

Inbetriebnahme eines Praktikumsversuchs zur Messung kosmischer Strahlung

von
Ilya Bekman

Bachelorarbeit in Physik

vorgelegt der
Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften
der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen

im August 2010

erstellt im
III. Physikalischen Institut A

bei
Prof. Dr. Thomas Hebbeker

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Theoretische Grundlagen	2
1.1 Kosmische Strahlung	2
1.1.1 Zusammensetzung	2
1.1.2 Energiespektrum	2
1.2 Atmosphärische Schauer	3
1.2.1 Atmosphäre	3
1.2.2 Reaktion mit der Atmosphäre	4
1.2.3 Ausdehnung und Zusammensetzung	6
1.3 Čerenkov-Effekt	8
1.4 Theoretische Vorhersage der Rate	9
1.4.1 Allgemeine Betrachtung des Teilchenflusses und der Teilchenrate	9
1.4.2 Myonenfluss auf Meereshöhe	10
1.4.3 Gewichtete Akzeptanz des Detektors	11
2 Aufbau	15
2.1 Hardware	15
2.1.1 Elektronik	16
2.1.2 Detektor	17
2.1.3 Lichteffizienz	18
2.2 Software	21
2.2.1 LabView-Interface	21
3 Messungen und Ergebnisse	22
3.1 Charakterisierung der Detektoren	22
3.2 Poisson-Verteilung	23
3.3 Koinzidenzplateau	24
3.4 Abschirmung	26
3.5 Winkelmessung	27
4 Fazit	29
Selbständigkeitserklärung	vi
5 Anhang	vii
5.1 Schauersimulationen	vii
5.2 Praktikumsanleitung	vii

Abbildungsverzeichnis

1.1	Das Spektrum der KS	2
1.2	Die wichtigsten Prozesse der Teilchen in Luftschauern	4
1.3	Schematische EM-Kaskade	5
1.4	Feynman-Graphen der wichtigsten Prozesse bei einer EM-Kaskade	5
1.5	Simulationen der ankommenden Teilchen im Auger Observatorium	6
1.6	Anzahl der Ereignisse für zwei hintereinander ankommende Myonen gegen Zeitabstand	7
1.7	Feynman-Graphen des Myonzerfalls	7
1.8	Polarisierung der Moleküle des Mediums [12]	8
1.9	Herleitung der Čerenkov-Bedingung	8
1.10	Das Spektrum der Myonen am Boden	10
1.11	Geometrische Anschauung zur Definition des Raumwinkels. [26]	11
1.12	Zwei koaxiale parallele Scheiben (perspektivisch)	12
1.13	Festlegung des Koordinatensystems	13
2.1	Der Transportwagen mit der gesamten Messapparatur	15
2.2	Komplette Skizze der prinzipiellen Schaltung[7]	16
2.3	Schema eines PMs	16
2.4	Die verwendeten Kaffeekannen und der prinzipielle Aufbau eines Wasser-Čerenkov-Detektors	17
2.5	Näherung der Kannenform als Kugel mit Radius $\simeq 6$ cm	17
2.6	Beispiele der verschiedenen Pfade der Čerenkov-Photonen	18
2.7	Materialspezifische Einflüsse auf die Čerenkov-Photonen	18
2.7	(Forts.) Einfluss der Absorption	19
2.7	(Forts.) Einfluss der Reflektionen	19
2.7	(Forts.) Einfluss der Effizienz der Photoröhre.	19
2.8	Effektive Photonendichte	20
2.9	Photonendichte gegen Impuls	20
2.10	LabView Interface “AKaDeMy“ zur Auslese des Counters und der Messparameter	21
3.1	Charakterisierung der Diskriminatorschwellen	22
3.2	Rohdaten der Koinzidenzmessung	23
3.3	Statistik der gemessenen Raten	23
3.4	Messung der Koinzidenzrate an zwei verschiedenen Standorten	24
3.5	Koinzidenzrate in der Halle des Physikzentrums, Anpassung	25
3.6	Vermessung der Abschirmung durch die Decken im Turm-28.	26
3.7	Schematische Darstellung von der Überschneidung des Sichtkegels mit den Decken und einer Wand.[7]	26
3.8	Schematische Darstellung der Winkelmessung	27
3.9	Messung der relativen Rate unter verschiedenen Winkeleinstellungen	27
5.1	Simulation der von Protonen mit verschiedenen Energien induzierte Schauer	vii

Tabellenverzeichnis

1.1	Gewichtete Akzeptanzen für eine Messung mit einem einzelnen Detektor von dem kompletten Halbraum und in einer Koinzedenzschaltung mit zwei vertikal übereinander im Abstand h angebrachten Detektoren.	14
1.2	Gewichtete Akzeptanzen für die Winkelmessung	14
3.1	Arbeitsbereiche der Detektoren	22
3.2	Gemessene vertikale Rate und vertikaler Fluss in der Halle des Physikzentrums mit Fehlern	25

Einleitung

Ziel dieser Bachelorarbeit ist der Aufbau und die Inbetriebnahme eines Praktikumsversuchs zur Messung kosmischer Strahlung.

Die durchdringende, ionisierende Strahlung ist seit ihrer Entdeckung im 19. Jahrhundert bis heute Gegenstand von zahlreichen wissenschaftlichen Arbeiten und hat den entscheidenden Impuls zum Bau von detaillierten Experimenten gegeben. Heute ist die kosmische Strahlung nicht nur Forschungsgegenstand sondern auch ein Mittel, um physikalische Prozesse im nahen und weiten Universum zu erforschen. Neben der etablierten optischen Methoden wird die kosmische Strahlung so zum wichtigen Mittel der Astrophysik. Die Teilchen der kosmischen Strahlung sind die einzige baryonische Materie, die die Erde von außerhalb unseres Sonnensystems erreicht. Die kosmische Strahlung und ausgedehnte Luftschauer haben auch einen nicht geringzuschätzenden Einfluss außerhalb der Physik. So stellt sie die Basis für die Radiokohlenstoffdatierung dar[4], welche durch eine genauere Kenntnis des Flusses der kosmischen Strahlung in der Vergangenheit verbessert werden kann. Großen Einfluss hat die Strahlung auch auf die Halbleiternikroelemente wie CPU, oder Speicher [3], was besonderes deutlich in Weltraummissionen zum Tragen kommt. Außerdem ist die Bedeutung für die Mutagenese [2] und Wetterformierung [1] Gegenstand der laufenden Forschung.

Im Fortgeschrittenenpraktikum ist dies der erste Versuchsaufbau, der den Čerenkov-Effekt zur Detektion von Teilchen nutzt. So können die Studierenden mit Hilfe und anhand des Aufbaus die Methoden der Teilchen- und Astrophysik kennen lernen und ihre Elektronikkenntnisse vertiefen.

Zuerst wird in der Arbeit die primäre Strahlung beschrieben, dann werden die Prozesse diskutiert, die die Strahlung in der Erdatmosphäre erfährt. Der Čerenkov-Effekt wird im Rahmen der Detektion der Sekundärteilchen beschrieben. Anschließend werden die erwartete Rate und die Eigenschaften des Messaufbaus, sowie die Messelektronik und der benutzte Detektor erläutert.

Die mit diesem Aufbau durchgeführte Experimente werden vorgestellt und die Messergebnisse diskutiert. Zum Schluss wird eine Empfehlung für den Betrieb des Versuches im Praktikum gegeben.

1 Theoretische Grundlagen

1.1 Kosmische Strahlung

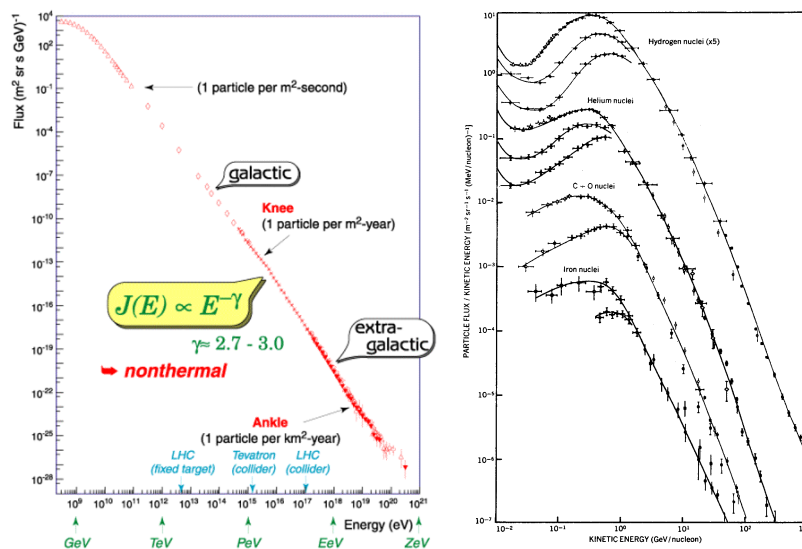
Kosmische Strahlung (KS) besteht aus geladenen Teilchen, die innerhalb der Milchstraße oder auch außerhalb erzeugt und auf hohe Energien beschleunigt werden. Die Erde wird von diesen Partikeln permanent bestrahlt. Wenn ein energiereiches Teilchen der *KS* in die Atmosphäre eindringt, entstehen bei der Kollision mit einem Stickstoff- oder Sauerstoffatom neue Teilchen, die wegen der hohen Ursprungsenergie in Richtung des Primärteilchens sich weiterbewegen und ihrerseits wechselwirken oder zerfallen, sodass sich ein ausgedehnter Luftschauer bildet. Einige *Sekundärteilchen* erreichen den Erdboden und können dort detektiert werden. Bis in die zweite Hälfte des 20. Jahrhunderts war die *KS* die einzige Möglichkeit, um hochenergetische Teilchenphysik zu betreiben und neue Elementarteilchen zu entdecken.

1.1.1 Zusammensetzung

Die Zusammensetzung der *KS* ändert sich mit der Energie, wie in der *Abbildung 1.1 (b)* dargestellt. Bei einer Teilchenenergie von 1 GeV sind Protonen mit ca. 85% die am häufigsten in der Primärstrahlung vertretenen Teilchen. Neben 1% Elektronen können 12% *He* und 2% schwere Kerne, insbesondere *C*, *N*, *O*, *Fe* und andere gemessen werden [6].

1.1.2 Energiespektrum

Das Spektrum der primären *KS* geht über viele Größenordnungen in Energie, wie in *Abbildung 1.1* dargestellt.



(a) Potenzgesetz deutet auf eine nicht-thermische Herkunft hin.

(b) Spektrum der Elemente.

Abb. 1.1: Das Spektrum der *KS*. Die differentielle Teilchenflussdichte als Funktion der Energie. [11]

Das Spektrum wird abschnittsweise mit einem *Potenzgesetz* beschrieben:

$$\frac{d\phi}{dE} \simeq \phi_0 E^{-\gamma} \quad (1.1)$$

Die Normierungskonstante ist etwa $\phi_0 \approx 1.8 \cdot 10^4 \text{ m}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ GeV}^{\gamma-1}$. Der *Spektralindex* γ variiert in drei markanten Bereichen: der Bereich zwischen 10^{10} eV und $10^{15.5} \text{ eV}$ hat einen Spektralindex $\gamma \simeq 2.7$; der Übergang in den nächsten Bereich wird als „Knie“ bezeichnet, in dem $\gamma \simeq 3.1$ ist. Der „Knöchel“ markiert den Übergang bei $10^{18.5} \text{ eV}$, wo sich γ zunächst etwas verringert und dann das Spektrum oberhalb von 10^{20} eV schnell abfällt. Allgemein wird vermutet, dass die höchstenergetischen Teilchen mit E größer Exaelektronenvolt extragalaktischen Ursprungs sind. Zum Vergleich ist die höchste Energie der von Menschen beschleunigten Teilchen im LHC $7 \cdot 10^{12} \text{ eV}$. Das energiereichste auf der Erde aufgezeichnete Ereignis aus der **KS** hat $E \sim 10^{20} \text{ eV}$.

Die primäre Strahlung kann bis etwa 100 TeV mit Ballon- und Satellitenexperimenten direkt gemessen werden. Da die Rate der Teilchen stark abnimmt, ist man ab dieser Energie auf große Nachweisflächen und lange Messzeiten angewiesen. Dies wird durch erdgebundene große Experimente realisiert, die durch Messung der Sekundärteilchen auf indirekte Weise die **KS** nachweisen.

1.2 Atmosphärische Schauer

Die Wechselwirkung der primären **KS** mit den Atomkernen der Atmosphäre erzeugt eine *Teilchenkaskade* aus einer Vielzahl von Sekundärteilchen, die sich in *drei Komponenten* unterteilen lassen: hadronische, elektromagnetische und myonische. Die Form und die Zusammensetzung des Schauers, sowie Anzahl der Sekundärteilchen hat einen stochastischen Charakter, der Durchschnitt ist aber von der Energie und Art des Primärteilchens sowie Dichteprofil der Atmosphäre abhängig. Das Projekt mit der größten Nachweisfläche zur Untersuchung von höchstenergetischen **KS** ist das Pierre-Auger-Observatorium bestehend aus einem Array von Wasser-Čerenkov-Detektoren und Fluoreszenzteleskopen.

1.2.1 Atmosphäre

Die ersten Wechselwirkungspartner der **KS** auf der Erde sind die Atomkerne der oberen Atmosphäre. Die Dichte der Atome und entsprechend die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit ändert sich mit der Höhe. Das Dichteprofil in geringer Höhe kann aus der barometrischen Höhenformel wie folgt approximiert werden:

$$\rho(h) = \rho_0 \cdot \exp\left(-\frac{h}{h_0}\right), \quad (1.2)$$

mit $\rho_0 \simeq 1.35 \text{ kg/m}^3$, $h_0 \simeq 7.25 \text{ km}$ und h Meereshöhe in km. Eine für die atmosphärischen Schauer relevante Größe ist die so genannte *atmosphärische Tiefe* X :

$$X(h) = \int_h^\infty dh \rho(h) = \rho_0 h_0 \cdot \exp\left(-\frac{h}{h_0}\right). \quad (1.3)$$

$$(1.4)$$

Die Atmosphäre hat eine mittlere Tiefe von etwa 1030 g/cm^2 . Für homogene Stoffe gilt $X = \rho \cdot h$, so entsprechen ca. 90 cm Blei oder 10 m Wasser derselben Tiefe.

Der lokal herrschende atmosphärische Druck kann auch näherungsweise in die atmosphärische Tiefe umgerechnet werden: $\frac{p}{[\text{hPa}]} = \frac{X}{[\text{g/cm}^2]} \cdot \frac{g}{[\text{m/s}^2]} \cdot 0.1$, mit Fallbeschleunigung $g \simeq 9.81 \text{ m/s}^2$.

1.2.2 Reaktion mit der Atmosphäre

Die Teilchenschauer werden in *hadronische*, *elektromagnetische*, *myonische* und *Neutrino*-Komponenten je nach Teilchensorte und Reaktionsmechanismus, wie in *Abbildung 1.2* dargestellt, unterteilt.

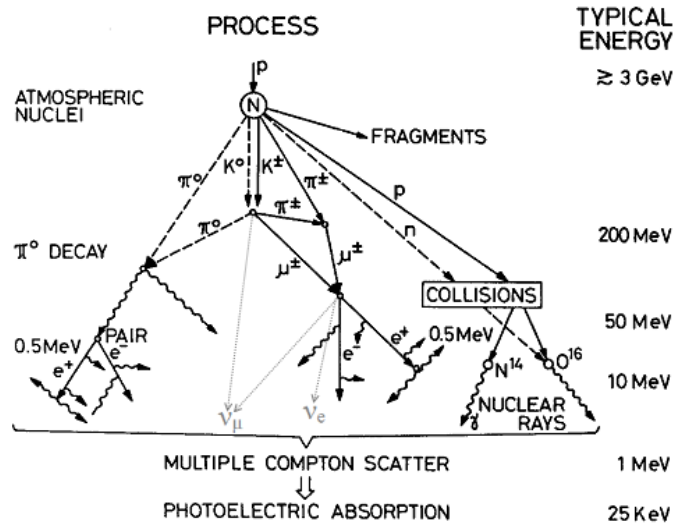


Abb. 1.2: Die wichtigsten Prozesse der Teilchen in Luftschauern. Bei Neutrinos ist die Ladungsparität vernachlässigt. [28]

Hadronische Kaskade

Die am häufigsten auf die Atmosphäre treffenden Teilchen sind Protonen. Sie wechselwirken bei einem Stoß mit den Luftatomkernen inelastisch unter Bildung von hochenergetischen Kernfragmenten, Pionen, Kaonen, Protonen, Neutronen und anderen baryonischen Sekundärteilchen, oder über Ionisationsprozesse. Dabei verliert das Primärteilchen einen Großteil der Energie an die *Sekundärteilchen* und in *inelastischen Stößen*. Die Entwicklung der Kaskade hängt von da an von einer Vielzahl von Prozessen ab. Die stabilen Teilchen propagieren weiter, bis sie einen Wechselwirkungspartner treffen, wofür die Wahrscheinlichkeit in der nach unten immer dichteren Atmosphäre steigt. Die instabilen Teilchen, vor allem Kaonen und Pionen wechselwirken oder zerfallen unterwegs.

Wegen der Inhomogenität der Atmosphäre wird für Hadronen die Interaktions- oder *Wechselwirkungslänge* λ_{int} , die als die mittlere freie Wegtiefe aufgefasst werden kann, berechnet. Für einfachzusammengesetzte Teilchen, wie Protonen oder Pionen, beträgt $\lambda_{int,p} \simeq 90 \text{ g/cm}^2$, für z.B. Eisen ist $\lambda_{int,Fe} \simeq 20 \text{ g/cm}^2$. So entspricht die gesamte atmosphärische Tiefe von 1030 g/cm^2 etwa 12 protonischen Wechselwirkungen [11].

Wenn die nächste Wechselwirkung vor dem Zerfall stattfindet, wird mit einer verringerten Energie die Kaskade vorangetrieben, d.h. es bilden sich weitere Kernsplitter und leichtere Teilchen. Häufig aber zerfallen die Tochterteilchen. Es dominieren folgende Zerfallskanäle:

$$\begin{array}{lll}
 K_S^0 \xrightarrow{69.2\%} \pi^+ + \pi^- & K^\pm \xrightarrow{63.5\%} \mu^\pm + \nu_{\mu^\mp} & \pi^0 \xrightarrow{98.8\%} \gamma + \gamma \\
 K_S^0 \xrightarrow{30.7\%} \pi^0 + \pi^0 & K^\pm \xrightarrow{20.7\%} \pi^\pm + \pi^0 & \pi^\pm \xrightarrow{99.9\%} \mu^\pm + \nu_{\mu^\mp} \\
 K_L^0 \xrightarrow{19.5\%} \pi^0 + \pi^0 + \pi^0 & K_L^0 \xrightarrow{27.0\%} \pi^\mp + \mu^\pm + \nu_{\mu^\mp} & \\
 K_L^0 \xrightarrow{12.5\%} \pi^+ + \pi^- + \pi^0 & K_L^0 \xrightarrow{40.6\%} \pi^\mp + e^\pm + \nu_{e^\mp} & \mu^\pm \xrightarrow{\approx 100\%} e^\pm + \nu_{e^\mp} + \nu_{\mu^\pm}
 \end{array}$$

Im Durchschnitt bilden sich $\approx 90\%$ Pionen und $\approx 10\%$ Kaonen. Neutrale Pionen zerfallen nahezu instantan ($\tau \simeq 10^{-16}$ s) in zwei harte Gammaquanten. Diese, zusammen mit den Photonen und Elektronen aus anderen Wechselwirkungen, treiben die elektromagnetischen Subkaskaden voran. Weil die *Zerfallslänge* der geladenen Pionen sich in der Größenordnung der Wechselwirkungslänge befindet, konkurrieren diese beiden Prozesse. Geladene Pionen zerfallen zu Myonen und Neutrinos, die praktisch nicht mehr zur Kaskade beitragen.

Elektromagnetische Kaskade

Die bereits erwähnten Elektronen der primären *KS*, sowie die in hadronischen Kaskaden entstandenen Elektronen und Positronen, verlieren in der Atmosphäre ihre Energie. Die dominanten Prozesse sind Ionisation, Annihilation des Positrons und *Bremsstrahlung*. Für die hochenergetische β -Strahlung – in der Regel die frühere Kaskadengeneration – in der Luft beträgt die *kritische Energie*, ab welcher die Bremsstrahlung zum dominanten Prozess wird, etwa 100 MeV. Das dabei entstehende Photon übernimmt einen großen Anteil der Energie. Die energiereichen Photonen zusammen mit Photonen aus dem Pion-Zerfall wechselwirken oberhalb einiger MeV meist unter *Paarerzeugung*. Dabei bilden sich ein Elektron und ein Positron, die zu gleichen Teilen die Energie des Photons tragen.

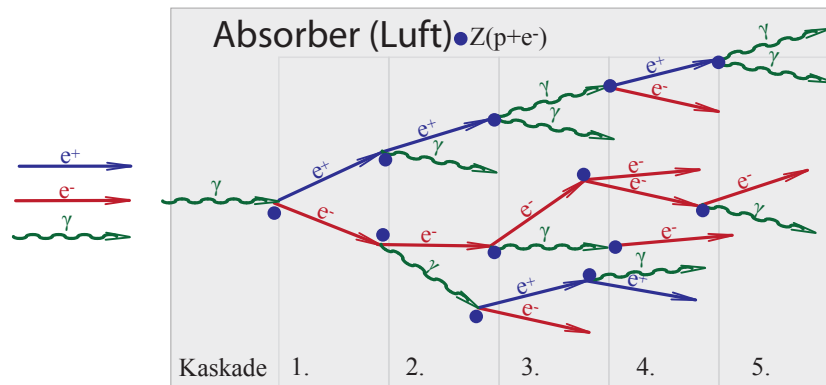


Abb. 1.3: Schematische EM-Kaskade

Die beiden Prozesse gehen in einander über und bilden so die elektromagnetische Kaskade, wie in *Abbildung 1.3* dargestellt. Sie kann sowohl durch ein Elektron, als auch ein Photon induziert werden. Die Konversionslänge Y_0 der Paarerzeugung beträgt etwa $\frac{9}{7}$ der Strahlungslänge X_0 der Bremsstrahlung, welche in der Luft den Wert $\simeq 36$ g/cm² hat. So haben in der Atmosphäre etwa 28 Kaskadenstufen Platz. Die Prozesse ähneln sich auch in der Theorie (*Abb. 1.4*). In seltenen Fällen kann eine harte Wechselwirkung mit einem Luftatom eine hadronische Subkaskade wieder induzieren.

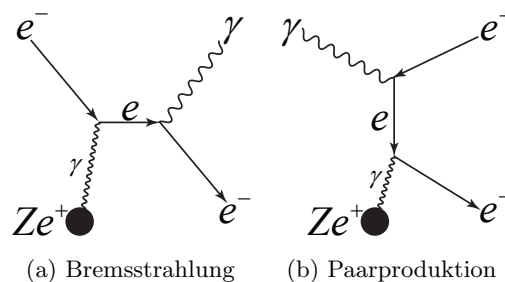


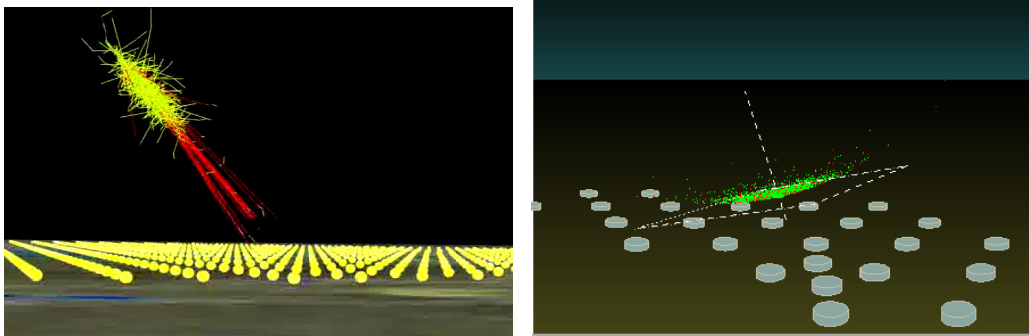
Abb. 1.4: Feynman-Graphen der wichtigsten Prozesse bei einer EM-Kaskade

Myonen und Neutrinos

Instabile Teilchen der hadronischen Komponente, meist Pionen, zerfallen in dünneren Atmosphärenschichten ehe sie wechselwirken können. So entstehen Myonen und Neutrinos in großer Höhe, wobei die Neutrinos den Kaskadenprozess verlassen, da sie große Materialtiefen ohne zu wechselwirken durchdringen können [11]. Die Myonen wechselwirken im Vergleich zu anderen Schauerkomponenten selten. Sie haben deswegen eine strengere Korrelation mit der ursprünglichen Primärenergie, als z.B. die Elektronen. Ein kleiner Anteil der Energie geht durch harte Wechselwirkungen mit Kernen, Bremsstrahlung und indirekte Paarproduktion in die hadronische und elektromagnetische Komponente des Schauers zurück. Jedoch ist die Atmosphäre für Myonen hinsichtlich der kalorimetrischen Eigenschaften ein Absorber mit guter Linearität [9].

1.2.3 Ausdehnung und Zusammensetzung

Die Zusammensetzung und Geometrie des Schauers ändert sich mit der Höhe über dem Meeresspiegel (siehe im Anhang 5.1). Obwohl unter den Teilchen mit Energien kleiner als 1 GeV die Myonen die meisten sind, erreichen auch Teilchen aus den hadronischen und elektromagnetischen Komponente die Detektoren [6], sodass die gemessene Myonrate ohne Unterscheidung der Teilchensorte im Bereich von wenigen Prozent überschätzt werden kann. Die Schauerfront besitzt bei der Ankunft am Boden eine sehr geringe Dicke in der Größenordnung von einem Meter und eine energieabhängige horizontale Ausdehnung. Bei höchsten Energien der Primärteilchen kann diese viele hundert Meter erreichen, wie in der *Abbildung 1.5* dargestellt ist.



(a) AIRESSimulation eines atmosphärischen Schauers aus einem 10 EeV Proton. Gelb - spuren der elektromagnetischen Komponente, Rot - Myonen[30]

(b) Perspektivische Ansicht der ankommenden gewölbten Schauerfront. Die Teilchen fallen entlang der weißen Achse nach unten.[31]

Abb. 1.5: Simulationen der ankommenden Teilchen im Auger Observatorium. Einzelne Bodendetektoren sind im Dreiecksmuster mit der Seitenlänge von 1.5 km angeordnet

Winkelabhängigkeit

Ein schräg unter dem Winkel ϑ in die Atmosphäre einlaufendes Teilchen durchläuft eine größere atmosphärische Tiefe als ein senkrecht. Diese kann wie folgt berechnet werden: $X_{\angle}(h, \vartheta) = \frac{X_0(h)}{\cos \vartheta}$. Das gilt für Primärteilchen, genau wie für unter einem Winkel abgestrahlte Sekundärteilchen, so dass sich für verschiedene Zenitwinkel die Zusammensetzung und Energieverteilung des Schauers ändert. Aus dem veränderten Zusammenspiel zwischen Zerfällen und Wechselwirkungen resultiert gegenüber der Normalen die Zenitwinkelabhängigkeit $\simeq \cos^2 \vartheta$ der Myonen am Boden [6], die im Abschnitt 1.4 berücksichtigt wird.

Verteilung im Schauer

Da die Myonen in einer dünnen Schauerfront ankommen, können auch mehrere Myonen pro Messzeitfenster den Detektor durchlaufen. In *Abbildung 1.6* ist das Maximum der Verteilung bei etwa 1.5 ns, was nicht im gegebenen Aufbau aufgelöst werden kann. Dies führt zu einer Unterschätzung der Myonrate.

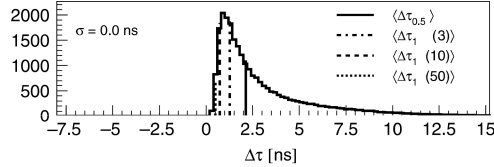


Abb. 1.6: Anzahl der Ereignisse für zwei hintereinander ankommende Myonen in einer Schauerfront gegen Zeitabstand aufgetragen[27].

Die funktionale Form der Abhängigkeit der lateralen Dichte ρ (in m^{-2}) der niederenergetischen Myonen am Erdboden von dem Abstand R (in m) zum Schauerkern kann nach [17] wie folgt berechnet werden:

$$\rho_\mu(R) = \frac{2.298}{R^{0.5934+R \cdot 1.932 \cdot 10^{-3}}}. \quad (1.5)$$

So treffen einen kreisförmigen Detektor mit der Fläche $A = \pi(5 \text{ cm})^2$ im Abstand von 1 cm vom Schauerkern durchschnittlich $\simeq 0.3$ Teilchen pro Schauer, woraus geschlossen werden kann, dass Ereignisse aus multiplen Teilchen selten sind. Für Myonen aus verschiedenen Schauern kann man folgern, weil sie in großen Höhen und unter individuellen zufälligen Winkeln produziert werden, dass sie auf dem Boden auf einer kleinen Skala hinreichend unkorreliert und homogen verteilt sind.

Myon-Zerfall

Die Strahlung auf Meereshöhe besteht ab einigen GeV überwiegend aus Myonen [6]. Wie in Abschnitt 1.2.2 angeführt, zerfällt ein Myon stets in ein Elektron oder Positron und zwei Neutrinos, mit Feynman-Diagrammen 1.7:

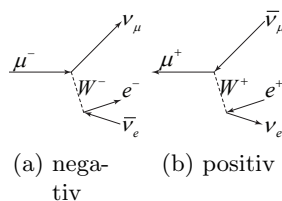


Abb. 1.7: Feynman-Graphen des Myonzerfalls

Die Lebensdauer der Myonen beträgt $\tau_\mu \simeq 2.197 \cdot 10^{-6} \text{ s}$, so lässt sich der Lichtweg zu $c\tau \simeq 659 \text{ m}$ angeben. Dass die Myonen einige Kilometer der Atmosphäre durchdringen können, ist relativistisch zu erklären. Wegen der Zeitdilatation muss bei einer Geschwindigkeit nahe c z.B. $v \simeq 0.998 \cdot c$ die Strecke mit Lorentzfaktor γ gewichtet werden:

$$s = v \cdot \tau \cdot \gamma = v \cdot \tau \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \simeq 10.5 \text{ km},$$

so zerfällt ein Teil der Myonen erst nah am Boden. Aus der Zeitmessung des Elektronen- und Positronensignals kann die Lebensdauer der Myonen bestimmt werden, was z.B. im Versuch 11 des Fortgeschrittenenpraktikums durchgeführt wird.

1.3 Čerenkov-Effekt

Wenn geladene Teilchen ein Medium durchlaufen und sich dabei schneller bewegen als die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Licht im Medium, so kommt es zum Čerenkov-Effekt, genannt nach russischen Entdecker Павел Черенков. Das Teilchen polarisiert die Moleküle des Mediums und regt Sie zur Emmission von Licht an, wie in *Abbildung 1.8* dargestellt:

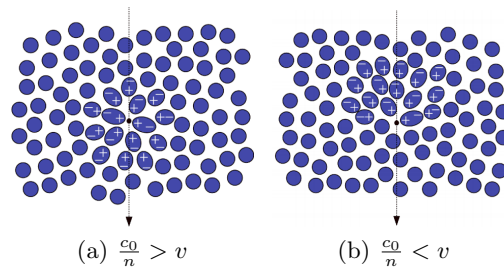


Abb. 1.8: Polarisierung der Moleküle des Mediums [12]

Für Geschwindigkeiten kleiner als Mediumlichtgeschwindigkeit kommt es im Mittel zur destruktiven Interferenz, oberhalb dieser kritischen Geschwindigkeit ergibt sich ein Lichtkegel aus konstruktiv überlagerten Huygens-Wellen. In *Abbildung 1.9* wird der Zusammenhang dargestellt. Die Bedingung für den Öffnungswinkel $\theta_{\check{C}}$ des Kegels wird daraus hergeleitet. n gibt den Brechungsindex an, β die Teilchengeschwindigkeit.

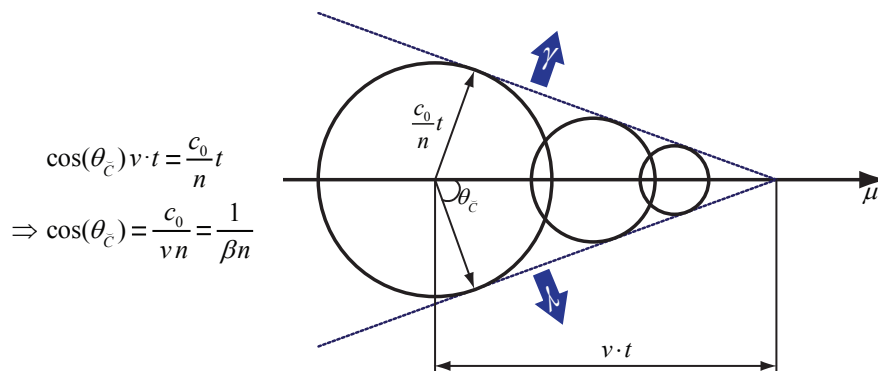


Abb. 1.9: Herleitung der Čerenkov-Bedingung

Die Frank-Tamm-Formel (1.6) [6] beschreibt die Verteilung der Lichtintensität für verschiedene Wellenlängen λ mit z - Teilchenladungszahl und α - Feinstrukturkonstante.

$$\frac{d^2 N_{\gamma}}{dx d\lambda} = 2\pi\alpha z \frac{1}{\lambda^2} \left(1 - (n(\lambda)\beta)^{-2}\right) \quad (1.6)$$

Die Energieschwelle für das Čerenkov-Licht kann aus der oberen Bedingung angegeben werden:

$$\cos(\theta_{\check{C}}) = \frac{1}{n\beta} \stackrel{!}{\leq} 1 \Rightarrow \beta_{\min} \geq \frac{1}{n}$$

$$\Rightarrow E_{\min} = \gamma m = \frac{m}{\sqrt{1 - \beta_{\min}^2}} \geq \frac{m}{\sqrt{1 - n^{-2}}} \quad ; \quad p_{\min} = \gamma\beta m \geq \frac{m}{\sqrt{n^2 - 1}}. \quad (1.7)$$

Mit m - Teilchenmasse, γ - Lorentzfaktor und p - Teilchenimpuls.

Für ein Elektron mit Masse $m_e \simeq 511 \frac{\text{keV}}{c^2}$ ergibt sich die Čerenkov-Schwelle im Wasser mit $n \simeq 1.33$ zu: $p_{\min} \simeq 0.58 \frac{\text{MeV}}{c}$, für ein Myon mit $m_{\mu} \simeq 105.6 \frac{\text{MeV}}{c^2} \Rightarrow p_{\min} \simeq 120 \frac{\text{MeV}}{c}$.

1.4 Theoretische Vorhersage der Rate

Die Besonderheiten der Geometrie und des Messverfahrens des Aufbaus müssen ausreichend berücksichtigt werden, um eine zufriedenstellende Interpretation der Messwerte zu ermöglichen. Insbesondere werden Formeln für die geometrische Akzeptanz und integrale Intensität der Myonen ausgearbeitet.

1.4.1 Allgemeine Betrachtung des Teilchenflusses und der Teilchenrate

In Experimenten zur Messung der atmosphärischen Myonen wird das *Spektrum des differentiellen Teilchenflusses* häufig als Messergebnis angegeben [5],[8]. Der Fluss ist definiert als:

$$\frac{d\phi}{dp}(p, \theta) = \frac{dn(p, \theta)}{d\Omega dp dA dt},$$

mit Teilchenimpuls $p/[\frac{\text{GeV}}{c} \equiv \text{GeV}]$, Raumwinkel $\Omega/[\text{sr}]$, Fläche $A/[\text{m}^2]$ und Zeit $t/[\text{s} \equiv \text{Hz}^{-1}]$. Der Fluss der Myonen auf dem Boden hängt im Allgemeinen stark vom Impuls und dem Zenitwinkel ab [5]. Die Zenitwinkelabhängigkeit [14] von $\frac{d\phi}{dp}$ kann für Winkel unter 70° angegeben werden als:

$$\frac{d\phi}{dp}(p, \theta) = \frac{d\phi}{dp}(p) \cdot \cos^n(\theta)$$

Die Rate eines Detektors mit der sensitiven Fläche A , räumlichen Akzeptanz $\Omega \cdot A$ und minimalen Impulsschwelle p_{\min} lässt sich berechnen als:

$$f = \underbrace{\int_{p_{\min}}^{\infty} dp \frac{d\phi}{dp}(p)}_{\phi_{\perp}(0^\circ)} \underbrace{\int_A dA \int_{\Omega} d\Omega \cos^n(\theta)}_{=: \Gamma}, \quad (1.8)$$

wobei $\phi_{\perp}(0^\circ)$ der *integrale vertikale Fluss* ist und mit Γ *gewichtete geometrische Akzeptanz* genannt wird. $\phi_{\perp}(0^\circ)$ und Γ können näherungsweise faktorisiert werden und werden separat betrachtet.

1.4.2 Myonenfluss auf Meereshöhe

Die Myonen, die die Erdoberfläche erreichen, sind über ein anderes Impulsspektrum (*Abb. 1.10*) verteilt, als die Primärteilchen. Das Spektrum der vertikalen Myonen ist nahezu flach um 1 GeV, fällt zwischen 10 GeV und 100 GeV in Übereinstimmung mit dem primären Protonenspektrum (siehe Abschn. 1.1 *Abb. 1.1*), und fällt oberhalb von 100 GeV noch stärker ab, da die Wechselwirkungen hochenergetischer Pionen gegenüber dem Pionzerfall dominieren und somit weniger Myonen produziert werden.

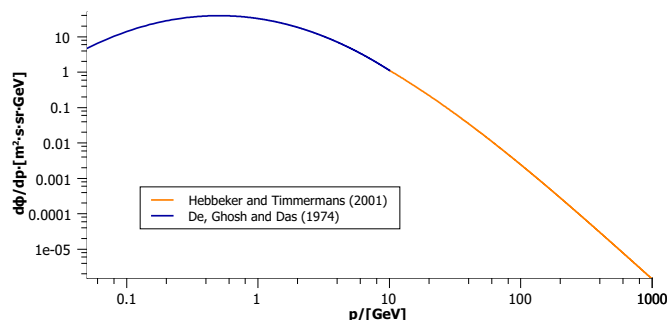


Abb. 1.10: Das Spektrum der Myonen am Boden. Die differentielle Teilchenflussdichte als Funktion der Energie. Kombination von zwei Fits des niederenergetischen [16] und des hochenergetischen [5] Bereichs, die innerhalb der angegebenen Unsicherheiten kompatibel sind.

Die integrale Intensität, die für Detektoren wichtig ist, lässt sich daraus über Gl. (1.8) berechnen. Um die atmosphärische Tiefe X des Messortes zu berücksichtigen wird die Gl. (1.9) verwendet [6].

$$\frac{\phi_{\text{Standort}}}{\phi_{\text{Meereshöhe}}} = \exp\left(\frac{X - 1033 \text{ g cm}^{-2}}{630 \text{ g cm}^{-2}}\right) \quad (1.9)$$

Im niederenergetischen Bereich schwankt das Myonspektrum stark mit dem Primärspektrum der **KS**. Die Protonen wechselwirken mit dem Sonnenwind und den Magnetfeldern, sodass bei starker Sonnenaktivität weniger Primärteilchen gemessen werden. Das Magnetfeld der Erde beeinflusst ebenfalls den Fluss der **KS**, der geomagnetische Standort der Messung muss daher berücksichtigt werden. Des weiteren beeinflussen die Luftdruckschwankungen die Schauerentwicklung und die Anzahl der am Erdboden ankommender Myonen. Für Präzisionsmessungen müssen diese und viele anderen Störfaktoren berücksichtigt und der Messbereich sorgfältig ausgewählt werden. Im Rahmen von dieser Arbeit soll daher nur die normierte Form der Kurve als Referenz benutzt werden.

Beim Durchlauf der Myonen durch die Materie werden diese Teilchen über Ionisations- und Strahlungsverluste gebremst. Für die Myonen mit Energien unter einigen hundert GeV kann der Verlust in einem Material mit Dichte ρ gut genähert werden [6] über:

$$\frac{dE}{dX} = \frac{dE}{dx} \frac{1}{\rho} = 2.0 \frac{\text{MeV cm}^2}{\text{g}} \quad (1.10)$$

Grundsätzlich kann ein Teilchen nur ab einem bestimmten Minimalimpuls Čerenkov-Licht erzeugen und im gegebenen Detektor registriert werden. Diese Čerenkov-Schwelle (s. Gl. (1.7)) wurde im Abschnitt 1.3 behandelt. Um den Anteil nicht abgebremster Myonen im Medium abzuschätzen, wird das Spektrum, je nach Absorberdicke, an der maximal abgegebenen Energie gekappt. In der Forschung wird das Spektrum mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen (z.B. **Geant4**) ermittelt.

1.4.3 Gewichtete Akzeptanz des Detektors

Kanonischer Raumwinkel

Der Raumwinkel ist definiert als das Verhältnis der Teilfläche einer Kugel und dem Quadrat des Radius der Kugel.

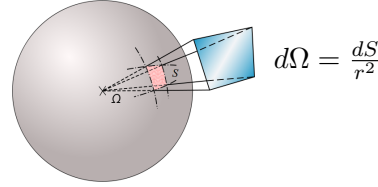


Abb. 1.11: Geometrische Anschauung zur Definition des Raumwinkels. [26]

Wegen $dS = d\varphi r d\theta r \sin\theta$ auf der Oberfläche der Kugel lassen sich der Raumwinkel und die geometrische Akzeptanz in Kugelkoordinaten darstellen als:

$$\begin{aligned} d\Omega &= d\varphi d\theta \sin\theta \\ dAk &= dS d\Omega = dS d\varphi d\theta \sin\theta \\ d\Gamma &= dS d\Omega \cos^n\theta = dS d\varphi d\theta \sin\theta \cos^n\theta \end{aligned}$$

Nach der Integration über einen Kegel mit Öffnungswinkel ω entsteht die bekannte Form des Raumwinkels:

$$\int_{\Omega} d\Omega = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\frac{\omega}{2}} d\theta \sin\theta = 2\pi \left[1 - \cos\left(\frac{\omega}{2}\right) \right] = 4\pi \sin^2\left(\frac{\omega}{4}\right)$$

So kann auch Γ angegeben werden als:

$$\Rightarrow \Gamma = \pi R^2 \cdot \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\frac{\omega}{2}} d\theta \sin\theta \cos^n\theta = \pi R^2 \cdot \frac{2\pi}{n+1} \cdot \left[1 - \cos^{n+1}\left(\frac{\omega}{2}\right) \right]$$

Für einen flachen kreisförmigen Detektor mit Radius R , der ein Halbraum überdeckt, ist die gewichtete Akzeptanz Γ gleich:

$$\Gamma = \pi R^2 \cdot \frac{2\pi}{n+1}. \quad (1.11)$$

Damit können zwei Angaben in [6] in einander umgerechnet werden: die vertikale integrale Intensität ist als $\approx 70 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ für Myonen über $1 \frac{\text{GeV}}{c}$ mit $n = 2$ angegeben und lässt sich in die Rate pro Fläche umrechnen:

$$\frac{f}{A} = \frac{\phi_{\perp}(0^{\circ}) \cdot \Gamma}{A} = \frac{70 \cdot 2\pi}{3 \cdot 10000} \frac{1}{\text{s cm}^2} \approx 0.88 \frac{1}{\text{min cm}^2} \sim \frac{1}{\text{min cm}^2} \quad (1.12)$$

Die Berechnung von Γ liefert bei realen zylinderförmig ausgedehnten Detektorgeometrien einen zu hohen Wert ([18]) und muss als systematischer Fehler korrigiert werden; außerdem kann die Zenitwinkelabhängigkeit noch nicht ausreichend berücksichtigt werden.

Polarer Raumwinkel

Mit dem Ansatz $d\Omega = \frac{dS}{r^2}$ und Γ aus Gl. (1.8) kann allgemein aufgeschrieben werden:

$$\Gamma = \int_A \int_S \frac{(\hat{\mathbf{r}} \cdot d\mathbf{A})(\hat{\mathbf{r}} \cdot d\mathbf{S})}{D^2} \cos^n(\theta), \quad (1.13)$$

wobei A die Detektorfläche, S die Quellenfläche, D der Abstand zwischen den beiden Infinitesimalflächen und $\hat{\mathbf{r}}$ der Einheitsvektor zwischen dA und dS entlang D ist. Bei einer Koinzedenzschaltung der zwei Detektorflächen definiert die obere die Diafragma und kann als Quelle relativ zum unteren verstanden werden. Die Form wird (gegenüber [19]) mit dem Faktor \cos^n aus der Winkelabhängigkeit des Flusses ergänzt. Im Fall von zwei coaxialen parallelen Scheiben können die Skalarprodukte ausgeschrieben werden als $(\hat{\mathbf{r}} \cdot d\mathbf{A})(\hat{\mathbf{r}} \cdot d\mathbf{S}) = dA dS \cos^2(\theta)$, da beide parallele Infinitesimalflächen entlang des Vektors $\hat{\mathbf{r}}$ projiziert werden (siehe 1.12):

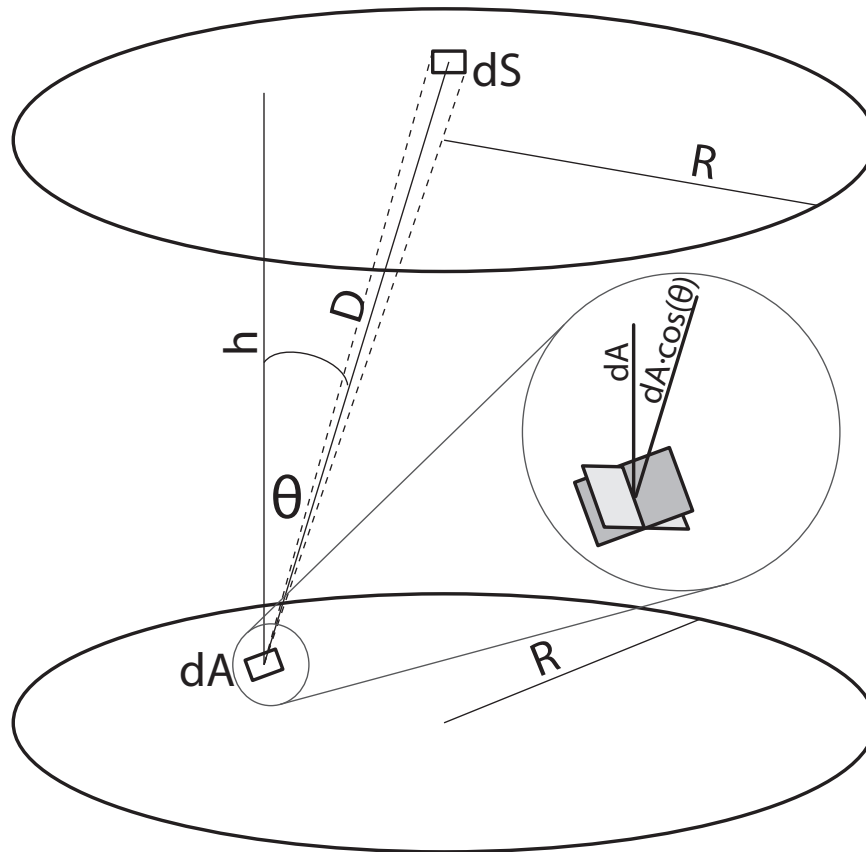


Abb. 1.12: Zwei coaxiale parallele Scheiben (perspektivisch)

Für den Winkel θ gilt: $\cos(\theta) = \frac{h}{D}$. So kann Γ in Gl. (1.13) geometrisch ausgedrückt und unter Benutzung des Satzes von Pythagoras berechnet werden:

$$\Gamma = \int_A \int_S \frac{dA dS}{D^2} \cos^2(\theta) \cos^n(\theta) = \int_A \int_S dA dS \frac{h^{2+n}}{D^{4+n}} \quad (1.14)$$

Es werden zwei Zylinderkoordinaten festgelegt: für die untere Fläche A $\{r, \varphi\}$ und für die obere Fläche S $\{s, \alpha\}$. Es gilt $dA = dr d\varphi r$ und analog $dS = ds d\alpha s$. Der horizontale Abstand zwischen zwei Infinitesimalflächen (in x-y-Ebene) wird g genannt. Der Fall, wenn die obere Fläche um b gegenüber der unteren verschoben ist, wird als Verallgemeinerung der Koaxialstellung betrachtet. So lässt sich Gl. (1.14) umformen zu:

$$\Gamma = h^{2+n} \int_A \int_S dr ds d\varphi d\alpha \frac{r s}{D^{4+n}} \quad (1.15)$$

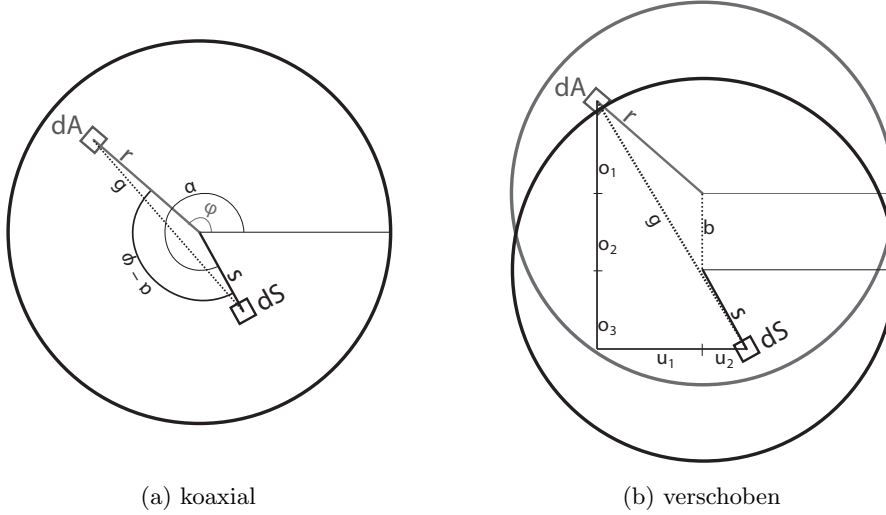


Abb. 1.13: Festlegung des Koordinatensystems und Übersicht der Größen (in der x-y-Ebene). Obere Scheibe ist schwarz, untere grau.

Allgemein ist der räumliche Abstand D von den Positionen der Infinitesimalflächen abhängig: $D(r, s, \varphi, \alpha)$. Für D gilt: $D^2 = h^2 + g^2$. Man betrachtet den rechtwinkligen Dreieck, aufgespannt in 1.13 b) mit der Hypotenuse g , unteren Kathete $u_1 + u_2$ und oberen Kathete $o_1 + o_2 + o_3$. Es können folgende geometrische identitäten festgemacht werden:

$$\begin{aligned} o_1 &= r \cdot \sin \varphi & u_1 &= -r \cdot \cos \varphi \\ o_2 &= b & & \\ o_3 &= -s \cdot \sin \alpha & u_2 &= s \cdot \cos \alpha \end{aligned}$$

So lässt sich g angeben als $g^2 = (r \cos \varphi - s \cos \alpha)^2 + (b + r \sin \varphi - s \sin \alpha)^2$. Somit gilt für Gl. (1.15):

$$\begin{aligned} \Gamma &= h^{2+n} \int_A \int_S dr ds d\varphi d\alpha \frac{r s}{\left(h^2 + (r \cos \varphi - s \cos \alpha)^2 + (b + r \sin \varphi - s \sin \alpha)^2 \right)^{\frac{4+n}{2}}} \\ &= h^{2+n} \int_A \int_S dr ds d\varphi d\alpha \frac{r s}{\left(h^2 + r^2 + s^2 - r s \cos(\varphi - \alpha) + b^2 - 2b(r \sin \varphi - s \sin \alpha) \right)^{\frac{4+n}{2}}} \quad (1.16) \end{aligned}$$

Mit $b = 0$ (koaxial) und $n = 0$ (ohne Berücksichtigung der Winkelabhängigkeit des Myon-spektrums) ergibt sich die in der Literatur gängige Form.[19]

Für zwei kugelförmige Detektoren kann Gl. (1.13) näherungsweise angepasst werden: in einer Kugel im Gegensatz zur Kreisfläche müssen die \mathbf{dS} und \mathbf{dA} nicht entlang $D\hat{\mathbf{r}}$ projiziert und also nicht mit jeweils $\cos\theta$ gewichtet werden. So müssen die Formeln (1.14) und (1.16) geringfügig geändert werden:

$$\begin{aligned}\Gamma &= h^n \int_A \int_S dr ds d\varphi d\alpha \frac{r s}{D^{2+n}} \\ &= h^n \int_A \int_S dr ds d\varphi d\alpha \frac{r s}{(h^2 + r^2 + s^2 - r s \cos(\varphi - \alpha) + b^2 - 2b(r \sin \varphi - s \sin \alpha))^{\frac{2+n}{2}}}\end{aligned}\quad (1.17)$$

So können numerisch die gewichtete Akzeptanzen eines Detektors mit Eigenschaften $R = 6.06 \pm 0.12$ cm, $h = 49 \pm 0.5$ cm, $n = 2.1 \pm 0.1$ [15] und $\sigma_b = 0.3$ cm ermittelt werden, siehe Tab. 1.1 und 1.2.

Messmodus	Γ [cm ² · sr]
Halbraum	269 ± 11
$\perp, h = 49$ cm	$5.38 \pm .05$

Tabelle 1.1: Gewichtete Akzeptanzen für eine Messung mit einem einzelnen Detektor von dem kompletten Halbraum und in einer Koinzedenzschtaltung mit zwei vertikal übereinander im Abstand h angebrachten Detektoren.

b /[m]	Zenitwinkel/[°]	Γ /[sr · cm ²]
0.00	0.0	5.38 ± 0.53
0.10	11.5	4.97 ± 0.53
0.20	22.2	3.98 ± 0.45
0.30	31.5	2.87 ± 0.35
0.40	39.2	1.95 ± 0.25
0.50	45.6	1.29 ± 0.18
0.60	50.8	0.86 ± 0.12
0.70	55.0	0.57 ± 0.09
0.80	58.5	0.39 ± 0.06
0.90	61.4	0.27 ± 0.05
1.00	63.9	0.19 ± 0.03

Tabelle 1.2: Gewichtete Akzeptanzen für die Winkelmessung

2 Aufbau

2.1 Hardware

Der im Rahmen der Bachelorarbeit erstellte Aufbau ist in der Abbildung 2.1 illustriert.



Abb. 2.1: Der Transportwagen mit der gesamten Messapparatur

2.1.1 Elektronik

Die ausführliche Beschreibung der Elektronik des Aufbaus ist in der Partnerarbeit von K. Hugenroth dargelegt [7]. Für die Charakterisierungen und Koinzidenzmessungen wurde die prinzipielle Schaltung, wie in der *Abb. 2.2* dargestellt, benutzt.

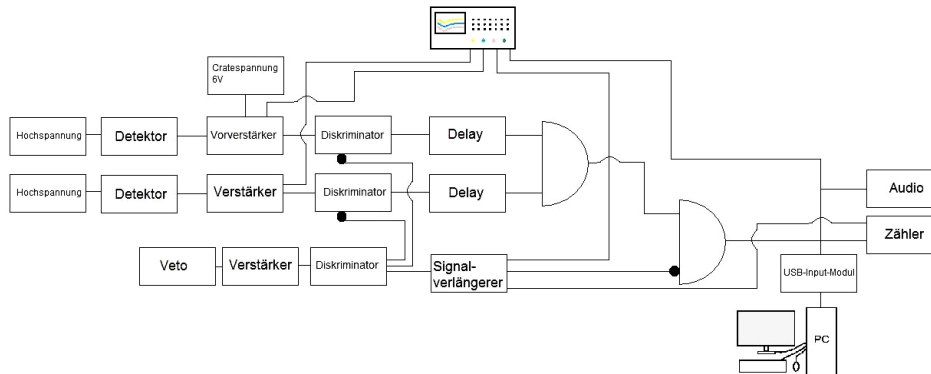


Abb. 2.2: Komplette Skizze der prinzipiellen Schaltung[7]

Photomultiplier

Die Detektoren bestehen aus verspiegelten Thermoskannen (siehe Kapitel 2.1.2), die mit jeweils einem Photomultiplier (PM) ausgestattet sind. Die Messungen wurden mit Hilfe von zwei verschiedenartigen PMTs durchgeführt. Einer stammt aus dem Aufbau der Universität Mainz [10] (gekennzeichnet mit “Rot“) und der zweite wurde in der elektronischen Werkstatt des III.Physikalischen Instituts der RWTH Aachen hergestellte Prototyp (kennz. “Gelb“) produziert.

Die Funktionsweise eines PMTs ist in der *Abbildung 2.3* dargestellt.

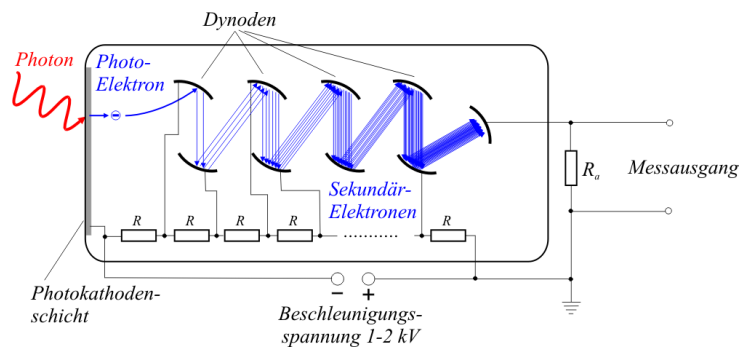


Abb. 2.3: Vereinfachtes Schema der Arbeitsweise eines PMs [7]

An der Kathode lösen ankommende Photonen mittels Photoeffekt Elektronen aus. Diese Photoelektronen werden in den elektrischen Feldern der Dynodenstufen beschleunigt und vervielfacht, sodass ein messbarer Strom an der Anode abgegriffen werden kann. Die Elektronik in *Abb. 2.2* verstärkt und diskriminiert dieses Signal um es anschließend messen zu können.

Diskriminator

Mit der Einstellung der Diskriminatorschwelle können Signale einer Minimalamplitude registriert werden. Die daraus resultierende Variation der Signalrate für jeden einzelnen Detektor wird im Abschnitt 3.1 charakterisiert.

Die Diskriminator-Ausgangspulse sind 50 ns lang und bestimmen die Zeitliche Auflösung des Detektors. Mit einer etwaigen Vereinheitlichung der Detektoren kann diese verbessert werden.

2.1.2 Detektor

Die verwendeten Kannen (siehe *Abb. 2.4(a)*) haben ein Fassungsvermögen von 1.0l. Das schwarze Plastikgehäuse beinhaltet einen mit Silber bedampften Glaskolben. Das Schraubventil ist 8 cm breit und wird zur Montage der Spannungsteilerelektronik und der Photoröhre verwendet. Alle Grenzflächen werden mit Klebeband so lichtdicht wie möglich verschlossen.

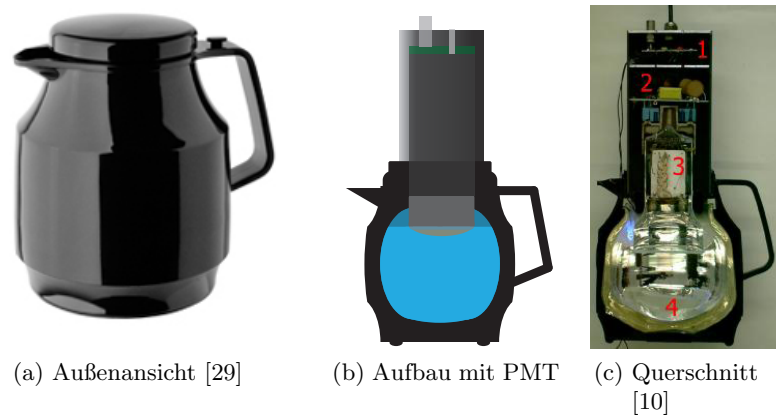


Abb. 2.4: Die verwendeten Kaffeekannen und der prinzipielle Aufbau eines Wasser-Čerenkov-Detektors

Geometrie

Die Form des Wasserbehälters ist leicht oval, darf aber weitestgehend, als sphärisch approximiert werden (siehe *Abb. 2.5*). Das ist besonders günstig bei einer Winkelmessung *Abb. 2.5(b)* mit bis zu 60° im Koinzidenzmodus zweier Kannen und vereinfacht die Betrachtung der Akzeptanz 1.4.3.

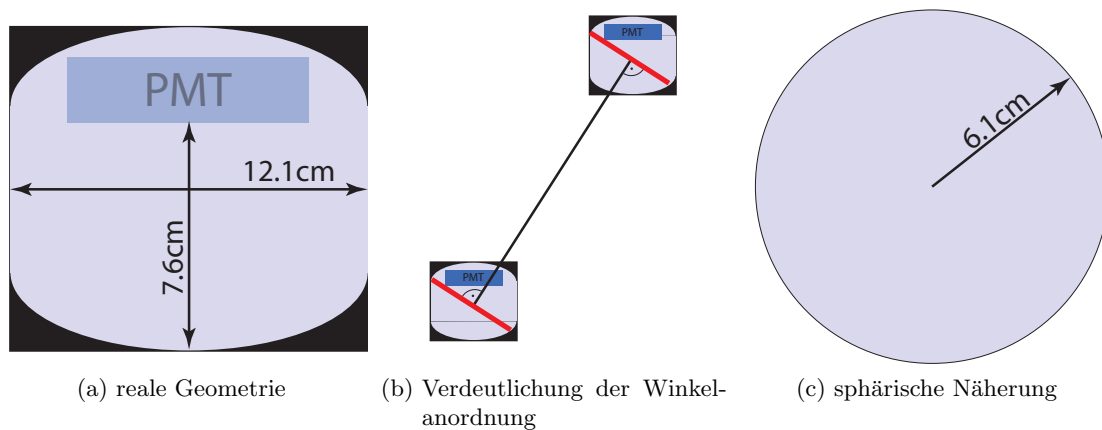


Abb. 2.5: Näherung der Kannenform als Kugel mit Radius $\simeq 6$ cm

2.1.3 Lichteffizienz

Um die Kanne als Čerenkov-Detektor zu nutzen, muss überprüft werden, ob in dem relativ kleinen Volumen genügend Photonen für den Nachweis erzeugt werden. Dazu wird zunächst die Anzahl der Photonen aus dem Čerenkov-Effekt mit Hilfe von Gl. (1.6) im Bereich von 300...600 nm berechnet. Es wird die Dispersion des Mediums $n(\lambda)$ berücksichtigt. Die Abschätzung wird mit der Teilchengeschwindigkeit $\beta \approx 0.999$ durchgeführt. Mit der Integration über die Wellenlänge lassen sich verschiedene Effekte vergleichen. Es werden in einfachsten Fall mit $n = 1.33$ theoretisch 245 Photonen pro cm Wegstrecke im sichtbaren Bereich erzeugt. Die erzeugten Photonen erreichen die Photokathode nicht vollzählig, da sie durch das Wasser, den Glaskolben und bei der Reflexion an der Silberbeschichtung unterwegs absorbiert werden. In der *Abbildung 2.6* sind zwei Beispiele der möglichen Lichtpfade schematisch dargestellt. Außerdem ist die Photokathode nicht ideal effizient, so dass nur ein Anteil der eingelaufenen Photonen zum Photostrom beitragen.

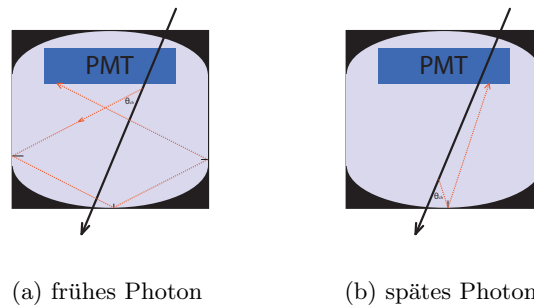
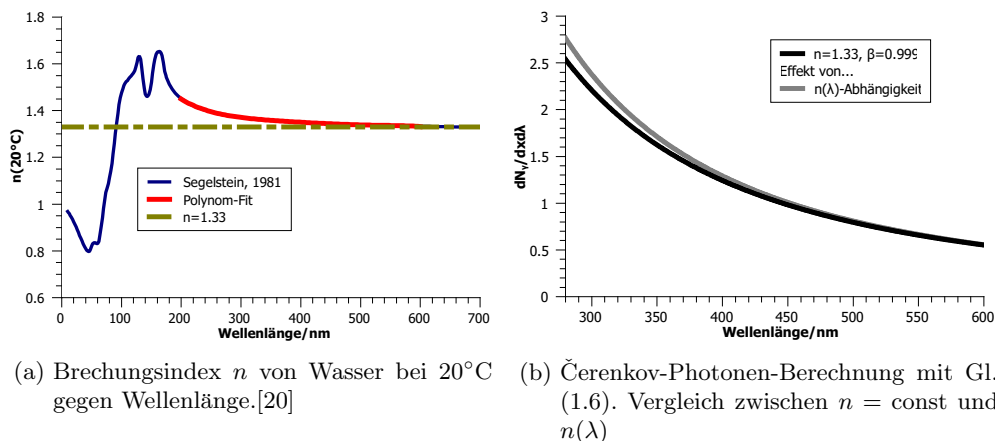


Abb. 2.6: Beispiele der verschiedenen Pfade der Čerenkov-Photonen. Die Myonflugbahn wird durch den schwarzen, durchgezogenen Pfeil, die Photontrajektorie rot dargestellt.

Tatsächlich tragen diese Effekte unterschiedlich zur Gesamteffizienz des Detektors bei und werden mit Hilfe von *Abbildung 2.7* einzeln betrachtet.

In *Abb. 2.7(b)* ist der Einfluss der Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex $n(\lambda)$ (siehe *Abb. 2.7(a)*) von Wasser auf die Photoausbeute gezeigt. Für höhere Frequenzen steigt der Brechungsindex, sodass insgesamt etwas mehr Photonen ($344 \frac{N_\gamma}{cm}$) gegenüber einem konstanten Brechungsindex ($331 \frac{N_\gamma}{cm}$) erzeugt werden.



(a) Brechungsindex n von Wasser bei 20°C gegen Wellenlänge.[20]

(b) Čerenkov-Photonen-Berechnung mit Gl. (1.6). Vergleich zwischen $n = \text{const}$ und $n(\lambda)$

Abb. 2.7: Materialspezifische Einflüsse auf die Čerenkov-Photonen

Das Čerenkov-Licht wird im Wasser und Glasmaterial (Abb. 2.7(c)) des Detektors absorbiert. Alle Absorptionen zusammen hinterlassen etwa $186 \frac{N_\gamma}{cm}$ und sind in Abb. 2.7(d) dargestellt.

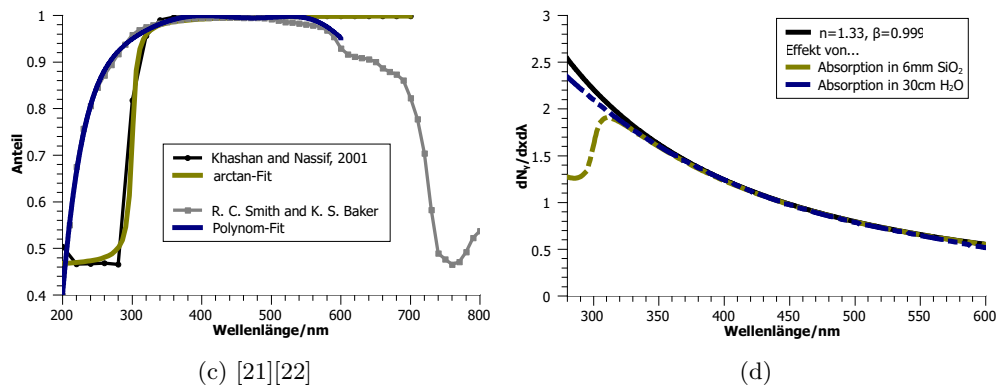


Abb. 2.7: (Forts.) Einfluss der Absorption im Detektor auf die Lichtmenge. Anteil nach dem Durchdringen von 30 cm Wasser und von 6 mm Glas.

Durch die Reflektionen an der aufgedampften Silberbeschichtung des Kolbens (siehe Abb. 2.7(f)) gehen bedeutend viele ($189 \frac{N_\gamma}{cm}$) Photonen verloren, wie Abb. 2.7(e)

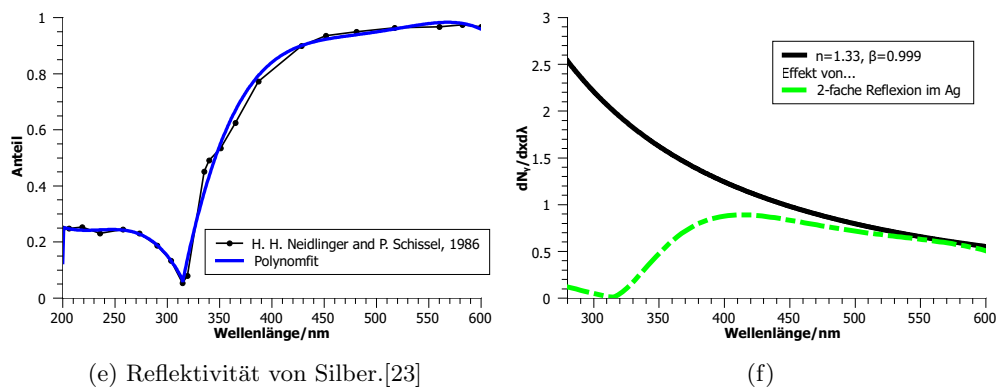


Abb. 2.7: (Forts.) Einfluss der Reflektionen auf die Lichtmenge.

Die meisten Photonen gehen an der Photokathode verloren. Für die verwendete Bialkali-Kathode ist die Photoeffizienz in Abb. 2.7(g) dargestellt. Durch die begrenzte Effizienz bleiben etwa $51 \frac{e_\gamma}{cm}$ Photoelektronen bzw. effektive detektierte Photonen von allen erzeugten Photonen im einfachsten Fall übrig (schwarze Kurve in (h)).

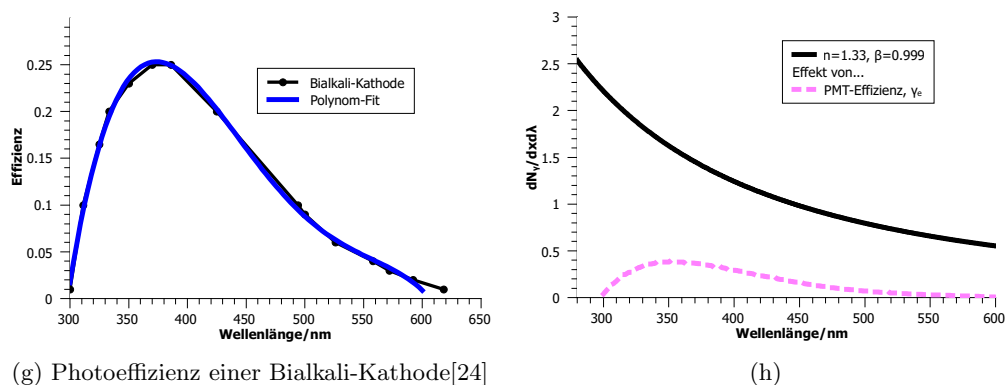


Abb. 2.7: (Forts.) Einfluss der Effizienz der Photoröhre.

Gesamtauswirkung

Nach allen Reduktionen, wie im vorangehenden Abschnitt diskutiert, bleiben etwa 28 (schraffierte Fläche in *Abb. 2.8*) Photoelektronen (weiter als effektive Photonen bezeichnet) pro cm im Bereich von 300...600 nm mit der maximalen Intensität bei etwa 400 nm übrig. Mit etwa 10 cm Wegstrecke des Myons im Wasser werden genügend Photonen pro Ereignis registriert, um die Detektoren sinnvoll betreiben zu können. Das bestätigen auch die Vergleiche zwischen Dunkelrate und der Ereignisrate, für die mit Wasser befüllten Kannen. Durch die Verwendung von Photomultipliern mit einer höheren Effizienz kann die Lichtausbeute deutlich verbessert werden. Es entstehen auch Photonen an Glasschichten und Grenzflächen, die in dieser Abschätzung nicht berücksichtigt werden.

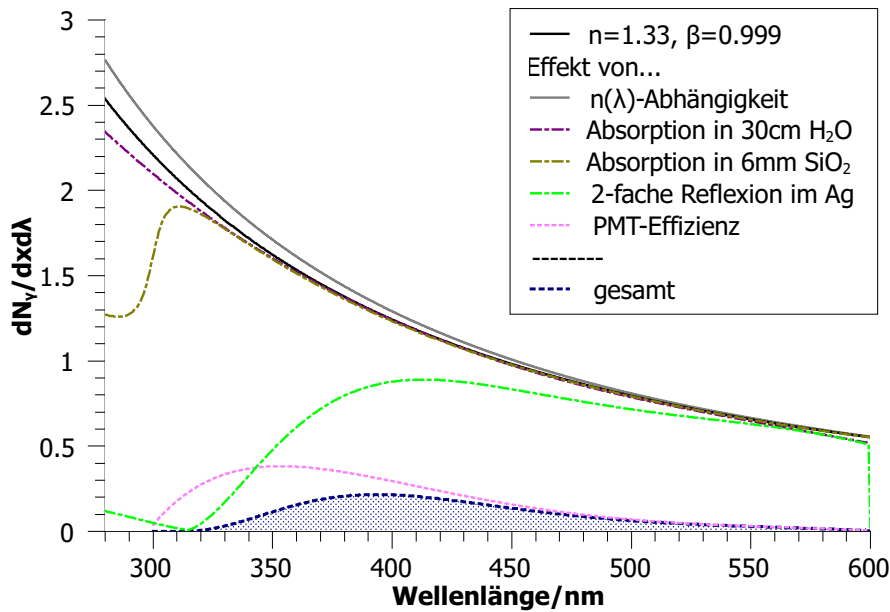


Abb. 2.8: Effektive Photonendichte pro Wellenlänge pro Wegstrecke für ein Teilchen. Zusammenfassung der materialspezifischen Einflüsse auf die Čerenkov-Photonen

Die Energieabhängigkeit des Čerenkov-Lichtes wird in der Abbildung 2.9 zusammengefasst.

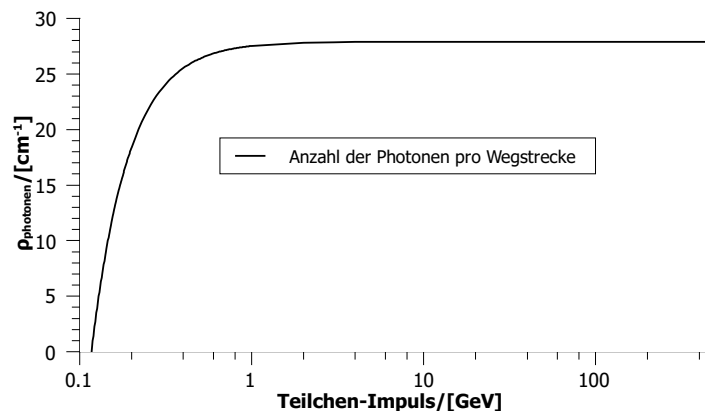


Abb. 2.9: Effektive Photonendichte pro Wegstrecke gegen die Energie des Teilchens.

Bei einem ungünstigen Verlauf der Teilchen durch den Detektor, und einem zu kleinen Teilchenimpuls, wird ein zu kleiner Photostrom produziert. Dies ist z.B. der Fall, wenn die Čerenkov-effektive Strecke zu kurz ist, oder die Photonen erst nach vielen Reflexionen, also stark reduziert die Photokathode erreichen. Das Signal fällt dann unter die Diskriminatorschwelle und wird nicht erkannt. Dies trägt zu systematischen Fehlern der Apparatur bei.

2.2 Software

2.2.1 LabView-Interface

Mit Hilfe des eigens für diesen Versuchsaufbau geschriebenen LabView-Programms “AKaDeMy“ (Auslese der Kannen-Detektoren für Myonen) lassen sich das verwendete USB-DAQ von der Firma **National-Instruments** auslesen und die Messdaten speichern. Auf der Anzeige, siehe *Abb.2.10*, kann die Ereignisrate ausgelesen werden, wobei sowohl jeder Detektor einzeln, als auch die Koinzidenzrate ausgelesen werden können. Die Anzeige fasst die gesamte Messzeit und währenddessen gemessene Ereignisse, Diskriminatorschwellen und die ausgelesene Hochspannung zusammen. Es werden direkt während der Messung einzelne Ereignisse in Form einer Blink-LED angezeigt und die gemessene Rate über einen einstellbaren Zeitraum verfolgt. Die Daten können auch aufgenommen und mit bis zu 1 ms genau gespeichert werden; im unteren Teil der Anzeige wird der Dateiname und das Zeit-Binzing für die Daten festgelegt. Das Programm ist beliebig erweiterbar, so kann z.B. die Auslese von weiteren Hochspannungsquellen, Monitoring der Stabilität der Diskriminatoren und der Hochspannungen oder Ansteuerung von weiteren Geräten mit Hilfe von den digitalen Ports implementiert werden.

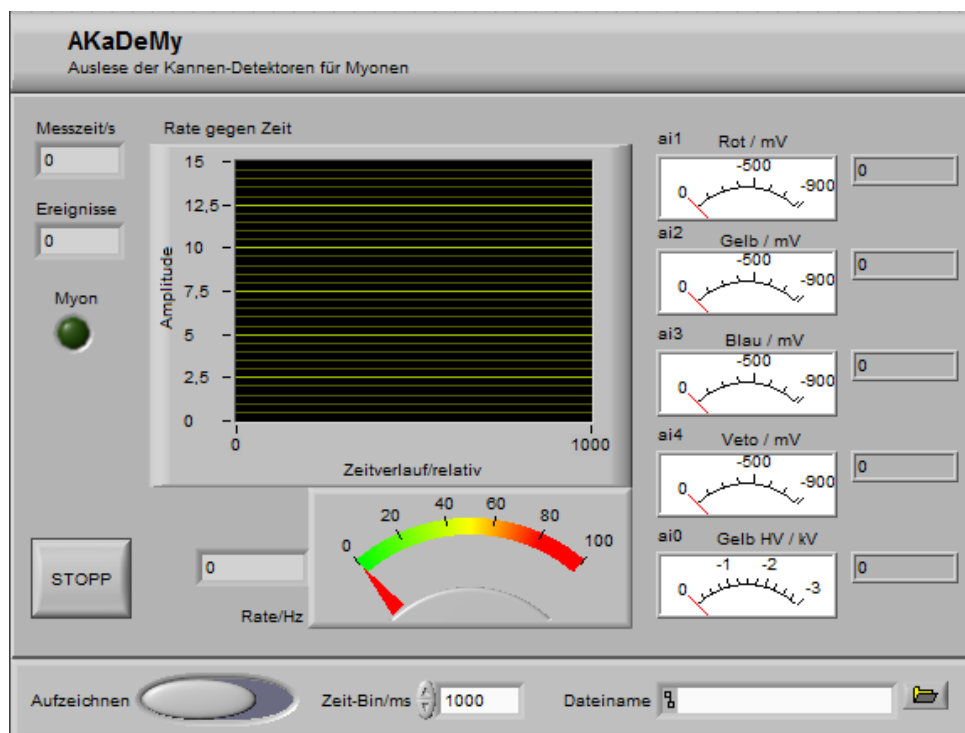


Abb. 2.10: LabView Interface “AKaDeMy“ zur Auslese des Counters und der Messparameter

3 Messungen und Ergebnisse

3.1 Charakterisierung der Detektoren

Hochspannung

Die Photomultiplier müssen bei einer wohlgewählten Hochspannung betrieben werden. Um diese zu bestimmen, wird bei einer konstanten Diskriminatorschwelle die Hochspannung variiert und dabei die Rate gemessen. Zusätzlich wird die Dunkelmessung, d.h. Messung ohne Čerenkov-Medium durchgeführt. Anschließend wird der dynamische Bereich der Diskriminatoren durch Variation der Schwelle überprüft. Es konnten die optimalen Messmodi, siehe Tabelle 3.1, der Detektoren ermittelt werden, auch konnten Unsicherheiten für Einzelmessungen bestimmt werden[7].

Detektor	Plateaubereich	optimale Betriebsspannung für Einzelmessung
Gelb	1.3-1.4 kV	1.35 kV
Rot	1.4-1.6 kV	1.60 kV

Tabelle 3.1: Arbeitsbereiche der Detektoren

Diskriminator

In der *Abbildung 3.1* sind die Werte der Einzelraten für beide Detektoren dargestellt:

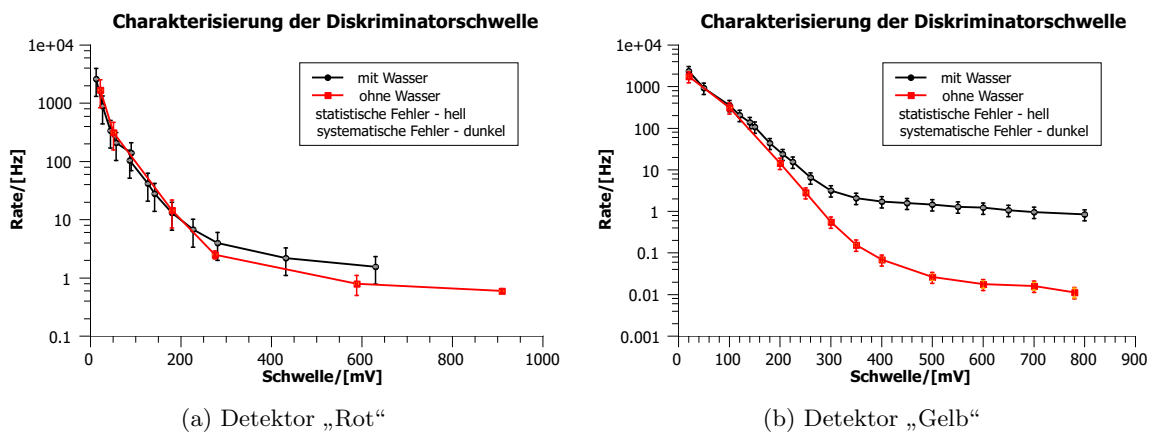


Abb. 3.1: Charakterisierung der Diskriminatorschwellen

Am Beispiel von Detektor „Gelb“ kann festgestellt werden, dass ab etwa 300mV das Signal den Untergrund dominiert, was auf Čerenkov-Licht aus Teilchendurchgängen zurückzuführen ist. Es ist auch deutlich, dass die Rate mit der Schwelle leicht abnimmt, was zu erwarten ist, wenn durch Erhöhung der Diskriminatorschwelle die schwächeren Signale abgeschnitten werden. So ist auch anzunehmen, dass die lichtschwachen Signale sich im Rauschbereich befinden, und so, wie in *Abbildung 2.9* auf Seite 20 gezeigt, z.B. einige niederenergetische Teilchen durch eine zu hohe Diskriminatorschwelle nicht erkannt werden.

3.2 Poisson-Verteilung

Methode

Mit Hilfe von USB-DAQ kann eine genaue Statistik über die Rate gesammelt werden. Die Poisson-Wahrscheinlichkeit beschreibt seltene unabhängige Ereignisse für ein konstantes Zeitintervall. Die diskrete Dichte wird mit der Gl. (3.1) ermittelt.

$$P(X = k) = \frac{\lambda^k}{k!} \cdot e^{-\lambda}, \quad (3.1)$$

mit der Anzahl der Signale k , und dem charakteristischen Parameter λ . Für den Mittelwert der Verteilung gilt $\mu = \lambda$, ebenso wie für die Standardabweichung gilt $\sigma^2 = \lambda$.

Auswertung

Es soll überprüft werden, dass einzelne Ereignisse unabhängig sind und daher der Poisson-Verteilung gehorchen. Dazu wurden ein einzelner Detektor rund 400 Minuten und eine Koinzidenzschaltung 2.5 Tage entsprechend im Intervall von 1 und 500 Sekunden vermessen. In *Abb. 3.2* sind die Messdaten der Koinzidenzmessung aufgetragen; *Abb. 3.3* zeigt die Ergebnisse beider Messungen.

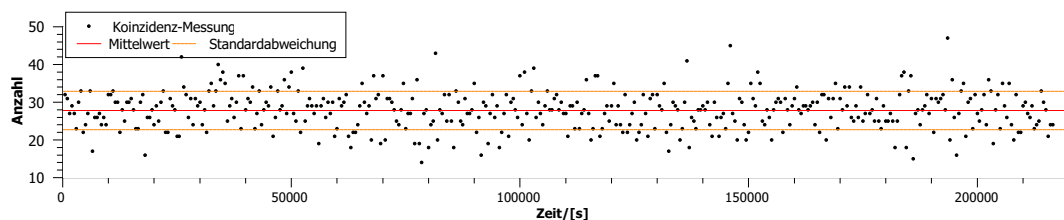


Abb. 3.2: Rohdaten der Koinzidenzmessung mit Mittelwert und Standardabweichung

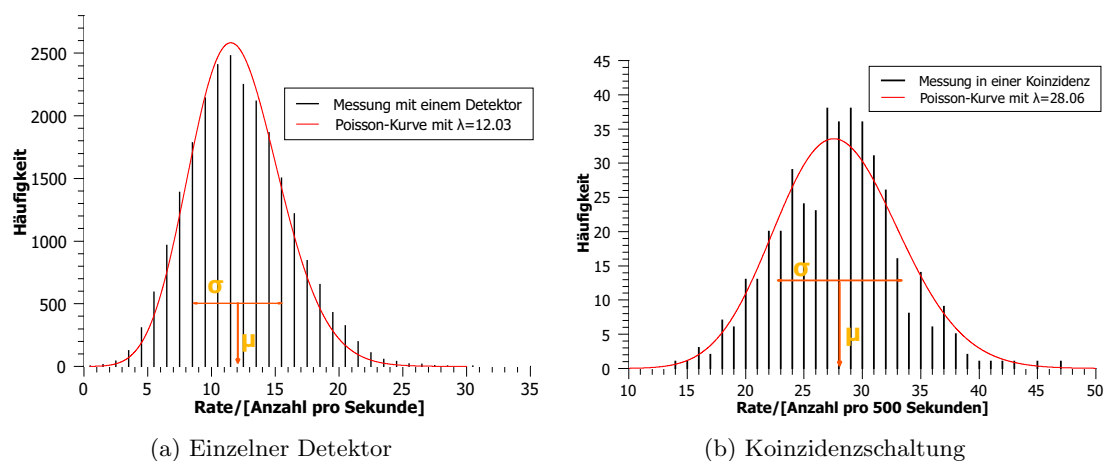


Abb. 3.3: Statistik der gemessenen Raten. Poisson-Kurve gehorcht der Gleichung (3.1) Mit vertikalen Pfeilen ist der Mittelwert μ , mit horizontalen die Standardabweichung σ dargestellt.

So kann an die Häufigkeitskurve in der *Abbildung 3.3(b)* die Poissonverteilung zu $\bar{N} = \lambda \simeq 28.06$ angepasst werden. Damit die mittlere Rate $\bar{f} = \frac{\lambda}{\Delta t} \simeq 56.1$ mHz und die Schwankung $\sigma_f = \frac{\sqrt{\lambda}}{\Delta t} \simeq 10.6$ mHz. Die direkte Auswertung der Daten in *Abbildung 3.3(b)* liefert $\bar{f} \simeq 55.67$ mHz, $\sigma_f \simeq 10.18$ mHz. Die Koinzidenz-Verteilung kann durch eine längere Messdauer optimiert werden, die Poisson-Kurve beschreibt jedoch die in 3.3 dargestellten Daten gut.

3.3 Koinzidenzplateau

Methode

Mit einer Koinzidenzschaltung von zwei Detektoren kann ein Großteil des Rauschens eliminiert werden. Da die verwendeten Detektoren verschiedenartig sind, kann die Koinzidenzrate nicht auf einzelne Diskriminatorschwellen bezogen werden, sondern wird stattdessen mit *Einzelraten* in Verhältnis gebracht. So wird die Rate von jedem einzelnen Detektor auf einen gemeinsamen Frequenzwert durch die Diskriminatoren eingestellt. Anschließend kann die Koinzidenzrate ermittelt und mit der theoretischen Rate verglichen werden.

Auswertung

In der *Abbildung 3.4* sind zwei Messreihen, die in der Halle des Physikzentrums und im Raum 28A102 aufgenommen wurden. Die Abschwächung der Rate in der Abbildung resultiert aus einer deutlich größeren Absorberdicke im 1.OG (Abschirmungen siehe im Abschnitt 3.4).

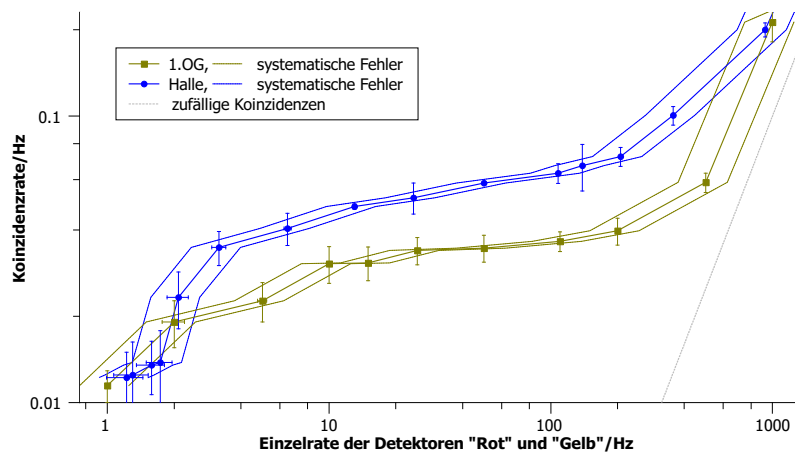


Abb. 3.4: Messung der Koinzidenzrate an zwei verschiedenen Standorten. Gegen die Koinzidenzrate wird die Rate der Einzelnen Detektoren ‘Rot’ und ‘Gelb’ aufgetragen. Diese werden bei jeder Messung mit Hilfe ihrer jeweiligen Diskriminatoren auf eine gemeinsame Rate $\pm 10\%$ angepasst.

Die Koinzidenzrate ist durch das Rauschen ab etwa 200 Hz Einzelrate dominiert. Bei Diskriminatorschwellen über etwa 400 mV werden immer stärkere echte Signale abgeschnitten und die Koinzidenzrate verringert sich.

Die Rate der zufälligen Koinzidenzen aus zwei periodischen Prozessen mit Frequenzen f_1 und f_2 , Gate-Zeiten τ_1 und τ_2 und der minimalen Koinzidenzzeit τ_{koinz} wird [13] mit Gl. 3.2 abgeschätzt.

$$\begin{aligned} f_{\text{echt}} &= f_{\text{mess}} - f_{\text{Zufall}} \\ f_{\text{echt}} &= f_{\text{mess}} - (\tau_1 + \tau_2 - \tau_{koinz}) f_2 f_1 \end{aligned} \quad (3.2)$$

Bei der Messung wurde bei beiden Detektoren die gleiche Gate-Zeit τ von 50 ns verwendet, sodass für die echte Rate bei vernachlässigbar kleinen τ_{koinz} angegeben werden kann:

$$f_{\text{echt}} = f_{\text{mess}} - 2\tau f_{\text{Gelb}} f_{\text{Rot}}$$

Für den Fehler gilt:

$$\sigma_{\text{echt}} = \sqrt{\sigma_{\text{mess}}^2 + 4f_{\text{Gelb}}^2 f_{\text{Rot}}^2 \sigma_{\tau}^2 + 4\tau^2 (f_{\text{Gelb}}^2 \sigma_{\text{Rot}}^2 + \sigma_{\text{Gelb}}^2 f_{\text{Rot}}^2)}$$

Die Fehler auf die Einzelraten und die Gate-Zeit werden aus [7] entnommen.

Da es keine Standardquelle für Myonen zur Energieeichung der Detektoren zur Verfügung stand, muss ein systematischer Fehler auf die Koinzidenzrate aus dem Plateaubereich der Kurve in der Abb. 3.4 abgeschätzt werden. Dazu wird eine Gerade im Bereich zwischen 10 Hz und 100 Hz Rate der einzelnen Detektoren angepasst (Abb. 3.5).

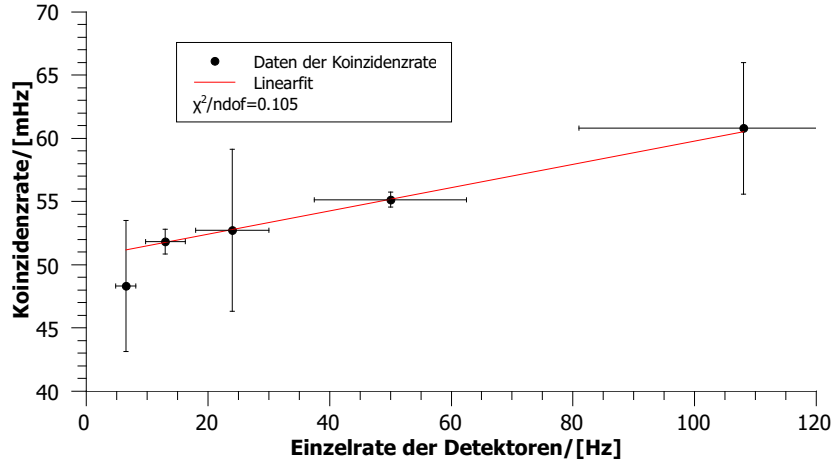


Abb. 3.5: Koinzidenzrate in der Halle des Physikzentrums aufgetragen gegen die Einzelrate der Detektoren, die Gerade charakterisiert das Plateau im Bereich zwischen 10 Hz und 100 Hz.

Mit Hilfe der Geradengleichung $(5.06 \pm 0.08) \cdot 10^{-2} + f \cdot (9.206 \pm 2.725) \cdot 10^{-5}$ kann nach einer Eichung der systematische Fehler von etwa 20% auf die Koinzidenzrate eliminiert werden.

Zusammenfassung von drei Langzeitmessungen mit zwei vertikal ausgerichteten Detektoren im Abstand $h = 49$ cm und mit 50 Hz Einzelrate ist in der Tabelle 3.2 angegeben.

Anzahl	Zeit/[min]	Rate /[mHz]	Fluss /[$\frac{\text{Hz}}{\text{m}^2 \cdot \text{sr}}$]
3788	1137.57	55.50±0.90	
8005	2432.40	54.85±0.61	
12056	3610.14	55.66±0.51	
abz. Zufallskoinzidenzen			
		55.00±0.94	102.30±10.24
		54.35±0.67	101.09±10.05
		55.16±0.58	102.59±10.18
Gesamt		54.85±0.40	101.99±5.86
mit der systematischen Unsicherheit			
			101.99±21.22
Theorie			95.62±14.38

Tabelle 3.2: Gemessene vertikale Rate und vertikaler Fluss in der Halle des Physikzentrums mit Fehlern

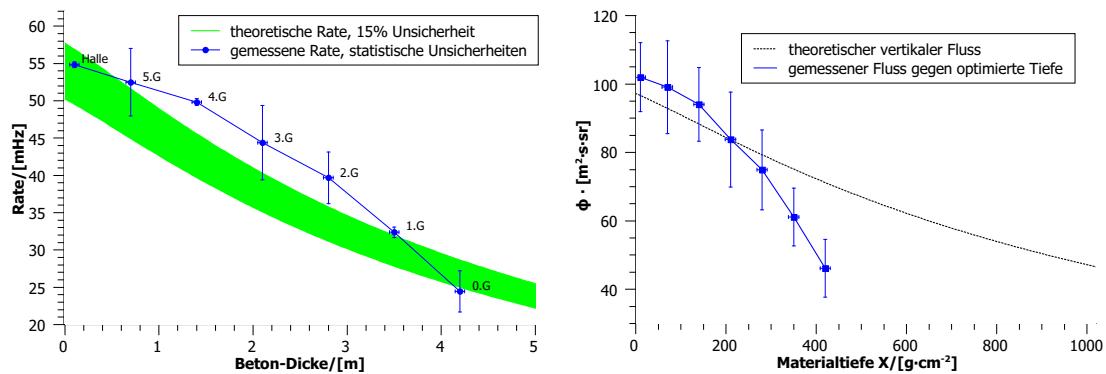
3.4 Abschirmung

Methode

Bei der Abschirmungsvermessung wurde der Wagen im Turm 28 des Physikzentrums an verschiedenen Stockwerken aufgebaut und die vertikale Koinzidenzrate gemessen. Für eine Etage wird eine Dicke von 70 ± 5 cm gemessen. Die Dichte von Beton beträgt $\rho \simeq 2.3 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ [6].

Auswertung

Die gemessene Rate wie in *Abbildung 3.6* nimmt erwartungsgemäß mit Absorberdicke ab, allerdings ist diese nicht mit der einfachen proportionalen Absorption von vertikaler Strahlung zu vergleichen, wie in *Abbildung 3.6(a)* zu sehen ist.



(a) Rate auf diversen Etagen. Theorie ist unter der Annahme von 70cm Beton. Fehler auf die Theorie setzt sich aus der Unsicherheit des niederenergetischen Myonspektrums [8] und der Akzeptanz zusammen.

(b) Angepasste Tiefe von 30 cm Beton gegen den theoretischen Fluss

Abb. 3.6: Vermessung der Abschirmung durch die Decken im Turm-28.

Die Annahme, dass die Decken aus massivem, 70 cm dicken Beton bestehen, scheint nicht gerechtfertigt, tatsächlich kann eine geringere effektive Dicke, z.B. wegen Rohrleitungen oder Luftungsschächten, von etwa 30 cm den Verlauf der Kurve besser zu beschreiben (siehe Abb. *Abb. 3.6(b)*). Zur Erklärung der Messung muss berücksichtigt werden, dass der Messort eine nicht ideale Geometrie hat und deswegen eine nicht lineare Abhängigkeit erwartet werden soll. Die starke Abnahme zu unteren Stockwerken kann die Tatsache widerspiegeln, dass der Sichtkegel der Detektoren durch vertikale Wände in nicht zu vernachlässigbaren Anteilen stärker abgeschirmt wurde, als durch die horizontale Decke. Außerdem bewirkt vermutlich eine erhöhte Tragfähigkeit bei niedrigen Etagen eine stärkere Abschirmung.



Schematische Darstellung von der Überschneidung des Sichtkegels mit den Decken und einer Wand.[7]

Abb. 3.7

3.5 Winkelmessung

Methode

Um die Winkelabhängigkeit des Myonenflusses zu ermitteln, wird bei dem Aufbau einer von zwei Detektoren im vertikalen Abstand h in eine Richtung entlang der Breite b verschoben und dabei die Koinzidenzrate für verschiedenes b gemessen. Die Anordnung ist in *Abb. 3.8* dargestellt.

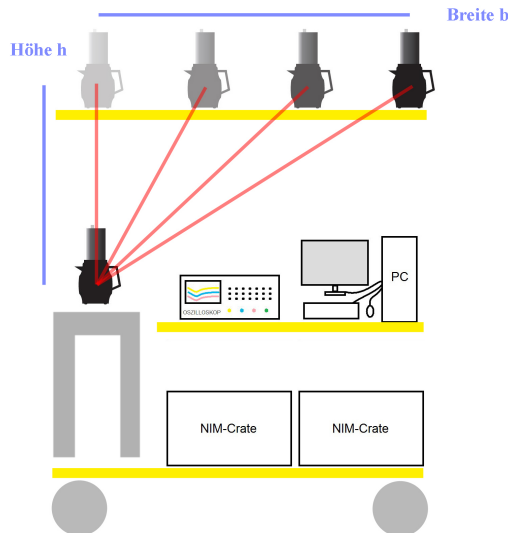


Abb. 3.8: Schematische Darstellung der Messsituation bei der Winkelmessung

Auswertung

Die Zenitwinkelabhängigkeit (siehe Abschnitt 1.4) $\phi(p, \theta) \propto \cos(\theta)^n$ konnte bestätigt werden. Bei einem Fit an die Messdaten muss die Tatsache berücksichtigt werden, dass bei dem konkreten Aufbau der Abstand zwischen zwei Detektoren sich mit dem Zenitwinkel geändert hat. So konnten $n = 2.078 \pm 0.085$ für die Ostrichtung und $n = 2.64 \pm 0.68$ für die Nordrichtung angepasst werden, siehe *Abb. 3.9*.

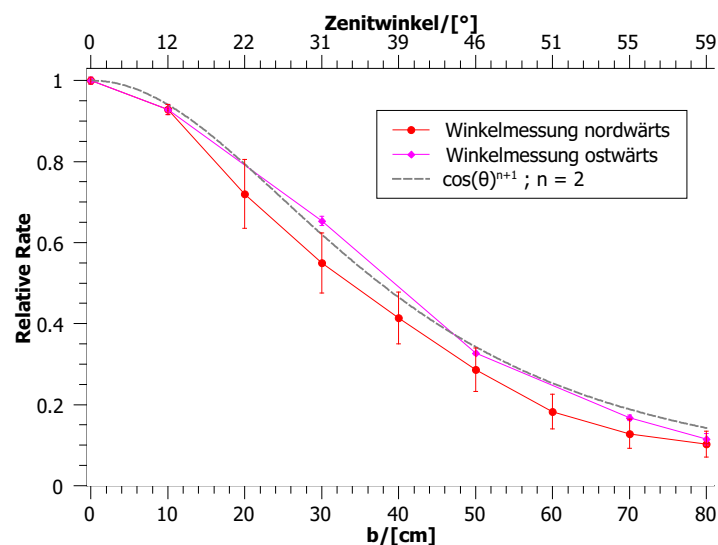


Abb. 3.9: Messung der relativen Rate unter verschiedenen Winkeleinstellungen. Große Fehlerbalken entsprechen einem halbstündigen Bin.

4 Fazit

Auf dem Gebiet der Astro- und Teilchenphysik verspricht die Untersuchung von der kosmischen Strahlung viele neue Erkenntnisse. Der in Rahmen dieser Bachelorarbeit, in Anknüpfung an die Bachelorarbeit von K. Hugenroth, angefertigte Versuchsaufbau bietet eine Möglichkeit die Studierende für dieses Forschungsgebiet zu begeistern. Für das Fortgeschrittenenpraktikum wurde im Rahmen der Arbeit die Apparatur zur Messung kosmischer Strahlung mit Hilfe des Čerenkov-Effekts geplant, aufgebaut und in Betrieb genommen. Es wurde eine Grundlage zum Verständnis der kosmischen Strahlung, der ausgedehnten Luftschauer und ihrer Detektion durch die Studierenden erarbeitet. Die Apparatur zur anschaulichen und quantitativen Vermessung der sekundären kosmischen Strahlung wurde aufgebaut, charakterisiert und getestet. Es wurden der RWTH Aachen freundlicherweise überlassene Detektoren aus einem Experiment der Universität Mainz [10] vermessen und weiterentwickelt. Mit der umfangreichen Unterstützung von der elektronischen Werkstatt des III. Physikalischen Instituts und der mechanischen Werkstatt der RWTH Aachen wurde ein hauseigener Detektorprototyp erstellt und charakterisiert. Zur Erfassung wurden NIM-Schaltungen konzipiert und getestet. Insbesondere wurde ein USB-DAQ-Gerät angeschafft, NIM-Interface-Modul gebaut und in die Schaltung integriert; zusätzlich wurde ein PC-Interface zur Aufzeichnung und Auswertung der Daten und zur Justierung des Aufbaus programmiert. Die Schaltung wurde hinsichtlich ihrer Störanfälligkeit überprüft und in mehreren Schritten Lösungen und Methoden entwickelt um die Störfehler zu minimieren. Der endgültige Aufbau wurde mit einem Wagen mobil gemacht und mechanisch verfeinert. Es wurde eine Versuchsanleitung für das Praktikum konzipiert und hinsichtlich der Umsetzbarkeit überprüft. Es wurde eine Messung des vertikalen Flusses der Teilchen ab etwa 0.3 GeV am Boden durchgeführt, das Ergebnis von $101.99 \pm 21.22 \frac{\text{Hz}}{\text{m}^2 \cdot \text{sr}}$ stimmt mit der Vorhersage im Rahmen der Fehler überein. Darüber hinaus wurden der Fluss auf verschiedenen Etagen des Physikzentrums gemessen und mit der Theorie verglichen. Außerdem konnte die Winkelabhängigkeit des Flusses der Myonen bestätigt werden.

Der Aufbau und die Inbetriebnahme des Praktikumsversuchs wurde in Zusammenarbeit mit K. Hugenroth durchgeführt und in zwei Teilarbeiten aufgeteilt. Die gesammelten Erfahrungen im Team waren für mich ein wichtiger Teil dieser Arbeit und eine Bereicherung für zukünftige Projekte.

Ausblick

Der Aufbau kann in vielerlei Hinsicht verbessert werden. Die Mobilität des Aufbaus kann durch Akkubetrieb deutlich erhöht werden, außerdem würden sich dadurch die Rauschcharakteristika deutlich verbessern. Verwendung von SiPMs bei der Čerenkov-Lichterfassung würde den elektronischen Aufwand deutlich verringern. Durch eine größere Anzahl von Detektoren können Lateralmessungen von ausgedehnten Luftschauern mit höherer Präzision durchgeführt werden. Eine Eichquelle und eine energie- und teilchensorteaufauflösende Signalerfassung kann zusätzlich zur Messgenauigkeit beitragen. Monte-Carlo-Simulation von den Detektoren kann außerdem die Genauigkeit bei der Akzeptanzberechnung erhöhen.

Danksagung

Prof. T. Hebbeker und der Pierre-Auger-Arbeitsgruppe gilt der Dank für die Korrekturen und Anregungen bei zwischenzeitlicher Präsentation des Arbeitsstandes. Insbesondere möchte ich mich bei unseren Betreuerinnen Dr. K. Höpfner und Dr. C. Meurer für ihre fortlaufende Hilfe und Rat bei der Gestaltung des Aufbaus und der Theorie und ihren beachtlichen Beitrag beim Korrekturlesen der schriftlichen Arbeit, sowie für den moralischen Beistand bedanken. Der ausführlichen Unterstützung seitens der elektronischen Werkstatt des III. Physikalischen Instituts A und der mechanischen Werkstatt, insbesondere G. Hilgers, F. Adamczyk und B. Phillipps, gilt mein besonderer Dank. Ohne kompetente Versorgung mit elektronischen Bauteilen, allen voran mit dem Detektor "Gelb", wäre der Aufbau in seiner abschließenden Form nicht möglich gewesen. Für die umfassende und kompetente Hilfestellung in einer Vielzahl von Fragen und Herausforderungen rund um Elektronik und PMT-Theorie möchte ich mich bei W. Cytowicz aus dem Praktikum bedanken. Mein Dank gilt auch an die, die durch jegliche wissenschaftliche und alltägliche Mithilfe zum Entstehungsprozess dieser Arbeit beigetragen haben.

Literaturverzeichnis

- [1] N. Zarrouk, R. Bennaceur, Link nature between low cloud amounts and cosmic rays through wavelet analysis, *Acta Astronautica*, Volume 66, Issues 9-10, May-June 2010, Pages 1311-1319.
- [2] A.R. Kranz, U. Bork, H. Bucker, G. Reitz, Biological damage induced by ionizing cosmic rays in dry Arabidopsis seeds, *International Journal of Radiation Applications and Instrumentation. Part D. Nuclear Tracks and Radiation Measurements*, Volume 17, Issue 2, 1990, Pages 155-165.
- [3] L. Adams, Cosmic ray effects in microelectronics, *Microelectronics Journal*, Volume 16, Issue 2, March-April 1985, Pages 17-29.
- [4] M. Stuiver, P.D. Quay, Atmospheric ^{14}C changes resulting from fossil fuel CO_2 release and cosmic ray flux variability, *Earth and Planetary Science Letters*, Volume 53, Issue 3, May 1981, Pages 349-362.
- [5] Thomas Hebbeker, Charles Timmermans, A compilation of high energy atmospheric muon data at sea level, *Astroparticle Physics*, Volume 18, Issue 1, August 2002, Pages 107-127.
- [6] Review of Particle Physics, C. Amsler et al., *Physics Letters B* 667, 1 (2008)
- [7] K. Hugenroth, Aufbau eines Praktikumsversuchs zur Messung kosmischer Strahlung, bachelor thesis, III. Physikalisches Institut A, RWTH Aachen University, 2010.
- [8] O.C. Allkofer, H. Jokisch, A survey on the recent measurements of the absolute vertical cosmic-ray muon flux at sea level, *Il Nuovo Cimento A* (1971-1996), Volume 15, Number 3, 1973, Pages 371-389.
- [9] H. Dembinski: Aufbau einer Detektorstation aus Szintillatoren zum Nachweis von kosmischen Teilenschauern, Simulation und Messung, Diploma thesis, 2005.
- [10] M. Fluidl, Kosmische Myonen in Schulversuchen, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, Institut für Physik, September 2003.
- [11] C. Wiebusch, Astroteilchenphysik - Vorlesungsskriptum, RWTH Aachen, III. Physikalisches Institut, Sommer 2010.
- [12] S. Schael, Teilchen und Astrophysik - Vorlesungsskriptum, RWTH Aachen, I. Physikalisches Institut, Winter 2008.
- [13] J.F. Oliver, M. Rafecas, Revisiting the singles rate method for modeling accidental coincidences in PET, *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record, NSS'08*, 2008, Pages 4288-4291.
- [14] J.N. Crookes, B.C. Rastin, An investigation of the absolute intensity of muons at sea-level, *Nuclear Physics B*, Volume 39, 1 April 1972, Pages 493-508.
- [15] O.C. Allkofer, K. Carstensen, W.D. Dau and H. Jokisch, The absolute cosmic ray flux at sea level, *Journal of Physics G: Nuclear Physics*, Volume 1, Number 6, 1975.
- [16] A.K. De, P. Ghosh, A. K. Das, Latitude effect of the low momentum muon spectrum at sea level, *J. Phys. A: Math. Nucl. Gen.* 7 150, 1974.

- [17] D.K. Basak et. al, Low-energy muons in extensive air showers (EAS), *Il Nuovo Cimento C*, Volume 10, Number 2, 1987, Pages 169-183.
- [18] S. Tryka, Angular distribution of the solid angle at a point subtended by a circular disk, *Optics Communications*, Volume 137, Issues 4-6, 1 May 1997, Pages 317-333.
- [19] J.D. Sullivan, Geometric factor and directional response of single and multi-element particle telescopes, *Nuclear Instruments and Methods*, Volume 95, Issue 1, 1 August 1971, Pages 5-11.
- [20] D.J. Segelstein, The Complex Refractive Index of Water, M.S. Thesis, University of Missouri, Kansas City, 1981.
- [21] R. C. Smith and K. S. Baker, Optical properties of the clearest natural waters (200800nm), *Appl. Opt.*, 20, 1981, 177-184.
- [22] M. A. Khashan, A. Y. Nassif, Dispersion of the optical constants of quartz and polymethyl methacrylate glasses in a wide spectral range: 0.2-3 [μ]m, *Optics Communications*, Volume 188, Issues 1-4, 1 February 2001, Pages 129-139.
- [23] H.H. Neidlinger, P. Schissel, Polymer glazings for silver mirrors, *Solar Energy Materials*, Volume 14, Issues 3-5, November 1986, Pages 327-339.
- [24] B76D01 Photomultiplier Tube, ADIT.
- [25] 9814B series data sheet, ET Enterprise.
- [26] Christophe Dang Ngoc Chan, Angle solide definition, Wikicommons
http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Angle_solide_definition.svg
- [27] R. Haeusler, A. F. Badea, H. Rebel, I. M. Brancus, J. Oehlschlager, Distortions of experimental muon arrival time distributions of extensive air showers by the observation conditions, *Astroparticle Physics*, Volume 17, Issue 4, July 2002, Pages 421-426.
- [28] Allkofer, O. C., Grieder, P. K. F., *Cosmic Rays on Earth*, Physik Daten, ISSN 0344-8401, 1984.
- [29] Helios Dr. Bulle GmbH & Co. KG, Tea Boy Nr. 3334 - 002
http://www.helios-wertheim.com/Sitemap/Tea_Boy/
- [30] S. Sciutto, COSMUS work group, AIRES Simulations
<http://astro.uchicago.edu/cosmus/projects/aires/>
- [31] Auger Engineering Array Group, Pierre Auger Observatory
<http://www.auger.org/observatory/animation.html>
- [32] F. Schmidt, CORSIKA Shower Images
<http://www.ast.leeds.ac.uk/~fs/showerimages.html>

Selbständigkeitserklärung

Ich versichere hiermit, dass ich die Arbeit selbstständig angefertigt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt, sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Aachen, den

(Ilya Bekman)

5 Anhang

5.1 Schauersimulationen

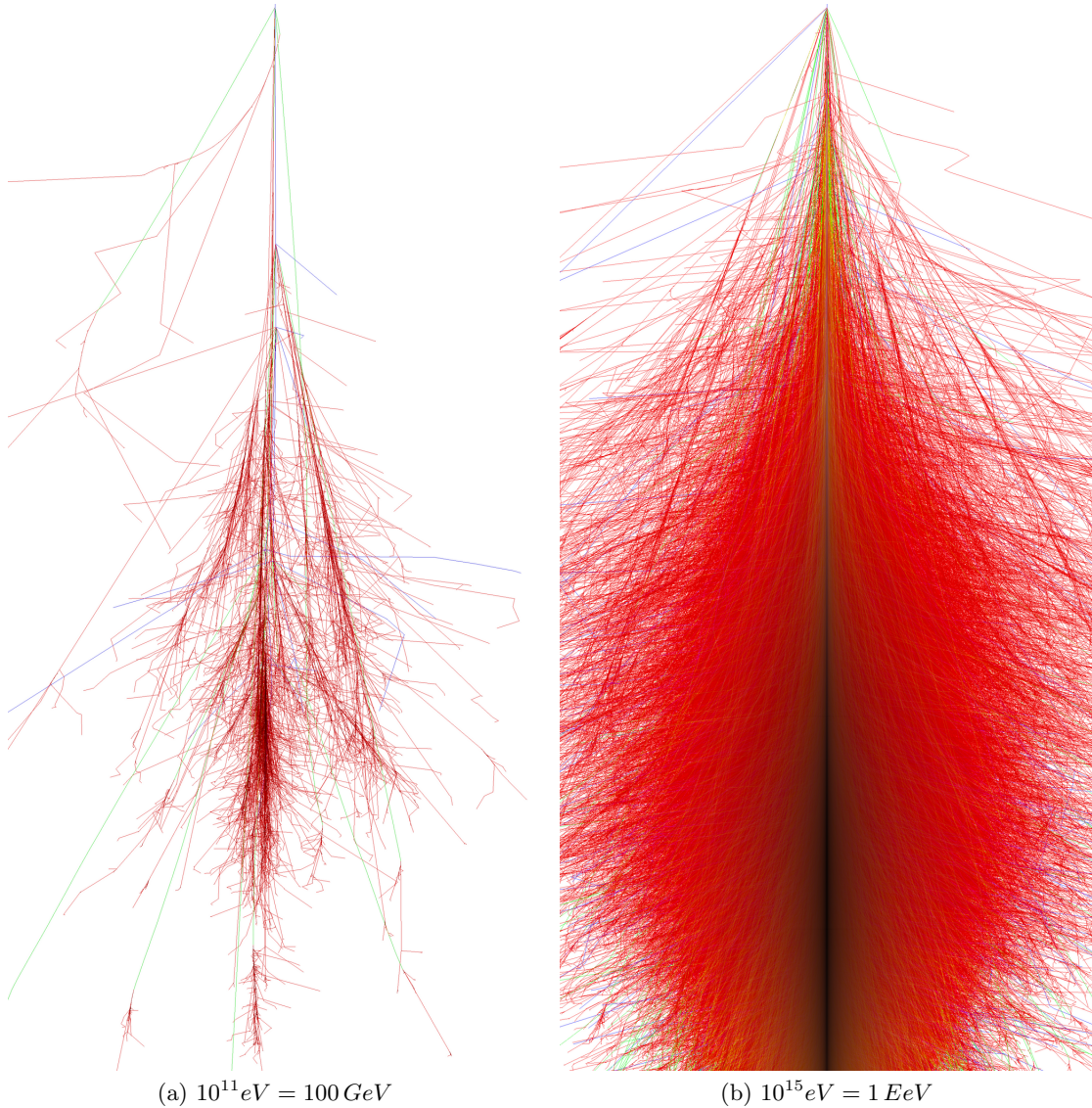


Abb. 5.1: Simulation der von Protonen mit verschiedenen Energien induzierte Schauer. EM-Komponente in rot, Hadronen in blau, Myonen in grün; Farben sind mit Energie skaliert und sich überlagernde Spuren farblich additiv gemischt. [32]

5.2 Praktikumsanleitung

Fortgeschrittenenpraktikum für Bachelorstudenten der Physik

Kosmische Strahlung und ausgedehnte Luftschauer

August 2010

Voraussetzungen

- Kosmische Strahlung
- Photomultiplier
- Čerenkov-Effekt

Versuchsziel

- PMT-Charakterisierung
- Koinzidenzmessung
- Langzeitmessung
- Winkelmessung
- Absorptionsmessung

Inhaltsverzeichnis

1	Vorwort	3
2	Geschichte	4
3	Theorie	6
3.1	Kosmische Strahlung	6
3.2	Atmosphärische Schauer	7
3.2.1	Atmosphäre	7
3.2.2	Reaktion mit der Atmosphäre	7
3.3	Akzeptanz und Messrate	10
3.3.1	Allgemeine Betrachtung des Teilchenflusses und der Teilchenrate	10
3.3.2	Myonenfluss auf Meereshöhe	10
3.4	Der Čerenkov-Effekt	13
4	Aufbau	14
4.1	Hardware	14
4.2	Vollständiger Aufbau	20
5	Versuchsdurchführung	23
5.1	Vormessungen	23
5.2	Poisson-Verteilung	24
5.3	Koinzidenzmessung	24
5.4	Abschirmung	24
5.5	Winkelmessung	24

1 Vorwort

Ziel dieses Praktikumsversuchs ist die Messung kosmischer Strahlung unter Ausnutzung des Čerenkov-Effekts. Hierbei soll der Umgang mit Teilchendetektoren und der zugehörigen Messelektronik erlernt werden. Darüber hinaus soll ein Grundverständnis in den Gebieten kosmischer Strahlung und ausgedehnter Luftschauer entwickelt werden.

Am ersten Messtag soll sich mit der Elektronik und der Messmethoden vertraut gemacht und einige Kalibrationsmessungen durchgeführt werden. Hieran schließen sich über Nacht und am nächsten Tag verschiedene Messungen und Versuchsszenarien wie z.B. die Messung des Zusammenhangs von Zenitwinkel und Myonrate an.

Dieser Versuch reiht sich grundsätzlich in andere Versuche zur Teilchenphysik im Rahmen des Fortgeschrittenenpraktikums ein, stellt jedoch den derzeit einzigen da, welcher wie das Pierre Auger-Observatorium in Argentinien oder Super-Kamiokande in Japan speziell den Čerenkov-Effekt zum Teilchennachweis nutzt, anstatt auf teure Szintillationsmaterialien zurückzugreifen.

Von besonderem Interesse an diesem Versuch ist die Messung kosmischer Myonen. Hier ergibt sich eine der seltenen Situationen, in denen unmittelbar der Einfluss der speziellen Relativitätstheorie zu Tage tritt.

Durch ihre kurze mittlere Lebensdauer von $\tau_\mu = 2,197034 \pm 0,000021 \mu\text{s}$ [14] bedingt, würden Myonen klassisch mit $v \rightarrow c$ nach nicht einmal 700 m zerfallen. Erst die relativistische Zeitdilatation sorgt dafür, dass viele Myonen Kilometer weit fliegen bevor sie zerfallen und so schließlich am Erdboden messbar sind.

2 Geschichte

Anfang des 19. Jahrhunderts, kurz nach der Entdeckung der Radioaktivität, wurden unterschiedliche Versuche unternommen, die durchdringende, ionisierende Strahlung auf der Erde zu untersuchen. Mithilfe von Elektrometern und Nebelkammern konnte die Strahlungsintensität indirekt quantifiziert werden. Elektrometer nutzen hierzu die unterschiedliche Leitfähigkeit von Luft bei verschieden intensiver, ionisierender Strahlung. Bei Nebelkammern bilden sich Kondensationskeime in einem übersättigten Gasgemisch an - durch Strahlung ionisierten - Molekülen, wodurch die Teilchenspuren sichtbar werden. Dies erlaubt darüber hinaus aus dem Spurverlauf qualitative Rückschlüsse auf die Teilchenart zu ziehen.

Die vorherrschende Vorstellung war, dass radioaktive Teilchen in der Erdkruste (und einige wenige in der Atmosphäre) allein die bis dahin gemessene Strahlung erzeugten, die in zunehmender Höhe, wie von Rutherford mit abschirmenden Materialien getestet, absorbiert werden sollte. Diese Annahme wurde zunächst 1910 durch den Physiker Theodor Wulf qualitativ bestätigt. In einem Experiment auf dem Eiffelturm maß er - mithilfe eines Zweifadenelektrometers - ungefähr eine Halbierung der Ionisationsrate zwischen Bodenhöhe und Turm (etwa 300m). Diese Absorption entsprach qualitativ der Erwartung für erddominierte Strahlung, tatsächlich jedoch hatte man eine stärkere Abschwächung erwartet. Zwei Jahre später, 1912, unternahm der österreichische Physiker Viktor Hess einen Ballonflug mit Elektrometern zur Messung der Ionisationsrate in größeren Höhen.

Hierbei stieg er bis 5000 m auf und maß ab 1500 m tatsächlich wieder einen Anstieg der Ionisationsrate. Aus dem ansteigenden Verlauf folgerte er, dass die Quelle der von ihm gemessenen Strahlung nicht terrestrisch sein konnte und „taufte“ diese „kosmische Strahlung“. Für ihre Entdeckung wurde er 1936 mit dem Nobelpreis der Physik ausgezeichnet. Tatsächlich maß Hess die Sekundärstrahlung, ionisierende Strahlung aus Luftschauern, die durch den Aufprall hochenergetischer, kosmischer Strahlung auf die Atmosphäre entstehen (vergleiche Abb. 2.1). Dies wurde klar, nachdem der Physiker Johann Pfitzer 1936, bei Ballonflügen in sehr großen Höhen, ein Strahlungsmaximum in etwa 15 km Höhe ausmachen konnte. Sieben Jahre zuvor hatten Bothe und Kohlhörster bereits versucht, in Koinzidenzmessungen mit Blei- und Goldabsorbern die Natur der Strahlung zu ermitteln, wobei sie feststellten, dass das Durchdringungsvermögen selbiger viel höher als das von Gammastrahlung war, wie sie zunächst erwartet hatten. Es musste sich also um andersartige Strahlung handeln. Tatsächlich sind Myonen geladene Teilchen der Leptonen-Familie und nicht Photonen. Sie entstehen hauptsächlich beim Zerfall von Pionen und Kaonen, welche wiederum Reaktionsprodukte aus der Wechselwirkung der hochenergetischen kosmischen Primärstrahlung mit der Atmosphäre sind. Die in Abb. 2.1 dargestellten Zerfälle sind schematisch zu verstehen, tatsächlich bilden sich je nach Energie des auslösenden Primärteilchens große Schauerkaskaden mit resultierenden Luftschauerradien mehrerer Kilometer.

In diesen Jahren unternahm zudem A.H. Compton weltweit diverse Expeditionen zur Messung von Korrelationen zwischen der Strahlungsintensität und den Ortskoordinaten. Hierbei entdeckte er einen Zusammenhang zwischen den Äquipotentiallinien des Erdmagnetfelds und der gemessenen Intensität, woraus er schloss, dass es sich bei der Primärstrahlung um geladene Teilchen handeln musste. 1930 entdeckten Anderson und Milikan mit einer Nebelkammer das Positron, 1937 Anderson und Neddermayer schließlich das Myon.

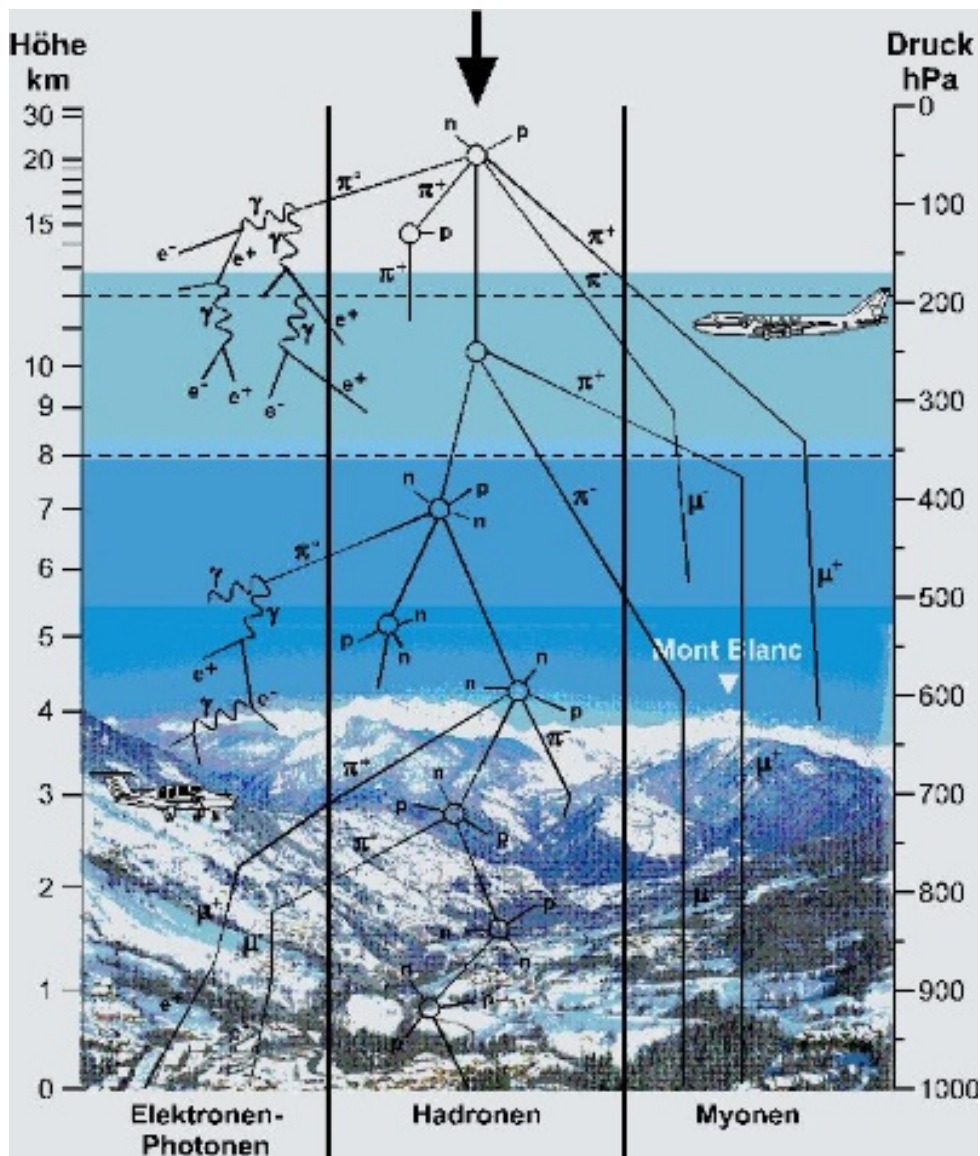


Abbildung 2.1: Skizze der durch kosmische Strahlung induzierten Sekundärstrahlung eines ausgedehnten Luftschauers. Qualitativ können die Schauerkomponenten in eine elektromagnetische, eine hadronische und eine myonische Komponente unterteilt werden. [16]

3 Theorie

3.1 Kosmische Strahlung

Kosmische Strahlung (KS) besteht aus geladenen Teilchen, die innerhalb der Milchstraße oder auch außerhalb erzeugt und auf hohe Energien beschleunigt werden. Die Erde wird von diesen Partikeln permanent bestrahlt. Wenn ein energiereiches Teilchen der *KS* in die Atmosphäre eindringt, entstehen bei der Kollision mit einem Stickstoff- oder Sauerstoffatom neue Teilchen, die wegen der hohen Ursprungenergie in Richtung des Primärteilchens sich weiterbewegen und ihrerseits wechselwirken oder zerfallen, sodass sich ein ausgedehnter Luftschauer bildet. Einige *Sekundärteilchen* erreichen den Erdboden und können dort detektiert werden. Bis in die zweite Hälfte des 20. Jahrhunderts war die *KS* die einzige Möglichkeit, um hochenergetische Teilchenphysik zu betreiben und neue Elementarteilchen zu entdecken.

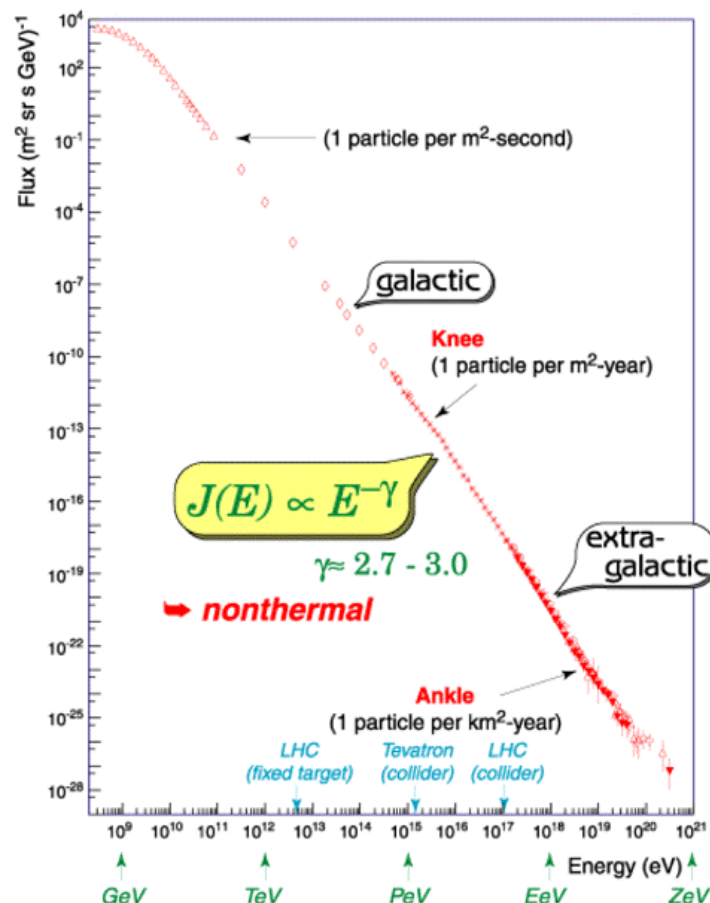


Abbildung 3.1: Das Spektrum der *KS*. Die differentielle Teilchenflussdichte als Funktion der Energie. [7]

Die primäre Strahlung kann bis etwa 100 TeV mit Ballon- und Satellitenexperimenten direkt gemessen werden. Da die Rate der Teilchen stark abnimmt, ist man ab dieser Energie auf große Nachweisflächen und lange Messzeiten angewiesen. Dies wird durch erdgebundene große Experimente realisiert, die durch Messung der Sekundärteilchen auf indirekte Weise die *KS* nachweisen.

3.2 Atmosphärische Schauer

Die Wechselwirkung der primären **KS** mit den Atomkernen der Atmosphäre erzeugt eine *Teilchenkaskade* aus einer Vielzahl von Sekundärteilchen, die sich in *drei Komponenten* unterteilen lassen: hadronische, elektromagnetische und myonische. Die Form und die Zusammensetzung des Schauers, sowie Anzahl der Sekundärteilchen hat einen stochastischen Charakter, der Durchschnitt ist aber von der Energie und Art des Primärteilchens sowie Dichteprofil der Atmosphäre abhängig. Das Projekt mit der größten Nachweisfläche zur Untersuchung von höchstenergetischen **KS** ist das Pierre-Auger-Observatorium bestehend aus einem Array von Wasser-Čerenkov-Detektoren und Fluoreszenzteleskopen.

3.2.1 Atmosphäre

Die ersten Wechselwirkungspartner der **KS** auf der Erde sind die Atomkerne der oberen Atmosphäre. Die Dichte der Atome und entsprechend die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit ändert sich mit der Höhe. Das Dichteprofil in geringer Höhe kann aus der barometrischen Höhenformel wie folgt approximiert werden:

$$\rho(h) = \rho_0 \cdot \exp\left(-\frac{h}{h_0}\right), \quad (3.1)$$

mit $\rho_0 \simeq 1.35 \text{ kg/m}^3$, $h_0 \simeq 7.25 \text{ km}$ und h Meereshöhe in km. Eine für die atmosphärischen Schauer relevante Größe ist die so genannte *atmosphärische Tiefe X*:

$$X(h) = \int_h^\infty dh \rho(h) = \rho_0 h_0 \cdot \exp\left(-\frac{h}{h_0}\right). \quad (3.2)$$

$$(3.3)$$

Die Atmosphäre hat eine mittlere Tiefe von etwa 1030 g/cm^2 . Für homogene Stoffe gilt $X = \rho \cdot h$, so entsprechen ca. 90 cm Blei oder 10 m Wasser derselben Tiefe.

Der lokal herrschende atmosphärische Druck kann auch näherungsweise in die atmosphärische Tiefe umgerechnet werden: $\frac{p}{[\text{hPa}]} = \frac{X}{[\text{g/cm}^2]} \cdot \frac{g}{[\text{m/s}^2]} \cdot 0.1$, mit Fallbeschleunigung $g \simeq 9.81 \text{ m/s}^2$.

3.2.2 Reaktion mit der Atmosphäre

Die Teilchenschauer werden in *hadronische*, *elektromagnetische*, *myonische* und *Neutrino*-Komponenten je nach Teilchensorte und Reaktionsmechanismus, wie in *Abbildung 3.2* dargestellt, unterteilt.

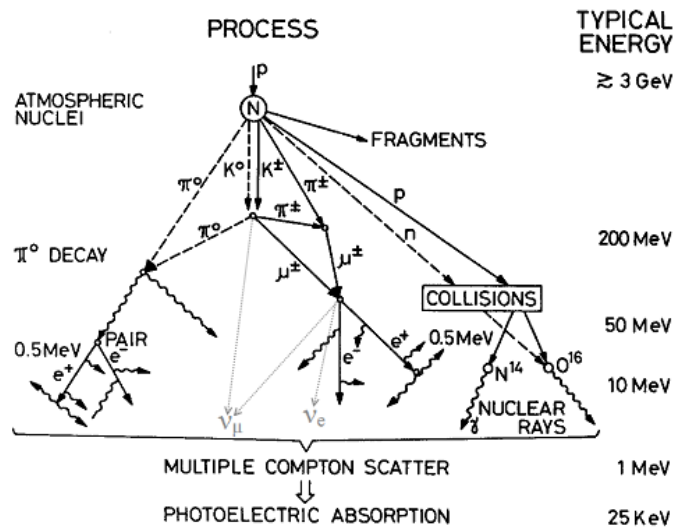


Abbildung 3.2: Die wichtigsten Prozesse der Teilchen in Luftschauern. Bei Neutrinos ist die Ladungsparität vernachlässigt. [34]

Hadronische Kaskade

Die am häufigsten auf die Atmosphäre treffenden Teilchen sind Protonen. Sie wechselwirken bei einem Stoß mit den Luftatomkernen inelastisch unter Bildung von hochenergetischen Kernfragmenten, Pionen, Kaonen, Protonen, Neutronen und anderen baryonischen Sekundärteilchen, oder über Ionisationsprozesse. Dabei verliert das Primärteilchen einen Großteil der Energie an die *Sekundärteilchen* und in *inelastischen Stößen*. Die Entwicklung der Kaskade hängt von da an von einer Vielzahl von Prozessen ab. Die stabilen Teilchen propagieren weiter, bis sie einen Wechselwirkungspartner treffen, wofür die Wahrscheinlichkeit in der nach unten immer dichteren Atmosphäre steigt. Die instabilen Teilchen, vor allem Kaonen und Pionen, wechselwirken oder zerfallen unterwegs.

Wichtigste Zerfallsprozesse sind:

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_{\mu^\mp}$$

$$K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_{\mu^\mp}$$

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_{e^\mp} + \nu_{\mu^\pm}$$

Im Durchschnitt bilden sich $\approx 90\%$ Pionen und $\approx 10\%$ Kaonen. Geladene Pionen und Kaonen zerfallen zu Myonen und Neutrinos, die praktisch nicht mehr zur Kaskade beitragen.

Elektromagnetische Kaskade

Die bereits erwähnten Elektronen der primären **KS**, sowie die in hadronischen Kaskaden entstandenen Elektronen und Positronen, verlieren in der Atmosphäre ihre Energie. Die dominanten Prozesse sind Ionisation, Annihilation des Positrons und *Bremsstrahlung*. Die dabei entstehende Photonen übernehmen einen großen Anteil der Energie. Die energiereichen Photonen wechselwirken oberhalb einiger MeV meist unter *Paarerzeugung*. Dabei bilden sich ein Elektron und ein Positron, die zu gleichen Teilen die Energie des Photons tragen.

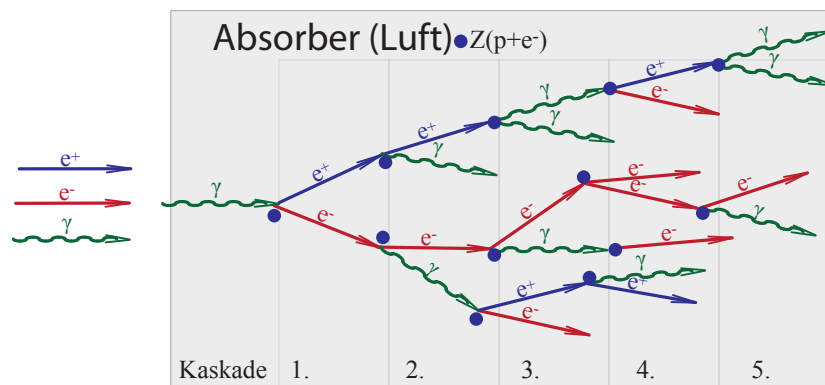


Abbildung 3.3: Schematische EM-Kaskade

Die beiden Prozesse gehen in einander über und bilden so die elektromagnetische Kaskade, wie in *Abbildung 3.3* dargestellt. Sie kann sowohl durch ein Elektron, als auch ein Photon induziert werden. In seltenen Fällen kann eine harte Wechselwirkung mit einem Luftatom eine hadronische Subkaskade wieder induzieren.

Myonen und Neutrinos

Instabile Teilchen der hadronischen Komponente, meist Pionen, zerfallen in dünneren Atmosphärenschichten ehe sie wechselwirken können. So entstehen Myonen und Neutrinos in großer Höhe, wobei die Neutrinos den Kaskadenprozess verlassen, da sie große Materialtiefen ohne zu wechselwirken durchdringen können [7]. Die Myonen wechselwirken im Vergleich zu anderen Schauerkomponenten selten.

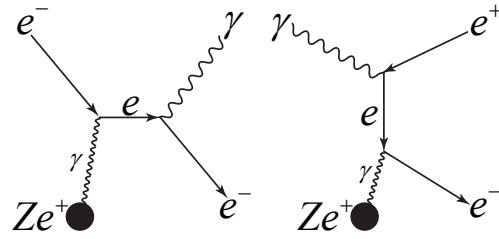


Abbildung 3.4: Feynman-Graphen der (a) Bremsstrahlung und (b) Paarproduktion bei einer EM-Kaskade

Die Zusammensetzung und Geometrie des Schauers ändert sich mit der Höhe über dem Meeresspiegel. Obwohl unter den Teilchen mit Energien kleiner als 1 GeV die Myonen die meisten sind, erreichen auch Teilchen aus den hadronischen und elektromagnetischen Komponente die Detektoren [2], sodass die gemessene Myonrate ohne Unterscheidung der Teilchensorte im Bereich von weingen Prozent überschätzt werden kann. Die Schauerfront besitzt bei der Ankunft am Boden eine sehr geringe Dicke in der Größenordnung von einem Meter und eine energieabhängige horizontale Ausdehnung. Bei höchsten Energien der Primärteilchen kann diese viele hundert Meter erreichen, wie in der *Abbildung 3.5* dargestellt ist.

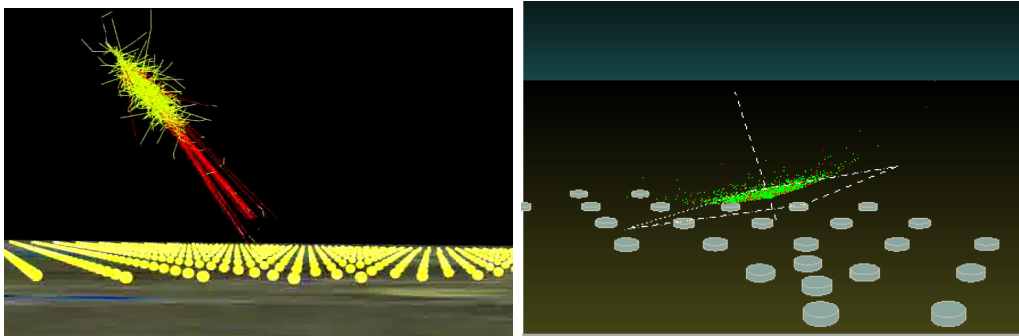


Abbildung 3.5: Simulationen der ankommenden Teilchen im Auger Observatorium. Es sind Teilchen (a) Spuren und (b) Schauerfront dargestellt. Einzelne Bodendetektoren sind im Dreiecksmuster mit der Seitenlänge von 1.5 km angeordnet [36][37]

Myon-Zerfall

Die Strahlung auf Meereshöhe besteht ab einigen GeV überwiegend aus Myonen [2]. Wie in dem Abschnitt 3.2.2 angeführt, zerfällt ein Myon stets in ein Elektron oder Positron und zwei Neutrinos, mit Feynman-Diagrammen 3.6:

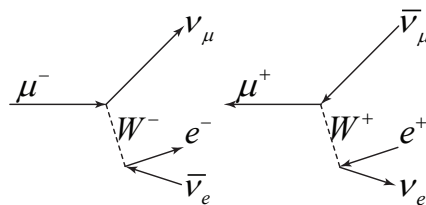


Abbildung 3.6: Feynman-Graphen des Zerfalls von einem (a) negativen und (b) positiven Myon.

Die Lebensdauer der Myonen beträgt $\tau_\mu \simeq 2.197 \cdot 10^{-6}$ s, so lässt sich der Lichtweg $c\tau \simeq 659$ m angeben. Dass die Myonen einige Kilometer der Atmosphäre durchdringen können, ist relativistisch zu erklären. Wegen der Zeitdilatation muss bei einer Geschwindigkeit nahe c z.B. $v \simeq 0.998 \cdot c$ die Strecke mit Lorentzfaktor γ gewichtet werden:

$$s = v \cdot \tau \cdot \gamma = v \cdot \tau \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \simeq 10.5 \text{ km},$$

so zerfällt ein Teil der Myonen erst nah am Boden. Aus der Zeitmessung der Elektronen- und Positronensignals kann die Lebensdauer der Myonen bestimmt werden, was z.B. im Versuch 11 des Fortgeschrittenpraktikums durchgeführt wird.

3.3 Akzeptanz und Messrate

Die Besonderheiten der Geometrie und des Messverfahrens des Aufbaus müssen ausreichend berücksichtigt werden, um eine zufriedenstellende Interpretation der Messwerte zu ermöglichen. Insbesondere werden Formeln für die geometrische Akzeptanz und integrale Intensität der Myonen ausgearbeitet.

3.3.1 Allgemeine Betrachtung des Teilchenflusses und der Teilchenrate

In Experimenten zur Messung der atmosphärischen Myonen wird das *Spektrum des differentiellen Teilchenflusses* häufig als Messergebnis angegeben [1],[4]. Der Fluss ist definiert als:

$$\frac{d\phi}{dp}(p, \theta) = \frac{dn(p, \theta)}{d\Omega dp dA dt},$$

mit Teilchenimpuls $p/[\frac{\text{GeV}}{c} \equiv \text{GeV}]$, Raumwinkel $\Omega/[\text{sr}]$, Fläche $A/[\text{m}^2]$ und Zeit $t/[\text{s} \equiv \text{Hz}^{-1}]$. Der Fluss der Myonen auf dem Boden hängt im Allgemeinen stark vom Impuls und dem Zenitwinkel ab [1]. Die Zenitwinkelabhängigkeit [15] von ϕ kann für Winkel unter 70° angegeben werden als:

$$\frac{d\phi}{dp}(p, \theta) = \frac{d\phi}{dp}(p) \cdot \cos^n(\theta)$$

Die Rate eines Detektors mit der sensitiven Fläche A , räumlichen Akzeptanz $\Omega \cdot A$ und minimalen Impulsschwelle p_{\min} lässt sich berechnen als:

$$f = \underbrace{\int_{p_{\min}}^{\infty} dp \frac{d\phi}{dp}(p)}_{\phi_{\perp}(0^\circ)} \underbrace{\int dA \int_{\Omega} d\Omega \cos^n(\theta)}_{=: \Gamma}, \quad (3.4)$$

wobei $\phi_{\perp}(0^\circ)$ der *integrale vertikale Fluss* ist und mit Γ *gewichtete geometrische Akzeptanz* genannt wird. $\phi_{\perp}(0^\circ)$ und Γ können näherungsweise faktorisiert werden und werden separat betrachtet.

3.3.2 Myonenfluss auf Meereshöhe

Die Myonen, die die Erdoberfläche erreichen, sind über ein anderes Impulsspektrum (*Abb.3.7*) verteilt, als die Primärteilchen. Das Spektrum der vertikalen Myonen ist nahezu flach um 1 GeV, fällt zwischen 10 GeV und 100 GeV in Übereinstimmung mit dem primären Protonenspektrum ab (siehe Abschn. 3.1 *Abb. 3.1*), und fällt oberhalb von 100 GeV noch stärker ab, da die Wechselwirkungen hochenergetischer Pionen gegenüber dem Pionzerfall dominieren und somit weniger Myonen produziert werden.

Die integrale Intensität, die für Detektoren wichtig ist, lässt sich daraus über Gl. (3.4) berechnen. Um die atmosphärische Tiefe X des Messortes zu berücksichtigen, wird die folgende Gleichung verwendet [2]:

$$\frac{\phi_{\text{Standort}}}{\phi_{\text{Meereshöhe}}} = \exp\left(\frac{X - 1033 \text{ g cm}^{-2}}{630 \text{ g cm}^{-2}}\right). \quad (3.5)$$

Im niederenergetischen Bereich schwankt das Myonspektrum stark mit dem Primärspektrum der **KS**. Die Protonen wechselwirken mit dem Sonnenwind und den Magnetfeldern, sodass bei starker Sonnenaktivität weniger Primärteilchen gemessen werden. Das Magnetfeld der Erde beeinflusst ebenfalls den Fluss der **KS**, der geomagnetische Standort der Messung muss daher berücksichtigt werden. Des Weiteren beeinflussen die Luftdruckschwankungen die Schauerentwicklung und die Anzahl der am Erdboden ankommender Myonen. Für Präzisionsmessungen müssen diese und viele anderen Störfaktoren berücksichtigt, oder der Messbereich sorgfältig ausgewählt werden.

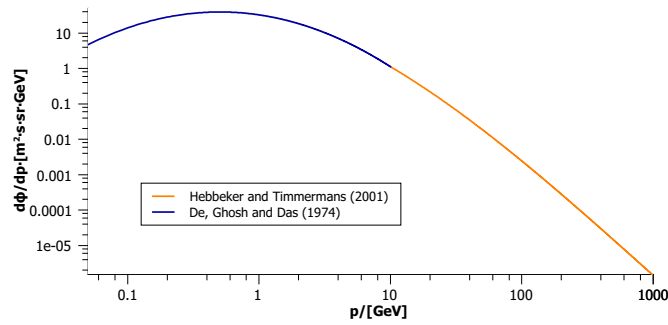


Abbildung 3.7: Das Spektrum der Myonen am Boden. Die differentielle Teilchenflussdichte als Funktion der Energie. Kombination von zwei Fits des niederenergetischen [18] und des hochenergetischen [1] Bereichs, die innerhalb der angegebenen Unsicherheiten kompatibel sind.

Beim Durchlauf der Myonen durch die Materie werden diese Teilchen über Ionisations- und Strahlungsverluste gebremst. Für die Myonen mit Energien unter einigen hundert GeV kann der Verlust in einem Material mit Dichte ρ gut genähert werden [2] über:

$$\frac{dE}{dX} = \frac{dE}{dx} \frac{1}{\rho} = 2.0 \frac{\text{MeV cm}^2}{\text{g}}. \quad (3.6)$$

Grundsätzlich kann ein Teilchen nur ab einem bestimmten Minimalimpuls Čerenkov-Licht erzeugen und im gegebenen Detektor registriert werden. Um den Anteil nicht abgebremster Myonen im Medium abzuschätzen, wird das Spektrum, je nach Absorberdicke, an der maximal abgegebenen Energie gekappt. In der Forschung wird das Spektrum mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen (z.B. Geant4) ermittelt.

Kanonischer Raumwinkel

Der Raumwinkel ist definiert als das Verhältnis der Teilfläche einer Kugel und dem Quadrat des Radius der Kugel.

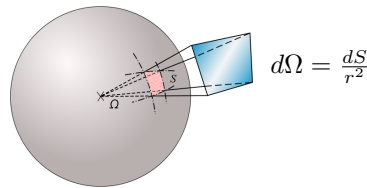


Abbildung 3.8: Geometrische Anschauung zur Definition des Raumwinkels. [32]

Wegen $dS = d\varphi r d\theta r \sin\theta$ auf der Oberfläche der Kugel lassen sich der Raumwinkel und die geometrische Akzeptanz in Kugelkoordinaten darstellen als:

$$\begin{aligned} d\Omega &= d\varphi d\theta \sin\theta \\ dAk &= dS d\Omega = dS d\varphi d\theta \sin\theta \\ d\Gamma &= dS d\Omega \cos^n\theta = dS d\varphi d\theta \sin\theta \cos^n\theta \end{aligned}$$

Nach der Integration über einen Kegel mit Öffnungswinkel ω entsteht die bekannte Form des Raumwinkels:

$$\int_{\Omega} d\Omega = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\frac{\omega}{2}} d\theta \sin\theta = 2\pi \left[1 - \cos\left(\frac{\omega}{2}\right) \right] = 4\pi \sin^2\left(\frac{\omega}{4}\right).$$

Für zwei kreisförmige über einander angebrachte Detektoren im Abstand h und mit dem Radius R der sensitiven Fläche kann der Öffnungswinkel ω berechnet werden über:

$$\omega = \arctan\left(\frac{R}{h}\right).$$

So kann auch Γ einer solchen Anordnung angegeben werden als:

$$\Rightarrow \Gamma = \pi R^2 \cdot \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\frac{\omega}{2}} d\theta \sin\theta \cos^n\theta = \pi R^2 \cdot \frac{2\pi}{n+1} \cdot \left[1 - \cos^{n+1}\left(\frac{\omega}{2}\right)\right].$$

Für einen flachen kreisförmigen Detektor mit Radius R , der ein Halbraum überdeckt, ist die gewichtete Akzeptanz Γ gleich:

$$\Gamma = \pi R^2 \cdot \frac{2\pi}{n+1}. \quad (3.7)$$

Damit können zwei Angaben in [2] in einander umgerechnet werden. Die vertikale integrale Intensität ist als $\approx 70 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ für Myonen über $1 \frac{\text{GeV}}{c}$ mit $n = 2$ angegeben und lässt sich in die Rate pro Fläche umrechnen:

$$\frac{f}{A} = \frac{\phi_{\perp}(0^{\circ}) \cdot \Gamma}{A} = \frac{70 \cdot 2\pi}{3 \cdot 10000} \frac{1}{\text{s cm}^2} \approx 0.88 \frac{1}{\text{min cm}^2} \sim \frac{1}{\text{min cm}^2}. \quad (3.8)$$

3.4 Der Čerenkov-Effekt

Wenn geladene Teilchen ein Medium kreuzen und sich dabei schneller als die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Licht im Medium bewegen, so kommt es zum Čerenkov-Effekt. Das Teilchen polarisiert die Moleküle des Mediums und regt sie zur Emission von Licht an (Abb. 3.9). Für Geschwindigkeiten kleiner der

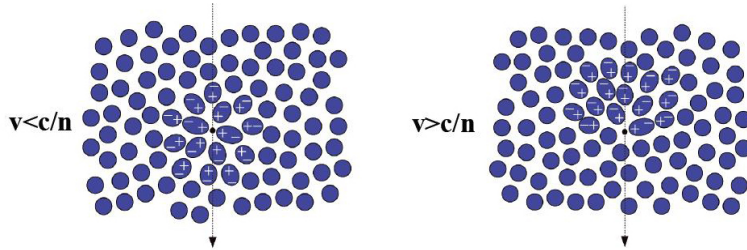


Abbildung 3.9: Polarisierung der Moleküle des Mediums, links destruktive Interferenz, rechts konstruktive Überlagerung bei Geschwindigkeiten größer der Mediumlichtgeschwindigkeit [9]

Mediumlichtgeschwindigkeit kommt es im Mittel zur destruktiven Interferenz, oberhalb dieser kritischen Geschwindigkeit ergibt sich ein Čerenkov-Lichtkegel aus konstruktiv überlagerten Wellen (vgl. Huygens Konstruktion in Abb. 3.10).

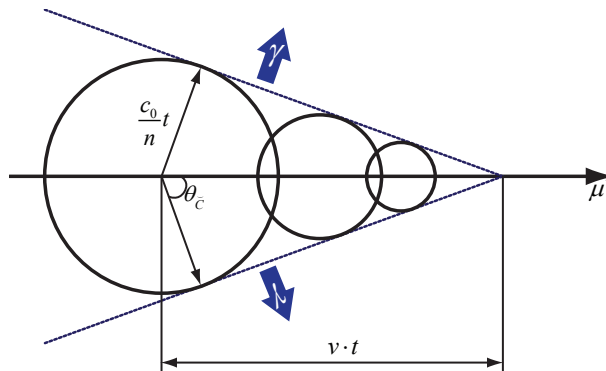


Abbildung 3.10: Čerenkov-Kegel bei erfüllter Čerenkov-Bedingung, die resultierende Wellenfront (durchgezogene Linien) lässt sich leicht geometrisch ermitteln

Der Öffnungswinkel θ dieses Kegels hängt dabei von der Geschwindigkeit v des Teilchens und dem Brechungsindex n des Mediums ab:

$$\cos(\theta) = \frac{1}{\beta n} = \frac{c_0}{v n} \quad (3.9)$$

Čerenkov-Strahlung liefert ein kontinuierliches Spektrum, wobei die Intensität zu höheren Frequenzen hin ansteigt. Die typischen Wellenlängen liegen daher im Bereich von Ultraviolett bis Blau (optisch). Der genaue Verlauf wird durch die Frank-Tamm-Formel (Formel 3.11, [2]) beschrieben. Die Mediumlichtgeschwindigkeit c_n wird durch den zugehörigen Brechungsindex n festgelegt:

$$c_n = \frac{c_0}{n} \quad (3.10)$$

Ist die Čerenkov-Bedingung erfüllt, so emittiert ein Teilchen in erster Näherung Photonen pro Wellenlängenbereich $d\lambda$ und Wegstrecke dx gemäß folgender Formel:

$$\frac{dN_\gamma}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha z}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{(n(\lambda)\beta)^2} \right) \quad (3.11)$$

wobei z betragsmäßig die Ladung des Teilchens in Vielfachen der Elementarladung bezeichnet und es sich bei α um die Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante handelt.

4 Aufbau

4.1 Hardware

Der Grundaufbau des Experiments besteht aus drei Čerenkov-Detektoren, zwei teilbestückten Standard NIM-Crates mit Auswertungs elektronik, einem PC mit USB-Anbindung an die Crateelektronik sowie einem üblichen 4-Kanal-Oszilloskop (siehe Abb. 4.1). Alle Komponenten sind mobil auf einem Rollwagen angebracht, welcher von zwei Personen problemlos bewegt und platziert werden kann.

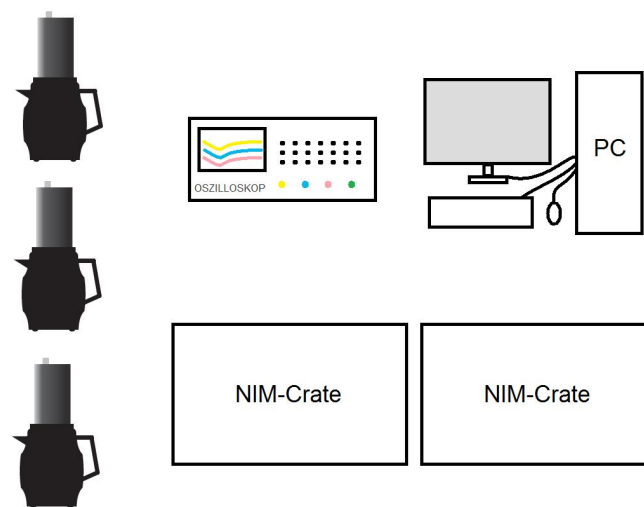


Abbildung 4.1: Komponenten des Aufbaus

Kaffeekannen als Wasser-Čerenkov-Detektoren

Der PMT (Photomultipliertube) ist auf der Kanne verschraubt und reicht in den oberen Bereich des Kanneninnenraums (Abb. 4.2, Bereich 3), mit Gesichtsfeld in Richtung Wasservolumen. An seinem anderen Ende befindet sich die Basisplatte (Abb. 4.2, Bereich 2) und ein Vorverstärker (Abb. 4.2, Bereich 1), der, aus Gründen der Kompatibilität mit der verwendeten Ausleseelektronik, nicht verwendet wird. Die Kanne ist bündig mit destilliertem Wasser befüllt und der gesamte Apparat abgeklebt, um Lichteinschlüsse zu vermeiden. Zusätzlich existieren Abdeckungen um Lichteinschlüsse soweit es geht zu minimieren. Am oberen Ende des PMTs befindet sich ein Anschluss zur Versorgung mit Hochspannung, sowie ein Signalausgang mit LEMO-Buchse. Es wird ein Detektor der RWTH (rot) und ein externer Detektor (gelb). In diesem befindet sich ein - nicht baugleicher - Photomultiplier und eine abgewandelte Basis mit eingebautem Vorverstärker, die über einen zusätzlichen 6V Stecker am oberen Ende mit Spannung versorgt wird.

Gelb	Detektor der RWTH Aachen
Rot	modifizierter Detektor der Uni Mainz
Blau	modifizierter Detektor der Uni Mainz

Tabelle 4.1: Farbkodierung der Detektoren



Abbildung 4.2: Schnittfoto des Originaldetektors [6] - 1) Vorverstärker 2) Basisplatte 3) Photomultiplier 4) Kanneninnenraum



Abbildung 4.3: Schematischer Aufbau eines Detektors

Photomultiplier

Photomultiplier dienten lange Zeit als wesentliches Standardbauelement für Teilchendetektoren in der Astro- und Teilchenphysik. Obschon heutzutage zunehmend Halbleiterdetektoren eingesetzt werden, werden klassische PMs noch immer vielerorts verwendet. Bei einem PM handelt es sich um eine Elektronenröhre, bestehend aus Photokathode und Dynodenstufen.

Trifft ein Photon die Photokathode und schlägt ein Elektron aus dem Kathodenmaterial aus (Photoeffekt), wird ein elektrischer Strompuls erzeugt. Das so genannte Photo-Elektronen wird anschließend in Dynodenrichtung beschleunigt und dort vervielfacht (Abb. 4.4). Erzeugen Teilchen bei Materiedurchgang Photonen, können diese mit einem PM registriert werden. Die Effizienz (Quantenausbeute) des PMs ist maßgeblich von der eingestrahlten Wellenlänge des Lichts abhängig und kann durch gezielte Optimierung der Photokathode an den angestrebten Wellenlängenbereich angepasst werden. Typisches Material für eine Photokathode, mit Sensitivität im oberen UV-Bereich bis mittleren optischen Spektrum, ist Bi-Alkali.

Wie Abbildung 4.6 zu entnehmen ist, liegt die Quanteneffizienz selbst im sensitivsten Bereich in der Größenordnung 20-30%; es wird also nur für jedes dritte bis vierte Photon ein Sekundärelektron erzeugt. In weniger sensitiven Bereichen ist die Ausbeute noch geringer.

Durch den Čerenkov-Effekt werden im relevanten Wellenlängenintervall effektiv etwa 28 Photoelektronen pro cm Wegstrecke, die das Teilchen im Wasser zurücklegt, aus der Photokathode ausgeschlagen (Integral der schraffierten Fläche in Abb. 4.7).

Es lässt sich leicht überschlagen, dass der erzeugte Strom der Photoelektronen winzig ist (zum Beispiel in der Größenordnung 1 nA, variiert stark mit $n_{\text{Photoelektronen}}$ und Δt) und entsprechender Verstärkung bedarf. Diesen Zweck erfüllen die Dynodenstufen. Die Photoelektronen aus der Kathode werden zu einer Dynode hin beschleunigt, wo sie weitere Elektronen ausschlagen. Diese werden zu einer weiteren Dynode hin beschleunigt und schlagen dort wiederum weitere Elektronen aus. Dieser Vorgang wird wiederholt bis

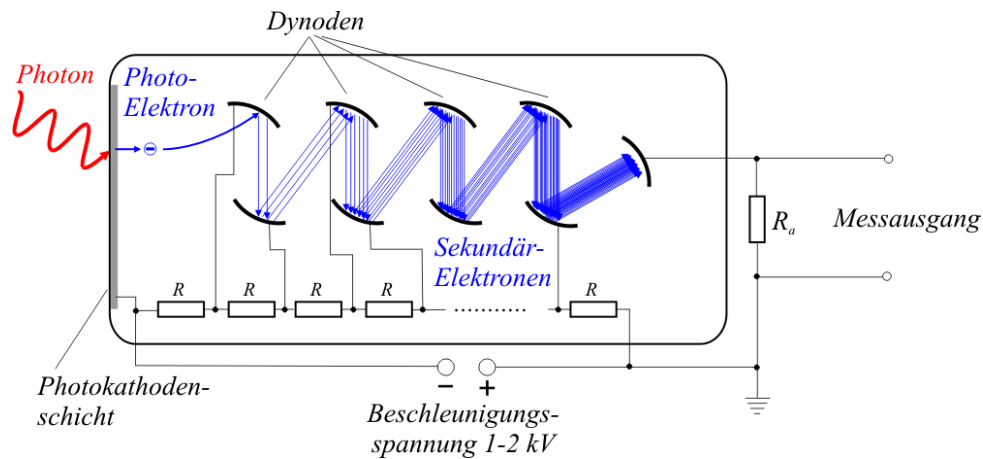


Abbildung 4.4: Stark vereinfachtes Schema der Arbeitsweise von Dynodenstufen, als Sekundärelektronenvervielfacher [12]

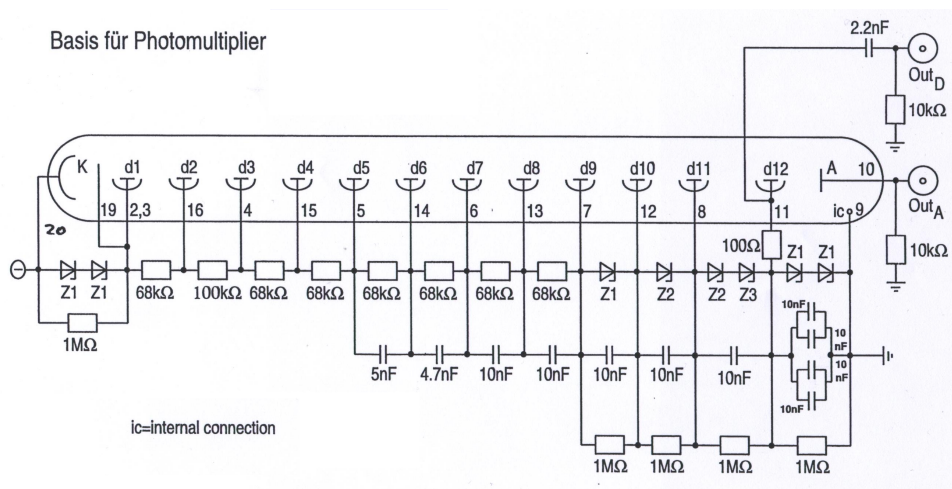


Abbildung 4.5: Ersatzschaltbild eines PMTs, mit d1 bis d12 sind die 12 Dynodenstufen gekennzeichnet, unterhalb befinden sich die Widerstände der Spannungsteiler, darunter die Kondensatoren zur Stabilisierung des Basisstroms [8]

sich eine hinreichend große Elektronenkaskade gebildet hat, um einen stabilen Signalpuls zu erzeugen. Die Verstärkung hängt also sehr von der Anzahl verwendeter Dynodenstufen ab. Typisch sind PMTs mit 9 bis 12 Dynodenstufen (Abb. 4.5). Mit den hier verwendeten Photomultipliern werden so Verstärkungen von 10^5 bis 10^6 erreicht.

Damit die Elektronen wie angestrebt die Dynodenstufen durchlaufen, müssen letztere gestaffelt auf immer höherem elektrischen Potential liegen. Um dies zu erreichen, liegt eine Hochspannungsquelle am PM an, die über Spannungsteiler (Reihe von Widerständen in Abb. 4.5) die Potentiale für die Dynoden bereitstellt. Da die Verstärkung abhängig von der jeweiligen Beschleunigung der Elektronen (also den anliegenden Potentialdifferenzen) ist, führen zu hohe Spannungen zur Verstärkung thermisch angeregter Elektronen und damit zum Übersteuern des PMs. Ist die Verstärkung hingegen zu niedrig, können die Pulse nicht mehr vom Rauschen unterschieden werden. Dementsprechend ist erst der Arbeitspunkt des verwendeten PMs zu bestimmen.

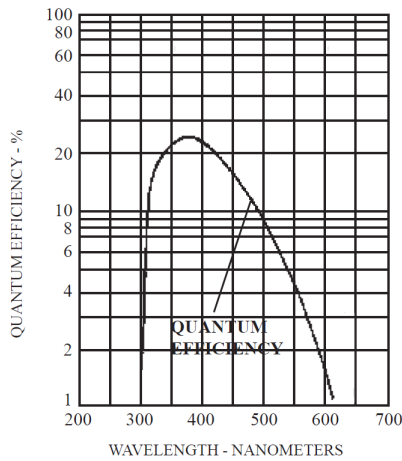


Abbildung 4.6: Typische Quanteneffizienz eines PMTs mit Bi-Alkali-Kathode, nach [30]

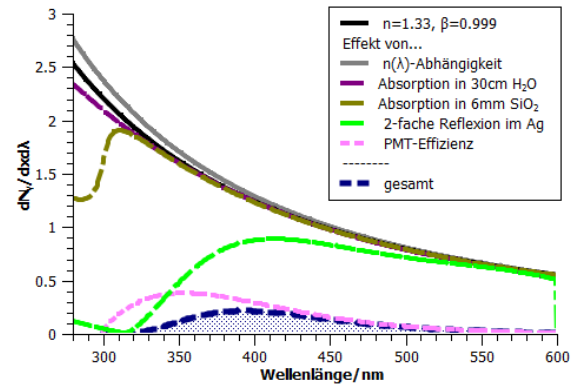


Abbildung 4.7: Effektiv erzeugte Photoelektronen bei den eingesetzten Wasser-Čerenkov-Detektoren

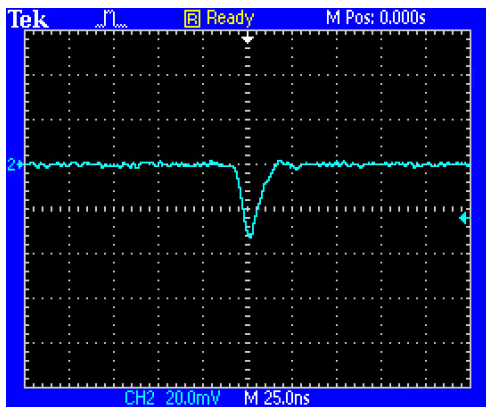


Abbildung 4.8: Signal vor dem Verstärker

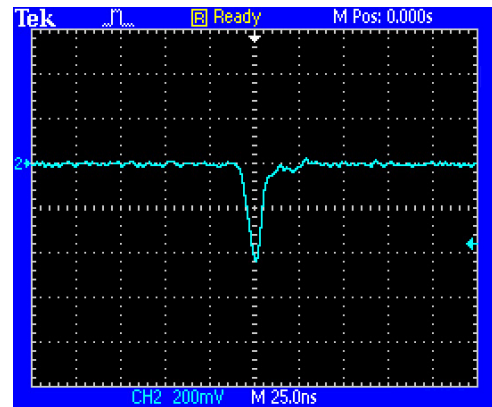


Abbildung 4.9: Signal nach dem Verstärker

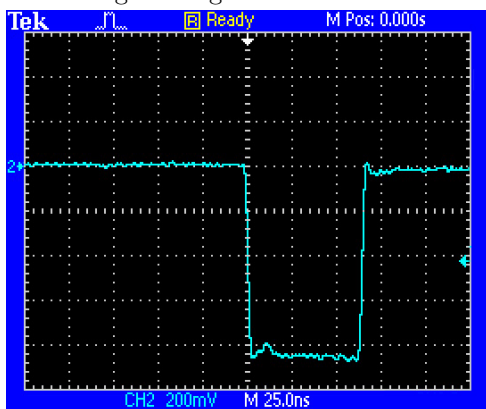


Abbildung 4.10: Beispielhafter NIM-Puls

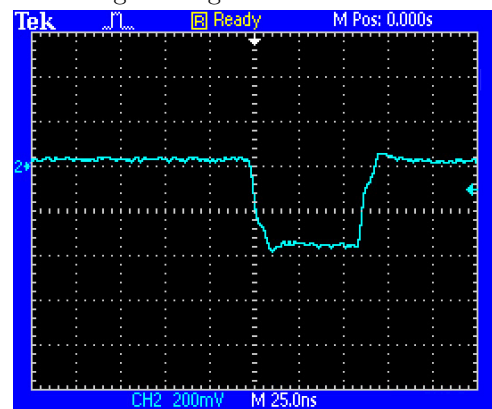


Abbildung 4.11: Beispiel von Dämpfungs- und Dispersionseffekte auf einen vormals rechteckigen NIM-Puls

Es ist Aufgabe des Verstärkers (Abb. 4.19), die Signalamplitude zu erhöhen um das Signal möglichst unverzerrt weiterverarbeiten zu können. Zu diesem Zweck wird ein 10x Verstärker (LeCroy 612A) verwendet, welcher die Pulsform nahezu unbeeinflusst lässt. Die Qualität eines Verstärkers ist nicht durch den Verstärkungsfaktor allein, sondern ebenso durch die Erhaltung der ursprünglichen Signalform nach Erhöhung der Amplitude bemessen. Aufgrund der eingeschränkten Bandbreite eines Verstärkermoduls, parasitärer Ströme und äußerer Einkopplungen kommt es bei einfachen Verstärkern oft zu Pulsformänderungen und Dispersionseffekten (Abb. 4.11). Dieses Problem tritt hier hingegen nicht in signifikantem Maß auf.

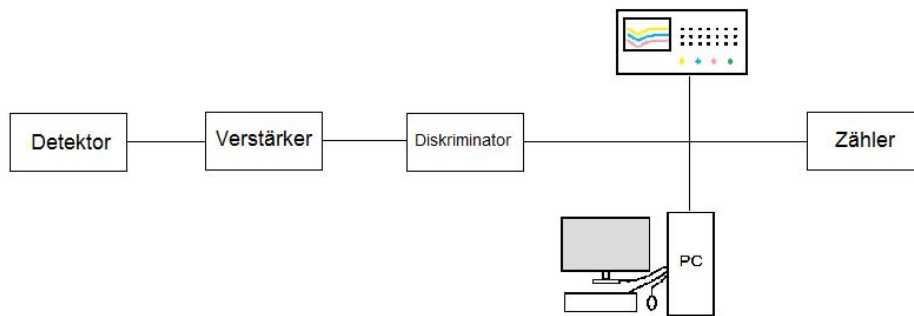


Abbildung 4.12: Vereinfachtes Schema des Signalgangs

Das Ausgangssignal eines Detektors ist ein Puls mit einer Breite von etwa 20-40 ns (Abb. 4.8). Geht man von einem Verstärkungsfaktor von 3-4 Elektronen pro Dynodenstufe aus, die über 50Ω abgegriffen werden, schätzt sich der Ausgangsstrom zu wenigen Milliampere und damit Pulshöhen bis etwa 100 mV (1V verstärkt) ab. Im weiteren Verlauf wird nicht mehr mit einem analogen Signal gearbeitet, sondern digitale Signale, sogenannte NIM-Pulse (NIM: Nuclear Instrument Module) verwendet (Abb. 4.10). Ein schneller NIM-Puls (Fast-negative NIM Logic) ist, wie in Tabelle 4.2 nachzulesen, definiert.

	Ausgangsstrom
Logische 0	-1mA bis + 1mA
Logische 1	-14mA bis - 18mA

Tabelle 4.2: Fast-negative NIM Logic

Bei 50Ω Impedanz liefert ein NIM-Puls eine Spannung von etwa -0,8V (0V sonst). Schnelle NIM-Pulse sind teil des NIM Standards, welcher der „erste und einfachste Standard in der Nuklear- und Hochenergiephysik“ ([10]) ist. Dieser beinhaltet nicht nur genaue Spezifikationen in punkto Pulshöhen, sondern auch Normen bezüglich Modulabmessungen, Betriebsspannungen etc. . Tatsächlich ist es prinzipiell möglich, beliebige Aufbauten aus vorgefertigten, genormten NIM-Modulen in einem sogenannten NIM-Crate (Engl: Kasten) unterzubringen, und zu betreiben. Es existieren eine Vielzahl von Verstärkern, Diskriminatoren, Spannungsversorgungen u.s.w.. Auch der gegebene Aufbau ist aus verschiedenen NIM-Modulen, teilweise aus Eigenbau der RWTH-Aachen, teilweise von namhaften Großherstellern wie Philips Scientific zusammengesetzt.

Erzeugt wird der NIM-Puls hier in einem Diskriminator des Typs Philips Scientific NIM Modell 704. An dieser Stelle wird der Puls zu einem binären NIM Signal umgewandelt. Mit einer Stellschraube kann eine beliebige Auslöseschwelle zwischen 10 mV und 1 V gewählt werden, ab der der Diskriminator einen NIM Puls (-0,8V bzw. verdoppelt -1,6 V) mit einer Breite von 2 ns bis 50 ns erzeugt. Der weitere Signalweg hängt von der beabsichtigten Messung ab. Bei vielen Messungen wird zum Beispiel die Koinzidenzschaltung mehrerer Kanten benötigt.

Bei Koinzidenzmessungen wird das Diskriminatorsignal zweier oder mehrerer Quellen gekoppelt ausgewertet (vergl. Abb. 4.13). Dazu werden die NIM-Pulse der Diskriminatoren in einer Koinzidenzstufe gefaltet. Für diesen Zweck wird ein Modul der elektronischen Werkstatt benutzt. Überschneiden sich zwei Ausgangspulse der Diskriminatoren, so dass das gefaltete Ergebnis größer null ist, wird ein NIM-Puls definierter Länge am Ausgang ausgegeben. Wird das Koinzidenzzeitfenster (Gate) für die Signalquellen hinreichend klein gewählt (im gegebenen Fall durch geeignete Pulslängen der Diskriminatoren) müssen beide Detektoren quasi gleichzeitig anschlagen, um ein Ereignis zu erzeugen. Dies ist nur der Fall wenn

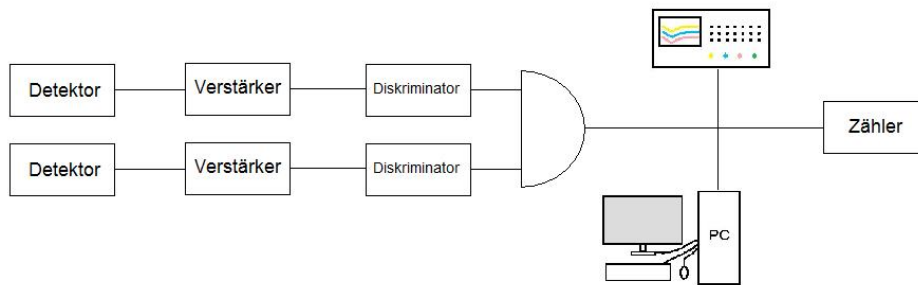


Abbildung 4.13: Vereinfachtes Schema des Signalgangs in Koinzidenzschaltung

ein schnelles Teilchen hintereinander beide Kannen durchquert, eingekoppelte Netzschwankungen beide Detektoren zum Fehlauflösen bewegen oder zufällig zwei thermische Elektronen ein überlappendes Signal auslösen (proportional zu Gatelänge, Einzelrate). Gewünscht sind natürlich nur Ereignisse erster Art. Gelingt es die anderen entsprechend zu unterdrücken, erlaubt die Messung in Koinzidenz sehr viel zuverlässigere Ratenbestimmung als mit einem einzelnen Detektor, da die Wahrscheinlichkeit für „doppelte“ Fehlereignisse sehr viel kleiner ist. Analog kann durch Hinzufügen eines dritten oder vierten Detektors die Güte der Messung weiter gesteigert werden, sofern diese zur Verfügung stehen.

Ein Nachteil dieser Schaltung liegt in der Begrenzung auf einen kleinen Raumwinkelbereich, wenn mit kleinen, autarken Detektoren gearbeitet wird (vergleiche mit einem Großdetektor, mit mehreren PMTs). Diese Einschränkung lässt sich jedoch durch geeignete Berechnung der Akzeptanz bei der Ratenbestimmung ausgleichen. Bei anderen Messungen, wie der Abhängigkeit des Myonflusses vom Zenitwinkel oder den Dämpfungseigenschaften von Materie auf den Myonfluss, ist die Einschränkung auf feste Raumwinkelbereiche kleiner 2π hingegen erwünscht; hier ist Messung in Koinzidenz praktisch die einzige Möglichkeit zur Messrealisierung. Die einzelnen oder in Koinzidenz gemessenen Signale werden von einem Zähler (**Canberra NIM Model 512**) registriert. Dieser verfügt über zwei Eingangs Kanäle die zum Beispiel unterschiedliche Diskriminator-Schwellen oder verschieden hohe Koinzidenzkaskaden überwachen können.

Ein kleiner Detektor wie die verwendeten Kannen, der auf jegliches Szintillationsmaterial verzichtet und nur Čerenkov-Photonen erzeugt, liefert mit einem regulären PMT vergleichsweise kleine Ausgangspulse. Arbeitet er darüberhinaus ohne Vorverstärker (s.o.), so ist es eine besondere Herausforderung das Signal störungsfrei zu übermitteln. Doch auch wenn die Kabeldämpfung und Signaldispersion keine Probleme bereitet, besteht ein grundsätzliches Problem bei einer solchen Versuchsanordnung, nämlich die Einkopplung elektromagnetischer Störungen. Diese geschieht im Wesentlichen auf zwei Arten, elektromagnetische Wellen, die in antennenartigen Kabelenden im Aufbau Spannungen induzieren und Schwankungen im Versorgungsnetz des Aufbaus. Störpulse dieser Art, zum Beispiel verursacht durch einen Schaltvorgang im Nachbarlabor oder durch Mobilfunkgeräte, können durchaus gängige Diskriminatorschwellen übersteigen und so Fehlsignale auslösen. Aufgrund der vergleichsweise geringen Messraten kann so eine Messung leicht verfälscht werden, da schon das einschalten einer Lampe in der Nähe bis zu 300 Fehlereignisse produziert. Können derlei Sprünge bei kurzen Messungen auch noch erkannt werden, so ist dies bei Langzeitmessungen praktisch ausgeschlossen. Dies macht Kompensationsmechanismen erforderlich.

Fangen die Detektoren ein Störsignal wie in Abb. 4.14 auf, so kann dieses nach der Messung aufgezeigt und quantifiziert werden. Dafür wird das Signal zusätzlich zur NIM - Elektronik von einem zweiten, PC-gestützten Zähler aufgezeichnet. Dieser versieht die Signale mit einem Zeitstempel und stellt sie in einzelnen Zeitbins da. Mithilfe eines Oszilloskops lässt sich nach der Messung die Anzahl Störungen abzählen und in den Bins wiederfinden.

In Antikoinzidenzschaltung werden die allermeisten Netzstörungen herausfiltriert. Je nach Geometrie und Störung kann es jedoch auch in einer Antikoinzidenzschaltung passieren, dass die Detektoren schlichtweg der Veto-Schaltung vorweg auslösen und so das Blockieren der Signale fehlschlägt. Darüberhinaus variieren Netzschwankungen deutlich in der Höhe der Pulse. Je nach eingestellter Diskriminatorschwelle werden so entweder nicht alle Pulse erfasst oder zu oft Vetos ausgelöst. Das Ergebnis ist in Veto-Antikoinzidenz deutlich besser aber immer noch verbesserungsfähig. Wie in Abb. 4.16 erkennbar ist, wurde die Schaltung letztlich noch um Signalverzögerer (Delay-Module) und Signalverlängerer (**Phillips Scientific NIM Model 794**) ergänzt. Bei den Delay-Modulen handelt es sich um eine extra angefertigte, 3-Kanal - $120 \pm 5\text{ns}$ - Verzögerungsstufe. Grundsätzlich hätte auch der Signalverlängerer die Delay-Aufgabe übernehmen können, war aber nicht hinreichend präzise. Die Detektorsignale werden nun, um 120 ns verzögert,

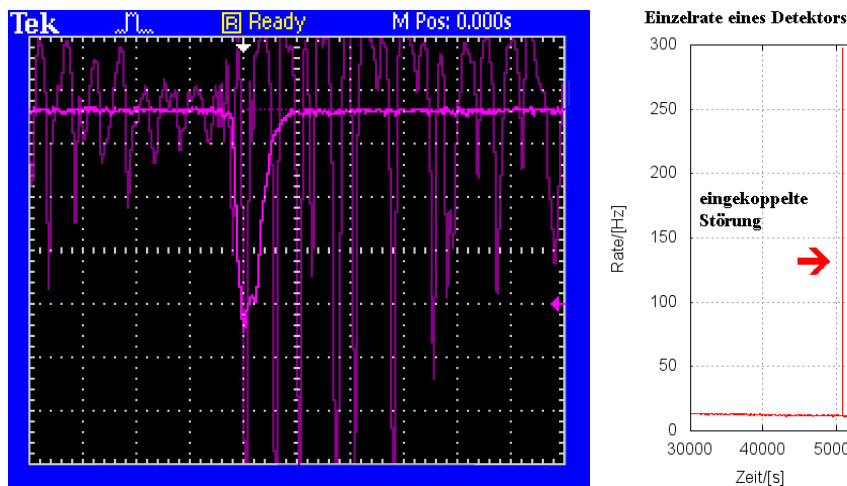


Abbildung 4.14: Eingekoppelte Störung (Mehrfachauschlag)

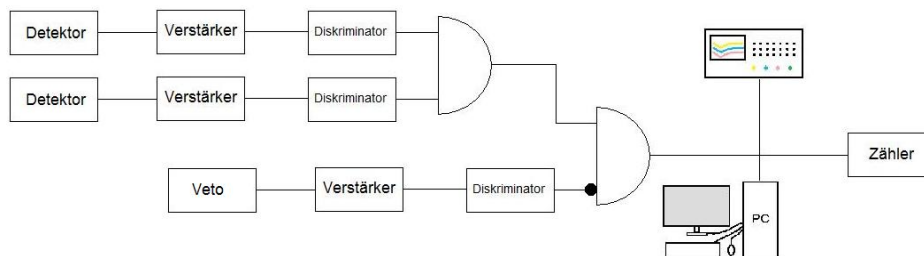


Abbildung 4.15: Vereinfachtes Schema des Signalgangs mit Veto-Schaltung

an die Koinzidenz übergeben. Auf diese Weise hat die Veto-Schaltung 120 ns „Vorsprung“ vor den Detektoren um Störungen rechtzeitig abzufangen. Ausserdem kann das Veto-Signal beliebig über Größenordnungen hinweg verlängert werden. So wird der gesamte Störpuls zuverlässig bis zu einer Länge von maximal 10 s (im allgemeinen reichen meist 10 ms) blockiert. Je nach Blockadefrequenz und Gatelänge kann so natürlich ein Teil der Messzeit nicht berücksichtigt werden. Nun kann geschickt der Zweitkanal des Zählers eingesetzt werden, um die Anzahl der Blockadefenster (fester Länge) zu zählen. Da diese willkürlich auf die Messung verteilt sind, kann die „wahre“ Messzeit ausgerechnet werden und es kommt zu keinen Abweichungen bei der Ratenermittlung.

USB DAQ

Der Versuchsaufbau verfügt über eine PC-Anbindung via USB-Interface (Abb. 4.17). Ein Kontrollprogramm bündelt zahlreiche Ein- und Auslesefunktionen (Abb. 4.18). Zunächst erlauben mehrere Anzeigen die simultane Auslese und Nachkontrolle der Diskriminatorschwellen der einzelnen Kanäle und des Veto-Geräts, womit der Einsatz eines Multimeters entfällt. Andere Geräte ohne direkte Ausgabedispays, wie zum Beispiel eine Hochspannungsversorgung, können so ebenfalls ausgelesen und protokolliert werden. Ein Zähler ermöglicht die gebinnte Ratenaufnahme und Protokollierung in beliebigen Zeitintervallen ab 1 ms. Das Programm ist beliebig erweiterbar und erlaubt auch die Einbindung eventueller, zukünftiger Erweiterungen, wie zum Beispiel die Ansteuerung eines LED-Pulsers zur PMT-Charakterisierung.

4.2 Vollständiger Aufbau

Der Aufbau der Crateelektronik ist in Abb. 4.2 bzw. Abb. 4.19 ersichtlich. Insbesondere sind hier noch die Hochspannungsversorgung (HV), das USB-DAQ-Input-Modul und die akustische Signalausgabe hinzugekommen. Das HV-Modul ist doppelt bzw. für jeden Detektor separat vorhanden. Dies liegt vor allem daran, dass die Detektoren im Allgemeinen unterschiedliche Arbeitspunkte bzw. Arbeitsplateaus besitzen.

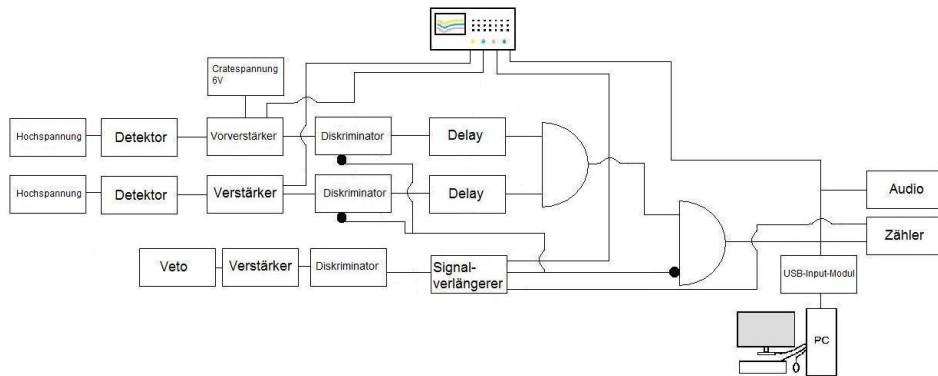


Abbildung 4.16: Schema der endgültigen Schaltung des Aufbaus



Abbildung 4.17: NI Data Acquisition Box mit USB-Anbindung [11]

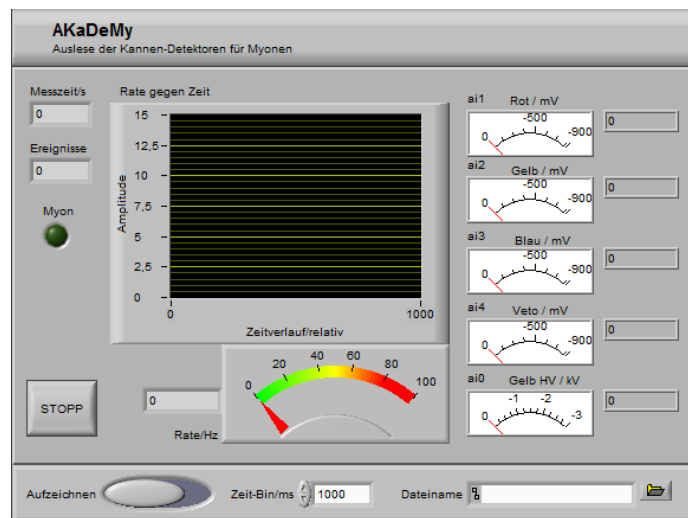


Abbildung 4.18: Bildschirmfoto vom Labview-Interface

Die Elektronik wird durch eine angehängte Lüfterplatte gekühlt. Es ist darauf zu achten, bei längeren Messungen stehts die Kühlung einzuschalten, da sich im dicht gepackten Crate sonst Temperaturstaus entwickeln könnten. Während einer Messung sollte die Kühlung nicht ein- oder ausgeschaltet werden, da der entstehende Störpuls in unmittelbarer Cratenähe sonst Fehlereignisse provoziert.

Die Crates sind kippbar angeordnet, so dass sie hochgeklappt durch alle nötigen Schleusentüren passen und angewinkelt in ca. 60°-Stellung arretieren um eine bequeme Bedienung zu ermöglichen.



Abbildung 4.19: Vollständiger Aufbau Crate (Schema)



Abbildung 4.20: Der Versuchswagen mit NIM-Crates, Detektoren, PC und Oszilloskop

5 Versuchsdurchführung

5.1 Vormessungen

Das Verstärkungsverhalten eines Photomultipliers hängt stark von der gewählten Hochspannung ab. Ist diese zu klein, findet keine hinreichende Verstärkung statt, auch das Rauschen ist entsprechend klein; ist sie zu groß, dominiert das Rauschen des PMT das Messbild, dafür nimmt die Sensitivität für kleine Schwankungen der Diskriminatorschwelle ab, was insbesondere bei der Koinzidenzmessung mit kleinen Schwellen von Vorteil ist. Wie in Abb. 5.1 deutlich zu erkennen ist, reichen bei kleinen Schwellen schon leichte Abweichungen der Schwelle, um die Signalrate massiv zu beeinflussen.

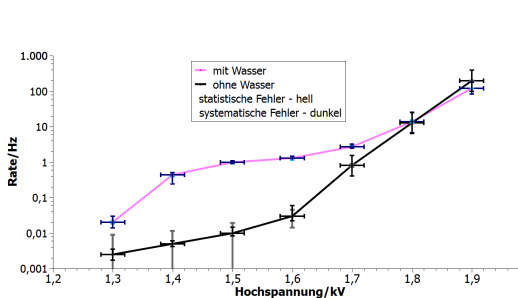


Abbildung 5.1: Verlauf von Detektorraten gegen die Hochspannung bei einer festen Messschwelle

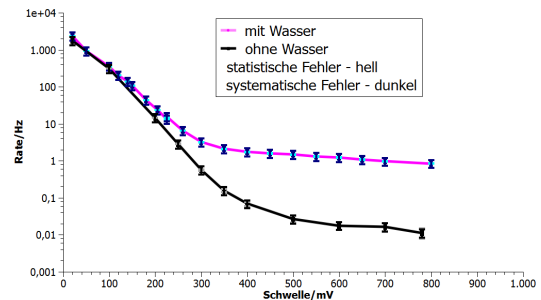


Abbildung 5.2: Beispiel der Detektorraten gegen Diskriminatorspannung bei fester Hochspannung

Für die Hochspannungseinstellung findet sich im Allgemeinen ein linearer Plateaubereich (in geeigneter Auftragung), der sich zur Messung anbietet. Beim Festlegen der Spannung muss ein Kompromiss aus mangelnder Sensitivität, Rauschen und hoher Schwellenabhängigkeit eingegangen werden. Je nach Messaufbau können sich hierbei unterschiedliche Einstellungen anbieten; das Plateau bietet jedoch ein gutes Ausgangsintervall (Abb. 5.1). Die verwendeten PMTs dürfen **keinesfalls mit Spannungen über 2000 V** betrieben werden. Es sei daran erinnert, dass diese Maximalspannung von Gerät zu Gerät variiert und durchaus stark abweichen kann. Im Praktikum werden beispielsweise auch Photomultiplier verwendet, die etwa mit nur maximal 400 V Spannung betrieben werden dürfen. Es ist folglich unerlässlich, sich vor dem Durchfahren der Intervalle mit den Betriebsparametern der Geräte auseinander zu setzen.

Die erste Messung besteht daher in der Ermittlung des Spannungsplateaus für beide Detektoren. Hierzu ist eine geeignete Diskriminatorschwelle festzulegen. Während der Messung darf diese natürlich nicht verändert werden. Da die Messrate zu einer gegebenen Diskriminatorschwelle wiederum von der gewählten Hochspannung abhängt, sollte man sich vorab Gedanken machen, welche Hochspannungs- und Schwellenintervalle beim gegebenen Aufbau in Betracht kommen. Im Folgenden sollen beide Parameter dann iterativ bestimmt werden. Sind geeignete Bereiche gefunden worden, sollen beide Messkurven durchfahren werden, so dass schließlich ein Spannungsplateau für jeden Detektor und eine Kurve (Rate gegen Schwelle) für jeden Detektor vorliegen.

Anhand der Spannungsplateaus kann eine geeignete Spannung für die einzelnen Kanäle ausgewählt werden (Hinweis: leichtes (!) übersteuern kann mitunter die Rate stabilisieren, da die Schwellen-Raten-Abhängigkeit (Abb. 5.1) abflacht, das Rauschen der einzelnen Detektoren steigt dabei jedoch an).

Alle Messungen sind mit Wasser durchzuführen, die Dunkelmessungen sind nicht unmittelbar notwendig für das weitere Vorgehen. **DIE KANÄLE DÜRFEN NICHT AUFGESCHRAUBT WERDEN!**

5.2 Poisson-Verteilung

Mit Hilfe von USB-DAQ kann eine genaue Statistik über die Rate gesammelt werden. Die Poisson-Wahrscheinlichkeit beschreibt seltene unabhängige Ereignisse für ein konstantes Zeitintervall. Die diskrete Dichte wird mit folgender Gleichung ermittelt:

$$P(X = k) = \frac{\lambda^k}{k!} \cdot e^{-\lambda}, \quad (5.1)$$

mit der Anzahl der Signale k , und dem charakteristischen Parameter λ . Für den Mittelwert der Verteilung gilt $\mu = \lambda$, ebenso gilt für die Standardabweichung $\sigma^2 = \lambda$.

Es soll überprüft werden, dass einzelne Ereignisse unabhängig sind und daher der Poisson-Verteilung gehorchen. Dazu sollen ein einzelner Detektor und eine Koinzidenzschaltung (am besten über Nacht) vermessen werden.

5.3 Koinzidenzmessung

Mit einer Koinzidenzschaltung von zwei Detektoren kann ein Großteil des Rauschens eliminiert werden. Für verschiedenartige Detektoren kann die Koinzidenzrate zu den Einzelraten von jedem Detektor in Verhältnis gesetzt werden. Dazu wird z.B. die Diskriminatorschwelle eines Detektors in sinnvollen Intervallen variiert, Einzelrate von diesem Detektor gemessen und anschließend die Schwelle eines zweiten Detektors (z.B. in dem die Vorbereitungsmessung der Diskriminatoren mitgenutzt wird) so angepasst, dass die zweite Rate mit der Ersten übereinstimmt. Dann kann erst die Koinzidenzrate ermittelt und analysiert werden.

Es soll der Verlauf der gemessenen Kurve qualitativ erklärt werden. Es ist zu beachten, dass Raum 28A102 im 1.OG mit einer Betonabschirmung behaftet ist.

Die Rate der zufälligen Koinzidenzen aus zwei periodischen Prozessen mit Frequenzen f_1 und f_2 und Gate-Zeiten τ_1 und τ_2 wird wie folgt abgeschätzt [13]:

$$f_{\text{Zufall}} = (\tau_1 + \tau_2) f_2 f_1 \quad (5.2)$$

5.4 Abschirmung

Bei der Abschirmungsvermessung soll der Wagen im Turm 28 des Physikzentrums an verschiedenen Stockwerken aufgebaut und die vertikale Koinzidenzrate gemessen werden. Zusätzlich sind die Deckenmaße zu ermitteln. Die Dichte von Beton beträgt ungefähr $\rho \simeq 2.3 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ [2]. Die gemessene Rate soll gegen die Betondicke und die Materialtiefe aufgetragen und diskutiert werden.

5.5 Winkelmessung

Um die Winkelabhängigkeit des Myonenflusses zu ermitteln, wird einer von zwei Detektoren, im vertikalen Abstand h , in eine Richtung entlang der Breite b verschoben und dabei die Koinzidenzrate für verschiedene Zenitwinkel θ gemessen (siehe Abb. 5.3). Es soll die Zenitwinkelabhängigkeit $\phi(p, \theta) \simeq \phi(p)_\perp \cdot \cos(\theta)^n$ untersucht werden. Dazu kann die Nachtmessung des vertikalen Flusses mitverwendet werden. Man berücksichtige, dass der Abstand zwischen den beiden Detektoren sich ändert.

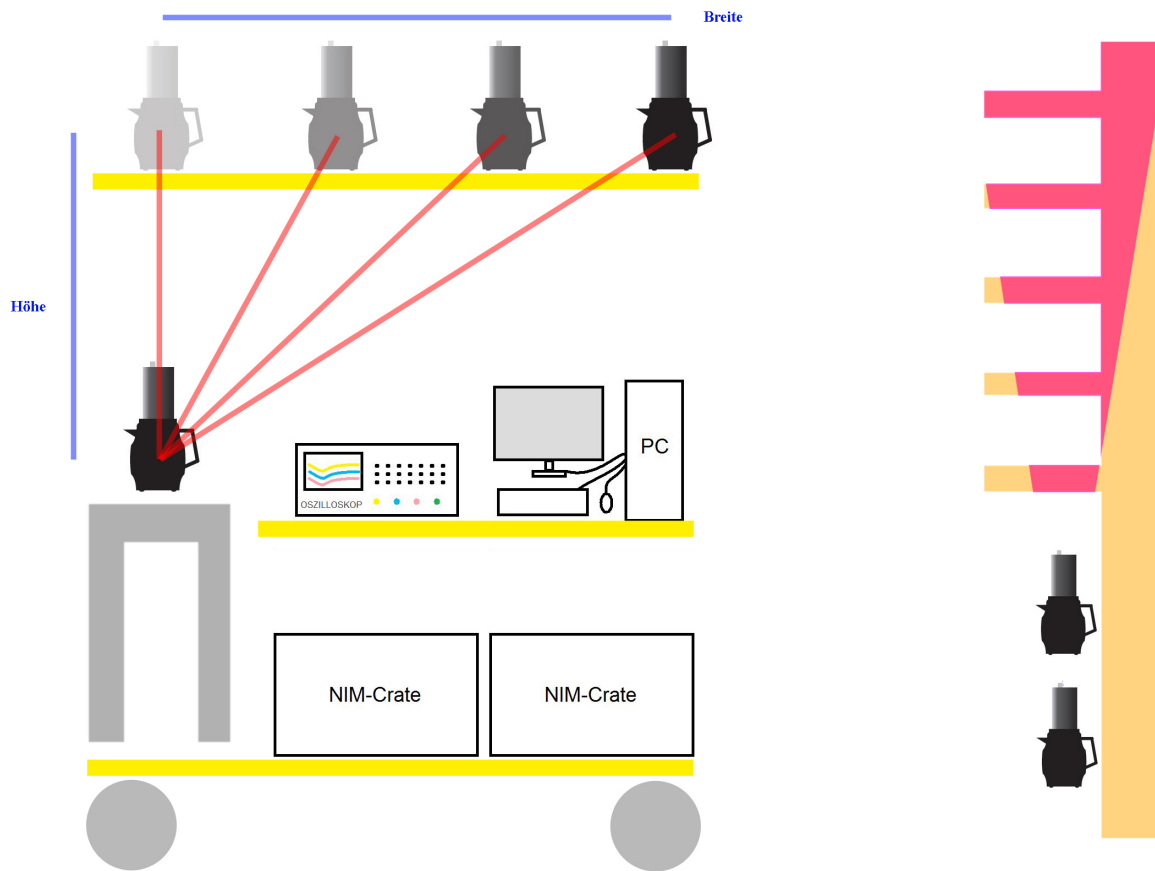


Abbildung 5.3: Versuchsaufbau zur Messung der Winkelabhängigkeit (links). Schematische Darstellung von der Überschneidung des Sichtkegels mit den Decken und einer Wand (rechts).

Literaturverzeichnis

- [1] Thomas Hebbeker, Charles Timmermans, A compilation of high energy atmospheric muon data at sea level, *Astroparticle Physics*, Volume 18, Issue 1, August 2002, Pages 107-127.
- [2] Review of Particle Physics, C. Amsler et al., *Physics Letters B* 667, 1 (2008)
- [3] K. Hugenroth, Aufbau eines Praktikumsversuchs zur Messung kosmischer Strahlung, bachelor thesis, III. Physikalisches Institut A, RWTH Aachen University, 2010.
- [4] O.C. Allkofer, H. Jokisch, A survey on the recent measurements of the absolute vertical cosmic-ray muon flux at sea level, *Il Nuovo Cimento A (1971-1996)*, Volume 15, Number 3, 1973, Pages 371-389.
- [5] H. Dembinski: Aufbau einer Detektorstation aus Szintillatoren zum Nachweis von kosmischen Teilchenschauern, Simulation und Messung, Diploma thesis, 2005.
- [6] M. Fuidl, Kosmische Myonen in Schulversuchen, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, Institut für Physik, September 2003.
- [7] C. Wiebusch, Astroteilchenphysik - Vorlesungsskriptum, RWTH Aachen, III. Physikalisches Institut, Sommer 2010.
- [8] Elektronische Werkstatt der RWTH-Aachen / Physikzentrum
- [9] S. Schael, Teilchen und Astrophysik - Vorlesungsskriptum, RWTH Aachen, I. Physikalisches Institut, Winter 2008.
- [10] W.R.Leo: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer Verlag 1987
- [11] Fa. National Instruments, Datenblätter
<http://www.ni.com/>
- [12] J.Krieger, GNU Public License / wikimedia Commons
http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/a/ab/Photomultiplier_schema_de.png
- [13] J.F. Oliver, M. Rafecas, Revisiting the singles rate method for modeling accidental coincidences in PET, *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record, NSS'08*, 2008, Pages 4288-4291.
- [14] PDG Particle Listings
http://pdg.lbl.gov/2010/listings/contents_listings.html
- [15] J.N. Crookes, B.C. Rastin, An investigation of the absolute intensity of muons at sea-level, *Nuclear Physics B*, Volume 39, 1 April 1972, Pages 493-508.
- [16] Forschungszentrum Dresden Rossendorf
<http://www.fzd.de/>
- [17] O.C. Allkofer, K. Carstensen, W.D.Dau and H. Jokisch, The absolute cosmic ray flux at sea level, *Journal of Physics G: Nuclear Physics*, Volume 1, Number 6, 1975.
- [18] A.K. De, P. Ghosh, A. K. Das, Latitude effect of the low momentum muon spectrum at sea level, *J. Phys. A: Math. Nucl. Gen.* 7 150, 1974.
- [19] D.K. Basak et. al, Low-energy muons in extensive air showers (EAS), *Il Nuovo Cimento C*, Volume 10, Number 2, 1987, Pages 169-183.
- [20] N. Zarrouk, R. Bennaceur, Link nature between low cloud amounts and cosmic rays through wavelet analysis, *Acta Astronautica*, Volume 66, Issues 9-10, May-June 2010, Pages 1311-1319.

- [21] A.R. Kranz, U. Bork, H. Bueker, G. Reitz, Biological damage induced by ionizing cosmic rays in dry Arabidopsis seeds, International Journal of Radiation Applications and Instrumentation. Part D. Nuclear Tracks and Radiation Measurements, Volume 17, Issue 2, 1990, Pages 155-165.
- [22] L. Adams, Cosmic ray effects in microelectronics, Microelectronics Journal, Volume 16, Issue 2, March-April 1985, Pages 17-29.
- [23] M. Stuiver, P.D. Quay, Atmospheric ^{14}C changes resulting from fossil fuel CO_2 release and cosmic ray flux variability, Earth and Planetary Science Letters, Volume 53, Issue 3, May 1981, Pages 349-362.
- [24] S. Tryka, Angular distribution of the solid angle at a point subtended by a circular disk, Optics Communications, Volume 137, Issues 4-6, 1 May 1997, Pages 317-333.
- [25] J.D. Sullivan, Geometric factor and directional response of single and multi-element particle telescopes, Nuclear Instruments and Methods, Volume 95, Issue 1, 1 August 1971, Pages 5-11.
- [26] D.J. Segelstein, The Complex Refractive Index of Water, M.S. Thesis, University of Missouri, Kansas City, 1981.
- [27] R. C. Smith and K. S. Baker, Optical properties of the clearest natural waters (200-800nm), Appl. Opt., 20, 1981, 177-184.
- [28] M. A. Khashan, A. Y. Nassif, Dispersion of the optical constants of quartz and polymethyl methacrylate glasses in a wide spectral range: 0.2-3 μm , Optics Communications, Volume 188, Issues 1-4, 1 February 2001, Pages 129-139.
- [29] H.H. Neidlinger, P. Schissel, Polymer glazings for silver mirrors, Solar Energy Materials, Volume 14, Issues 3-5, November 1986, Pages 327-339.
- [30] B76D01 Photomultiplier Tube, ADIT.
- [31] 9814B series data sheet, ET Enterprises.
- [32] Christophe Dang Ngoc Chan, Angle solide definition, Wikicommons
http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Angle_solide_definition.svg
- [33] R. Haeusler, A. F. Badea, H. Rebel, I. M. Brancus, J. Oehlschlager, Distortions of experimental muon arrival time distributions of extensive air showers by the observation conditions, Astroparticle Physics, Volume 17, Issue 4, July 2002, Pages 421-426.
- [34] Allkofer, O. C., Grieder, P. K. F., Cosmic Rays on Earth, Physik Daten, ISSN 0344-8401, 1984.
- [35] Helios Dr. Bulle GmbH & Co. KG, Tea Boy Nr. 3334 - 002
http://www.helios-wertheim.com/Sitemap/Tea_Boy/
- [36] S. Sciutto, COSMUS work group, AIRES Simulations
<http://astro.uchicago.edu/cosmus/projects/aires/>
- [37] Auger Engineering Array Group, Pierre Auger Observatory
<http://www.auger.org/observatory/animation.html>
- [38] F. Schmidt, CORSIKA Shower Images
<http://www.ast.leeds.ac.uk/~fs/showerimages.html>