

Bachelorarbeit

Vereinfachte
Myonentomographie mit dem
CosMO-Detektor

Lea Sophie Preece

Westfälische Wilhelms-Universität Münster
Institut für Kernphysik

19. November 2020

Erster Gutachter: Prof. Dr. Christian Klein-Bösing
Zweiter Gutachter: Prof. Dr. Anton Andronic

"Kaffee?"
Bernard Krüsemann

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Theoretische Grundlagen	3
2.1. Kosmische Strahlung	3
2.1.1. Primäre kosmische Strahlung	3
2.1.2. Sekundäre kosmische Strahlung	6
2.2. Myonen	8
2.2.1. Entstehung, Lebensdauer und Zerfall	9
2.2.2. Strahlung auf Meereshöhe	10
2.3. Wechselwirkung von Myonen mit Materie	11
3. CMT - Cosmic Muon Tomography	13
3.1. ScanPyramids	13
4. Detektor	15
4.1. Szintillationsdetektoren	15
4.2. CosMO-Experiment	16
4.2.1. CosMO-Aufbau	16
4.2.2. Messprogramm Muonic	17
4.3. NIM-Elektronik	18
5. Myonentomographie	21
5.1. Vorbereitungen	21
5.1.1. Einstellen der Schwellspannungen	21
5.1.2. Effizienzmessung	23
5.1.3. Bethe-Bloch Abschätzung	25
5.2. Ergebnisse und Diskussion	28
6. Fazit	39
A. Anhang	41
A.1. Tabellen	41
A.2. Formeln	44
A.3. Abbildungen	45
Literaturverzeichnis	46

1. Einleitung

Myonen der kosmischen Strahlung sind eine stets vorhandene und zum heutigen Zeitpunkt gut verstandene Strahlungsquelle, die in der Wissenschaft vielfältig genutzt wird. Sie gehen aus dem Zerfall von Pionen hervor, die entstehen wenn galaktische und extragalaktische kosmische Strahlung mit der Erdatmosphäre wechselwirkt und Teilenschauer bildet. Die myonische Komponente solcher Teilenschauer ist hochenergetisch und macht mit durchschnittlich 100 Teilchen pro Quadratmeter und Sekunde etwa 80 % der Zusammensetzung des Teilchenflusses auf der Erdoberfläche aus.

Für eine *Cosmic Muon Tomography* (engl. Myonentomographie, kurz CMT) wird ausgenutzt, dass Myonen hoher Energien durch Objekte und zum Teil kilometertief in die Erde eindringen. Geologische Strukturen und von Menschen errichtete Konstruktionen enormer Größen können somit „durchleuchtet“ werden um innere Strukturen darzustellen und besser zu verstehen. Mit Teilchendetektoren wird Myonenabsorption oder -ablenkung gemessen, was der Bestimmung von Dichteprofilen dient. Mehrfache Messungen mit unterschiedlicher Orientierung des Detektors führen auf dreidimensionale Rekonstruktionen.

Nach diesem Prinzip ist es der Forschungskollaboration des Projekts *ScanPyramids* von 2015 bis 2017 gelungen zwei unbekannte Hohlräume in der Cheops-Pyramide in Ägypten auszumachen.

Der CosMO-Detektor des Projekts Teilchenwelt ist ein Szintillationsdetektor, mit dem eine solche Myonentomographie in vereinfachter Form realisierbar ist. Das Experiment wurde konzipiert, um Kernphysik vor allem für junge SchülerInnen und PraktikantInnen greifbar zu machen, wissenschaftliches Arbeiten an Instituten und Forschungseinrichtungen zu ermöglichen und das Interesse für komplexe Probleme zu wecken.

Diese Arbeit umfasst die Auseinandersetzung mit den theoretischen Grundlagen zu kosmischer Strahlung und Myonen, der Kalibrierung und Effizienzvermessung des Detektors sowie der zweifachen Durchführung einer CMT in unterschiedlichen Gebäuden.

2. Theoretische Grundlagen

Dieses Kapitel fasst die für diese Arbeit relevanten theoretischen Grundlagen zu *Kosmischer Strahlung* und *Myonen* zusammen.

2.1. Kosmische Strahlung

Im Jahr 1912 entdeckte Viktor Hess mit einer Ionisationskammer während einer Ballonfahrt die Höhenstrahlung [2]: Eine ionisierende Strahlung, die mit zunehmender Höhe an Intensität gewinnt und von der aus der Erde kommenden Strahlung zu unterscheiden ist. Im Laufe der darauf folgenden Jahre wurde dieser Fund von anderen Wissenschaftlern bestätigt und es folgten viele Experimente zur Entdeckung neuer Elementarteilchen, zum Beispiel mit Hilfe von Nebelkammern.

1929 zeigten Bothe und Kohlhörster [3] mit Hilfe von Koinzidenzmessungen, wie sich die geladene Strahlung auf Meereshöhe verhält und 1938 stellte Pierre Auger fest, dass hochenergetische, hauptsächlich positiv geladene Strahlung aus dem Weltall mit der Erdatmosphäre wechselwirkt und Teilenschauer erzeugt [1].

Bis Anfang der 1950er Jahre und dem ersten Einsatz von erdgebundenen Teilchenbeschleunigern war dies die einzige Quelle hochenergetischer Teilchen.

Kosmische Strahlung wird unterteilt in *primäre* und *sekundäre* Strahlung. Als *primär* wird die kosmische Strahlung definiert, die in und außerhalb der Galaxis entsteht und teilweise auf die Erdatmosphäre trifft. *Sekundäre* kosmische Strahlung umfasst alle Teilchen die entstehen wenn ein primäres Teilchen mit der Erdatmosphäre wechselwirkt.

2.1.1. Primäre kosmische Strahlung

Worin genau die Quellen der hochenergetischen primären kosmischen Strahlung liegen ist bisher nicht vollständig nachgewiesen. Vermutet werden zum Beispiel Supernova-Schockfronten oder Quasare [19]. Neben der Sonne als bekannte Quelle der niederenergetischen Solar Cosmic Rays wird darüber hinaus über weitere Quellen galaktischer und extragalaktischer kosmischer Strahlung geforscht [1].

Die primäre kosmische Strahlung setzt sich zusammen aus etwa 85% Protonen, 12% α -Teilchen (Heliumkerne) und 3% Kernen von Elementen mit einer Ordnungszahl $Z \geq 3$.

Die bei der Elementsynthese in Quellen primärer kosmischer Strahlung entstehenden Elemente weisen eine Häufigkeit auf, die mit der im Sonnensystem vorkommenden Elementhäufigkeit vergleichbar ist (siehe Abb. 2.1). Die auffälligen Abweichungen sowohl der Elemente Lithium ($Z=3$), Beryllium ($Z=4$) und Bor ($Z=5$), als auch im Bereich $20 \leq Z \leq 25$, sind mit Spallationsreaktionen kosmischer Materie mit den schweren Kernen Kohlenstoff ($Z=6$) und Sauerstoff ($Z=8$) und des in größeren Mengen auftretenden Elements Eisen ($Z=26$) zu erklären.

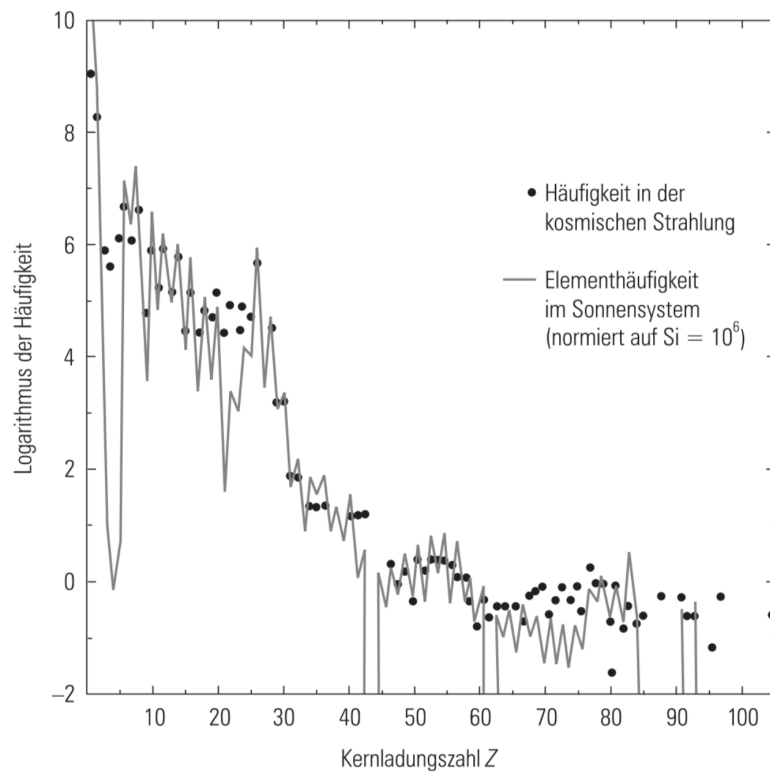


Abbildung 2.1.: Die Elementhäufigkeit der primären kosmischen Strahlung im direkten Vergleich zur Häufigkeit der Elemente im Sonnensystem [1].

Das Spektrum der primären kosmischen Strahlung ist in Abb. 2.2 gezeigt. Die Messung der niederenergetischen Komponenten primärer kosmischer Strahlung erfolgt direkt mit Hilfe von Satelliten und Ballons. Für Messungen hochenergetischer Teilchen (ab ca. 10^{15} eV bzw. 10^6 GeV) werden verschiedene Luftschauerexperimente als indirekte Messmethode verwendet.

Bei genauerer Betrachtung des Spektrums fallen zwei markante Punkte auf: Zum Einen das sogenannte „Knie“ bei ca. 10^6 GeV. Oberhalb dieser Energie fällt das

Spektrum sehr steil ab. Eine mögliche Erklärung ist, dass Teilchen solcher Energien, vor allem Protonen, einen so großen Gyroradius aufweisen, dass sie nicht mehr vom Magnetfeld der Milchstraße gehalten werden und diese verlassen können. Der Teilchenfluss hier beträgt ungefähr 1 Teilchen pro Quadratmeter und Jahr [4].

Zum Anderen spricht man bei ca. 10^{10} GeV vom „Knöchel“, wo das Spektrum vermutlich aufgrund von Teilchen aus Quellen extragalaktischer Art abflacht. Als Folge der Wechselwirkung von Protonen mit der Kosmischen Hintergrundstrahlung könnte der Abbruch des Spektrums bei $6 \cdot 10^{10}$ GeV erklärt werden (GZK-cut-off). Andererseits ist es möglich, dass oberhalb dieser Grenze kaum Energien von kosmischen Quellen erzeugt werden können [1].

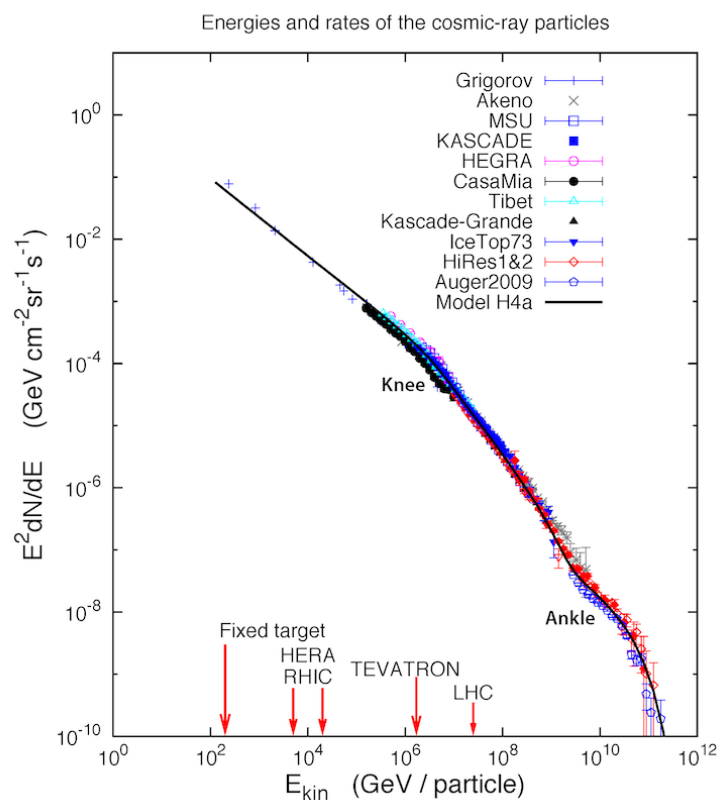


Abbildung 2.2.: Das Spektrum der primären kosmischen Teilchen [14], skaliert mit dem Quadrat der Primärenergie E^2 , da das Spektrum sonst zu steil und keine Details erkennbar wären. Deutlich erkennbar sind das „Knie“ (Knee) und der „Knöchel“ (Ankle). Die Daten stammen aus einer Vielzahl von Großexperimenten, die verschiedene Techniken für Messungen in unterschiedlichen Energiebereichen anwenden.

2.1.2. Sekundäre kosmische Strahlung

Tritt primäre kosmische Strahlung in die Erdatmosphäre ein, finden Kollisionen hochenergetischer kosmischer Teilchen mit Atomkernen der Atmosphäre statt. In einer Höhe von 15 bis 20 km über der Erdoberfläche entstehen Teilchenschauer [1] - eine multiplikative Ausdehnung der Milliarden von neu entstehenden, kurzlebigen Teilchen - die entweder selber mit der Atmosphäre wechselwirken oder zerfallen (Tabelle 2.1). Aufgrund der Massenbelegung der Atmosphäre ist es nicht möglich, dass primäre kosmische Strahlung auf Meereshöhe gemessen werden kann [1].

Tabelle 2.1.: Eigenschaften der in Luftschauern entstehenden Teilchen (Kernfragmente ausgenommen) [4].

Teilchen	Masse (MeV/c ²)	dominante Zerfälle	Lebensdauer (s)	$c\tau$ (m)
p	938,27			
n	939,57	$p\nu$	885,7	$2,6 \cdot 10^{-11}$
π^\pm	139,57	$\mu\nu$	$2,6 \cdot 10^{-8}$	7,8
π^0	134,98	$\gamma\gamma$	$8,4 \cdot 10^{-17}$	$25,5 \cdot 10^{-9}$
K^\pm	493,68	$\mu\nu, \pi\pi$	$1,24 \cdot 10^{-8}$	3,7
K_S^0	497,61	$\pi\pi$	$8,95 \cdot 10^{-11}$	$2,6 \cdot 10^{-2}$
K_L^0	497,61	$\pi e\nu, \pi\mu\nu, 3\pi$	$5,12 \cdot 10^{-8}$	15,3
e^\pm	0,51			
μ^\pm	105,66	$e\nu\nu$	$2,2 \cdot 10^{-6}$	658,6
ν_e, ν_μ	≈ 0			

Ein kosmisches Proton hoher Energie ($E > 10$ GeV) wechselwirkt mit den einzelnen Nukleonen innerhalb eines atmosphärischen Atomkerns und es kommt zur Mehrfachstreuung im Kern. Dabei werden vorwiegend hochenergetische Pionen erzeugt. Diese Pionen und andere Reaktionsprodukte erzeugen durch Wechselwirkung so lange weitere hadronische Schauer und neue Pionen, bis die Energie jedes Teilchens so weit abgenommen hat, dass keine neuen Teilchen mehr erzeugt werden können [13].

In diesen hadronischen Kaskaden entstehende Teilchen zerfallen sehr schnell aufgrund kurzer Lebensdauern. Im Fall von Pionen:

$$\begin{aligned}\pi^0 &\rightarrow 2\gamma \\ \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu\end{aligned}$$

Neutrale Pionen zerfallen durch die elektromagnetische Wechselwirkung. Die erzeugten Photonen bilden Elektron-Positron-Paare und diese erzeugen wiederum Photonen, was insgesamt die elektromagnetische Komponente des Teilchenschauers ausmacht.

Durch die schwache Wechselwirkung zerfallen geladene Pionen in ein Myon und ein Myon-Neutrino. Neben den Pionen zerfallen auch andere Hadronen in Myonen und Neutrinos, zum Beispiel Kaonen.

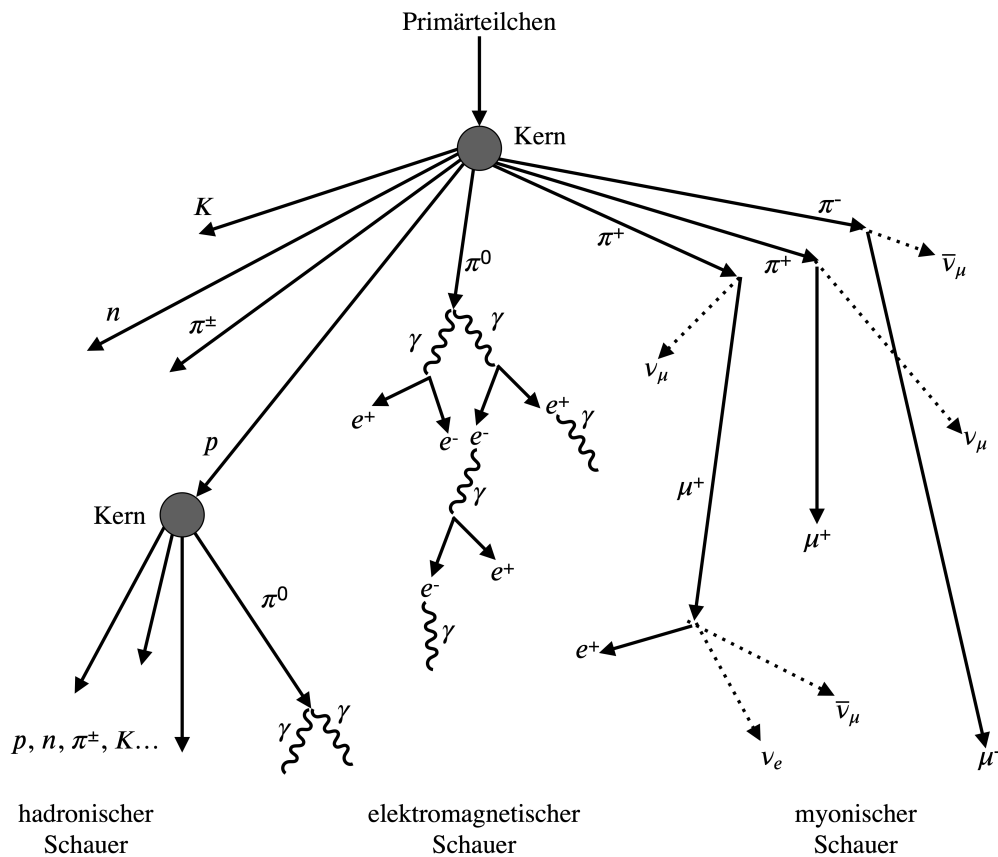


Abbildung 2.3.: Schematisch dargestellter Teilchenschauer, ausgelöst durch ein Primärteilchen. Die entstehenden Teilchen können in drei Komponenten aufgeteilt werden: Der hadronische Schauer, der elektromagnetische Schauer und der myonische (schwache) Schauer.

Ein Teilchenschauer sekundärer kosmischer Strahlung lässt sich also in eine hadronische, eine elektromagnetische und eine myonische Komponente unterteilen (Abb. 2.3). Aufgrund häufiger Wechselwirkungen mit der Atmosphäre und der geringen Lebensdauer aller anderen Teilchen erreichen quasi nur die Myonen und die Neutrinos die Erdoberfläche. Die Wechselwirkung von Neutrinos mit Materie geschieht sehr selten und wird deshalb kaum beobachtet, wohingegen Myonen mit verschiedensten Detektoren nachgewiesen werden können.

2.2. Myonen

Myonen sind instabile Elementarteilchen und gehören zur zweiten Generation der Leptonen. Sie sind elektrisch negativ geladene Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen und unterliegen der schwachen und der elektromagnetischen Wechselwirkung. Die Ruhemasse eines Myons beträgt $105,7 \frac{\text{MeV}}{c^2}$, was etwa dem 207-fachen der Elektronenmasse entspricht [1].

Mit einem Anteil von 80% sind Myonen die am häufigsten vorkommenden geladenen Teilchen der kosmischen Strahlung auf Meereshöhe (Abb. 2.4) [1].

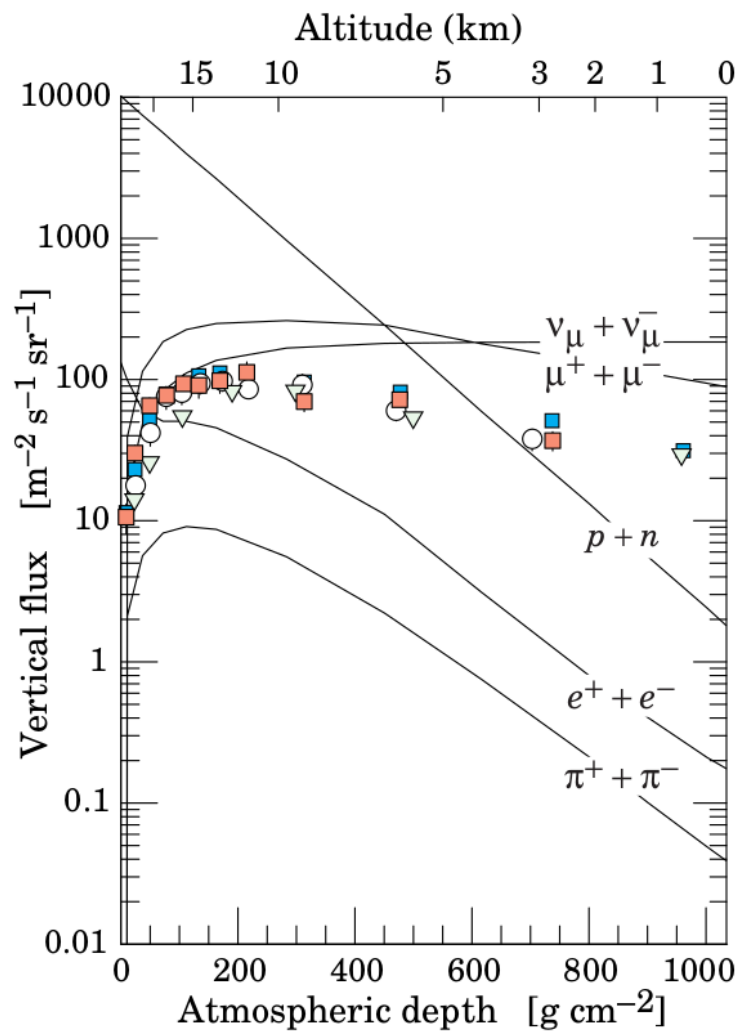


Abbildung 2.4.: Zusammensetzung des Teilchenflusses in der Atmosphäre abhängig von der Tiefe der Atmosphäre [15].

2.2.1. Entstehung, Lebensdauer und Zerfall

Myonen entstehen in Teilchenschauern sekundärer kosmischer Strahlung hauptsächlich durch den in Unterabschnitt 2.1.2 beschriebenen Zerfall von Pionen. Dass ein geladenes Pion in ein Myon und ein entsprechendes Myon-Neutrino zerfällt, obwohl der energetisch günstigere Zerfall in ein Elektron und Elektron-Neutrino zu erwarten wäre, liegt daran, dass die Helizität diesen Zerfallsweg unterdrückt [5]. Helizität und Chiralität müssen dabei unterschieden werden, weil es sich um einen nichtrelativistischen Prozess handelt.

Betrachtet man beispielsweise ein π^- mit dem Spin Null, zerfällt es in zwei Leptonen, entweder in *Myon und Antimyonneutrino* oder *Elektron und Antielektronneutrino*. Die Spins der Zerfallsprodukte müssen aufgrund der Drehimpulserhaltung antiparallel sein und aus dem Schwerpunktsystem des Pions betrachtet bewegen sie sich in entgegengesetzte Richtungen. Dabei ist die Projektion des Spins auf den Impulsvektor, die *Helizität*, also für beide Teilchen gleich (Abb. 2.5). Für das beim Zerfall entstehende quasi masselose Antiteilchen (hier Antineutrino) ist die negative Helizität festgelegt.

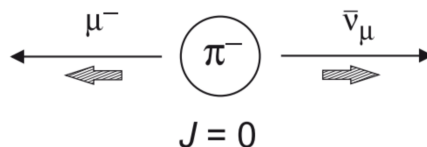
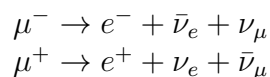


Abbildung 2.5.: π^- -Zerfall [5].

Entscheidend für diesen Prozess der schwachen Wechselwirkung ist, dass das W-Boson als virtuelles Austauscheteilchen nur an Teilchen mit negativer Chiralität (Händigkeit) koppelt. Für das Antineutrino trifft dies zu, weil die Chiralität masseloser Antiteilchen der Helizität gleich ist. Das massebehaftete Myon oder Elektron hat sowohl eine positive als auch eine negative Komponente der Chiralität. Die Wahrscheinlichkeit, dass das W-Boson an die negative Komponente koppelt, ist proportional zu $1 - \frac{v}{c}$. Die Masse des Myons ist erheblich größer als die des Elektrons und die Geschwindigkeit v beim Zerfall dementsprechend kleiner. Somit ist der Zerfall des Pions in Elektron und Elektron-Neutrino im Verhältnis 1:8000 unterdrückt [5].

Der relativistische Effekt der Zeitdilatation macht es möglich, dass trotz einer mittleren Lebensdauer von $2,2 \mu\text{s}$ nahezu alle Myonen mit Energien größer als 10 GeV die Erdoberfläche erreichen. Mit einer typischen Geschwindigkeit von $v = 0,998 c$ lässt sich über den Lorentz-Faktor eine Reichweite der Myonen von circa 10 km berechnen.

Myonen die vorher zerfallen tun dies über die schwache Wechselwirkung gemäß:



Selten entstehen dabei zusätzlich ein Photonen oder ein Elektron-Positron-Paar (Größenordnung 10^{-8} [15]).

2.2.2. Strahlung auf Meereshöhe

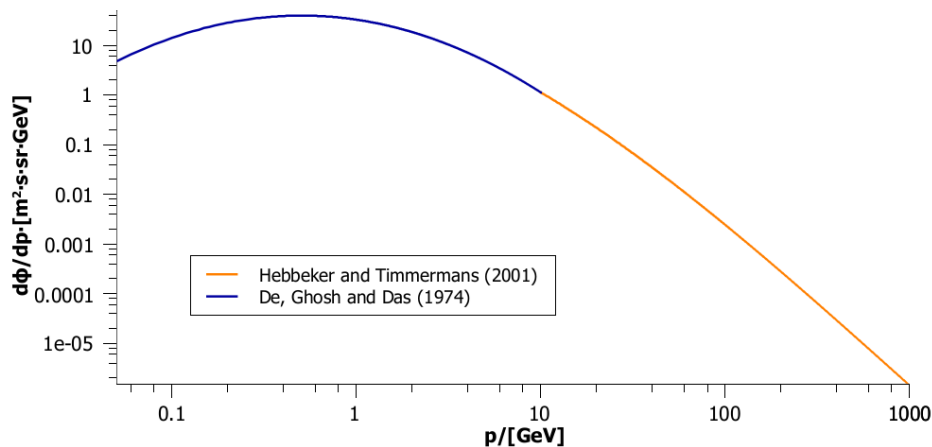


Abbildung 2.6.: Der Teilchenfluss aufgetragen gegen die Energie von Myonen auf Meereshöhe [7]. Es liegt eine Kombination für zwei Fits (Anhang A.2) vor, einer für den niederenergetischen [8] und einer für den hochenergetischen [9] Teil des Spektrums.

Der gemessene Fluss von Myonen auf Meereshöhe beträgt 100 Teilchen pro m^2 pro Sekunde, wobei die durchschnittliche Energie circa 4 GeV beträgt [15]. Das anzutreffende Myonenspektrum (Abb. 2.6), abhängig von der Energie und der Winkelverteilung der Teilchen, ergibt sich aus einer Faltung des ursprünglichen Pionenspektrums mit dem Energieverlust und den Zerfällen in der Atmosphäre.

Teilchenschauer breiten sich in alle Richtungen aus. Im Falle hoher Energien ist die Bewegungsrichtung von Myonen gleich der Bewegungsrichtung des zerfallenen Pions. Horizontal eintreffende Myonen sind meist hochenergetisch, weil Myonen niedrigerer Energien auf dem längeren Weg durch die Atmosphäre vorher gestoppt werden und zerfallen. Für Myonen ist mit größer werdendem Zenitwinkel die Absorption stärker und die Zerfallswahrscheinlichkeit erhöht, weshalb die Gesamtintensität I_μ auf Meereshöhe von Myonen niedrigerer Energien bestimmt wird. Für nicht zu große Zenitwinkel θ gilt folgende Gesetzmäßigkeit [1]:

$$I_\mu(\theta) = I_\mu(\theta = 0) \cdot \cos^n(\theta) \text{ mit } n = 2 \quad (2.1)$$

Das experimentell nachgewiesene Ladungsverhältnis von positiv und negativ geladenen Myonen auf Meereshöhe beträgt

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

Der positive Ladungsüberschuss besteht aufgrund der überwiegend positiven Ladung der ursprünglichen primären kosmischen Strahlung [1].

2.3. Wechselwirkung von Myonen mit Materie

Der Energieverlust von geladenen, minimalionisierenden Teilchen wie Myonen in Luft beträgt $1,8 \text{ MeV}/(\text{g}/\text{cm}^2)$. Dieser Wert gilt als Normalbedingung und ist im Experiment vernachlässigbar. Beim Energieverlust aufgrund von Wechselwirkung mit Materie spielen verschiedene Effekte eine Rolle. Als Hauptmechanismus kann der Energieverlust aufgrund von Ionisation und Anregung der Atome betrachtet werden, zum Beispiel durch inelastische Stöße der Myonen mit den Hüllenelektronen der Atome im Material. Dieser Zusammenhang zwischen zurückgelegter Wegstrecke x und an das Material abgegebene Energie wird mit der Bethe-Bloch-Formel beschrieben [4]:

$$-\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{Ion.}} = K \cdot z^2 \frac{Z}{A} \cdot \frac{1}{\beta^2} \left\{ \frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right\} \quad (2.2)$$

Es gilt:

$$K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0,307 \text{ MeV}/(\text{g}/\text{cm}^2)$$

N_A Avogadro-Zahl

r_e klassischer Elektronenradius

$m_e c^2$ Elektronenruhenenergie

z Projektilladung

Z, A Targetladung und Targetmasse

β Projektilgeschwindigkeit $\frac{v}{c}$

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

$T_{\max} = \frac{2m_e p^2}{m_0^2 + m_e^2 + 2m_e E/c^2}$

m_0 Masse des einfallenden Teilchens

p, E Impuls und Gesamtenergie des Projektils

I mittlere Ionisationsenergie des Targets

δ Dichtekorrektur

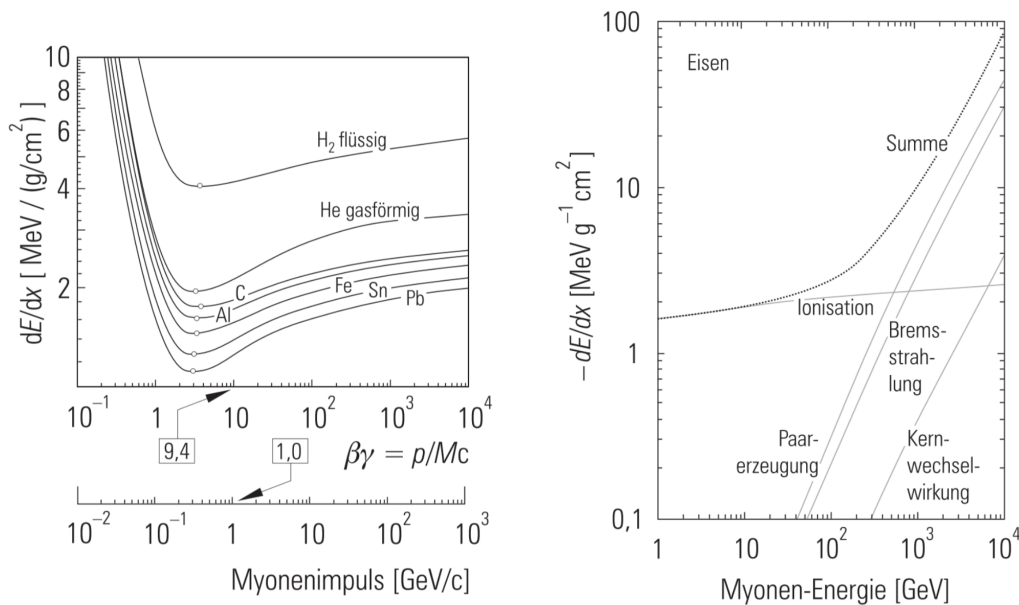
Gleichung (2.2) gilt nur für schwere Teilchen und beschreibt den Bremseffekt der Materie auf das Teilchen bei nicht zu hohen Energien. Abb. 2.7(a) zeigt den Energieverlust von Myonen in unterschiedlichen Targets. Deutlich erkennbar ist

der Anstieg von dE/dx im Bereich kleinerer Energien verursacht durch das steigen von $1/\beta^2$, weil der Impulsübertrag mit der effektiven Wechselwirkungszeit wächst, welche mit kleinerem v länger wird. Das breite Minimum liegt bei ca. $\beta\gamma \approx 3,5$ und ist abhängig von Z des Materials [1].

Für hohe Teilchenenergien muss zusätzlich die Bremsstrahlung in Betracht gezogen werden. Dieser Beitrag skaliert mit $1/m^2$ und ist somit für schwere Teilchen unterdrückt, jedoch ab Energien von mehreren Hundert GeV nicht zu vernachlässigen. Abb. 2.7(b) ist zu entnehmen, dass der Energieverlust aufgrund von Ionisation für hohe Energien konstant ist. Die Effekte der Bremsstrahlung, der direkten Paarerzeugung und der Kernwechselwirkung variieren linear mit der Energie in diesem Bereich. Dementsprechend wird der gesamte Energieverlust von Myonen folgendermaßen beschrieben:

$$-\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{Myon}} = a(E) + b(E) \cdot E \quad (2.3)$$

Der Term $a(E)$ beschreibt den Anteil des Energieverlustes durch Ionisation und Anregung mit der Bethe-Bloch-Formel und der Term $b(E)$ die im Bereich hoher Energien dominierenden Anteile des Energieverlustes.



(a) Energieverlust von Myonen in unterschiedlichen Targets [1]. (b) Energieverlust von Myonen in Eisen im Bereich hoher Energien [1].

Abbildung 2.7.: Energieverlust von Myonen.

3. CMT - Cosmic Muon Tomography

Hochenergetische kosmische Myonen dringen sehr viel tiefer in Materie ein als beispielsweise Röntgenstrahlen oder Neutronen und eignen sich daher zur Untersuchung großer, massiver Objekte und deren innerer Struktur. Ein prominenter Beitrag der aktuellen Forschung um Myonentomographie ist die Entdeckung einer bis 2017 unbekanntes Grabkammer in der ägyptischen Cheops-Pyramide im Rahmen des Projekts ScanPyramid. In den vergangenen Jahren fanden solche Myonen-Experimente immer vielfältigere Anwendungen, einhergehend mit der intensiven Weiterentwicklung von Detektoren und Software Algorithmen. Experimentell muss dabei unterschieden werden zwischen der Myonen-Absorptions-Tomographie, um Informationen über die Menge zu untersuchender Materie zu erlangen, und der Nutzung von Mehrfachstreuung der kosmischen Teilchen in Materie um auf die Kernladungszahl des Materials zu schließen. Letzteres wird unter anderem im Bereich der Nuklearen Sicherheit eingesetzt, zur Kontrolle von Reaktoren oder Silos, in denen radioaktiver Abfall gelagert wird [6].

Die Vermessung eines Objekts hinsichtlich der Undurchlässigkeit von Myonen ermöglicht das Erstellen eines Dichteprofiles in eine bestimmte Richtung. Messungen mit mehreren, oft identischen Detektoren unterschiedlicher Orientierung zum Objekt erlauben dessen dreidimensionale Rekonstruktion. Unterschiede in der Materialdichte, wie beispielsweise Hohlräume, können aufgrund der gemessenen Myonenrate somit genau lokalisiert werden.

Im Großexperiment werden unterschiedliche Detektortypen verwendet, wie *Myonentelkope* in Form von Gasdetektoren oder Szintillatoren. Die Qualität der Messung ist abhängig von vielen verschiedenen Faktoren, zum Einen von äußeren Störfaktoren wie Streuung an anderen Objekten oder in der Luft. Zum Anderen beeinflussen auch generelle Detektoreigenschaften die Messung, wie die Effizienz, Qualität verwendeter Bauteile oder die Transportfähigkeit.

3.1. ScanPyramids

Die ägyptischen Pyramiden in Gizeh und Dahschur sind vor über 4500 Jahren erbaut worden und werfen in der Wissenschaft bis heute viele Fragen auf, besonders im Bezug auf ihre Errichtung und inneren Strukturen. Das Projekt ScanPyramids ist 2015 mit der Berechtigung des ägyptischen Ministry of Antiquities ins Leben gerufen worden und steht unter der Leitung der Fakultät für

Ingenieurwissenschaft der Universität Kairo und dem HIP Institute aus Frankreich [10]. Das Ziel ist die Erforschung der Pyramiden mit modernen Messverfahren, die keine Beschädigung oder Zerstörung der Bauwerke mit sich bringen. Zur Untersuchung der Innenarchitektur und auf der Suche nach versteckten Hohlräumen oder Grabkammern werden Infrarotthermographie und Myonentomographie eingesetzt. Mit Hilfe von Luftbildmessungen und Dronen wird eine detaillierte 3D-Rekonstruktion der Pyramiden erstellt, die bei der Planung und Auswertung weiterer Experimente von Nutzen ist.

Die Forschungskollaboration des Projekts ScanPyramids hat viele bedeutende Entdeckungen gemacht. Beispielsweise konnten 2016 auf der Grundlage der Entdeckung mehrerer Anomalien mit dem Infrarotthermographie mittels Myonentomographie erste handfeste Resultat erzielt werden [11]: Der Fund eines Hohlraums auf der Nordseite der Cheops-Pyramide. Über dem Eingang auf der Nordseite befinden sich vier sichtbare Winkel, hinter denen ein Hohlraum vermutet wurde. Es wurden drei Aluminiumplatten mit einer auf Myonen sensitiven Kontrastflüssigkeit im absteigenden Korridor positioniert und über 67 Tage gemessen. Jede dieser Platten wies einen Überschuss an Myonen in eine bestimmte Richtung auf. Mit zwei weiteren Myonendetektoren und einer Sicherheit von 99,9999 % ist dort ein Korridor erfasst worden. Weitere Messungen wurden durchgeführt mit dem Resultat, dass im Jahr 2017 ein weiterer Hohlraum oberhalb der Königinnenkammer in der Größe der bekannten großen Galerie entdeckt wurde (Abb. 3.1).



Abbildung 3.1.: Entdeckung unbekannter Kammern und Hohlräume in der Cheops-Pyramide [12]. Die Forscher des Projekts ScanPyramids entdeckten 2016 eine Korridor auf der Nordseite und 2017 einen großen Hohlraum im Inneren der Pyramide.

4. Detektor

Der folgende Abschnitt dient der Beschreibung des experimentellen Aufbaus und der Erläuterung von Funktionsweisen des Messprogramms und verschiedener Bauteile.

4.1. Szintillationsdetektoren

Ein Szintillationsdetektor absorbiert ionisierende Strahlung und wandelt diese in Licht um. Geladene Teilchen regen Moleküle im Szintillatormaterial an, die sich anschließend wieder in den Grundzustand abregen und dabei ein Lichtquant emittieren.

Die entstehenden Lichtquanten werden über Lichtleiter vom Szintillator zum Photomultiplier (PMT) geleitet, wo eine Photokathode die Photonen in Elektronen umwandelt. Diese Photoelektronen werden im elektrischen Feld beschleunigt, treffen nacheinander auf mehrere Dynoden und lösen dort Sekundärelektronen aus. Die Vervielfachung der Elektronen liegt für gewöhnlich in der Größenordnung 10^8 bis 10^9 .

Anschließend wird das am Ausgang des PMTs erzeugte Stromsignal nochmals verstärkt.

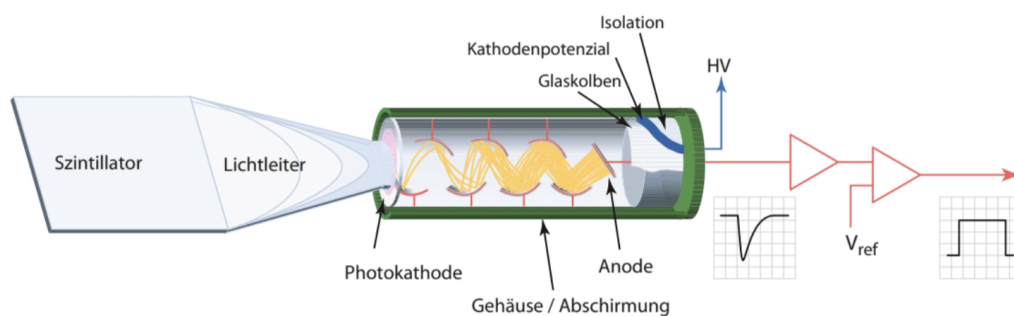


Abbildung 4.1.: Schematischer Aufbau eines Plastikszintillationsdetektors mit Signalverarbeitungskette [4].

4.2. CosMO-Experiment

Der *Cosmic Muon Observer*, kurz CosMO, ist ein im Rahmen des Projekts Netzwerk Teilchenwelt am DESY in Zeuthen entwickeltes Astroteilchenphysik-Experiment, das SchülerInnen und PraktikantInnen die Möglichkeit bietet, eigenständig Myonen der sekundären kosmischen Strahlung zu messen und deren Eigenschaften zu untersuchen. Dieses wissenschaftliche Arbeiten wird in Instituten und Forschungseinrichtungen in ganz Deutschland und durch die Möglichkeit einer Ausleihe des Experiments auch an interessierten Schulen ermöglicht.

4.2.1. CosMO-Aufbau

Der CosMO-Detektor besteht im Wesentlichen aus drei Szintillatorplatten der Größe $200 \times 200 \times 12,5 \text{ mm}^3$ aus EJ-200 Plastikszintillatormaterial. Die Platten sind über Lichtleiter mit einem Photomultiplier verbunden und alles zusammen ist in einer lichtdichten Aluminiumbox verbaut.

Die von den Szintillatoren ausgehenden Lichtsignale werden vom Photomultiplier als proportional verstärktes elektronisches Signal an die DAQ-Karte (englisch *data acquisition*) weitergeleitet, welche die Signale für den Computer filtert und aufbereitet und sie an diesen weiterleitet [17].

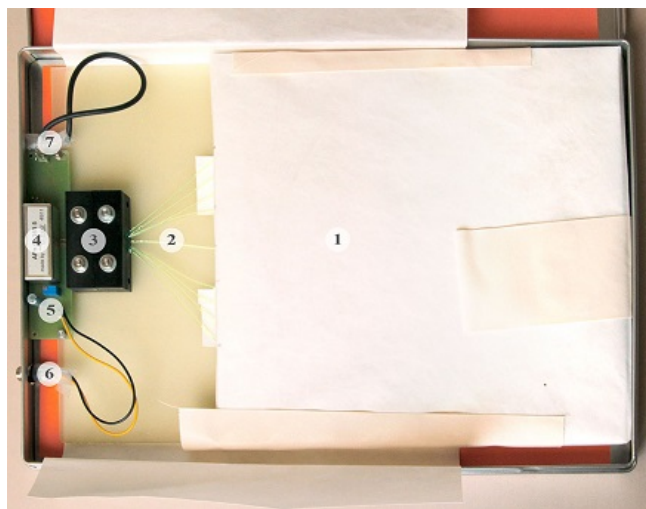


Abbildung 4.2.: Einblick in eine Detektorplatte [17]: Die in weißem Papier verpackte Szintillatorplatte (1) mit eingefrästen Kanälen für neun 1 mm dicke Lichtleiter (2), welche im Photomultiplier (3) zusammengeführt werden. Der PMT wird über ein reguliertes Hochspannungsmodul (4 und 5) versorgt, das an (6) angeschlossen und mit dem Signalausgang (7) verbunden ist.

4.2.2. Messprogramm Muonic

Mit dem Messprogramm Muonic werden die Daten ausgewertet. Die Daten jeder Detektorplatte werden im Programm unter einem eigenen Kanal angegeben. Es gibt verschiedene Reiter, mit denen unterschiedliche Messungen durchgeführt werden können.

Muon Rates ist der relevante Reiter für Messungen im Rahmen dieser Arbeit. Er zeigt graphisch die gemessenen Raten der Detektorplatten und die eingestellte Triggerrate aufgetragen gegen die Messzeit (vgl. Abb. 4.3). Dieser Plot aktualisiert sich alle 5 s. Neben dem Plot werden zudem für alle Kanäle und den Trigger die durchschnittlichen Raten seit Messbeginn und die Anzahl der total gezählten Ereignisse angezeigt. Weiterhin sind der Startzeitpunkt der Messung, die laufende Gesamtzeit der Messung und die während der Messung maximal gemessene Rate gegeben. Steuern lässt sich die Messung manuell über die Stop- und Restart-Taste.

Unter Settings können genauere Einstellung festgelegt werden. Die zwei wichtigen Untermenüs hier sind *Channel Configuration* und *Threshold*. Die Channel Configuration ermöglicht eine Auswahl der auszulesenden Kanäle, das Einrichten des Koinzidenz-Levels für die Triggerbedingung und die Wahl eines Kanals als Veto. Veto bedeutet, dass auf keinen Fall getriggert wird, wenn der ausgewählte Kanal ein Signal registriert. Unter Threshold kann für jeden Kanal eine individuelle Schwellspannung eingestellt werden.

Der Trigger bezieht sich lediglich auf die Registrierung des gleichzeitigen Zusammentreffens von Signalen in zwei oder mehr Detektorplatten und ist klar vom Threshold zu unterscheiden, da die Trigger-Einstellung nicht mit der Schwellspannung, die ein Signal aufweisen muss um ausgewertet zu werden, in Verbindung steht.

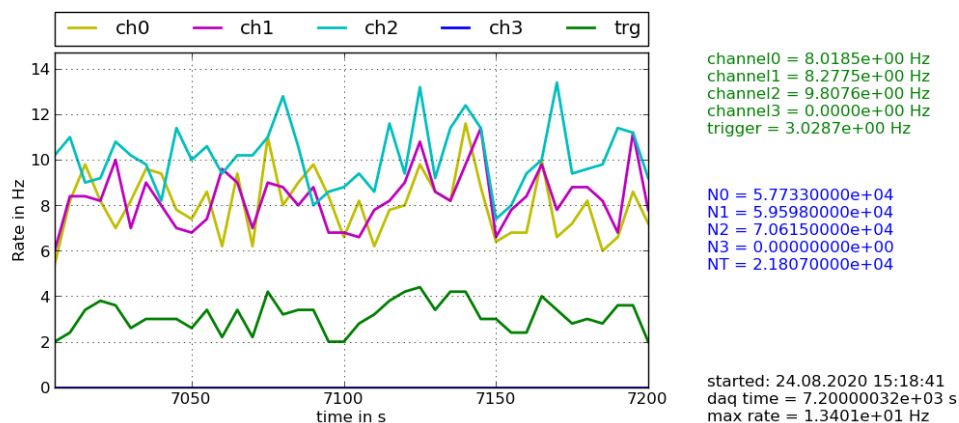


Abbildung 4.3.: Die Benutzeroberfläche des Messprogramms Muonic.

4.3. NIM-Elektronik

In einem Teil dieser Arbeit wird statt der DAQ-Karte und dem Programm Muonic NIM-Elektronik verwendet, um die Signale der Detektorplatten zu filtern und zu verarbeiten. Im Folgenden werden die verwendeten Bauteile (Abb. 4.4) und ihre Funktion kurz erläutert.

Die Signale jeder Platte werden im Aufbau als erstes auf einen Verstärker gegeben, damit die folgenden Module diese verarbeiten können.

Daraufhin gehen die verstärkten Signale in einen Diskriminator mit drei funktionsfähigen Eingängen. Für jedes eingehende Signal gibt es die Möglichkeit eine Schwellspannung und die Signalbreite über zwei Stellschrauben einzustellen. Die Signalbreite ist für alle Kanäle gleich eingestellt, da davon ausgegangen wird, dass es zwischen den Ausgängen des Verstärkers keine unterschiedlichen Verzögerungen gibt. Die Schwellspannungen (Thresholds) hingegen müssen für jede Platte individuell angepasst werden. Im Diskriminator werden die negativen, verstärkten Signale in ein logisches Rechtecksignal umgewandelt, wenn sie die eingestellte Schwellspannung überschreiten.

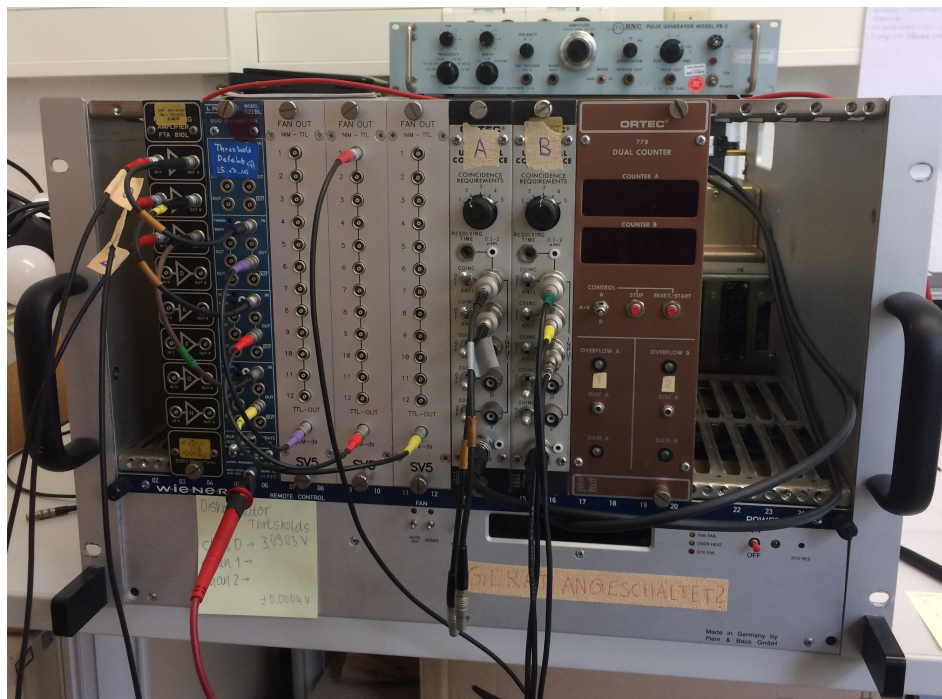


Abbildung 4.4.: Der Aufbau der verwendeten NIM-Elektronik. Im NIM-crate (Gehäuse) befinden sich (von links nach rechts) ein Verstärker, ein Diskriminator, drei NIM-TTL-Wandler, zwei Koinzidenzeinheiten und ein dualer Counter.

Weitergegeben werden die Signale an einen NIM-TTL-Wandler. Der Unterschied zwischen einem NIM-Signal und einem TTL-Signal ist die Definition der Logikpegel. Während für das eingehende NIM-Signal die logische „0“ und die logische „1“ über negative Strompulse definiert sind, sind diese Logikwerte für TTL-Signale im Bereich positiver Spannungen festgelegt. In dem Bauteil geschieht also die Umwandlung vom Stromsignal in ein Spannungssignal und gleichzeitig eine Invertierung des Vorzeichens. In Abb. 4.5 ist ein solches Signal abgebildet. Der NIM-TTL-Wandler wird eingesetzt, weil die verwendeten Koinzidenzeinheiten einen TTL-Eingang haben.

Es werden zwei Koinzidenzeinheiten verwendet um eine Zweierkoinzidenz und eine Dreierkoinzidenz zu messen. Das Koinzidenzlevel kann je nach Verwendung eingestellt werden. Für die Messungen ist es erforderlich, dass die einzelnen Inputs wahlweise invertiert oder nicht invertiert werden können.

Die zwei Koinzidenzsignale führen dann in einen dualen Zähler. Mit diesem kann man die Zählung der zwei Signale einzeln oder gleichzeitig starten und stoppen.

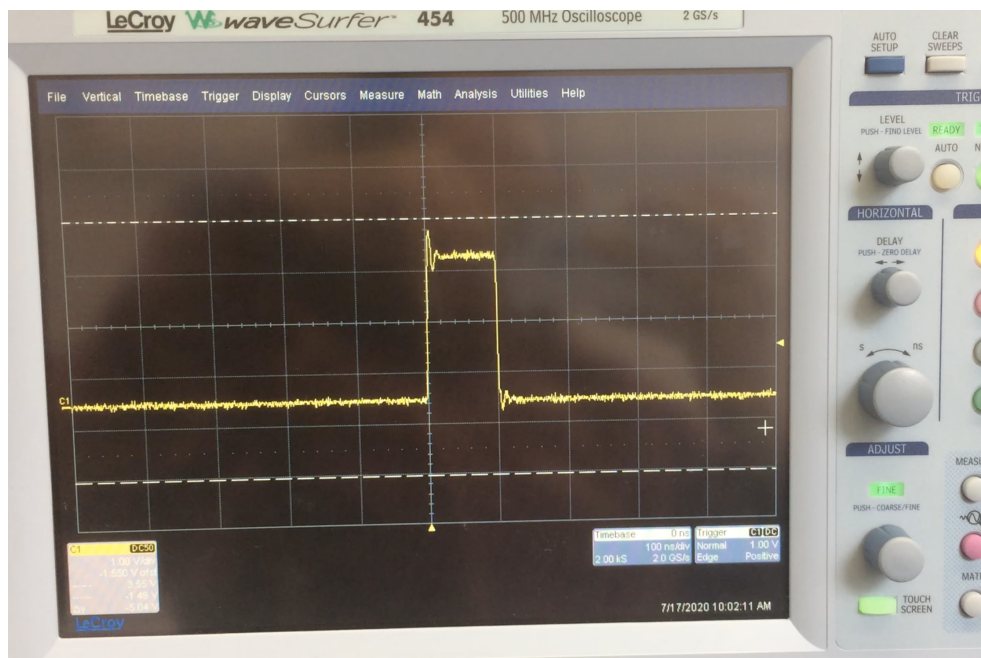


Abbildung 4.5.: Das Ausgangssignal des NIM-TTL-Wandlers. Die Signallänge beträgt 100 ns.

5. Myonentomographie

Diese Arbeit umfasst die stark vereinfachte Realisierung einer Myonentomographie, indem mit dem CosMO-Detektor die Myonenrate entlang einer Achse eines Gebäudes gemessen wird. Die Messung wird in zwei unterschiedlichen Gebäuden der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster durchgeführt: In der Institutsgruppe 1 (IG1) und dem Institut für Kernphysik (IKP).

5.1. Vorbereitungen

Vor den Messungen sollen die Einstellungen des Detektors optimiert werden, also die Anpassung der Schwellspannungen der Platten an die äußeren Gegebenheiten und die Vermessung der Gesamteffizienz. Zudem wird im Vorhinein auf Grundlage des Bethe-Bloch-Energieverlustes von Myonen in Materie eine Abschätzung der abnehmenden Myonenrate mit zunehmenden Materialschichten gemacht.

5.1.1. Einstellen der Schwellspannungen

Die Thresholds der Detektorplatten oberhalb derer ein Signal als solches erkannt und gespeichert wird müssen einzeln eingestellt werden. Eine gute Einstellung ist wichtig, da bei einer zu tief angesetzten Spannung elektronisches Rauschen fälschlicherweise als Signal interpretiert werden würde und im Falle einer zu hohen Spannung echte Myonen nicht registriert würden. Die Detektorplatten liegen übereinander und es wird die mittlere Position für die zu vermessende Detektorplatte gewählt, um sicherzustellen, dass jede detektierte echte Koinzidenz durch alle Detektorplatten führt. Für die äußeren Platten wird eine niedrige Schwellspannung von 70 mV eingestellt, während die mittlere Platte im Bereich zwischen 100 und 340 mV in 20 mV Schritten untersucht wird. Pro Durchgang ist eine Messzeit von ca. 5 min ausreichend. Neben der Rate der Platte wird zusätzlich die Triggerrate der Dreierkoinzidenzen aufgenommen.

Um eine geeignete Schwellspannung festzulegen, wird in der graphischen Darstellung der Messwerte (siehe Beispiel Abb. 5.1) nach einem Plateau gesucht, also einem Bereich in dem die Messwerte in etwa konstant sind und die Rate unabhängig von der Schwellspannung ist. Von Vorteil ist die Orientierung an der zu erwartenden Myonenrate von 6,6 Hz durch die gegebene Plattengröße von $200 \times 200 \text{ mm}^2$ und dem bekannten Teilchenfluss auf der Erdoberfläche (Abschnitt 2.2.2). Die Triggerrate bietet insofern eine Orientierung, dass ihr Verlauf

sich für einen zu hohen Threshold der Rate einer Platte angleicht und ebenfalls abfällt. Echte Myonen werden von dem Detektor nicht mehr erkannt. Für ein eingegrenztes Spannungsintervall, in dem das Plateau vermutet wird, wird eine kleinschrittigere Messung vorgenommen. Für alle drei Platten wird dabei analog verfahren. Festgelegte Schwellspannungen sind in Tabelle 5.1 zu finden. Diese Ergebnisse sind keineswegs absolut, sondern lediglich eine Abschätzung, die von vielen Faktoren wie beispielsweise der Qualität verwendeter Bauteile, dem Wetter und dem Luftdruck abhängt.

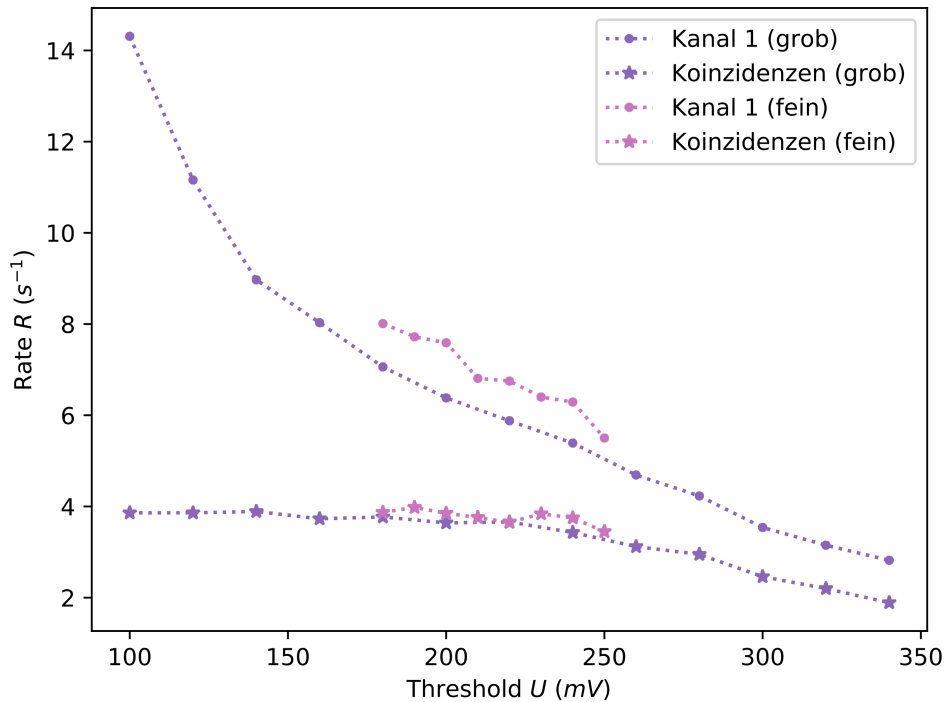


Abbildung 5.1.: Vermessung der Schwellspannung von Platte 1 des Detektors: Gemessene Rate der einzelnen Kanäle und des Triggers aufgetragen gegen die jeweils für Platte 1 eingestellte Schwellspannung. Grobe Messung erfolgt in 20 mV Schritten (lila), im ausgewählten Bereich eines vermuteten Plateaus wird eine feinschrittige Messung alle 10 mV vorgenommen (pink).

Tabelle 5.1.: Als Vorbereitung auf die Messung festgelegte Schwellspannungen.

Platte	Threshold U (mV)
0	210
1	210
2	170

5.1.2. Effizienzmessung

Die Vermessung der Detektoreffizienz erfolgt zunächst mit der Verwendung der Veto-Funktion im Programm Muonic, was allerdings keine brauchbaren Ergebnisse liefert. Deshalb wird ein zweiter Versuch der Effizienzmessung mit der NIM-Elektronik umgesetzt.

Messung mit der Veto-Funktion

Die Bestimmung der Detektoreffizienz ist eine Möglichkeit, die gemessene Rate $R = \frac{dN}{dt}$ auf die reale Myonenrate zu korrigieren um einen besseren Vergleich mit den Erwartungen zu schaffen.

Eine Methode ist die Einzeleffizienzen der Detektorplatten unabhängig voneinander zu bestimmen und daraus die Gesamteffizienz zu berechnen. Die Platten liegen direkt übereinander und die mittlere Position, beispielsweise Platte 1, wird vermessen. In zwei Messdurchgängen soll zuerst die Koinzidenzrate der äußeren beiden Platten (hier $(R_0 \wedge R_2)$) ermittelt und anschließend eine Dreierkoinzidenz unter der Bedingung, dass die mittlere Platte als Veto fungiert (hier $(R_0 \wedge R_2) \wedge \bar{R}_1$), gemessen werden. Die Schwellspannungen werden wie in Tabelle 5.1 gewählt. Mit Gleichung (5.1) wird dann die Einzeleffizienz η_1 berechnet. Gemessen wird also, wann die mittlere Platte 1 „blind“ ist und nicht detektiert, was die äußeren Platten detektieren.

$$1 - \eta_1 = \frac{(R_0 \wedge R_2) \wedge \bar{R}_1}{(R_0 \wedge R_2)} \quad (5.1)$$

Für die Gesamteffizienz des Aufbaus, in dem Platte 0 oben, Platte 1 in der Mitte und Platte 2 unten liegt wird das Produkt der Einzeleffizienzen der äußeren Platten im Aufbau berechnet. Wird anschließend die gemessene Koinzidenzrate der äußeren Platten $(R_0 \wedge R_2)$ durch dieses Ergebnis geteilt erhält man die korrigierte gemessene Myonenrate.

Da im Messprogramm Muonic die Möglichkeit besteht, ein Veto einzuschalten, erscheint diese Messmethode sehr naheliegend. Während der Durchführung stellt sich allerdings heraus, dass das Veto für diese Art der Anwendung nicht funktioniert. Entgegen der Erwartung sind die gemessene Triggerrate der Zweierkoinzidenz der äußeren Platten und der Dreierkoinzidenz mit Veto ungefähr gleich groß, obwohl mit Veto keine oder zumindest nur eine sehr kleine Rate gemessen werden sollte. Einerseits könnte dies für eine schlechte Effizienz der mittleren Platte sprechen. Dem widerspricht, dass die gemessenen Raten aller einzelnen Platten ungefähr gleich groß sind. Es wird vermutet, dass die Veto-Funktion im Programm Muonic ausschließlich für den Reiter *Myonenzerfall* installiert wurde und nicht allgemein anwendbar ist.

Messung mit der NIM-Elektronik

Eine alternative Methode die Effizienz des Detektors festzustellen ist der Einsatz von NIM-Elektronik. Statt Nutzung der Software werden die Szintillatoren direkt an Hardware-Modulen angeschlossen und der digitale Weg des Signals durch die DAQ-Karte nachgestellt. Der Aufbau ist in Abschnitt 4.3 erläutert.

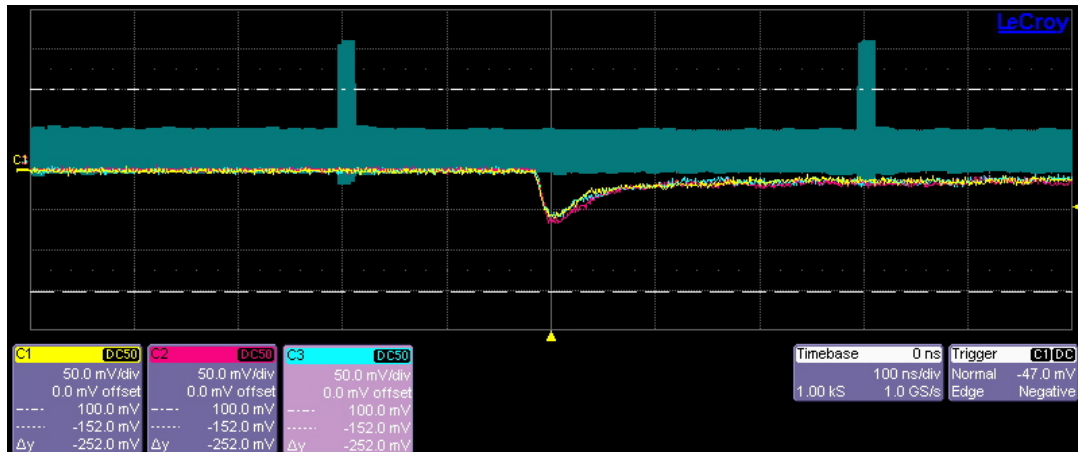


Abbildung 5.2.: Das Rohsignal des Detektors auf allen drei Kanälen. Die Breite der Kästchen beträgt 100 ns entlang der Ordinatenachse und 50 mV entlang der Abszissenachse. Der teilweise blau-gefärbte Hintergrund ist ein Fehler des Oszilloskops.

In Abb. 5.2 ist ein Screenshot des rohen Detektorsignals auf dem Oszilloskop abgebildet. Es wird beobachtet, dass sich alle drei Kanäle etwa gleich verhalten, aber die Amplituden nicht immer übereinstimmen. Das negative Rohsignal liegt zwischen 50 und 100 mV, ist also sehr schwach und circa 100 ns lang. Die Pulse sehen sehr verrauscht aus.

Für die Effizienzmessung werden die Rohsignale verstärkt. Mit dem Diskriminator müssen analog zum Vorgehen in Abschnitt 5.1.1 im Vorhinein die Schwellenspannungen eingestellt werden. Mit den Koinzidenzeinheiten können dann die zur Berechnung der Einzeleffizienzen (Gleichung (5.1)) notwendigen Messgrößen ermittelt werden. Im ersten Fall werden die nicht-invertierten TTL-Signale der äußeren beiden Platten zusammengeführt. In die zweite Einheit führen die Signale aller drei Platten, wovon nur der Kanal der mittleren Platte invertiert wird. Dann werden diese Koinzidenzen gleichzeitig gezählt. Die Messzeit beträgt 5 min.

Eine erfolgreiche Effizienzmessung konnte auch mit dieser Methode nicht durchgeführt werden. Grund dafür sind diverse defekte Bauteile, die nicht repariert werden konnten.

Eine Schwierigkeit im Aufbau stellte der Verstärker dar. Die Schwellspannung am Diskriminator ist verstellbar im Bereich zwischen 0,3 und 10 V. Aufgrund der Verstärkung sind Werte, die ansatzweise der zu erwartenden Rate entsprechen, erst an der oberen Grenze des Diskriminators von 9 bis 10 V messbar. Ein Plateau und eine abfallende Rate bei zu hoher Schwellspannung sind nicht messbar, wodurch kein hinreichend genauer Wert für den Threshold der einzelnen Kanäle festgelegt werden kann. Aus diesem Grund wird der Verstärker aus dem Aufbau entfernt.

Eine Einstellung der Schwellspannung mit dem Diskriminator ist dennoch möglich. Die Messung verläuft erfolgreich für die Kanäle 0 und 1. Für Kanal 2 befindet sich die Anzahl gemessener Koinzidenzen für egal welche Schwellspannung nach nur wenigen Sekunden im Größenbereich 10^3 bis 10^5 . Als erstes wird vermutet, dass die Detektorplatte defekt sein könnte und zum Beispiel übermäßig hohes Rauschen die Messung erschwert. Um dies auszuschließen wird die entsprechende Platte mit einer Platte aus einem zweiten CosMO-Setup ersetzt, deren Funktionsfähigkeit zuvor sichergestellt wurde. Eine erneute Messung liefert ähnliche Ergebnisse. Das Signal wird auf dem Oszilloskop dargestellt und es wird deutlich, dass der Diskriminator beschädigt ist. Im Diskriminator sollte immer die selbe Signalform erzeugt werden, die auf dem Oszilloskop abgebildet wird. Kanal 2 kann keine definierte Signalform richtig ausgeben, mit dem Resultat eines flackernden Signals auf dem Oszilloskop. Aufgrund dessen können keine Koinzidenzen gemessen werden. Anschließend wird wieder die ursprünglich verwendete Platte 2 im Aufbau des Detektors eingesetzt.

Da die Reparatur des Diskriminators im Zeitrahmen der Arbeit nicht möglich ist, wird die Effizienzmessung an dieser Stelle abgebrochen. Die Kenntnis über die Effizienz des Detektors ist nicht zwingend notwendig, sondern liefert lediglich eine Korrektur der Ergebnisse, weshalb mit der Myonentomographie fortgefahren wird.

5.1.3. Bethe-Bloch Abschätzung

Vor der Durchführung der CMT wird eine vereinfachte mathematische Abschätzung mit der Bethe-Bloch-Formel für den Energieverlust ermittelt.

Der für diese Abschätzung relevante Energieverlust der Myonen aufgrund von Ionisationseffekten beträgt $\frac{dE}{dx} = 2,0 \text{ MeVcm}^2/\text{g}$ [15]. Die Materialschichtdicke pro Etage wird auf $d = 40 \text{ cm}$ geschätzt und es wird davon ausgegangen, dass es sich bei dem Material um Beton mit einer Dichte von $\rho = 2,6 \text{ g/cm}^3$ handelt. Über die Massenbelegung lässt sich der Energieverlust mit zunehmender Anzahl an Materialschichten berechnen (Gleichung (5.2)). Die Ergebnisse der Berechnung sind Tabelle 5.2 zu entnehmen.

$$\Delta E = \rho \cdot d \cdot N \cdot \frac{dE}{dx} \quad (5.2)$$

Tabelle 5.2.: Energieverlust der Myonen in der IG1 mit zunehmenden Materialschichten. Ausgegangen wird von einer Betonschichtdicke von 40 cm. Mit der neunten Materialschicht befindet man sich im Keller des Gebäudes.

Materialschichten N (#)	Energieverlust ΔE (GeV)
0	0
1	0,208
2	0,416
3	0,624
4	0,832
5	1,040
6	1,248
7	1,456
8	1,664
9	1,872

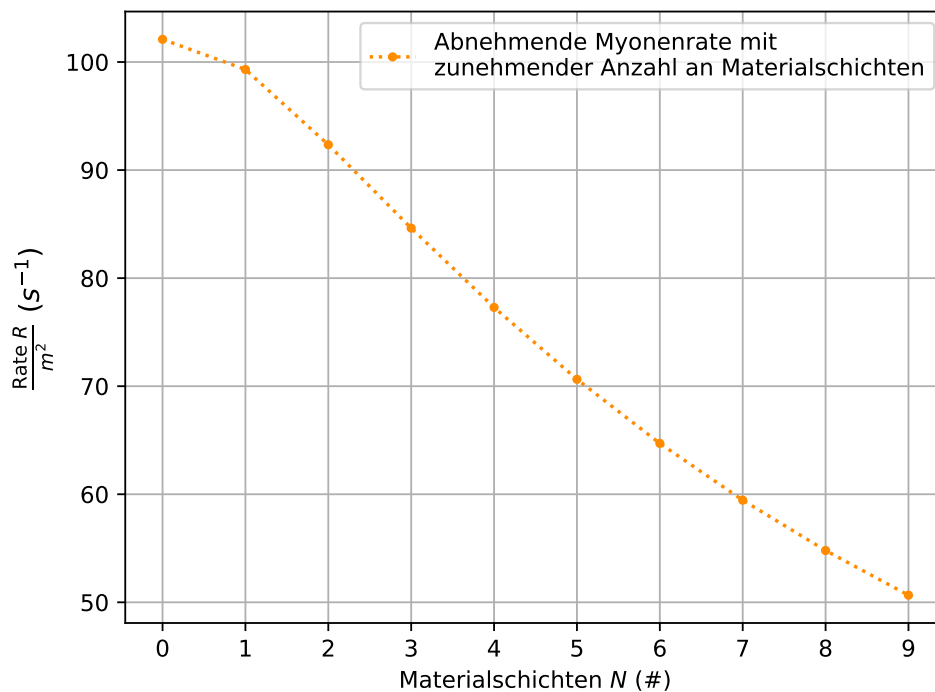


Abbildung 5.3.: Abschätzung der zu erwartenden Myonenrate pro Quadratmeter aufgetragen gegen die Anzahl an Materialschichten zwischen Detektor und Atmosphäre. Für die Abschätzung wird davon ausgegangen, dass es sich bei den Materialschichten um 40 cm dicke Betonschichten handelt.

Das Spektrum von Myonen auf Meereshöhe in Abb. 2.6 setzt sich zusammen aus einem Fit für die niederenergetische Komponente und einem Fit für die hochenergetische Komponente. Dieses Spektrum wird für die Berechnung der zu erwartenden Rate pro Quadratmeter verwendet, indem die Funktion am Punkt des Energieverlustes abgeschnitten und die Änderung der darüber liegenden Fläche berechnet wird.

Die Ergebnisse sind in Abb. 5.3 dargestellt. Es wird deutlich, dass der berechnete Wert des Myonenflusses unter freiem Himmel ($N = 0$) in guter Näherung mit dem Literaturwert übereinstimmt (Abschnitt 2.2.2). Um diese Abschätzung im weiteren Verlauf besser mit den Messdaten vergleichen zu können, wird die Rate pro Quadratmeter umgerechnet in Rate pro Fläche des Detektors, also $R/400 \text{ cm}^2$ (Abb. 5.4).

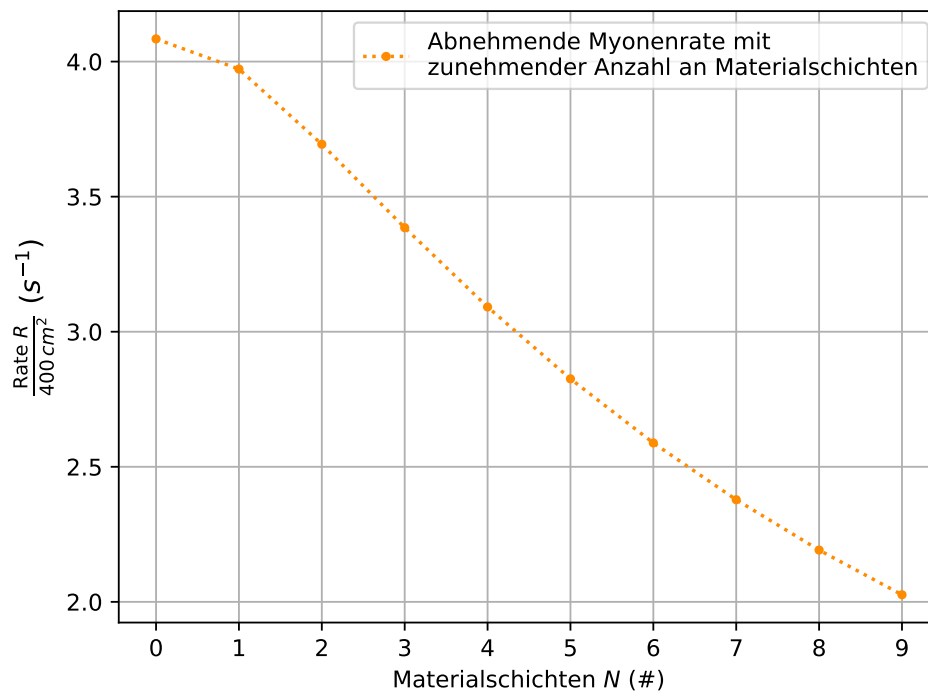


Abbildung 5.4.: Abschätzung der abnehmenden Myonenrate mit zunehmender Anzahl an Materialschichten umgerechnet auf die Größe der Detektorplatten (400 cm^2).

Eine alternative Darstellung der Abschätzung zeigt Abb. 5.5. Es wird deutlich, wie viel Beton für eine bestimmte Absorption gegeben ist. Die relative Rate ist dabei normiert auf den Wert des Myonenflusses für $N = 0$ und in Prozent angegeben. Es sei klargestellt, dass es sich bei der Abschätzung lediglich um eine Näherung handelt. Die wahre Myonenabsorption wird bestimmt von der Form des Spektrums und der Energieabhängigkeit des Energieverlustes $\frac{dE}{dx}$.

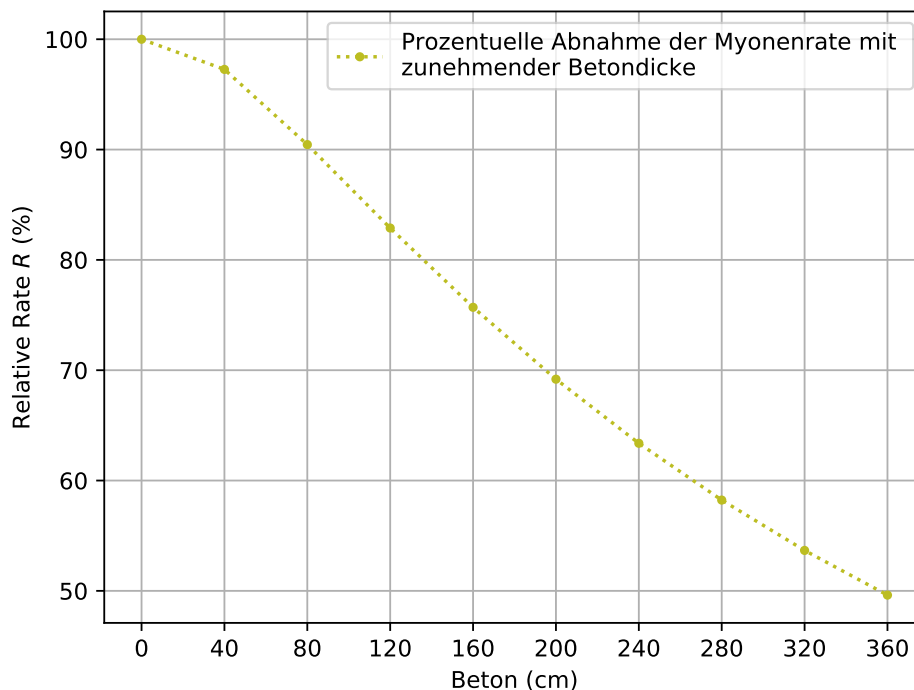


Abbildung 5.5.: Absorption von Myonen dargestellt als relative Rate in Prozent abhängig von der Betondicke in cm.

5.2. Ergebnisse und Diskussion

Im Gebäude der IG1 wird auf allen 7 Etagen, auf dem Dach, im Erdgeschoss und im Keller gemessen. Auf dem Dach befinden sich $N = 0$ Materialschichten zwischen dem Detektor und der Atmosphäre und im Keller dementsprechend $N = 9$ Schichten. Das IKP ist ein fünfstöckiges Gebäude auf dessen Dach keine Messung durchgeführt werden kann. Im Keller des IKP befindet sich der Detektor unter sieben Materialschichten. Die vorangestellte Abschätzung wird für beide Institutsgebäude angenommen.

In jedem Stockwerk erfolgt eine zweistündige Messung ($t = 7200$ s). Die gesamte Vermessung eines Gebäudes erstreckt sich jeweils über mehrere Tage. Die Etagen werden nicht von oben nach unten, sondern in zufällig festgelegter Reihenfolge vermessen, um einen systematischen Fehler durch tageszeitabhängige Unterschiede des Myonenflusses zu vermeiden. Am Ende jeder Messung werden die Rate, die Gesamtzahl der Ereignisse und die maximal gemessene Rate für jeden einzelnen Kanal und den Trigger notiert. Zudem wird die Uhrzeit zu Messbeginn aufgezeichnet.

Die Festlegung der Schwellspannungen in Abschnitt 5.1.1 liegt zu diesem Zeitpunkt der Arbeit mehrere Wochen zurück und kann nicht ohne weiteres übernommen werden, da sich grundlegende Bedingungen der äußeren Umgebung geändert haben, wie zum Beispiel die deutlich erhöhte Außentemperatur. Über das gleiche Verfahren werden neue Schwellspannungen bestimmt (Tabelle 5.3).

Tabelle 5.3.: Schwellspannungen der Platten für Myonentomographie in der IG1.

Platte	Threshold U (mV)
0	150
1	150
2	140

Messung in der IG1

In Abb. 5.6 ist die in der IG1 gemessene Rate der Dreierkoinzidenzen abgebildet. Es wird unterschieden zwischen zwei Datensätzen, aufgenommen mit unterschiedlichen Detektor-Sets. Grund dafür ist, dass auf Kanal 2 des Detektor-Sets 1 wiederholt Daten aufgenommen wurden, die zwei Größenordnungen größer sind als die Raten auf Kanal 0 und 1. Dass sich gewisse Einstellungen für Platte 2 von Einstellungen der anderen Platten unterscheiden wird klar wenn man die Schwellspannungen in Tabelle 5.1 betrachtet: Der festgelegte Threshold für Platte 0 und Platte 1 ist gleich, während der Threshold für Platte 2 deutlich niedriger liegt. Diese Einstellung an sich hat aber keinen Einfluss auf das Ergebnis der Messung. Auch in Abschnitt 5.1.2 hat es Probleme mit der Ratenmessung auf Kanal 2 gegeben. An der Stelle ist eine defekte Detektorplatte jedoch ausgeschlossen worden, da der Diskriminator ebenfalls beschädigt war.

Platte 2 in Detektor-Set 1 wird ausgetauscht gegen eine identische Platte aus einem anderen CosMO-Experiment, die zusammen mit Platte 0 und 1 das Set 2 bildet. Möglicherweise ist die Platte überempfindlich gegenüber Änderung der Raumluft oder Temperaturschwankungen. Zugleich kann nicht ausgeschlossen werden, dass die Lichtleiter in der nicht-einsehbaren Aluminiumbox schlecht mit Szintillatormaterial oder PMT verbunden sind. Weiterhin ist es denkbar, dass die Datenverarbeitung in der DAQ-Karte fehlerbehaftet oder die Kabelanschlüsse an der Platte teilweise unbrauchbar sind.

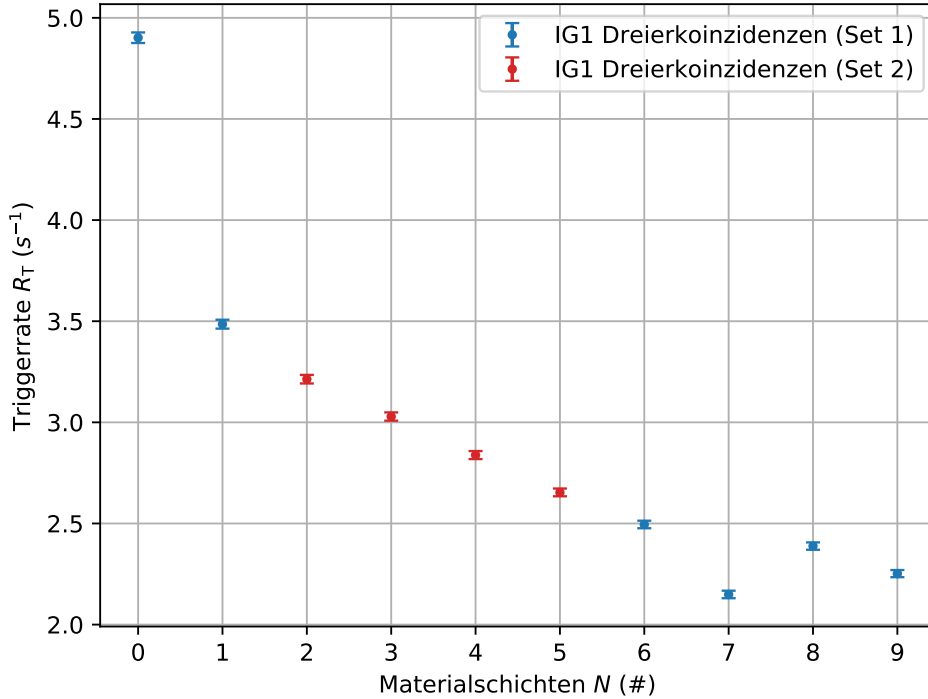


Abbildung 5.6.: In der IG1 gemessene Triggerrate aufgetragen gegen die Anzahl an Materialschichten. Die Triggerrate gibt gemessene Dreierkoinzidenzen an. Während der Messungen in der IG1 muss Platte 2 des Detektors ausgetauscht werden, weshalb zwei Datensätze für zwei Detektor-Sets vorliegen. Der Fehler dieser Messwerte und der Messwerte in allen folgenden Plots berechnet sich aus dem statistischen Fehler $\sigma_R = \sqrt{N}/t$.

Die Messwerte folgen dem erwarteten, abfallenden Trend aus der Abschätzung (Abb. 5.7). Bei genauerer Betrachtung der Messwerte wird deutlich, dass die gemessene Rate $R_{T,N=0} = 4,9017 s^{-1}$ besonders hoch ist und nicht zum Verlauf der restlichen Messwerte passt. Als Ursache wird die durchgängige direkte Sonneneinstrahlung während der Messung auf dem Dach vermutet. Das gesamte CosMO-Setup hat sich währenddessen deutlich erhitzt, anders als bei den anderen Messungen. Möglicherweise führt eine Erwärmung der Detektorplatten und der DAQ-Karte zu einer Überempfindlichkeit des Detektors und Abweichungen in der Datenaufnahme und/oder -auslese.

Die mit dem Detektor-Set 1 aufgenommenen Triggerraten zeigen auch an anderer Stelle Abweichungen vom erwarteten Verlauf. Beispielsweise für $N = 7$ bis $N = 9$. Für $N = 7$ wird die niedrigste Triggerrate in der IG1 gemessen, die im Erdgeschoss und im Keller gemessene Raten liegen über diesem Wert. Eine

Erklärung wäre, dass es im Keller der IG1 neben vielen experimentellen Aufbauten wie Elektronenmikroskope, die für stärkere elektromagnetische Störungen an den freien Kabeln des Detektors sorgen, auch natürliche Röntgen-, Hintergrund- und Untergrundstrahlung gibt. Dies sind mögliche Formen der Störung, die ähnlich wie stark erhöhte Sonneneinstrahlung die Datengewinnung modifizieren. Vor allem hinsichtlich der überempfindlichen Platte 2 im Set 1 sind solche Arten der Störung sehr wahrscheinlich eine Erklärung für die Abweichungen.

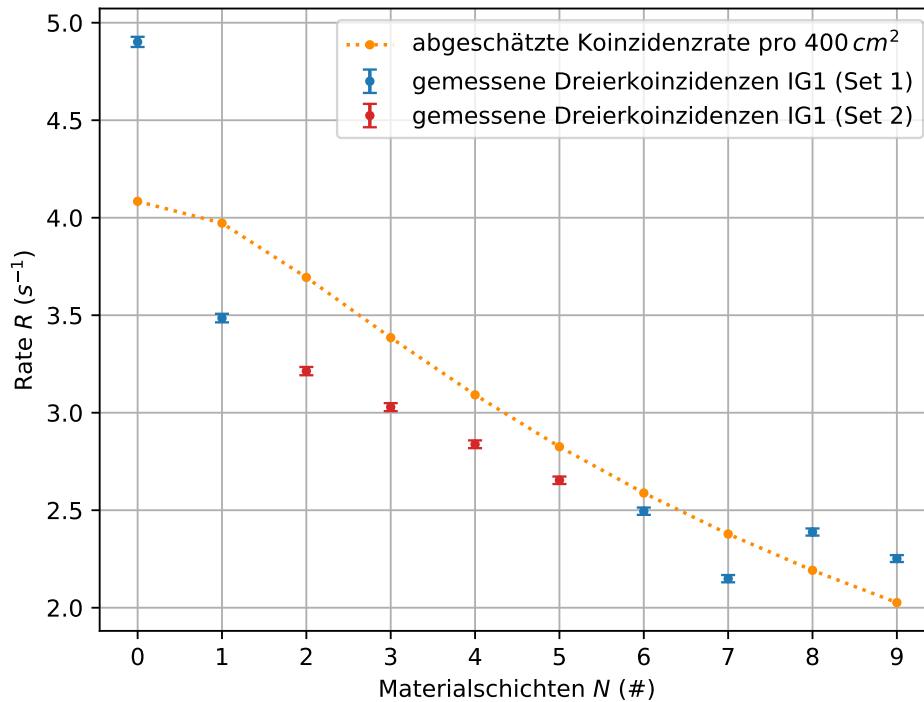


Abbildung 5.7.: Abgeschätzte Myonenrate pro Detektorfläche verglichen mit den gemessenen Dreierkoinzidenzen in der IG1.

Abgesehen von den Messwerten, bei denen ein erhöhtes Störpotential während der Messung vorlag ($N = 0$, $N = 8$ und $N = 9$), liegen die gemessenen Dreierkoinzidenzen unterhalb der abgeschätzten Triggerrate. Da die wirkliche Dicke der Betondecken in der IG1 nicht bekannt ist, kann nur vermutet werden, dass Messwerte, die kleiner sind als erwartet, aus einer dickeren Betonschicht oder einer höheren Dichte des Betons resultieren. Würde man eine Korrektur der Messwerte vornehmen, würden diese sich verschieben. Diese Korrekturen umfassen im wesentlichen zwei Aspekte: Einerseits zufällige Koinzidenzen und andererseits die Detektoreffizienz.

Zufällige Koinzidenzen werden gemessen wenn zwei Ereignisse innerhalb eines bestimmten Zeitintervalls auftreten, allerdings nicht die selbe physikalische Ur-

sache haben. Für den CosMO-Detektor bedeutet dies, dass alle drei Platten in einem Zeitintervall ein Signal detektieren, dass nicht von einem Myon ausgelöst wird welches alle drei Platten durchdringt, sondern von mehreren Myonen deren Auftreten nur zufällig in einem Zeitintervall liegt. Für den CosMO-Detektor beträgt die Signallänge für eine Platte $\tau = 100$ ns (Abb. 4.5). Die zufälligen Koinzidenzen berechnen sich folgendermaßen:

$$R_{\text{zuf}} = R_0 \cdot R_1 \cdot R_2 \cdot 3 \cdot \tau^2 \quad (5.3)$$

Zufällige Koinzidenzen müssten von den gemessenen Dreierkoinzidenzen in Abb. 5.7 abgezogen werden, was die Messwerte nach unten verschieben würde. Allerdings befindet sich R_{zuf} hier im Größenbereich 10^{-4} bis 10^{-5} und kann vernachlässigt werden.

Eine Korrektur über die Effizienz des Detektors würde die Messwerte wiederum nach oben verschieben. Dies ist nicht möglich, da die Effizienz dieses CosMO-Detektor weder mit dem original Setup, noch mit der NIM-Elektronik im Aufbau bestimmt werden konnte. Es kann aber davon ausgegangen werden, dass die Effizienz bei 90% oder höher liegt, da die Messungen insgesamt gute Ergebnisse liefern.

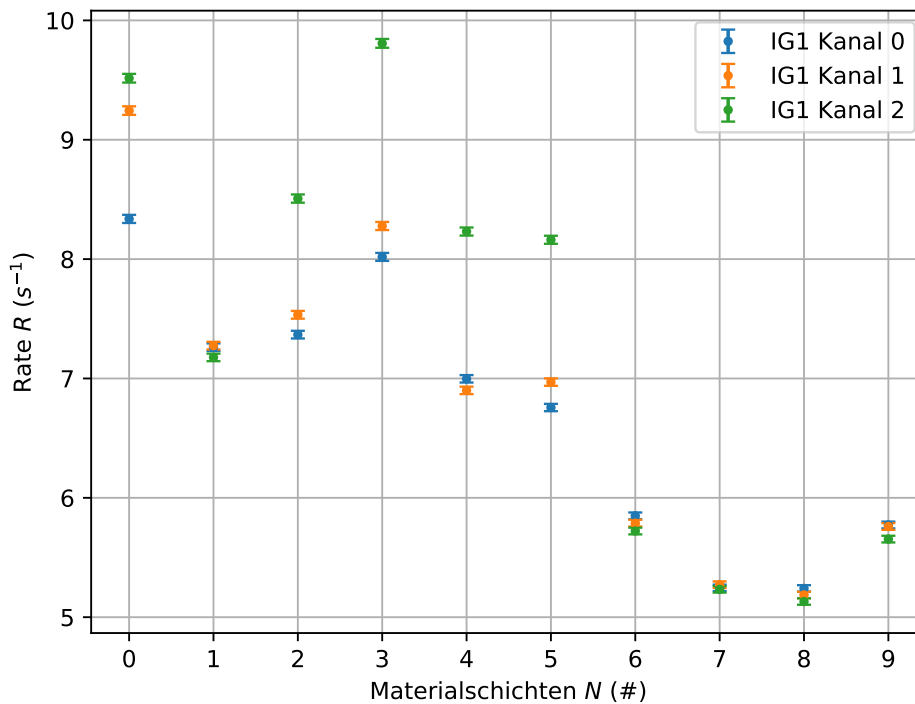


Abbildung 5.8.: In der IG1 gemessene Myonenraten der einzelnen Kanäle des Detektors.

Die gemessenen Raten der einzelnen Kanäle (Abb. 5.8) weisen mit zunehmender Anzahl an Materialschichten auffällige Schwankungen auf. Daraus könnte man schließen, dass sich diese Schwankungen in der Triggerrate widerspiegelt. Ein Vergleich mit Abb. 5.6 zeigt, dass dem nicht so ist. Aus Abb. 5.8 geht zudem hervor, dass sich erhöhtes Rauschen einer einzelnen Platte nur wenig auf die Messung von Dreierkoinzidenzen auswirkt. Nach dem Austausch von Platte 2 erfolgte lediglich eine ungefähre Anpassung der Schwellspannung ($U_{2,\text{Set2}} = 150 \text{ mV}$), um weitere Verzögerung der Messungen zu vermeiden. Für $N = 2$ bis $N = 5$ ist die mit Set 2 gemessene Rate von Kanal 2 (grün) deutlich verrauschter als die Raten der anderen beiden Kanäle. Für $N = 1$ und $N = 6$ bis 9 liegen die einzelnen Raten wiederum sehr nah beieinander, was für eine gute Anpassung der Thresholds spricht. Trotzdem folgen die mit Set 2 gemessenen Triggerraten in Abb. 5.7 dem Verlauf der Abschätzung.

Messung im IKP

Die Myonentomographie im IKP wird einige Tage nach der Vermessung der IG1 durchgeführt, weshalb erneut eine Anpassung der Schwellspannungen vorgenommen wird (vergleiche Tabelle 5.4). Gemessen wird mit dem Detektor Set 2.

Tabelle 5.4.: Schwellspannungen der Platten für Myonentomographie im IKP.

Platte	Threshold U (mV)
0	200
1	200
2	200

Abb. 5.9 veranschaulicht, dass die Zählratenunterschiede zwischen den einzelnen Platten für jede Messung in etwa konstant ist. Dies spricht für eine relativ gute Anpassung der Schwellspannungen, weil die Raten immer im ungefähr gleichen Verhältnis zueinander stehen.

Die gemessene Rate der Dreierkoinzidenzen auf jeder Etage liegt über dem geschätzten Wert (Abb. 5.10) mit einer maximalen Differenz von $0,57 \text{ s}^{-1}$. Es liegt nahe, dass die für die Abschätzung getroffenen Annahmen für das IKP nicht zutreffen.

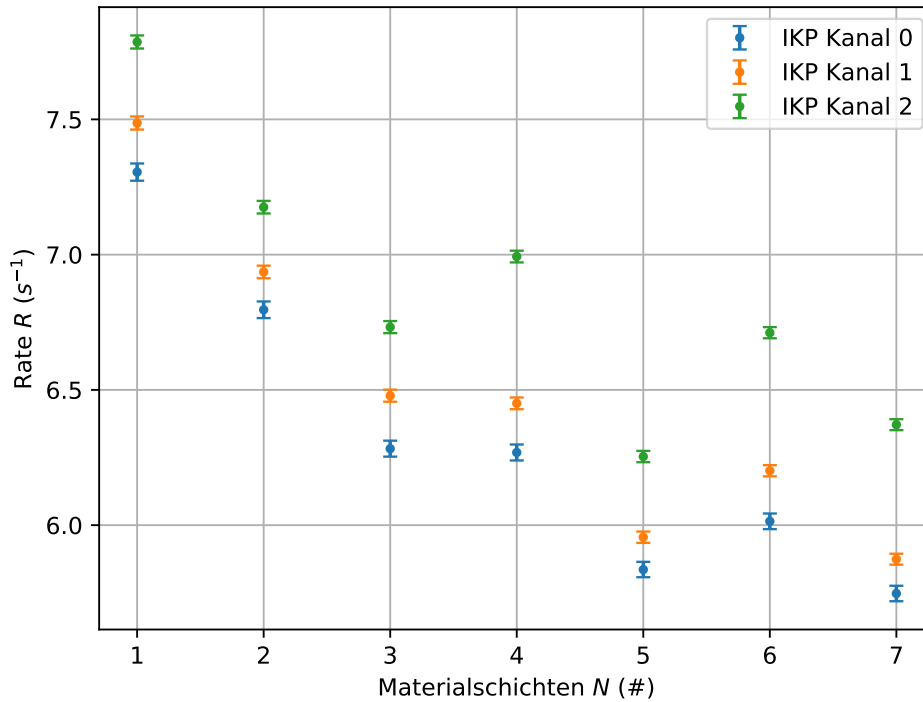


Abbildung 5.9.: In der IKP gemessene Myonenraten der einzelnen Kanäle des Detektors.

Ein nicht zu vernachlässigender Aspekt ist die effektive Abschirmung. Für die Messungen im IKP wird der Detektor im Treppenhaus positioniert. Der Messaufbau steht in einem offenen, großen Raum und in alle Richtungen mindestens drei Meter von der Wand entfernt. Zu einer Seite des Gebäudes befinden sich zudem große Fenster. In nächster Umgebung befinden sich keine massiven Gegenstände, die eine erhöhte Abschirmung verursachen könnten. Die effektive Abschirmung ist in diesem Fall viel geringer als bei den Messungen in der IG1. In der IG1 wird der CosMO-Detektor in einem kleinen Raum im Gebäudekern positioniert, von allen Seiten umgeben von Büros und Laboren, in denen zum Teil große Experimente stehen. Aus Platzgründen steht der Detektor von zwei Seiten direkt an der Wand, die Entfernung zu den anderen Wänden beträgt ungefähr 2 m. Die effektive Abschirmung ist hier deutlich erhöht, da beispielsweise nicht so viele seitlich eintreffende Myonen detektiert werden können wie im IKP und die Wahrscheinlichkeit größer ist, dass die Myonen gestreut werden bevor sie den Detektor erreichen.

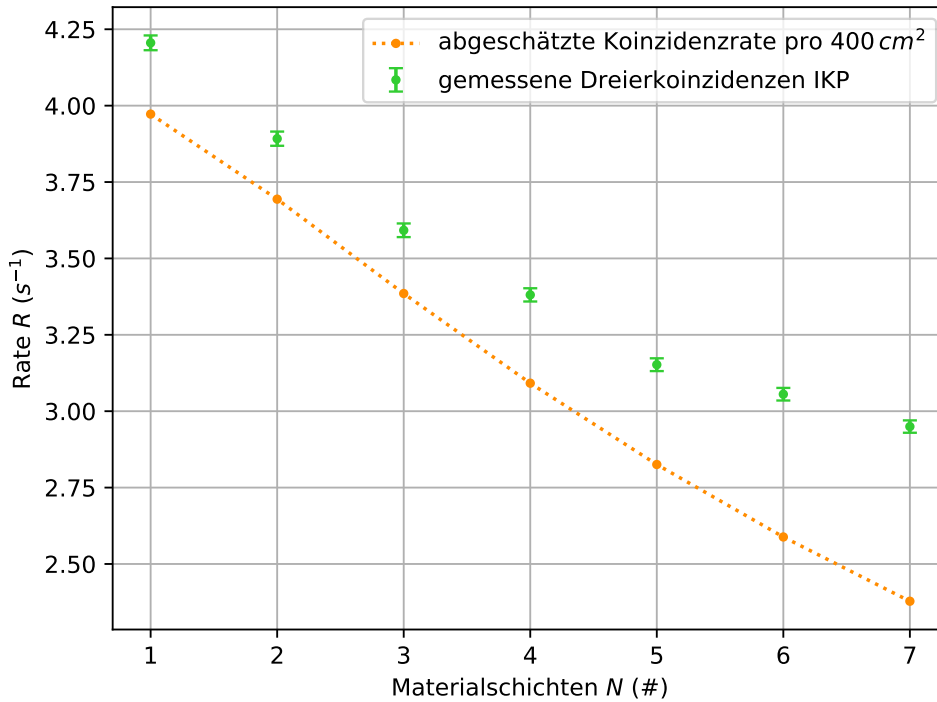


Abbildung 5.10.: In der IKP gemessene Rate der Dreierkoinzidenzen aufgetragen gegen die Anzahl an Materialschichten im Vergleich mit der abgeschätzten Myonenrate pro Detektorfläche. Für jede Messung wird das Detektor Set 2 verwendet.

Abb. 5.11 dient dem direkten Vergleich der gemessenen Myonenraten in der IG1 und dem IKP mit der Abschätzung. Man erkennt einen steileren Abfall der Abschätzung im Vergleich zu den etwas flacher abfallenden Messreihen.

In Tabelle 5.5 sind die berechneten Werte der Abnahme in Prozent angegeben, also um wie viel Prozent sich die Rate verringert zwischen drei Betonschichten. Dafür werden die Messpunkte für $N = 2$ und $N = 5$ verwendet, da diese Messungen sowohl in der IG1 als auch im IKP mit dem Detektor Set 2 aufgenommen wurden und somit ohne Weiteres verglichen werden können. Zwischen der sechsten und der dritten Etage in der IG1 nimmt die Myonenrate um etwa 17% ab und im IKP zwischen der vierten und der ersten Etage um circa 19%. Aus der Abschätzung geht eine Verringerung der Rate von 23% Prozent hervor. Diese Abweichung könnte genauer untersucht werden, wenn genaue Informationen bezüglich der in der Abschätzung getroffenen Annahmen vorliegen würden, damit man diese besser anpassen könnte.

Tabelle 5.5.: In der IG1 und dem IKP gemessene und die abgeschätzte Myonenrate für $N = 2$ und $N = 5$ Materialschichten. Daraus wird die Verringerung der Rate in % berechnet (Unsicherheit folgt aus Fehlerfortpflanzung).

Messung	$R_{N=2} (s^{-1})$	$R_{N=5} (s^{-1})$	Abnahme in %
IG1	$3,21 \pm 0,02$	$2,65 \pm 0,02$	$17,42 \pm 0,02$
IKP	$3,89 \pm 0,02$	$3,15 \pm 0,02$	$19,02 \pm 0,02$
Abschätzung	3,69	2,83	23,31

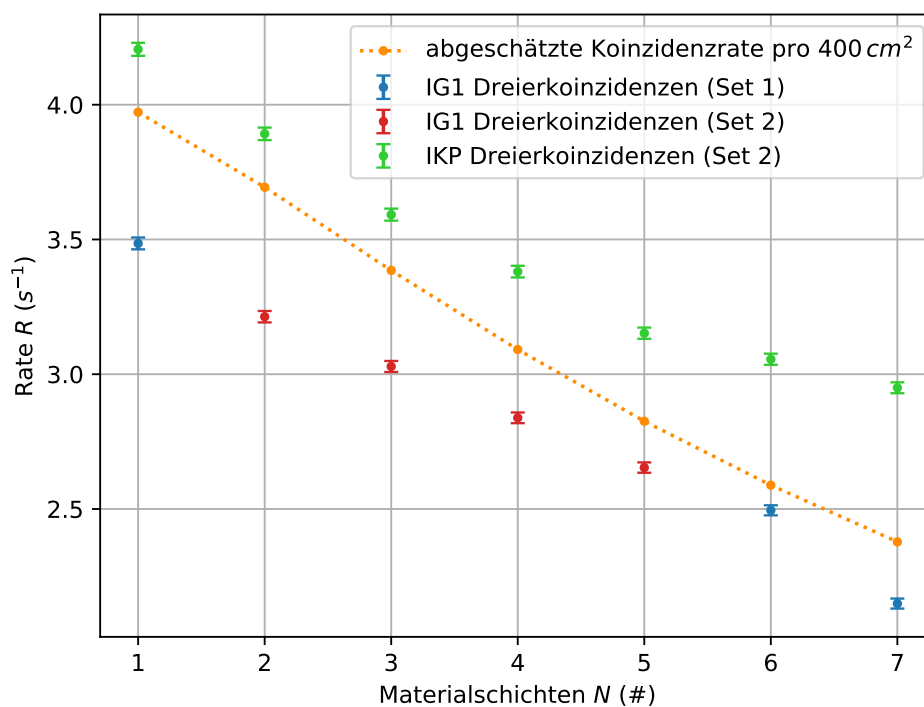


Abbildung 5.11.: Direkter Vergleich der gemessenen Dreierkoinzidenzen in der IG1 und dem IKP mit der Abschätzung. Aufgrund der geringeren Anzahl an Etagen im IKP ist ein sinnvoller Vergleich nur zwischen $N = 1$ und $N = 7$ möglich.

Unsicherheitsrechnung

Die Rate berechnet sich aus der Gesamtzahl gemessener Ereignisse geteilt durch die Dauer der Messung: $R = \frac{N}{t}$. Als statistischer Fehler ist eine zufällige positive oder negative Abweichung des gemessenen vom tatsächlichen Messwert gemeint:

$$\sigma_R = \frac{\sqrt{N}}{t}, \quad (5.4)$$

Je länger die Messzeit, desto geringer dieser Fehler.

Insgesamt umfasst die Unsicherheit der Messergebnisse sowohl den statistischen als auch den systematischen Fehler. Der systematische Fehler beschreibt eine stets konstante Abweichung des gemessenen Ergebnisses vom tatsächlichen Wert. Dieser Fehler kann nicht als ein Zahlenwert angegeben werden, da sehr viele Effekte zum systematischen Fehler beitragen, die nicht alle erfasst werden können. Dazu zählen beispielsweise in der Umgebung liegende Magnetfelder oder auch die Qualität der verwendeten Bauteile.

6. Fazit

Myonen der sekundären kosmischen Strahlung bieten der Wissenschaft die Möglichkeit große Objekte zu „durchleuchten“ und hinsichtlich ihrer inneren Struktur zu untersuchen. So ist es beispielsweise den Forschern des Projekts ScanPyramids gelungen mittels Myonen-Absorption-Tomographie unbekannte Hohlräume in der Cheops-Pyramide in Ägypten zu finden. Diese Arbeit befasst sich mit der vereinfachten Durchführung einer solchen Myonentomographie mit dem CosMO-Detektor.

Die Umsetzung des Experiments war mit vielen Herausforderungen verbunden. Die über einen Zeitraum von mehreren Wochen laufenden Messungen wiesen Schwankungen auf, die vor allem im Zusammenhang mit Änderungen der Witterungslage stehen. Dementsprechend mussten mehrfach die Schwellspannungen neu vermessen werden. Während Messungen in der IG1 ist es zu Stromausfällen aufgrund einer Baustelle gekommen, weshalb Messungen abgebrochen sind und wiederholt werden mussten. Hinzu kommt, dass sich die Beschädigung einer Detektorplatte im Versuchsaufbau erst während der Messungen herausstellte. Brauchbare Messwerte wurden in die Auswertung eingebunden, andere mussten verworfen werden. Als mögliche Erklärung für diesen Defekt wird in Betracht gezogen, dass die Elektronik dieser Detektorplatte besonders empfindlich ist oder die Lichtleiter schlecht mit dem Szintillatormaterial und/oder dem PMT verbunden sind. In den wissenschaftlichen Gebäuden herrscht zudem ein erhöhtes Störpotential, da von umliegenden Experimenten unter anderem elektromagnetische Störsignale ausgehen.

Aus dem Myonenspektrum auf Meereshöhe und der Bethe-Bloch-Formel für den Energieverlust von geladenen Teilchen in Materie lässt sich die Myonenabsorption des zu vermessenden Objektes abschätzen. Die gemessenen Dreierkoinzidenzen folgen dem Verlauf der Abschätzung. Im Fall der IG1 fallen die Messwerte allerdings etwas kleiner aus als abgeschätzt (Abb. 5.7). Zum Einen wird sich lediglich an einer Abschätzung orientiert, genaue Informationen über die Schichtdicke oder Dichte des Betons liegen nicht vor und den Messaufbau umgeben viele weitere Objekte, an denen Myonen gestreut oder von denen sie absorbiert werden könnten. Zum Anderen würde die Kenntnis der Detektoreffizienz eine Korrektur der Messwerte mit sich bringen.

Die Messung der Effizienz war im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich. Zuerst stellte sich heraus, dass die Veto-Funktion des Messprogramms nicht allgemein anwendbar ist. Daraufhin sollte die digitale Verarbeitung des Signals mit NIM-Elektronik rekonstruiert werden. Infolge des hohen Alters und des Verschleißes einiger Elektronik-Module führt auch diese Messung zu keinem Ergebnis. Im

Betracht aller Ergebnisse dieses Experiments kann jedoch angenommen werden, dass die Effizienz 90% oder mehr beträgt.

Die gemessene Triggerrate der Dreierkoinzidenzen im IKP liegt stets über der abgeschätzten Rate (Abb. 5.10). Die Abweichung beträgt maximal $0,57\text{ s}^{-1}$ und könnte ebenfalls durch eine Anpassung der Abschätzung und der Messwerte korrigiert werden. Zum Unterschied zwischen den Messwerten in der IG1 und dem IKP trägt auch die effektive Abschirmung bei, die in der IG1 deutlich höher ist als im IKP.

Darüber hinaus widerlegen die Ergebnisse die zu Messbeginn angestellte Vermutung, dass eine sehr genaue Anpassung aller Schwellspannungen zwingend erforderlich sei angesichts des Zusammenhangs mit der Messung einer Dreierkoinzidenz. Die in der IG1 gemessene Triggerrate zeigt keine auffälligen Abweichungen, obwohl nach Austausch der defekten Platte 2 die Schwellspannung der neuen Platte nur ungefähr angepasst wurde und die Einzelrate von Kanal 2 aus Set 2 dadurch höheres Rauschen aufweist. Dies hat keineswegs zu bedeuten, dass über die Einstellung der Schwellspannungen vor Messbeginn hinweg gesehen werden kann. Es kann lediglich die Aussage unterstrichen werden, dass die Schwellspannung nicht absolut festgelegt werden kann und somit kleinere Fehler in der Anpassung die Messung nicht erheblich verschlechtern.

Insgesamt liefert die Myonentomographie mit dem CosMO-Detektor trotz vieler Schwierigkeiten gute Ergebnisse die den Erwartungen entsprechen. Das Experiment ist robust und erfüllt die Voraussetzungen für den Einsatz an Schulen, wo ideale Bedingungen für eine Myonentomographie quasi nie vorliegen. Auch die Abschätzung ist soweit vereinfacht, dass sie Schülern verständlich gemacht werden kann.

Der Versuchsaufbau und vor allem das Messprogramm Muonic bedürfen allerdings an vielen Stellen einer Überarbeitung. Beispielsweise könnte das Programm umgestaltet werden, sodass die Veto-Funktion allgemein anwendbar ist. Weiterhin könnte dem Programm ein ganz neuer Reiter zugefügt werden, unter dem eine Effizienz-Messung durchgeführt werden kann. Mit diesen und weiteren Verbesserungen vom CosMO kann der Ausblick geschaffen werden, als Teil des Projekts Teilchenwelt Myonentomographie auch in Forschungseinrichtungen und Schulen zu ermöglichen.

A. Anhang

A.1. Tabellen

Tabelle A.1.: Messdaten IG1 Teil 1.

Etage	R_0 (s^{-1})	R_1 (s^{-1})	R_2 (s^{-1})	R_T (s^{-1})	R_{\max} (s^{-1})
Keller	5,7724	5,7601	5,6543	2,2521	10,400
EG	5,2413	5,1864	5,1310	2,3882	7,9996
1	5,2457	5,2725	5,2331	2,1490	7,7999
2	5,8488	5,7881	5,7221	2,4950	8,4001
3	6,7565	6,9697	8,1621	2,6536	10,600
4	6,9972	6,9003	8,2311	2,8382	11,801
5	8,0185	8,2775	9,8076	3,0287	13,401
6	7,3673	7,5337	8,5073	3,2134	11,400
7	7,2622	7,2751	7,1764	3,485	9,7999
Dach	8,3369	9,2442	9,5156	4,9017	11,199

Tabelle A.2.: Messdaten IG1 Teil 2. Messdauer beträgt $t = 7200$ s.

Etage	N_0 (#)	N_1 (#)	N_2 (#)	N_T (#)
Keller	41561	41473	40711	16215
EG	37737	37342	36943	17195
1	37769	37962	37678	17937
2	42170	41732	41256	17989
3	48647	50182	58767	19106
4	50380	49682	59264	20435
5	57733	59598	70615	21807
6	53413	54619	61678	23297
7	52288	52381	51670	25095
Dach	60026	66558	68512	25095

Tabelle A.3.: Messdaten IG1 Teil 3. Unter [18] können tagesabhängige Schwankungen der Sonnenaktivität eingesehen und damit verbundene Unterschiede der Menge an kosmischer Strahlung auf der Erde nachvollzogen werden.

Etage	Datum	Uhrzeit (Messbeginn)
Keller	19.8.	15:47h
EG	20.8.	10:05h
1	18.8.	9:03h
2	19.8.	13:35h
3	25.8.	8:43h
4	24.8.	11:43h
5	24.8.	16:03h
6	25.8.	10:51h
7	18.8.	13:47h
Dach	19.8.	9:05h

Tabelle A.4.: Messdaten IKP Teil 1.

Etage	R_0 (s^{-1})	R_1 (s^{-1})	R_2 (s^{-1})	R_T (s^{-1})	R_{\max} (s^{-1})
Keller	5,7474	5,8742	6,3714	2,9497	9,4002
EG	6,0142	6,2011	6,7114	3,0556	9,0004
1	5,8360	5,9554	6,2536	3,1522	9,9992
2	6,2687	6,4503	6,9929	3,3807	9,0010
3	6,2828	6,4786	6,7321	3,5921	10,199
4	6,7962	6,9360	7,1754	3,8919	10,001
5	7,3051	7,4866	7,7861	4,2056	9,7989

Tabelle A.5.: Messdaten IKP Teil 2. Messdauer beträgt $t = 7200$ s.

Etage	N_0 (#)	N_1 (#)	N_2 (#)	N_T (#)
Keller	42381	42294	45874	21238
EG	43302	44648	48322	22000
1	42019	42879	45026	22696
2	45135	46442	50349	24341
3	45236	46646	48471	25863
4	48933	49939	51663	28022
5	52633	53941	56099	30301

Tabelle A.6.: Messdaten IKP Teil 3. Unter [18] können tagesabhängige Schwankungen der Sonnenaktivität eingesehen und damit verbundene Unterschiede der Menge an kosmischer Strahlung auf der Erde nachvollzogen werden.

Etage	Datum	Uhrzeit (Messbeginn)
Keller	1.9.	12:18h
EG	1.9.	14:29h
1	4.9.	11:48h
2	3.9.	10:40h
3	4.9.	14:03h
4	4.9.	9:39h
5	3.9.	12:48h

A.2. Formeln

Fitfunktion der niederenergetischen Komponente von 0 bis 10 GeV des Myonenspektrums auf Meereshöhe [8]:

$$N(p)dp = 3,09 \cdot 10^{-3} p^{\alpha_1 + \alpha_2 \ln p} \quad (\text{A.1})$$

Dabei sind $\alpha_1 = -0,5483$ und $\alpha_2 = -0,3977$ und $[p]=\text{GeV}/c$.

Fitfunktion der hochenergetischen Komponente ab 10 GeV des Myonenspektrums auf Meereshöhe [9]:

$$\begin{aligned} H(y) &= H_1(y^3/2 - 5y^2/2 + 3y) \\ &\quad + H_2(-2y^3/3 + 3y^2 - 10y/3 + 1) \\ &\quad + H_3(y^3/6 - y^2/2 + y/3) \\ &\quad + S_2(y^3/3 - 2y^2 + 11y/3 - 2) \\ y &= \log_{10}(p/\text{GeV}) \\ F(p) &= 10^{H(y)} \text{m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{s}^{-1} \text{GeV}^{-1} \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

Dabei sind $H_1 = 0,133$, $H_2 = -2,521$, $H_3 = -5,78$ und $S_2 = -2,11$.

A.3. Abbildungen

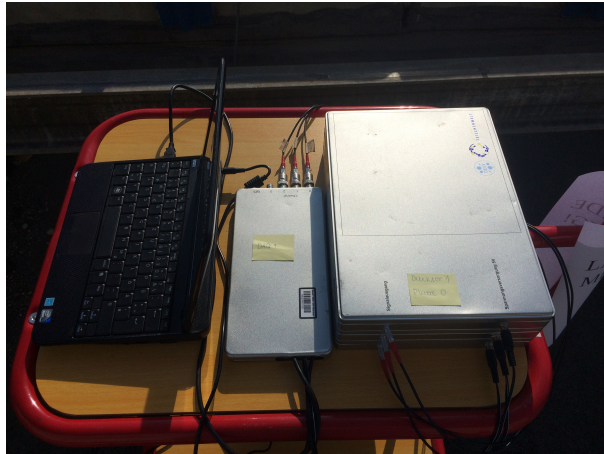


Abbildung A.1.: Nahaufnahme des Detektors während der Messung auf dem Dach der IG1.



Abbildung A.2.: Messung auf dem Dach der IG1.

Literaturverzeichnis

- [1] Claus Grupen: *Einstieg in die Astroteilchenphysik*.
Zweite Auflage, Springer Spektrum, 2018
- [2] V. F. Hess: *Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten*.
Phys. Z.13, 1084 (1912)
- [3] W. Kohlhörster: *Messungen der durchdringenden Strahlung im Freiballon in größeren Höhen*.
Phys. Z.14, 1153 (1913)
- [4] Hermann Kolanoski, Norbert Wermes: *Teilchendetektoren*.
Erste Auflage, Springer Spektrum, Berlin, Heidelberg, 2016
- [5] Bogdan Povh, Klaus Rith, Christoph Scholz, Frank Zetsche, Werner Rodejohann: *Teilchen und Kerne, Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*.
Neunte Auflage, Springer Spektrum, Berlin, Heidelberg, 2014
- [6] Paola La Rocca, Domenico Lo Presti, Francesco Riggi: *Cosmic Ray Muons as Penetrating Probes to Explore the World around Us*.
<https://www.intechopen.com/books/cosmic-rays/cosmic-ray-muons-as-penetrating-probes-to-explore-the-world-around-us>, Eingesehen am 7. Mai 2020, 13:52h
- [7] Fortgeschrittenenpraktikum für Bachelorstudenten der Physik: *Kosmische Strahlung und ausgedehnte Luftschauer*.
<https://institut2a.physik.rwth-aachen.de/de/teaching/praktikum/Anleitungen/T20.pdf>, Eingesehen am 10. Juni 2020, 12:48h
- [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, Seiten 371-389.
- [9] Thomas Hebbeker, Charles Timmermans: *A compilation of high energy atmospheric muon data at sea level*.
Astroparticle Physics, Volume 18, Issue 1, August 2002, Seiten 107-127.

- [10] ScanPyramids: *About ScanPyramids*.
<http://www.scanpyramids.org/index-en.html>, Eingesehen am 28. September 2020, 17:09h
- [11] HIP Institute: *ScanPyramids - First conclusive findings with muography on Khufu Pyramid*.
<http://www.hip.institute/#press>, Eingesehen am 28. September 2020, 17:21h
- [12] Internetseite Giza Vermächtnis: *Projekt ScanPyramids von 2015 - 2018*.
<https://www.giza-vermaechtnis.ch/2015-2018-projekt-scanpyramid/>,
 Eingesehen am 06. November 2020, 21:38h
- [13] H. V. Klapdor-Kleingrothaus, K. Zuber: *Teilchenastrophysik*.
 B. G. Teubner, Stuttgart, 1997
- [14] Silvia Bravo: *Measurement of the high-energy cosmic ray spectrum with Ice-Top*.
<https://icecube.wisc.edu/news/view/141>, Eingesehen am 13. April 2020, 11:46h
- [15] M. Tanabashi *et al.* (Particle Data Group) Phys. Rev. D **98**, 030001 (2018).
 American Physical Society, 2018
- [16] Carolin Schwerdt, Michael Rockstroh: *Das Messprogramm „Muonic“: Dokumentation & Anleitung zur Verwendung im CosMO-Experiment*.
 Muonic Release 2.0, Netzwerk Teilchenwelt, Zeuthen, Dresden, November 2013
- [17] Carolin Schwerdt, Michael Rockstroh: *Das CosMO-Experiment: Technische Bedienungsanleitung*.
 zu Muonic Release 2.0, Netzwerk Teilchenwelt, Zeuthen, Dresden, November 2013
- [18] Internetseite Spaceweather.com: *Current Conditions - Cosmic Rays*.
<https://www.spaceweather.com/archive.php?view=1day=17month=08&year=2020>, Eingesehen am 16. November 2020, 13:50h
- [19] Internetseite nasa.gov: *Imagine the Universe! - Astronomers Toolbox: Cosmic Rays*.
https://imagine.gsfc.nasa.gov/science/toolbox/cosmic_rays1.html, Eingesehen am 17. November 2020, 11:48h

Danksagung

Hiermit möchte ich allen Leuten danken die mich während der Schaffung dieser Arbeit unterstützt haben. Insbesondere danke ich meinem Professor Christian Klein-Bösing, der mir stets mit Rat und Tat beiseite stand, mir unzählige Fragen beantwortet hat und mich zum Arbeiten und Experimentieren motiviert hat wenn es mir mal nicht so leicht fiel. Ebenso danke ich Bernard Krüsemann, der in mir viel Begeisterung für das Thema meiner Arbeit aber auch Experimentalphysik im allgemeinen geweckt hat. Ein ganz großes Danke geht auch an Bodo, Tristan und Norbert aus der E-Werkstatt, denen ich viel Mühe mit Reparaturen und der Suche nach Bauteilen gemacht habe.

Ein besonderes Danke möchte ich an meine Mama, meinen Papa und die beste Schwester der Welt richten, die mich während meines gesamten Studium motiviert und auf jegliche Weise unterstützt haben. Zuletzt danke an all meine Freunde aus Münster und der Heimat, die sich alles angehört haben was ich nach einem langen Tag in der Uni so zu erzählen hatte und die mich ebenfalls sehr unterstützt haben und immer da sind, wenn ich sie brauche. Insbesondere zu nennen sind da Moritz, Anni, Mathis und Nils. Ohne all diese Menschen hätte ich alles, was ich bis hier hin geschafft habe, niemals erreicht.

Und ein allerletztes danke an Adrian für diese Vorlage ;)

Eigenständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, dass die vorliegende Arbeit über eine vereinfachte Myonentomographie mit dem CosMO-Experiment selbstständig von mir und ohne fremde Hilfe verfasst worden ist, dass keine anderen Quellen und Hilfsmittel als die angegebenen benutzt worden sind und dass die Stellen der Arbeit, die anderen Werken - auch elektronischen Medien - dem Wortlaut oder Sinn nach entnommen wurden, auf jeden Fall unter Angabe der Quelle als Entlehnung kenntlich gemacht worden sind. Mir ist bekannt, dass es sich bei einem Plagiat um eine Täuschung handelt, die gemäß der Prüfungsordnung sanktioniert werden kann.

Ich erkläre mich mit einem Abgleich der Arbeit mit anderen Texten zwecks Auffindung von Übereinstimmungen sowie mit einer zu diesem Zweck vorzunehmenden Speicherung der Arbeit in einer Datenbank einverstanden.

Ich versichere, dass ich die vorliegende Arbeit oder Teile daraus nicht anderweitig als Prüfungsarbeit eingereicht habe.

(Datum, Unterschrift)