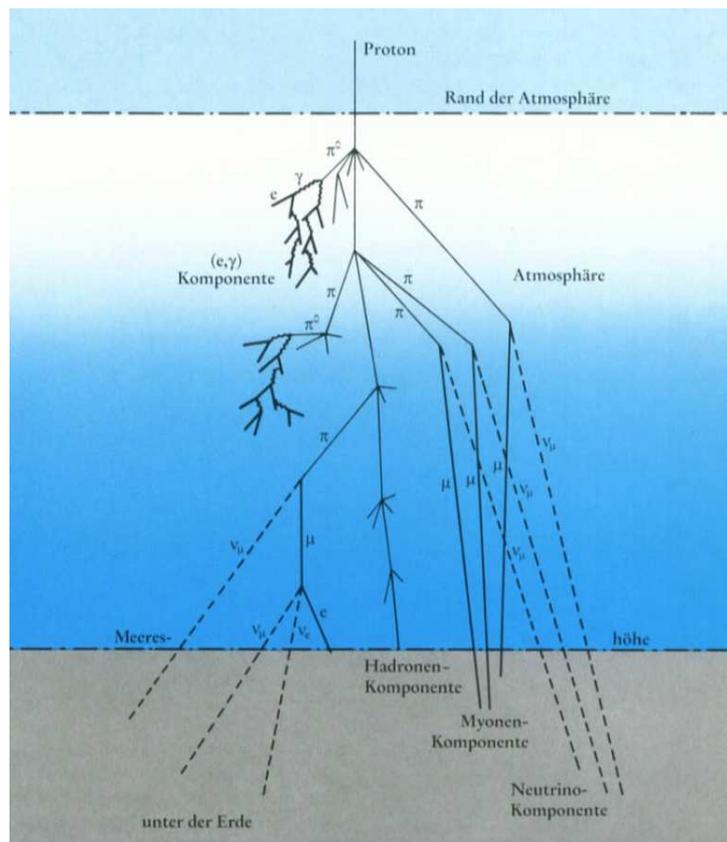
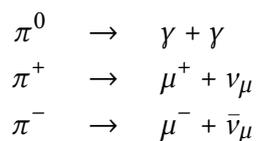


Abbildung 1: Schema der Teilchenschauer der Sekundärstrahlung in der Atmosphäre [8].



Das neutrale Pion zerfällt in zwei Gammaquanten, die ihrerseits durch Paarbildung Elektronen und Positronen erzeugen können. Diese Komponente, bestehend aus Photonen, Elektronen und Positronen, wird **weiche Komponente** der Sekundärstrahlung genannt.

Beim Zerfall der geladenen Pionen entstehen Myonen und Neutrinos, die im Gegensatz zu den Teilchen der Hadronischen und weichen Komponente tief in die Erdoberfläche eintreten können. Der Grund bei den Neutrinos liegt an der sehr geringen Wechselwirkungswahrscheinlichkeit mit Materie und bei den Myonen an der im Vergleich zu den Pionen 100 mal längeren mittleren Lebensdauer von  $2,2 \cdot 10^{-6}$  s. Myonen und Neutrinos bilden die sogenannte **durchdringende Komponente** (oder auch harte Komponente) der Sekundärstrahlung.

Die Myonen können allerdings auch vor dem Eintritt in die Erdoberfläche aufgrund der kurzen Lebensdauer in folgende Kanäle zerfallen [1]:

$$\begin{aligned}\mu^+ &\rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \\ \mu^- &\rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e\end{aligned}$$

Die beim Myonenzerfall entstehenden Elektronen und Positronen tragen wiederum zur weichen Komponente der Sekundärstrahlung bei, während die Neutrinos noch tief in der Erde nachweisbar sind.

Die Intensität der weichen Komponente nimmt mit steigender Energie ab [9]:

$$I_{\text{WK}} \approx \begin{cases} 30 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1} & \text{ab 10 MeV} \\ 6 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1} & \text{ab 100 MeV} \\ 0,2 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1} & \text{ab 1000 MeV} \end{cases}$$

Die Intensität der durchdringenden Komponente liegt bei:

$$I_{\text{DK}} \approx 70 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$$

Durch Eliminierung der Raumwinkelabhängigkeit gilt [1]:

$$I_{\text{DK}} \approx 1 \text{ cm}^{-2}\text{min}^{-1}$$

Dieser Wert ist allerdings nur eine Annäherung, da die Intensität noch vom Erdmagnetfeld abhängt (Siehe Kapitel 3.1.3).

Insgesamt besteht der Anteil der geladenen Teilchen, die die Erdoberfläche erreichen, zu 80% aus Myonen, 19% aus Elektronen und Positronen und zu 1% aus Hadronen.

Da die primäre kosmische Strahlung positiv geladen ist, muss sich dieser positive Ladungsüberschuss auch auf die Myonen übertragen. In der Tat stellte man experimentell fest, dass

$$\frac{N(\mu^+)}{N(\mu^-)} = 1,28 \quad (1)$$

ist [1].

### 3.1.3 Einfluss des Erdmagnetfelds

Bewegen sich geladene Teilchen innerhalb eines Magnetfeldes, so werden diese, in Abhängigkeit ihres Impulses und Bewegungsrichtung relativ zu den Magnetfeldlinien und Stärke des Magnetfeldes, durch die Lorentzkraft abgelenkt:

$$\vec{F}_L = q(\vec{v} \times \vec{B})$$

Aufgrund des Kreuzproduktes bewegen sich geladene Teilchen in einem homogenen Magnetfeld auf einer Kreisbahn mit dem Gyroradius  $\rho$ :

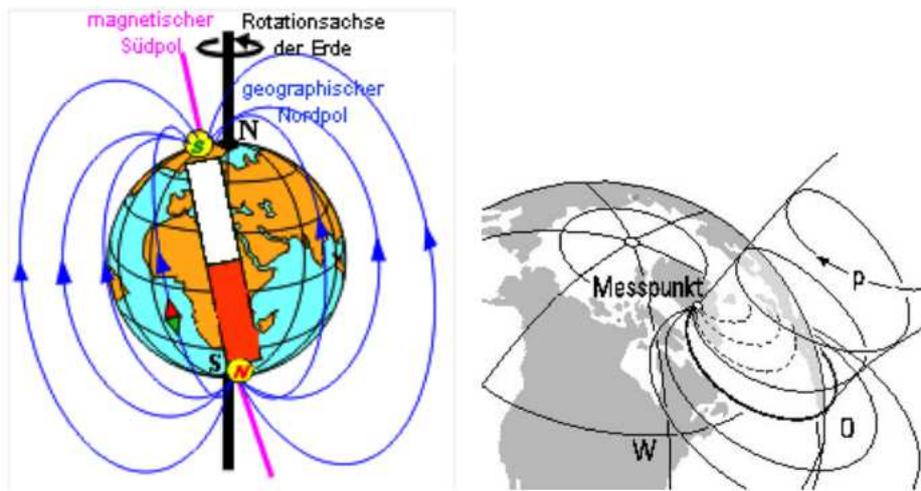
$$\rho = \frac{pc}{zeB} \quad (2)$$

Die allgemeine Behandlung von Teilchenbahnen im Erdmagnetfeld ist, aufgrund der Inhomogenität und Unregelmäßigkeit des Feldes, kompliziert. Unter der Annahme, dass das Erdfeld ein ideales magnetisches Dipolfeld ist, gilt [7]:

$$B = \frac{\mu_0 p_m}{4\pi r^3} \quad (3)$$

mit dem Dipolmoment  $p_m \approx 8,1 \cdot 10^{22} \text{ Am}^2$ .

Die Dipolachse des Erdmagnetfeldes ist etwa  $11,5^\circ$  gegen die Erdachse geneigt. Der magnetische Nordpol, liegt am geographischen Südpol und der magnetische Südpol liegt am geographischen Nordpol (vgl. Abb. 2).



**Abbildung 2:** Links: Das Erdmagnetfeld als ideales Dipolfeld. Rechts: Bahnen der kosmischen Strahlung [7].

Für Kreisbahnen um die Dipolachse in der Äquatorebene ergibt sich durch Einsetzen von (3) in (2) der so genannte Størmer-Radius:

$$r_s = \sqrt{\frac{ze\mu_0 p_m}{pc4\pi}} \quad (4)$$

Vom geographischen Nordpol aus gesehen bewegen sich positiv geladene Teilchen im Uhrzeigersinn auf dieser Kreisbahn von Osten nach Westen (vgl. Abb. 2 (rechts)).

Das Erdmagnetfeld schirmt Teilchen mit Energien unterhalb von einigen GeV weitgehend ab. Der notwendige Teilchenimpuls, um in das Erdmagnetfeld und in die Atmosphäre eindringen zu können, hängt von den geomagnetischen Breiten ab. Am Äquator liegt dieser Wert bei  $p_{\min}^{\text{aeq}} = 15 \text{ GeV}/c$  während er am Pol  $p_{\min}^{\text{pol}} = 0 \text{ GeV}/c$  beträgt [6]. Die Abhängigkeit der Teilchenenergie von den geomagnetischen Breiten wird als Breiteneffekt bezeichnet.

Des Weiteren bildet das Erdmagnetfeld für Teilchen in bestimmten Energiebereichen Magnetfallen. In diese Bereiche eingedrungene oder in ihnen entstandene Teilchen werden gespeichert.

Dies ist die Ursache für die Entstehung der sogenannten Strahlungsgürtel (Van-Allen-Gürtel).

Aufgrund der Richtung der magnetischen Feldlinien des Erdmagnetfelds von Süden nach Norden und dem Überschuss an positiven Myonen (vgl. (1)) müsste aufgrund der Rechte-Hand-Regel die Intensität aus westlicher Richtung höher sein als aus östlicher Richtung. Außerdem erkennt man in Abbildung 2, dass einige Teilchenbahnen aus Richtung Osten nicht möglich sind, da sie von der Erde abgeschottet werden. Diese Asymmetrie der Intensität nennt man Ost-West-Effekt.

Als Maß für den Ost-West-Effekt ist der Ost-West-Asymmetriekoeffizient  $\epsilon$  definiert durch:

$$\epsilon = \frac{I_{\text{West}} - I_{\text{Ost}}}{I_{\text{West}} + I_{\text{Ost}}} \quad (5)$$

## 3.2 Das Myon

Das in diesem Versuch zu untersuchende Teilchen ist das Myon. Das Myon macht mit 80% den Hauptteil der auf die Erdoberfläche einfallenden kosmischen Strahlung aus und soll mit Hilfe der Kamiokanedektoren untersucht werden.

Das Myon ist ein Lepton und ähnelt aufgrund der Ladung ( $\pm 1$ ) und dem Spin ( $\frac{1}{2}$ ) und weiteren Eigenschaften dem Elektron, weswegen es auch gelegentlich als *schweres Elektron* bezeichnet wird. Die Ruhemasse vom Myon im Vergleich zum Elektron beträgt [6]:

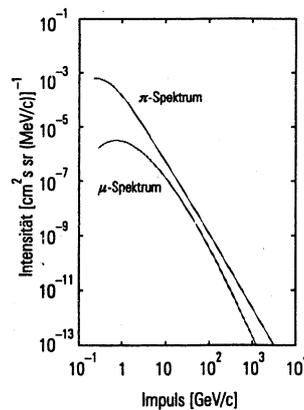
$$m_{\mu} = 105,65032 \pm 0,00029) \text{ MeV}/c^2 \approx 207 m_e$$

Während das Elektron allerdings stabil ist, zerfällt das Myon in dessen Inertialsystem mit einer mittleren Lebensdauer von [6]:

$$\tau_{\mu} = (2,19709 \pm 0,00005) \cdot 10^{-6} \text{ s}$$

### 3.2.1 Myonengeschwindigkeit

Die Intensitätsverteilung der einfallenden Myonen in Abhängigkeit des Myonenimpulses ist in Abbildung 3 zu sehen.



**Abbildung 3:** Myonenspektrum auf Meereshöhe im Vergleich zum Elternspektrum der Pionen bei der Produktion [1]

Myonen mit vorwiegend Impulsen oberhalb von 100 MeV/c werden auf der Erdoberfläche detektiert, wobei die Myonen eine mittlere Geschwindigkeit von  $0,998c$  besitzen.

Ein wichtiger Aspekt wurde bei der Diskussion um die Primär- und Sekundärstrahlung bisher außer acht gelassen. Die Myonen besitzen zwar eine im Vergleich zu den geladenen Pionen etwa 100 mal längere mittlere Lebensdauer von  $2,2 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ . Bei einer mittleren Geschwindigkeit der Myonen von  $0,998c$  wäre die zurückgelegte Strecke in der Atmosphäre klassisch betrachtet gerade einmal

$$s = v \cdot t = 0,998c \cdot 2,2 \cdot 10^{-6} \text{ s} \approx 658 \text{ m}$$

Man fragt sich nun, wie doch so viele Myonen den Erdboden erreichen. Die Auflösung dieses *Myon-Paradoxons* erfolgt durch Berechnung der tatsächlich zurückgelegten Strecke der Myonen mittels der relativistischen Korrektur. Zur Berücksichtigung der Zeitdilatation berechnet man dafür den Lorentzfaktor  $\gamma$  mit:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - (0,998c)^2/c^2}} \approx 16$$

und erhält die tatsächlich zurückgelegte Strecke:

$$s = v \cdot (t \cdot \gamma) \approx 10500 \text{ m}$$

Da die Myonen in einer Höhe von 10 - 15 km erzeugt werden, wurde nun durch Berücksichtigung der relativistischen Korrektur bewiesen, dass die Myonen tatsächlich die Erdoberfläche erreichen können. Die Myonen mit Impulsen unter 100 MeV/c zerfallen schon auf dem Weg zur Erdoberfläche in Elektronen und Neutrinos, da die mittlere Weglänge trotz relativistischer Korrektur deutlich geringer ist. Pionen haben im Vergleich zu den Myonen eine 100-fach kürzere mittlere Lebensdauer und legen damit auch einen entsprechend kürzeren Weg zurück, sodass der Vergleich der Intensitäten der Hadronischen und durchdringenden Komponente erklärt werden kann.

Aufgrund der begrenzten Lebensdauer und der damit begrenzten Weglänge wird auch eine unterschiedliche Intensität des Myonenflusses in Abhängigkeit zum Zenitwinkel  $\theta$  aufgrund der unterschiedlichen Weglängen in der Atmosphäre erwartet. Experimentell wurde diese Intensitätsverteilung durch die Funktion

$$I(\theta) = I_0 \cdot \cos^n(\theta) \quad (6)$$

bestimmt, wobei  $I_0$  die Intensität bei  $\theta = 0^\circ$  beträgt und der Exponent  $n$  impulsabhängig ist und man  $n \approx 2$  erwartet [1].

### 3.3 Čerenkov-Effekt

#### 3.3.1 Historischer Exkurs

Im Jahr 1934 entdeckte Pawel A. Čerenkov eine neuartige Leuchterscheinung in Stoffen, die beim Durchgang radioaktiver Strahlung entsteht [4]. Bereits 25 Jahre zuvor beobachtete Marie Curie Leuchterscheinungen von Lösungen bei Einwirkung von  $\gamma$ -Strahlung des Radiums, welche sie als gewöhnliche Lumineszenz deutete. Čerenkov untersuchte diese Leuchterscheinungen und fand heraus, dass neben der Lumineszenz der Lösung ein weiteres schwaches Leuchten der Lösungsmittel auftritt, die später nach ihm benannte *Čerenkov-Strahlung*. Die Eigenschaften der Čerenkov-Strahlung unterscheidet sich von denen der Lumineszenz. Zum einen folgt die Čerenkov-Strahlung einer momentanen Anregung, während die Lumineszenz mit einer endlichen Zeitkonstante von  $10^{-7}$  s bis  $10^{-8}$  s abklingt. Zum anderen ist die Čerenkov-Strahlung gerichtet, d.h. sie wird nur unter einem bestimmten Winkel zur Ausbreitungsrichtung der  $\gamma$ -Strahlen emittiert, während das Lumineszenzlicht gleichmäßig in alle Richtungen ausgestrahlt wird.

Es konnte bald gezeigt werden, dass der Grund für die Čerenkov-Strahlung nicht die  $\gamma$ -Strahlen selbst, sondern schnelle Elektronen sind, die durch die  $\gamma$ -Strahlung in der Untersuchungssubstanz erzeugt werden.

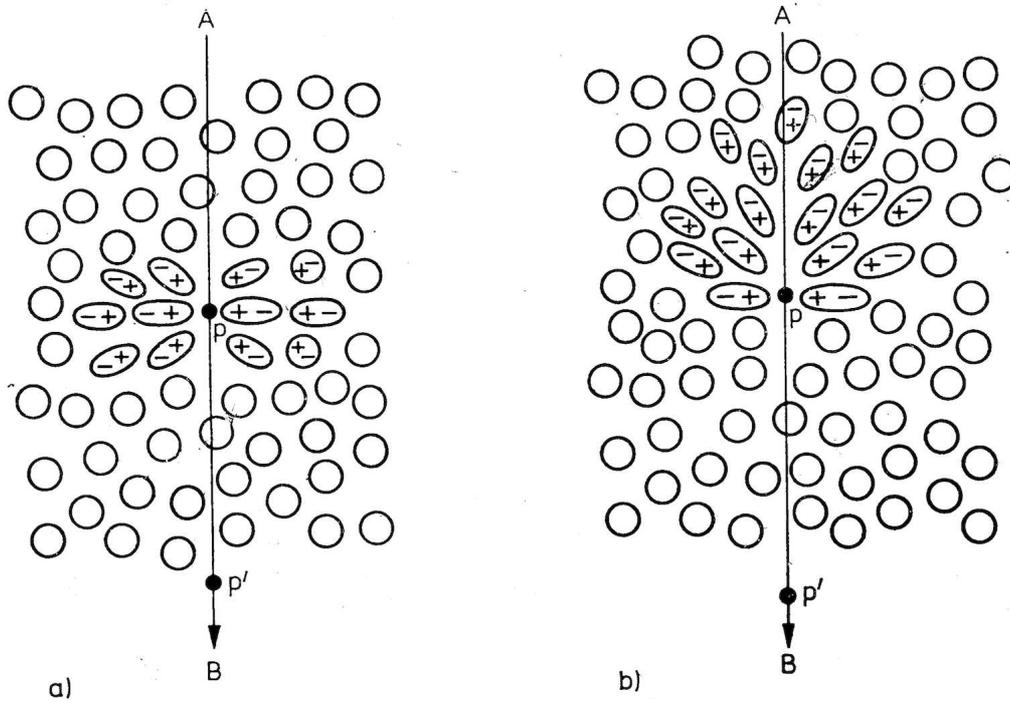
#### 3.3.2 Physikalischer Hintergrund

Die Čerenkov-Strahlung entsteht, wenn sich geladene Teilchen in einem Medium mit einer Geschwindigkeit  $v$  bewegen, die größer ist als die Mediumlichtgeschwindigkeit  $c_m$  [4]. Nach der Relativitätstheorie können sich Teilchen nicht schneller als die Vakuumlichtgeschwindigkeit  $c$  bewegen. Die Geschwindigkeit des Lichts in einem Medium beträgt jedoch

$$c_m = \frac{c}{n}. \quad (7)$$

Dabei ist  $n$  der Brechungsindex des Mediums und allgemein größer als 1, sodass durch die Beziehung (7)  $c_m$  stets kleiner ist als  $c$  und somit die Überlichtgeschwindigkeit von Teilchen in einem Medium möglich ist. Die Erzeugung der Čerenkov-Strahlung durch die genannte Bedingung wird als *Čerenkov-Effekt* bezeichnet, welcher die physikalische Grundlage für den Nachweis von Myonen mittels Kamiokanedektoren bildet.

Um zu verstehen, warum gerade geladene Teilchen, die sich mit Überlichtgeschwindigkeit bewegen, Ursache elektromagnetischer Strahlung sind, betrachtet man die Abbildung 4.



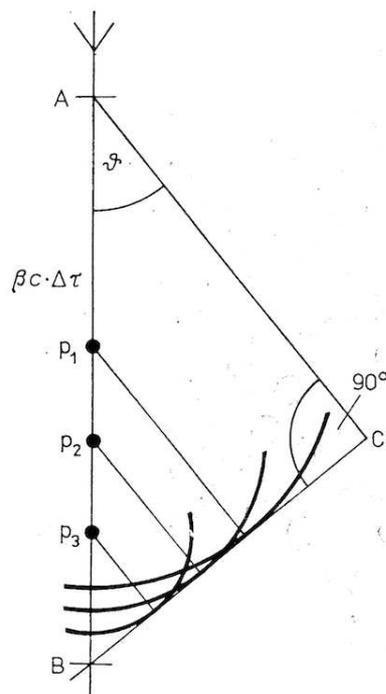
**Abbildung 4:** Polarisation des Mediums beim Durchgang eines geladenen Teilchens. a) für  $v < c/n$ . b) für  $v > c/n$  [4].

Die Bahn des geladenen Teilchens (in diesem Fall ein Elektron oder Myon) wird durch AB bezeichnet. In der Umgebung des Myons (Punkt P in Abb 4 a) wird das Medium polarisiert und die Moleküle so deformiert, dass sich die positiven Ladungen zum vorbeifliegenden Myon hin orientieren und die negativen Ladungen auf der entgegengesetzten Seite des Moleküls ansammeln. Das Molekül erhält die Eigenschaft eines Dipols. Ist das Myon zum Punkt P' weitergeflogen, so verschwindet die Polarisation in Punkt P wieder und es entsteht ein elektromagnetischer Impuls. Für die Geschwindigkeit des Myons  $v < c/n$  sind die Dipole symmetrisch angeordnet, sodass das über alle Dipole integrierte Dipolfeld den Wert Null ergibt und keine resultierende Strahlung übrigbleibt.

Wenn aber die Geschwindigkeit des Myons  $v > c/n$  beträgt, so kann die Symmetrie gestört werden (Abb. 4 b). Dies liegt daran, dass der Abbau des Polarisationszustandes nicht sofort, sondern mit einer gewissen Relaxationszeit erfolgt. Der Polarisationszustand des Bereiches, den das Myon eben durchlaufen hat, ist noch nicht abgebaut, wenn sich der Polarisationszustand im Gebiet um P bereits ausgebildet hat. Diese Symmetriestörung führt dazu, dass das über alle Dipole integrierte Dipolfeld den Wert ungleich Null besitzt und in jedem Punkt der Myonenbahn momentan ein elektromagnetischer Impuls entsteht. Eine resultierende elektromagnetische Strahlung, die Čerenkov-Strahlung, ist die Folge.

Damit sich aus den einzelnen nichtkompensierten, momentanen Impulsen eine im Raum fortschreitende Welle bildet, müssen die in den verschiedenen Bahnpunkten entstehenden Impulse noch einer Kohärenzbedingung genügen, die sich mit Hilfe des Huygensschen Prinzips angeben lässt [4].

Das Myon bewege sich mit einer Geschwindigkeit  $v > c/n$  von A nach B (Abb. 5) in einem Medium mit Brechungsindex  $n$ .



**Abbildung 5:** Huygenssche Konstruktion zur Erklärung der Kohärenz der Čerenkov-Strahlung [4].

Die Punkte  $P_1, P_2, \dots$  der Myonenbahn sind Ausgangspunkte elektromagnetischer Impulse. Die von diesen Ausgangspunkten stammenden Kugelwellen erreichen die Ebene BC mit der gleichen Phase, wenn sie sich unter dem Winkel  $\vartheta$  zur Flugrichtung des Myons ausbreiten, wie die ausgehende Welle von Punkt A die Strecke  $\overline{AC} = (c/n) \cdot \Delta t$  in einer Zeit zurücklegt, in der das Myon nach B gelangt. Diese Zeit ist gleich  $\Delta t$  und das Myon hat in dieser Zeit die Strecke  $\overline{AB} = v \cdot \Delta t = \beta c \cdot \Delta t$  (mit  $\beta = v/c$ ) zurückgelegt. In alle anderen Richtungen löschen sich die Elementarwellen durch Interferenz gegenseitig aus. Wie bereits erwähnt ist dies die Erklärung dafür, dass die Čerenkov-Strahlung gerichtet ist, während das Lumineszenzlicht in alle Richtungen gleichmäßig ausgestrahlt wird. Wie in der Abbildung 5 ersichtlich, gilt

$$(c/n) \cdot \Delta t = v \cdot \Delta t \cdot \cos(\vartheta)$$

Für den Winkel  $\vartheta$  folgt somit:

$$\cos(\vartheta) = \frac{1}{\beta n} \quad (8)$$

mit  $\beta = v/c$ .

Aus dieser grundlegenden Gleichung 8 entnimmt man, dass die Čerenkov-Strahlung einen Schwellenwert ( $\beta n = 1$ ) besitzt und nur bei  $\beta n \geq 1$  (oder analog  $\beta \geq \frac{1}{n}$ ) möglich ist. Dies ist gleichbedeutend mit  $v \geq c/n$ .

An der Schwelle  $\beta n = 1$  wird Čerenkov-Strahlung vorwärts emittiert und der Čerenkov-Winkel  $\vartheta$  steigt, bis er den Maximalwert für  $\beta = 1$ , also

$$\vartheta_{\max} = \arccos \frac{1}{n} \quad (9)$$

erreicht.

Aus dem Schwellenwert  $\beta n = 1$  kann man die Mindestenergie der Teilchen durch das Medium mit Brechungsindex  $n$  berechnet werden, damit Čerenkov-Strahlung entsteht [?]. Es gilt:

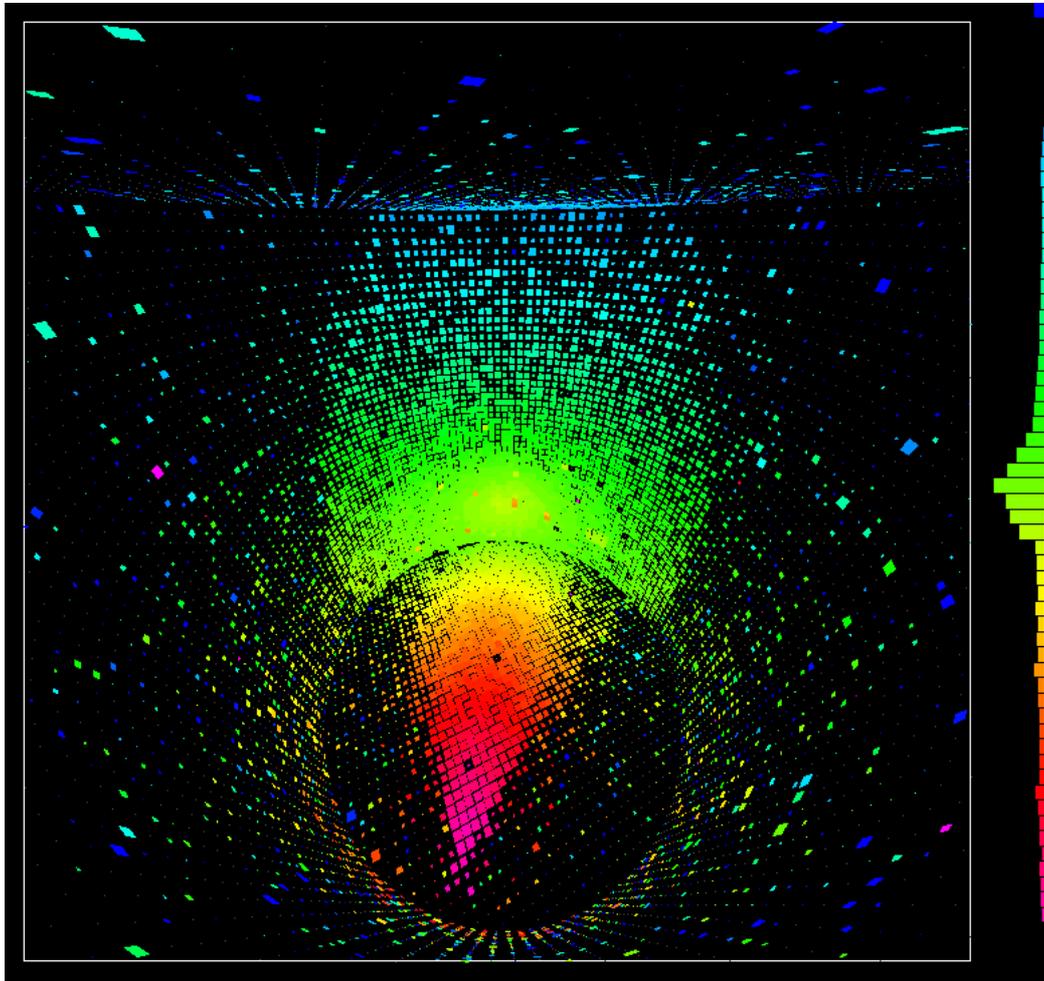
$$E_{\min} = \gamma m_0 c^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} \quad (10)$$

Mindestgeschwindigkeit und -energie des Elektrons und Myons sind für Luft, Wasser und Plexiglas in der Tabelle 1 aufgelistet.

Medium	Brechungsindex	$v_{\min}$	$E_{\min}$ Elektron	$E_{\min}$ Myon
Luft	1,000292	0,99971c	21,15 MeV	4,37 GeV
Wasser	1,34	0,746c	0,768 MeV	0,16 GeV
Plexiglas	1,49	0,67c	0,68 MeV	0,14 GeV

**Tabelle 1:** Brechungsindizes, Mindestgeschwindigkeit und -energie des Elektrons und Myons für verschiedene Medien.

Im dreidimensionalen bildet die gerichtete Wellenfront der Čerenkov-Strahlung die Mantelfläche eines Kegels. In der Mechanik wäre dies das Analogon zum Mach'schen Kegel. Solch ein Čerenkov-Kegel ist in Abb. 6 zu sehen.



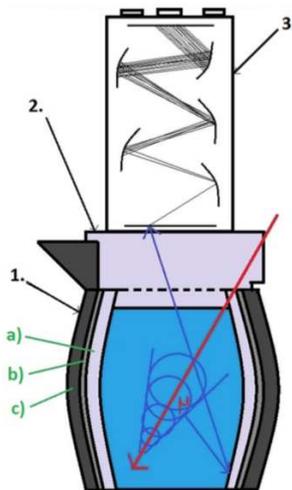
**Abbildung 6:** Myon-Event mit deutlich sichtbarem Čerenkov-Kegel. Aufgenommen beim Super-Kamiokande-Experiment [5].

## 4 Versuchsaufbau

Die Messung der Myonen mit Kamiokanedektoren beruhen auf einen Versuchsaufbau, der aus drei wichtigen Komponenten besteht:

1. Die Kamiokannen: Treten die Myonen in diese ein, so erzeugen die Myonen aufgrund ihrer hohen Geschwindigkeit Čerenkov-Strahlung.
2. Der Photomultiplier: Die Čerenkov-Strahlung wird im Photomultiplier durch Erzeugung und Verstärkung eines elektrischen Signals detektiert.
3. Die Elektronik: Mit Hilfe elektronischer Geräte können die elektrischen Signale des Photomultipliers weiter verarbeitet und ausgewertet werden.

In diesem Versuch werden drei Kamiokanedektoren verwendet. Jeder besteht aus einer handelsüblichen Kaffeekanne. Das Volumen einer Thermoskanne beträgt 2 l, welches mit destilliertem Wasser gefüllt ist. Der Schraubdeckel der Kaffeekannen wurde entfernt und durch ein passgenaues Kunststoffgewinde getauscht, in das ein Lichtwellenleiter aus Acrylglas (PMMA) eingefasst ist. Auf dem Lichtwellenleiter wurde ein Photomultiplier montiert.



**Abbildung 7:** Aufbau der Kamiokanne: (a) Glasschicht, (b) Reflexionsschicht aus Silber, (c) Kunststoffschicht. Aufbau des Kamiokanedektors: 1. Kamiokanne, 2. Lichtwellenleiter, 3. Photomultiplier.

Alle drei Kamiokannedetektoren sind in lichtdichten Kammern aus Aluminium untergebracht und in einem Gestell montiert (Abb. 8).



*Abbildung 8: Der Versuchsaufbau mit drei Kamiokannedektoren.*

Durch den Versuchsaufbau ist es möglich, die Intensität des einfallenden Myonenflusses aus zwei Himmelsrichtung simultan zu messen. Durch eine Handkurbel können verschiedene Winkel eingestellt werden.

Für die elektronischen Module sind hier die Internet-Links zu den Datenblättern aufgelistet:

- Timing-Filter-Amplifier (TFA)  
Datenblatt: [www.ortec-online.com/download/474.pdf](http://www.ortec-online.com/download/474.pdf)
- Constant-Fraction-Discriminator (CFD)  
Datenblatt: [www.ortec-online.com/download/584.pdf](http://www.ortec-online.com/download/584.pdf)
- Quad Coincidence Logic Unit  
Datenblatt: [www.caen.it/servlet/checkCaenManualFile?Id=5175](http://www.caen.it/servlet/checkCaenManualFile?Id=5175)
- Counter  
Datenblatt: [www.caen.it/servlet/checkCaenManualFile?Id=5256](http://www.caen.it/servlet/checkCaenManualFile?Id=5256)
- HV-Modul  
<http://iseg-hv.com/files/media/NHS60x.pdf>
- Delay-Box  
<http://www.phillipsscientific.com/pdf/792ds.pdf>
- Time-to-Amplitude Converter  
[www.ortec-online.com/download/567.pdf](http://www.ortec-online.com/download/567.pdf)

## 5 Versuchsdurchführung

### 5.1 Nachweis von Myonen durch Kamiokannedetektoren

Zu Beginn des Experiments soll nachgewiesen werden, dass man mit Kamiokannedetektoren Myonen der sekundären Komponente der Höhenstrahlung nachweisen kann. Dazu wird eine Vergleichsmessung mit und ohne Wasser durchgeführt. Verbinden Sie zunächst alle für diesen Teil der Versuchsdurchführung relevanten Module **bevor** Sie die Hochspannung anlegen (vgl. Abb. 9).

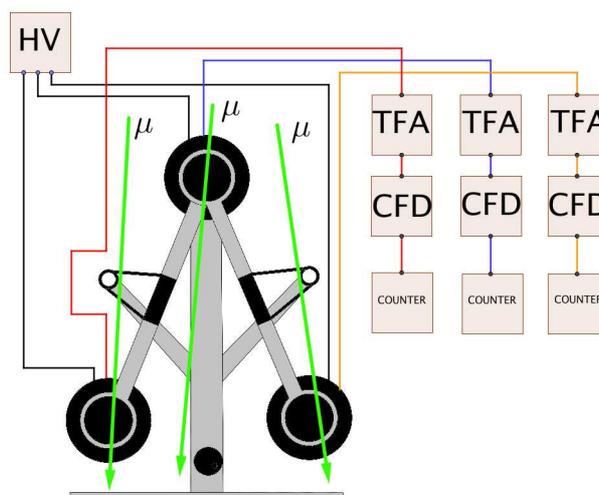


Abbildung 9:

Alle drei Detektoren werden mit einer Hochspannung von 1 kV versorgt. Achten Sie darauf, dass der Energiesparmodus des HV-Moduls ausgeschaltet ist (Zeit auf 0s einstellen), damit das HV-Modul nicht während der Messung die Stromversorgung unterbindet. Am TFA wird die Verstärkung auf X20 eingestellt. **Die Einstellungen des TFA dürfen für alle nachfolgenden Messungen nicht mehr verstellt werden.**

Für einfache Zählraten in diesem Versuchsteil wird beim CFD die Leading-Edge-Methode (Einstellung LE) verwendet. Das Signal wird über den BK Out mit dem Counter verbunden.

Die erste Messung wird ohne Wasser und in den Kannen und ausgebauten Lichtwellenleiter durchgeführt. Messen Sie nun für 10 verschiedene Einstellungen des Thresholds des CFD im Bereich von 20 - 300 mV die Zählraten der Detektoren. Die Messdauer für jede Threshold-Einstellung beträgt 3 Minuten. Die Messung wird anschließend mit Wasser in den Kannen und wieder eingesetzten Lichtwellenleiter wiederholt.

**Die Auswertung dieser Aufgabe erfolgt sofort:** Vergleichen Sie die Zählraten der beiden Versuchsreihen und überlegen Sie sich einen geeigneten Wert für den Threshold. Dieser Wert darf anschließend nicht mehr nachträglich verändert werden.

## 5.2 Winkelverteilung und Ost-West-Effekt

Aufgrund der begrenzten Lebensdauer und der damit begrenzten Weglänge wird eine unterschiedliche Intensität des Myonenflusses in Abhängigkeit zum Zenitwinkel  $\theta$  aufgrund der unterschiedlichen Weglängen in der Atmosphäre erwartet. Hieraus resultiert die charakteristische Winkelverteilung gemäß Formel (6). Außerdem wird aufgrund des vorwiegend positiven Ladungscharakters der primären Komponente der kosmischen Strahlung ein schwacher Ost-West-Effekt erwartet. Als Maß für den Ost-West-Effekt gilt der Asymmetriekoeffizient (Formel (5)). Die Winkelverteilung und der Ost-West-Effekt sollen in diesem Versuchsteil untersucht werden. Dazu werden die Signalwege für die Messungen gemäß Abbildung 10 verbunden.

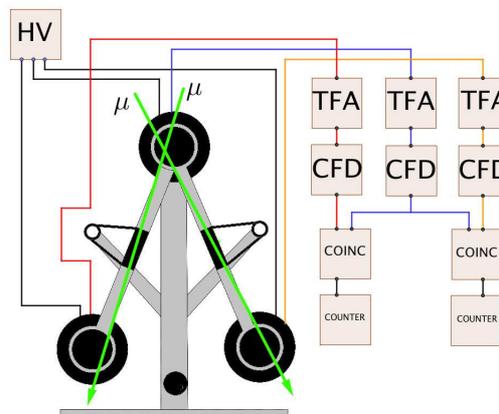


Abbildung 10:

- Schauen Sie sich zunächst alle ausgehenden logischen Signale des CFD und der Koinzidenzeinheit auf dem Oszilloskop an und stellen Sie die Breiten der logischen Signale auf 100 ns ein.
- Da die Koinzidenz-Messungen der Detektoren nach Osten und Westen simultan laufen sollen, die Detektorpaare aber unterschiedliche Effizienzen besitzen, muss zunächst eine Korrektur der Zählraten vollzogen werden. Die Detektoren werden dazu in einer Reihe mit der kleinst möglichen Winkelabweichung vom Zenitwinkel gelagert und eine Koinzidenz-Messung über 10000 s gestartet. Wie kann man nun aus den Zählraten eine Korrektur vorgenommen werden?
- Nach der Korrekturmessung werden für jeweils vier verschiedene Winkeleinstellungen von  $10^\circ$  bis  $40^\circ$  Koinzidenz-Messungen zur Winkelverteilungen vorgenommen. Die Messzeit pro Winkeleinstellung beträgt ebenfalls 10000 s.
- Danach wird noch eine zusätzliche Messung durchgeführt, mit deren Hilfe die zufälligen Koinzidenzen herausgerechnet werden sollen. Überlegen Sie sich hierzu eine Methode.

### 5.3 Geschwindigkeitsmessung der Myonen

Vor der Geschwindigkeitsmessung der Myonen müssen einige Voreinstellungen getätigt werden. Für diesen Versuchsteil werden nur zwei Kamiokanedektoren benötigt. Für jeden Detektor wird das Ausgangssignal des TFA auf dem Oszilloskop beobachtet und die charakteristischen Merkmale des Signals (Amplitude, Anstiegszeit, etc.) notiert. Anschließend werden die Ausgänge der TFA zurück an die CFD angeschlossen. Am CFD wird nun die Constant-fraction (CF) Methode genutzt, um eine genaue Zeitmessung möglich zu machen. Die Ausgänge *CF Monitor* und *BK OUT* werden an das Oszilloskop angeschlossen. Die Einstellungen des CFD müssen zunächst optimiert werden, um optimale Ausgangssignale zu erhalten. Dazu ist wie folgt vorzugehen:

1. Das externe Delaykabel ist mit einer Zeit zu wählen, die das Eingangssignal benötigt um von 10% auf den vollen Wert der Signalamplitude zu steigen.
2. Mit der Stellschraube ist die Walk-Korrektur durchzuführen. Die Walk-Korrektur ist so zu wählen, dass alle Eingangssignale den Nulldurchgang zur gleichen Zeit haben.
3. Die Breite des logischen Signaloutputs ist auf 10 ns zu stellen.

#### 5.3.1 Bestimmung der Kanal-Zeit-Zuordnung

Um die Geschwindigkeit der Myonen zu messen, wird ein Time-to-Amplitude Converter (TAC) genutzt. Um eine Kanal-Zeit Zuordnung durchführen zu können, ist vorher eine Kalibrierung des TAC notwendig. Hierzu werden Signalimpulse von einem Detektor benötigt und die Signalwege sind wie in Abb. 11 zu verbinden.

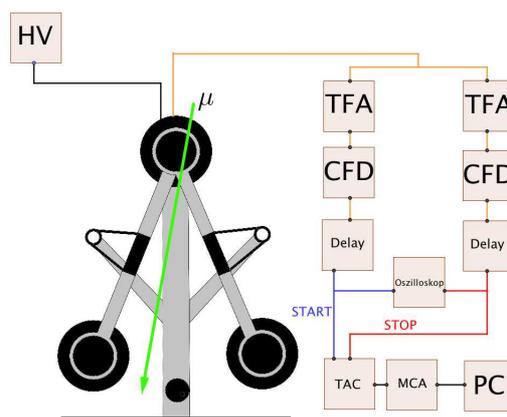


Abbildung 11:

Auf dem Oszilloskop werden nun die logischen Pulse beider Signalwege beobachtet. Da beide Signale vom gleichen Detektor kommen, liegen diese fast zeitgleich übereinander. Die minimalen Unterschiede sind auf die unterschiedlich verwendeten Signalwege (Kabellänge, etc.)

zurückzuführen. Mit Hilfe der Delay-Boxen können beide Signale genau zeitgleich übereinander gelegt werden. Ein Signal bildet nun das Start-Signal des TAC und das zweite Signal wird nun noch zusätzlich zeitlich verzögert und bildet das Stop-Signal. Für sechs verschiedene Verzögerungen soll nun eine Kanal-Zeit-Zuordnung durchgeführt werden. Die Messzeit pro eingestellter Verzögerung beträgt 3 Minuten.

### 5.3.2 Flugzeitmessung der Myonen

Nach der Bestimmung der Kanal-Zeit-Zuordnung kann mit der eigentlichen Zeitmessung begonnen werden. Die Signalwege sind gemäß der Abbildung 12 zu verbinden.

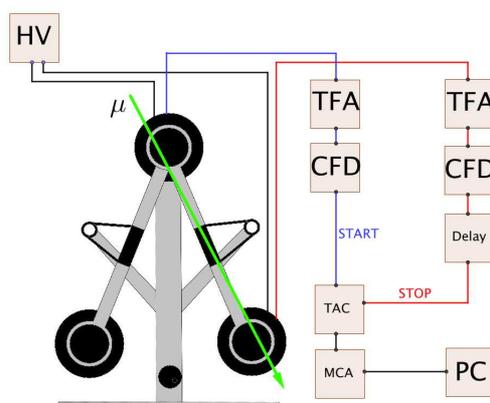


Abbildung 12:

Der obere Detektor bildet das Start- und der untere das Stoppsignal. Der untere Detektor ist mit einem sinnvollen Delay zu verzögern. Die Messung kann nun gestartet werden und wird über Nacht laufen gelassen, um genügend Zählstatistik zu sammeln. Die zweite Messung wird im Anschluss zur ersten Messung gestartet. Dabei wird der Arm mit dem unteren Detektor um  $180^\circ$  nach oben gedreht. Wie kann man nun die Myonengeschwindigkeit bestimmen?

## 6 Auswertung

In der Versuchsauswertung sollen alle Stichpunkte aus Abschnitt 2 kurz beschrieben werden.

- Zum ersten Teil der Durchführung, dem Nachweis von Myonen durch Kamiokandedektoren, sollen die Ergebnisse der beiden Messreihen diskutiert und die Wahl für den Threshold-Wert begründet werden.
- Bei der Auswertung zur Winkelverteilung und Ost-West-Effekt soll die Funktion zur Beschreibung der Winkelverteilung und der Asymmetriekoeffizient bestimmt werden.
- Bei der Geschwindigkeitsmessung der Myonen soll sowohl die Funktion für die Kanal-Zeit-Zuordnung, als auch die Myonengeschwindigkeit bestimmt werden.

Alle Ergebnisse dieses Versuchs und die Verfahren zur Ermittlung der Ergebnisse sind in einem angemessenen Rahmen zu diskutieren. Auf eine korrekte Fehlerrechnung ist zu achten.

## Literatur

- [1] GRUPEN, C.:  
*Astroteilchenphysik: Das Universum im Licht der kosmischen Strahlung*  
Springer Verlag, Deutschland (2001).  
*Astroparticle Physics*  
Springer Verlag, Deutschland (2005).
- [2] GRUPEN, C.:  
*Teilchendetektoren*  
B.I. Wissenschaftsverlag Mannheim, Leipzig, Wien, Zürich (1993)
- [3] WILSON, J.G.; PERRY, G.E.:  
*Kosmische Strahlen*  
Ernst Klett Verlag Stuttgart (1976)
- [4] SCHPOLSKI, E.:  
*Atomphysik I*  
VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften (1979)
- [5] Myonevent vom Super-Kamiokande-Experiment:  
<http://www.ps.uci.edu/~tomba/sk/tscan/pictures.html>
- [6] G. MUSIOL; J. RANFT; R. REIF; D. SEELIGER: *Kern- und Elementarteilchenphysik*  
VCH Verlagsgesellschaft (1988)
- [7] Deutsches Elektron Synchrotron:  
<https://www-zeuthen.desy.de/~kolanosk/astro0506/skripte/cosmics0>
- [8] GRUPEN, C.:  
*Kosmische Strahlung*  
Physik in unserer Zeit 16: S. 69-77. (1985)
- [9] C. Amsler et al. (Particle Data Group), Physics Letters B667, 1 (2008)

## A Sicherheitshinweise

### **Betriebsanweisung für mit Netzspannung betriebene Geräte im Praktikum**

#### **Gefahren für Mensch und Umwelt:**

**Verbrennungen oder Tod durch große Ströme**

#### **Schutzmaßnahmen:**

Darauf achten, dass Kabel und Stecker unbeschädigt sind und nur wie vorgesehen verwenden.  
Bei Beschädigungen oder den Verdacht auf Beschädigungen sofort den Praktikumsbetreuer informieren, keine Reparaturversuche unternehmen.

Nicht mehrere Vielfachsteckdosen hintereinander schalten.

Geräte mit großer Leistung nur an den Wandsteckdosen anschließen.

#### **Verhalten im Gefahrenfall:**

Den Netzstecker ziehen.

Bei einem Brand elektrische Geräte soweit möglich ausschalten.

#### **Erste Hilfe:**

Ersthelfer sind Herr Görge, Rolke, Rudolph, Thiel

Bei Schock sofort einen Notarzt rufen Tel **01-112** (von jedem Institutstelefon, mobil 112).

Unfallkrankenhaus: evangelisches Krankenhaus Weyertal.

Der Erste Hilfe- Kasten befindet sich im innenliegenden Treppenhaus.

Bei allen Unfällen muss auch der geschäftsführende Direktor informiert werden und ab einer Arbeitsunfähigkeit von 3 Tagen im Geschäftszimmer eine Unfallmeldung ausgefüllt werden.

13.11.2014

Blazhev

## **Betriebsanweisung für den Umgang mit Hochspannung im Praktikum**

### **Gefahren für Mensch und Umwelt:**

**Sofortiger Tod durch Herzkammerflimmern**

### **Schutzmaßnahmen:**

Darauf achten, dass Kabel und Stecker unbeschädigt sind und nur wie vorgesehen verwenden. Bei Beschädigungen oder den Verdacht auf Beschädigungen sofort den Praktikumsbetreuer informieren, keine Reparaturversuche unternehmen.

Hochspannung erst nach Anschluss der Kabel einschalten und vor dem Trennen der Kabel wieder ausschalten.

### **Verhalten im Gefahrenfall:**

Hochspannungsgerät ausschalten.

Bei einem Brand elektrische Geräte soweit möglich ausschalten.

### **Erste Hilfe:**

Ersthelfer sind Herr Görger, Rolke, Rudolph, Thiel

Bei Schock sofort einen Notarzt rufen Tel **01-112** (von jedem Institutstelefon, mobil 112).

Unfallkrankenhaus: evangelisches Krankenhaus Weyertal.

Bei allen Unfällen muss auch der geschäftsführende Direktor informiert werden und ab einer Arbeitsunfähigkeit von 3 Tagen im Geschäftszimmer eine Unfallmeldung ausgefüllt werden.

Der Erste Hilfe- Kasten befindet sich im innenliegenden Treppenhaus.

13.11.2014

Blazhev

Ich versichere, dass ich die Schriftliche Hausarbeit selbstständig verfasst habe. Ich habe keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt. Alle Stellen und Formulierungen, die dem Wortlaut oder dem Sinn nach anderen Werken entnommen sind, habe ich in jedem einzelnen Fall unter genauer Angabe der Quelle als Entlehnung kenntlich gemacht.

---

Ort, Datum

---

Unterschrift