

AUFBAU EINES MYON-HODOSKOPS FÜR DEN AMIGA-TESTSTAND

Bachelor-Arbeit

zur Erlangung des akademischen Grades

Bachelor of Science
(B.Sc.)

der Universität Siegen



Department Physik

vorgelegt von
Frederik Hermann Lauber

März 2012

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	4
2. Kosmische Strahlung	5
2.1. Elementzusammensetzung der primären kosmischen Strahlung	5
2.2. Energiespektrum der primären kosmischen Strahlung	6
2.3. Schauerentwicklung	8
3. Pierre-Auger-Observatorium	11
3.1. Auger-Observatorium	11
3.2. Surface Detector	11
3.3. Fluorescence Detector	14
3.4. AMIGA	15
4. Myon-Hodoskop	16
4.1. Aufbau	18
4.1.1. NIM-Crate	20
4.1.2. Hochspannungsversorgung	20
4.1.3. Photoelektronenvervielfacher	20
4.1.4. Signalverstärker	23
4.1.5. Diskriminator	25
4.1.6. Dualgate-Generator	26
4.1.7. Koinzidenzeinheit	26
4.1.8. TTL-LVDS-Wandler	31
4.1.9. Spannungseinstellung	31
5. Ergebnisse der Messungen mit dem Myon-Hodoskop	35
5.1. Zufallskoinzidenzrate	38
5.2. Spannungseinstellung	39
5.3. Test mit AMIGA	41
6. Fazit	46

A. Abkürzungsverzeichnis	47
B. Programme	48
B.1. Acquire.py	48
B.2. PMT_Lab4.py	48
B.3. xmlconfig	49
B.4. PMT_viewer.py	49
C. Abbildungen	50
Literatur	58

1. Einleitung

Coming out of space and incident on the high atmosphere, there is a thin rain of charged particles known as primary cosmic rays.

C.F. Powell

Die Erde wird ständig von energiereichen Teilchen aus dem Kosmos getroffen. Ein Experiment, das diese primäre kosmische Strahlung untersucht, ist das Pierre Auger Observatorium in der Pampa Amarilla, Argentinien. Um den fortschreitenden wissenschaftlichen Anforderungen zu genügen, wird es fortlaufend erweitert. Eine dieser Erweiterungen ist das AMIGA-Projekt (Auger Muons and Infill for the Ground Array) an dessen Myonzählerkomponente die Universität Siegen beteiligt ist. Dazu wurde, unter anderem, ein Prototyp Myon Counter (PMC) im Siegener Labor aufgebaut.

Die vorliegende Arbeit beschreibt den Aufbau eines Hodoskops zur Detektion von Myonen, im Weiteren Myon-Hodoskop genannt. Schlussendlich wird das Myon-Hodoskop als externer Trigger die Untersuchung von Myonen mit dem PMC ermöglichen.

In Kapitel 2 dieser Arbeit werden die Hintergründe der kosmischen Strahlung beleuchtet, in Kapitel 3 das Auger-Experiment vorgestellt.

Im Anschluss folgt in Kapitel 4 der Hauptteil der Arbeit: die Beschreibung des aufgebauten Hodoskops und der ausgeführten Tests sowie die Vorstellung einer kombinierten Messung von Myonen mit dem Hodoskop und dem Siegener PMC.

2. Kosmische Strahlung

Im Jahr 1896 entdeckte Antoine Henri Becquerel den spontanen radioaktiven Zerfall. Für diese Entdeckung erhielt er 1903 zusammen mit Marie und Pierre Curie den Nobelpreis für Physik [1]. Bald darauf schloss sich die Erkenntnis an, dass auf der Erdoberfläche zu jedem Zeitpunkt ionisierende Strahlung vorhanden ist, deren Quelle man in radioaktiven Zerfällen im Inneren der Erde vermutete und die von dort an die Oberfläche dringen sollte.

Victor Franz Hess untersuchte 1912 mit Hilfe eines Ballons und Elektrometers die Intensität der vorhandenen Strahlung in verschiedenen Höhen. Mit steigender Höhe fiel die Intensität zuerst, beim Überschreiten von etwa 1000 m stieg sie aber an, was nur durch eine zusätzliche Quelle aus dem All erklärbar war.

Hess nannte diese Quelle Höhenstrahlung und erhielt 1936 den Nobelpreis für Physik für die Entdeckung der kosmischen Strahlung [2].

Bei Experimenten mit räumlich getrennten Detektoren entdeckte Pierre Auger zeitlich koinzidente Ereignisse in benachbarten Detektoren und vermutete, die kosmische Strahlung würde mit der Atmosphäre wechselwirken und eine Kaskade von sekundären Teilchen erzeugen. Diese Teilchenschauer sind bis heute Gegenstand intensiver Untersuchungen. Man fand durch sie z. B. das Positron und das Myon [2] und einen Beweis für die Zeitdilatation der speziellen Relativitätstheorie [3].

2.1. Elementzusammensetzung der primären kosmischen Strahlung

Um verlässliche Vorhersagen über die Interaktion der kosmischen Strahlung mit der Atmosphäre zu treffen, müssen die Anfangsbedingungen bekannt sein. Die primäre kosmische Strahlung, also Teilchen, die noch nicht mit der Atmosphäre in Wechselwirkung getreten sind, besteht zu etwa 99 % aus Atomkernen und zu 1 % [3] aus Elektronen. Zusätzlich wird die Erde von Photonen und Neutrinos getroffen. Die Atomkerne unterteilen sich wiederum in 85 % Protonen und 12 % Heliumkerne (α -Teilchen). Das letzte 3 % besteht aus schwereren Kernen [3]. Ihre Elementzusammensetzung entspricht in etwa der Elementzusammensetzung unseres Sonnensystems. Fragmentation, also die Kollisi-

on großer Kerne mit kleinen, welche zum Zerfall der großen Kerne führt, verringert den Anteil großer Kerne. Abbildung 1 zeigt die bisher durchgeführten Messungen zur Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung zusammen mit der Elementzusammensetzung des Sonnensystems.

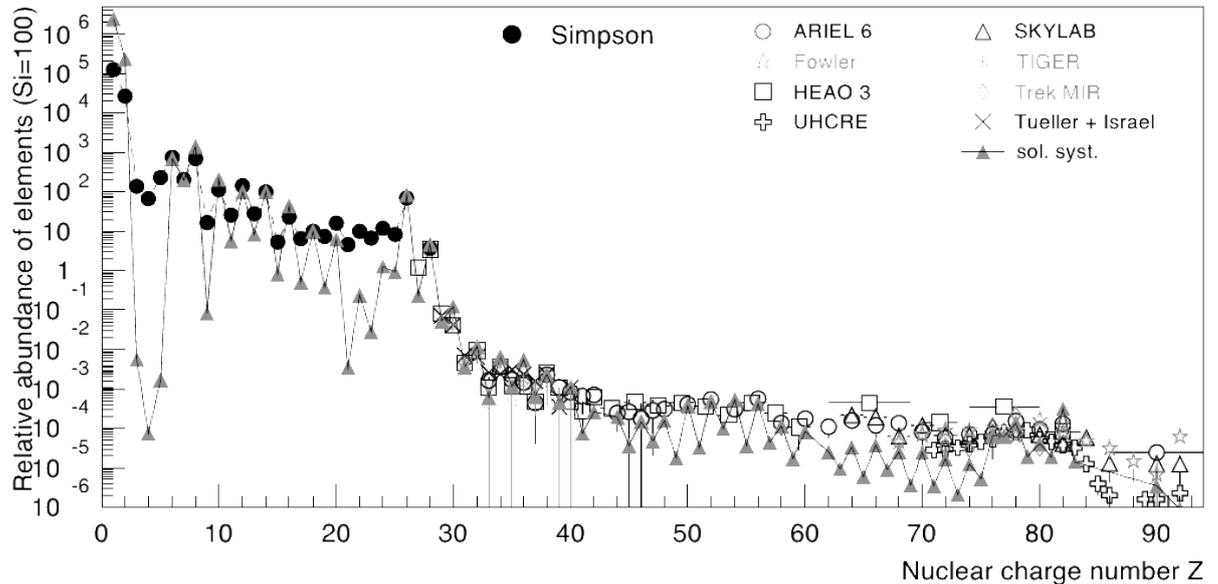


Abb. 1: Relative Elementzusammensetzung der hadronischen Komponente der kosmischen primären Strahlung gegen die Kernladungszahl. In der Grafik wurden mehrere Messungen verschiedener Experimente überlappend dargestellt. Zum Vergleich wurde die Zusammensetzung des Sonnensystems hinzugefügt. [4]

2.2. Energiespektrum der primären kosmischen Strahlung

Die primäre kosmische Strahlung umfasst Teilchen mit kinetischen Energien von 10^6 eV bis zu 10^{20} eV. Wie Abbildung 2 zu entnehmen ist, liegt der Fluss für Teilchen mit 10^{15} eV bei ca. einem Teilchen pro Jahr und Quadratmeter, für 10^{20} eV fällt der Fluss auf ein Teilchen pro Jahr und Quadratkilometer. Bedingt durch diese Rate muss ein mehrere Quadratkilometer großer Detektor bzw. eine andere Methode verwendet werden, um eine statistisch verwertbare Zahl von Teilchen in menschlichen Zeitabständen zu detektieren. Eine dieser Methoden ist die Detektion der in Abschnitt 2.3 beschriebenen sekundären Teilchen.

Das Energiespektrum der kosmischen Strahlung kann wie folgt beschrieben werden:

$$\frac{dF}{dE} \propto E^{-\gamma}, \quad (1)$$

mit:

F - Fluss,

E - Energie und

γ - spektraler Index.

Im Energiespektrum können drei Knicke ausgemacht werden, die ersten beiden werden als „Knie“ bezeichnet, der letzte als „Knöchel“. Bei der entsprechenden Energie ändert sich der spektrale Index. Das erste Knie liegt bei ca. $3 \cdot 10^{15}$ eV [5]. Der spektrale Index ändert sich hier von 2.7 auf 3.0. Das zweite Knie liegt bei ca. $3 \cdot 10^{17}$ eV und erhöht den spektralen Index auf 3.3. Der Knöchel kann bei ca. $3 \cdot 10^{18}$ eV ausgemacht werden und lässt den spektralen Index für höhere Energien auf 2.6 abfallen.

Insbesondere der letzte Bereich ist von Interesse, da weder der Ursprung noch die Beschleunigungsmechanismen dieser Teilchen bekannt sind. Zusätzlich wird bei etwa $3 \cdot 10^{19}$ eV [5] das Ende des Energiespektrums gesehen (GZK-Effekt) [6].

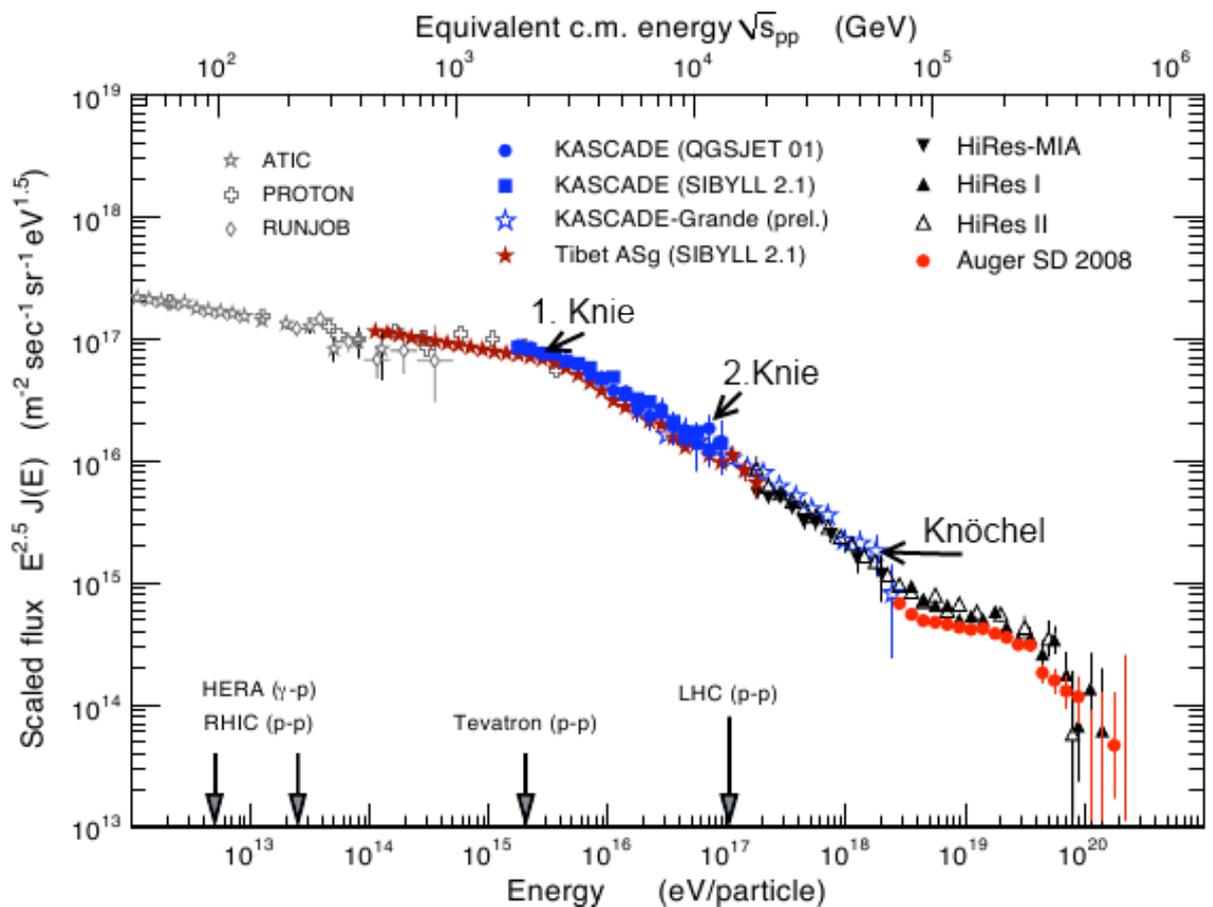


Abb. 2: Skalierter Fluss der kosmischen Strahlung gegen die Primärenergie und Proton-Proton-Schwerpunktsenergie. Die Grafik beinhaltet die Messwerte mehrerer Experimente wie in der Legende gezeigt. Die Markierungen für das erste und zweite Knie sowie den Knöchel wurden vom Autor eingefügt. [4]

2.3. Schauerentwicklung

Wechselwirkt ein primäres Teilchen mit der Atmosphäre, so bildet sich ein ausgedehnter Teilchenschauer in Form einer Kaskade, die Rückschlüsse auf das nicht direkt gemessene primäre Teilchen zulässt. Abbildung 3 zeigt schematisch eine solche Kaskade. Sie besteht aus vier verschiedenen Komponenten:

- der hadronischen Komponente,
- der elektromagnetischen Komponente,

- der myonischen Komponente und
- der Neutrinokomponente.

Die hadronische Komponente resultiert aus hadronischen Wechselwirkungen, die wie folgt beschrieben werden können:

$$N + N_{atm} \rightarrow N' + N'_{atm} + s, \quad (2)$$

mit:

- N - primäres Teilchen,
- N_{atm} - atmosphärisches Nukleon,
- N' - Teilchen nach der Wechselwirkung,
- N'_{atm} - atmosphärisches Nukleon nach der Wechselwirkung und
- s - $\pi^{0\pm}, K^{0\pm}, n, p, \text{etc.}$.

Die dabei entstandenen Teilchen wechselwirken erneut und können zum Teil selbst zerfallen. Die Hauptzerfallskanäle der entstehenden Hadronen werden hier kurz aufgelistet:

$$\begin{aligned} \pi^0 &\rightarrow \gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-, \\ \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, & \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \\ \mu^+ &\rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu, & \mu^- &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu, \\ K^+ &\rightarrow \pi^+ + \pi^0, & K^- &\rightarrow \pi^- + \pi^0, \\ K^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, & K^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu. \end{aligned}$$

Die elektromagnetische Komponente wird in der Atmosphäre relativ leicht absorbiert. Sie wird deshalb auch weiche Komponente genannt.

Detektiert man Teilchenschauer auf Meereshöhe, so sind 80 % der registrierten Teilchen Myonen. Die restlichen 20 % bestehen hauptsächlich aus Protonen, Elektronen, Positronen und Photonen. Zusätzlich ist ein kleiner Anteil Pionen, Kaonen, und Atomkerne

messbar. Ihre Verteilung ist stark energieabhängig [3]. Die entstandenen Neutrinos werden hier auf Grund ihrer geringen Wechselwirkungsrate ignoriert obwohl Teile des Auger-Experiments sich auch mit dieser Komponente beschäftigen.

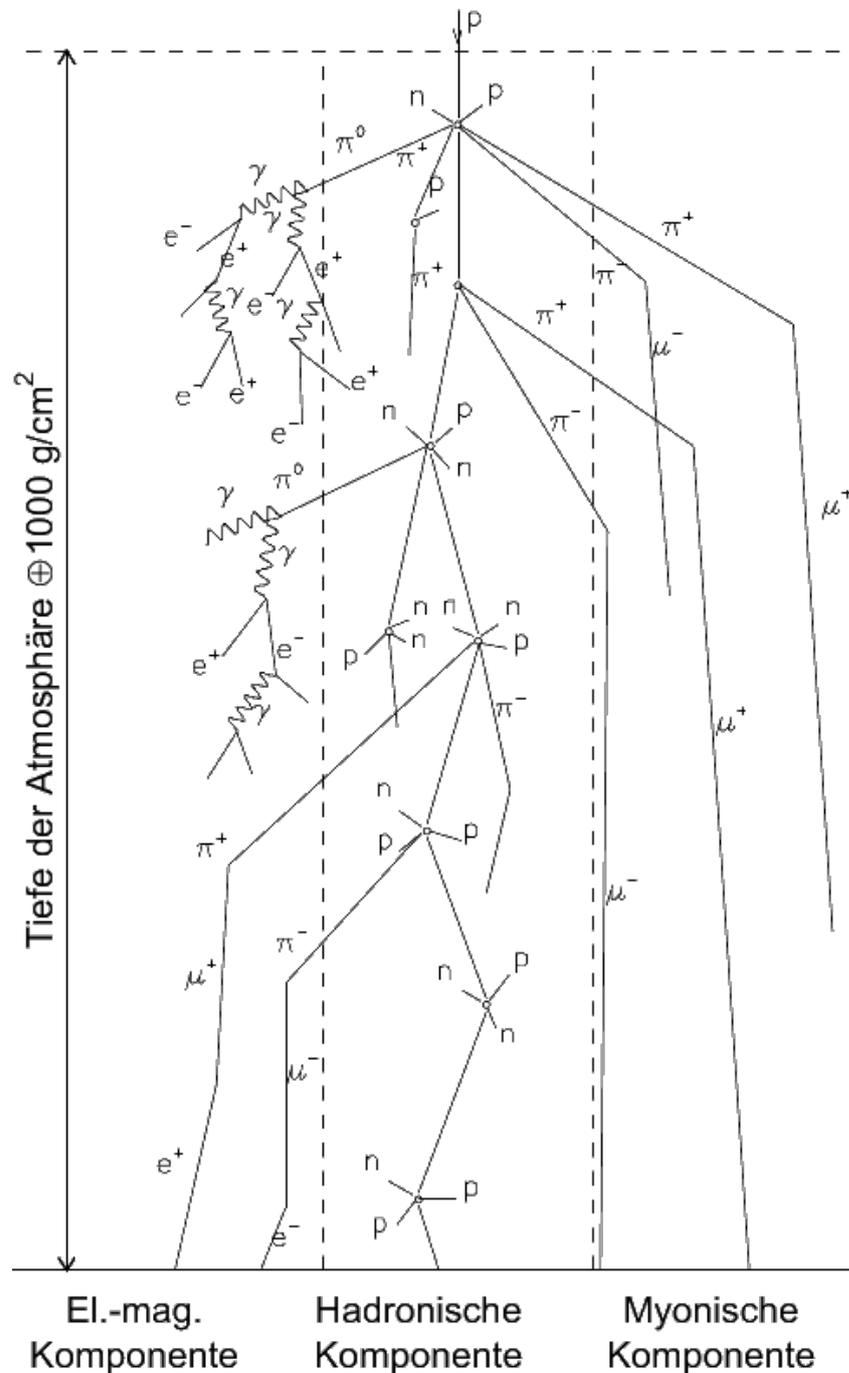


Abb. 3: Schema eines Teilchenschauers aufgeteilt in die hadronische, elektromagnetische und myonische Komponente. Die Neutrिनोकomponente wurde vernachlässigt. [7]

3. Pierre-Auger-Observatorium

Wie in Kapitel 2.2 beschrieben, fällt die Rate der kosmischen Primärteilchen mit steigender Energie stark ab. Daher muß die Detektorfläche mit steigender Energie ansteigen. Deshalb ist die Beobachtung von Teilchenschauern die beste experimentelle Methode. Hierbei wird die gesamte Atmosphäre zu einem Detektionsmedium und nur die über ein großes Gebiet verteilten Sekundärteilchen werden detektiert. Dies hat den Vorteil, dass die Detektoren auf dem Boden aufgestellt werden können. Dieses Verfahren verwendet auch das Pierre-Auger-Observatorium.

3.1. Auger-Observatorium

Das Auger-Observatorium ist nahe Malargüe, Mendoza, (35.2° S, 69.5° W) errichtet worden. Die hier vorherrschende Argentinische Pampa ist ideal für den Betrieb dieses Observatoriums. Sowohl der benötigte Raum um die Detektoren zu platzieren als auch ausreichend geringe Licht- und Luftverschmutzung sind vorhanden.

Um möglichst genaue Ergebnisse zu erzielen, werden zwei komplementäre Detektorsysteme eingesetzt. Hierbei handelt es sich um den Surface Detector (SD, Oberflächendetektor) und den Fluorescence Detector (FD, Fluoreszenzdetektor). Zusätzlich zu diesen beiden Detektoren sind mehrere Erweiterungen im Bau bzw. bereits im Einsatz. Dazu zählen neben AMIGA auch die High Elevation Auger Telescopes (HEAT) und das Auger Engineering Radio Array (AERA). Auf AMIGA wird in Kapitel 3.4 weiter eingegangen.

3.2. Surface Detector

Das Detektorfeld der Oberflächendetektoren (SD) besteht aus 1600 Wasser-Cherenkov-Detektoren, auch SD-Tanks genannt, die jeweils drei Photoelektronenvervielfacher (PMT) beinhalten.

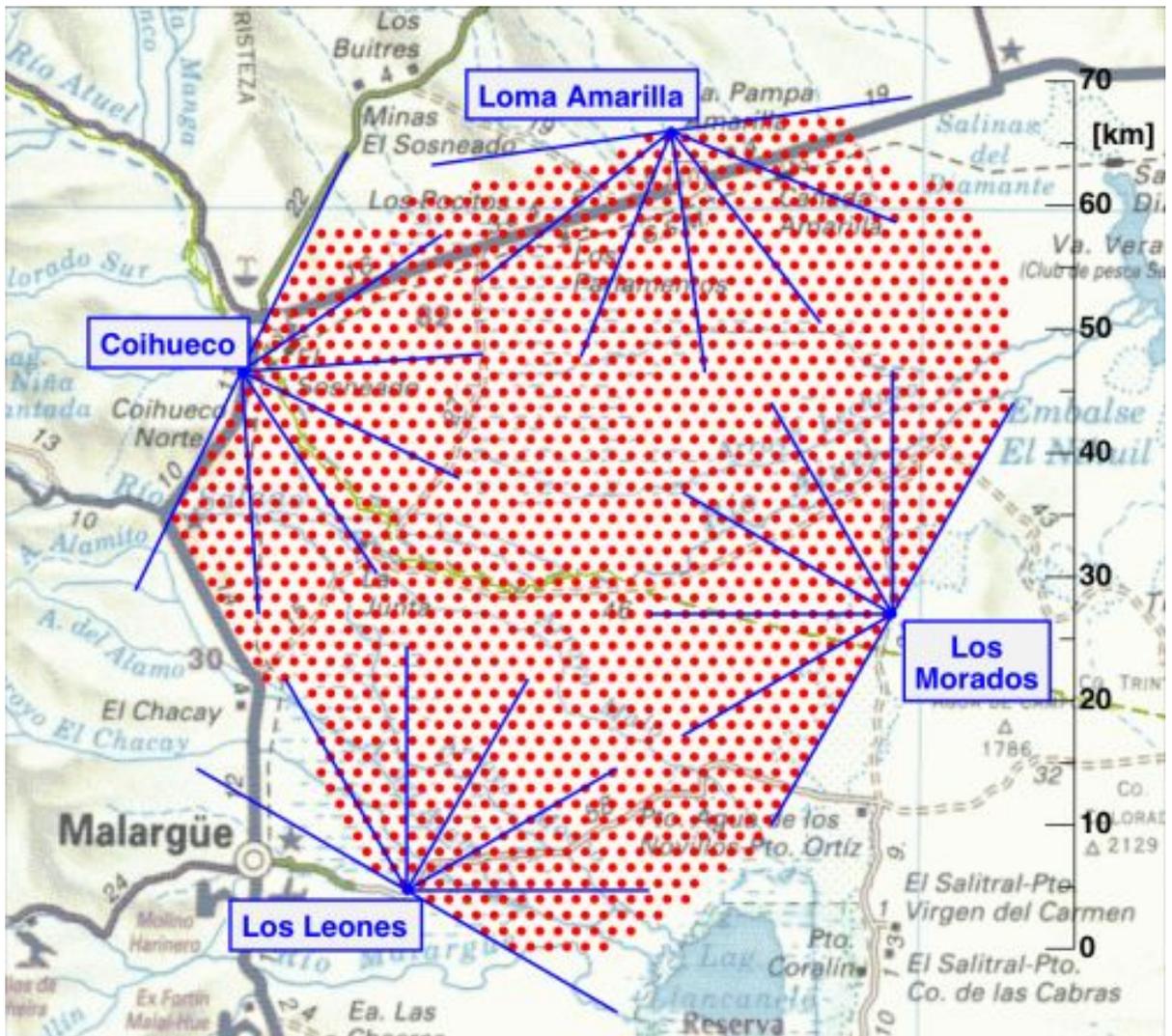


Abb. 4: Skizze des Auger-Detektorfeldes. Das rote Punktegitter stellt die Position der einzelnen SD-Tanks dar, die vier dickeren, blauen Punkte sind die Positionen der FD-Stationen. Die von den FD-Stationen ausgehenden Linien skizzieren das jeweilige Sichtfeld. [8]

Diese 1600 SD-Tanks sind über eine Fläche von 3000 km^2 verteilt. Ein solcher Tank ist in Abbildung 5 gezeigt. Je drei Tanks formen ein gleichseitiges Dreieck mit einer Kantenlänge von ca. 1.5 km. In Abbildung 4 sind die Positionen der Tanks als rote Punkte markiert. Da sie größtenteils auf Weideland aufgestellt wurden, ergeben sich gewisse Anforderungen an den Detektor. Er muss sowohl autark als auch gegen äußere Einflüsse wie z. B. Weidetiere abgesichert sein. Dazu verfügt er über eine stromsparende Elektronik,

die von einer batteriegepufferten Solaranlage versorgt wird. Um das Datenaufkommen gering zu halten, wird bereits im Tank eine Vorauswertung der aufgezeichneten Daten vorgenommen und das Ergebnis über ein modifiziertes Mobilfunknetz an das Central Data Acquisition System (CDAS) übertragen. Der Tank ist mit 12t hochreinem Wasser gefüllt und hat eine Grundfläche von ca. 10 m².

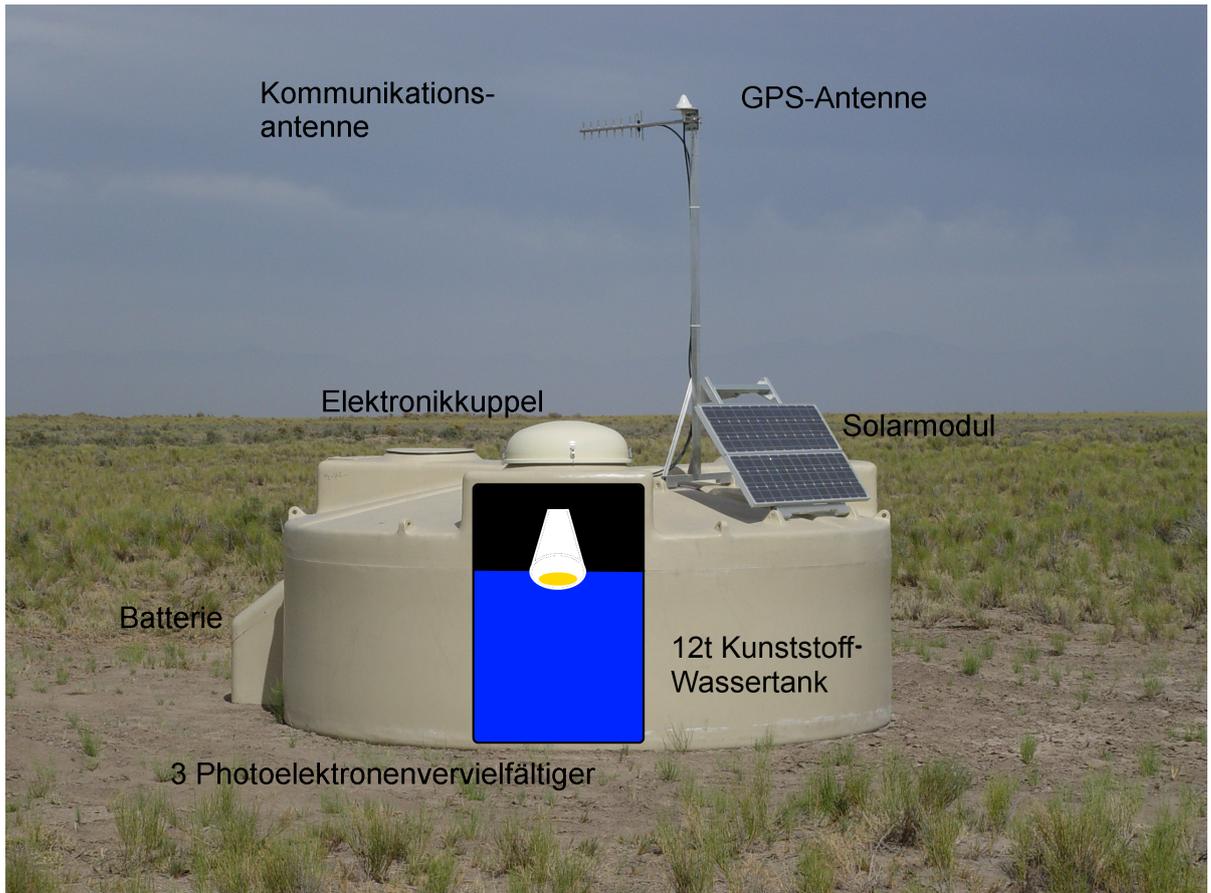


Abb. 5: Betriebsbereiter SD-Tank. Man sieht die äußeren Merkmale des Tanks und eine Skizze eines PMT im Inneren. Die Beschriftung und der innere Bereich des Detektors wurden vom Autor hinzugefügt. [9]

Zur Detektion von Teilchendurchgängen wird der Cherenkov-Effekt genutzt. Passiert ein Teilchen mit der Geschwindigkeit $v > c_{\text{local}} = \frac{c_{\text{vacuum}}}{n}$ ein Medium, so strahlt es unter einem Winkel von $\theta_c = \arccos \frac{1}{\beta \cdot n}$ elektromagnetische Strahlung ab. Dabei ist n der Brechungsindex des Mediums [10]. Diese Strahlung kann mit einem PMT in ein

elektrisches Signal umgewandelt werden. Form und Pulslänge sind hierbei abhängig vom verwendeten PMT und der verwendeten Verstärkerschaltung.

3.3. Fluorescence Detector

Der Fluoreszenzdetektor (FD) besteht aus vier Stationen, in Abbildung 4 durch blaue Punkte markiert, welche die Atmosphäre über dem SD-Detektorfeld beobachten. Pro Station sind sechs Fluoreszenzteleskope im Einsatz, deren Aufbau in Abbildung 6 zu sehen ist.

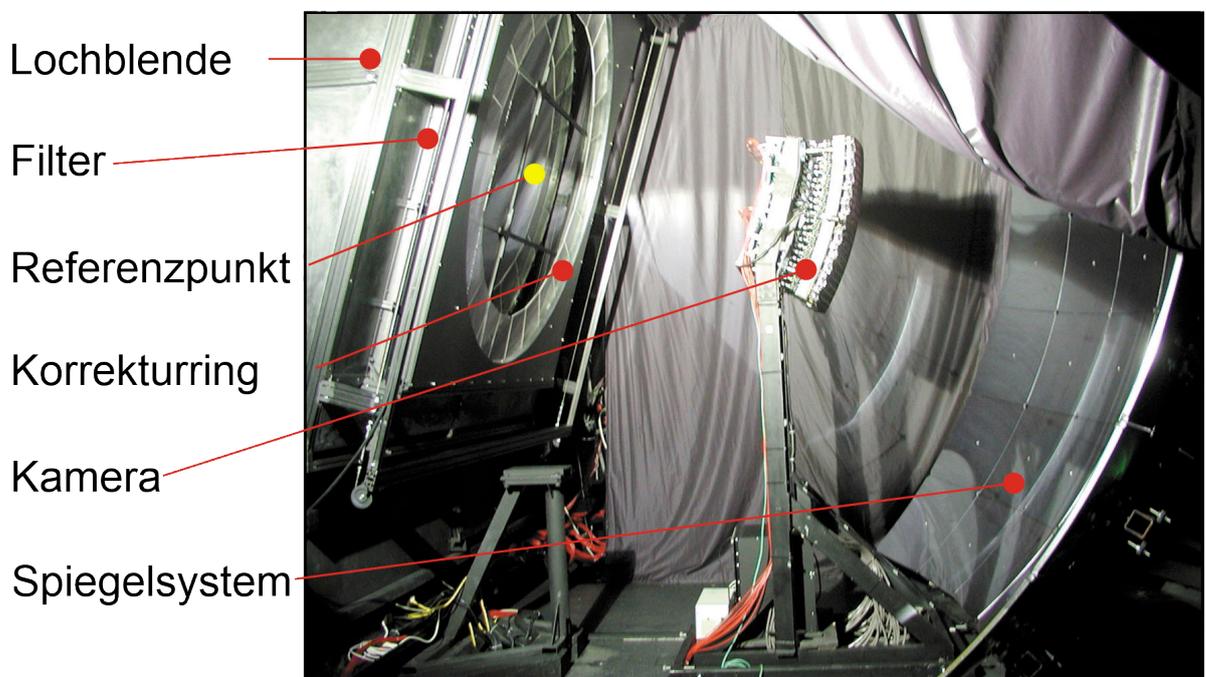


Abb. 6: Aufbau eines Fluoreszenzteleskops. Zu sehen ist der 12 m^2 große sphärische Spiegel, die Kamera bestehend aus 440 hexagonalen PMTs, ein Filter für eine Wellenlänge von $300\text{ nm} - 450\text{ nm}$, der Streulicht verringern soll, und die äußere Blende, die den Detektor vor Licht und Umwelteinflüssen schützt. Die Beschreibungen auf der linken Seite wurden vom Autor übersetzt. [11]

Es wird der Effekt der Fluoreszenz genutzt, bei dem die geladenen Teilchen des Schauers die Stickstoffmoleküle in der Atmosphäre anregen, die wiederum die aufgenommene Energie in Form von Licht emittieren. Dieses kann von den Fluoreszenzteleskopen detek-

tiert werden. Ein Vorteil des FD liegt in der hohen Ortsauflösung sobald ein Schauer von zwei Stationen oder mehr registriert wird. Dagegen steht, dass der FD nur in Nächten betrieben werden kann, die sowohl mondlos als auch wolkenlos sind.

3.4. AMIGA

AMIGA (Auger Muons and Infill for the Ground Array) ist eine Erweiterung des Auger-Observatoriums. Um den Energiebereich zwischen 10^{17} eV bis 10^{18} eV, dem Bereich, in dem der Übergang zwischen galaktischer und extragalaktischer kosmischer Strahlung vermutet wird, genauer zu untersuchen, wurde auf einer Fläche von 25 km^2 der Abstand der SD-Tanks durch Hinzufügen weiterer Tanks auf 750 m reduziert. Zusätzlich sollen bei allen Detektorstationen dieses Infill-Detektorfeldes Szintillationszähler in einer Tiefe von 2.25 m vergraben werden, die, durch die überliegende Erde abgeschirmt, Myonen detektieren sollen. Ein solcher Szintillator ist Bestandteil des Prototyp Myon Counters (PMC) für den das in dieser Arbeit entwickelte Myon-Hodoskop benutzt werden wird.

4. Myon-Hodoskop

Ein Hodoskop (griechisch, „Pfadseher“) ist ein Detektor, der das Prinzip der zeitlichen und räumlichen Koinzidenz nutzt, um Teilchen nachzuweisen. Dazu werden räumlich getrennte Detektoren, zu sehen in Abbildung 7, in zeitliche Koinzidenz geschaltet.

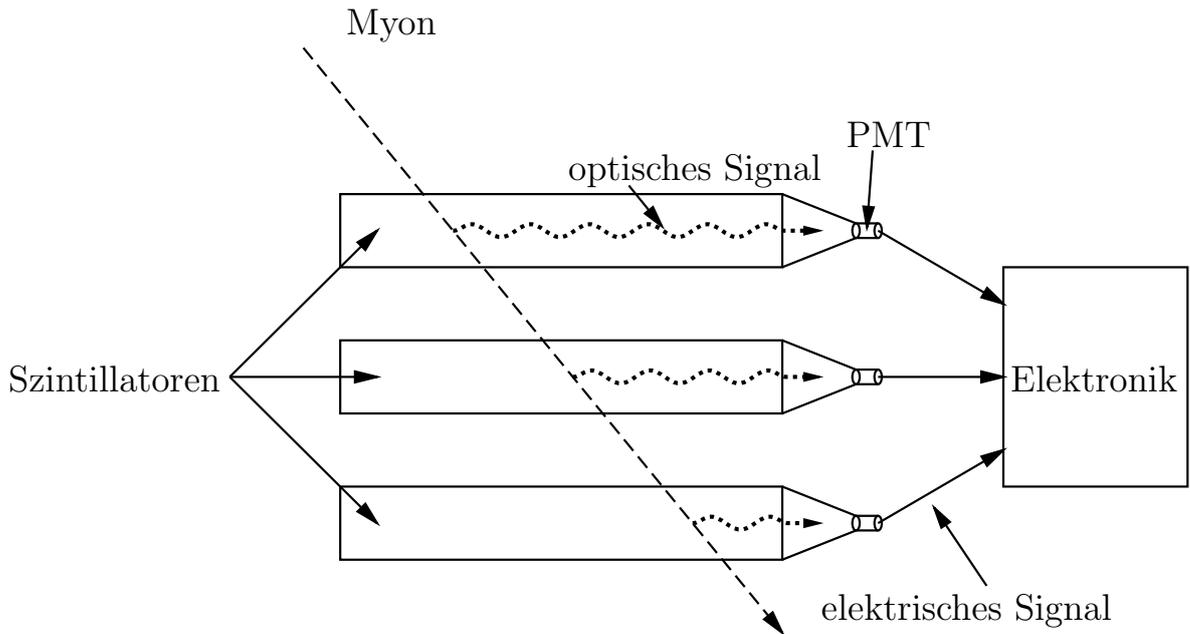


Abb. 7: Schematischer Aufbau des Myon-Hodoskops bis zur Übergabe an die Auswertungselektronik.

Durch die Form und räumliche Positionierung der Detektoren ergibt sich ein Bündel von Teilchenbahnen, welche alle die Detektorflächen schneiden. Kennt man die Geschwindigkeit eines Teilchens auf einer dieser Bahnen, ist auch das zeitliche Muster, der von den Detektoren produzierten Signalen, bekannt. Verzögert man die Signallaufzeit diesem Muster entsprechend, kann mit einer elektrischen Schaltung, deren Aufbau in Abbildung 8 zu sehen ist, nach einer zeitlichen Koinzidenz gesucht werden.

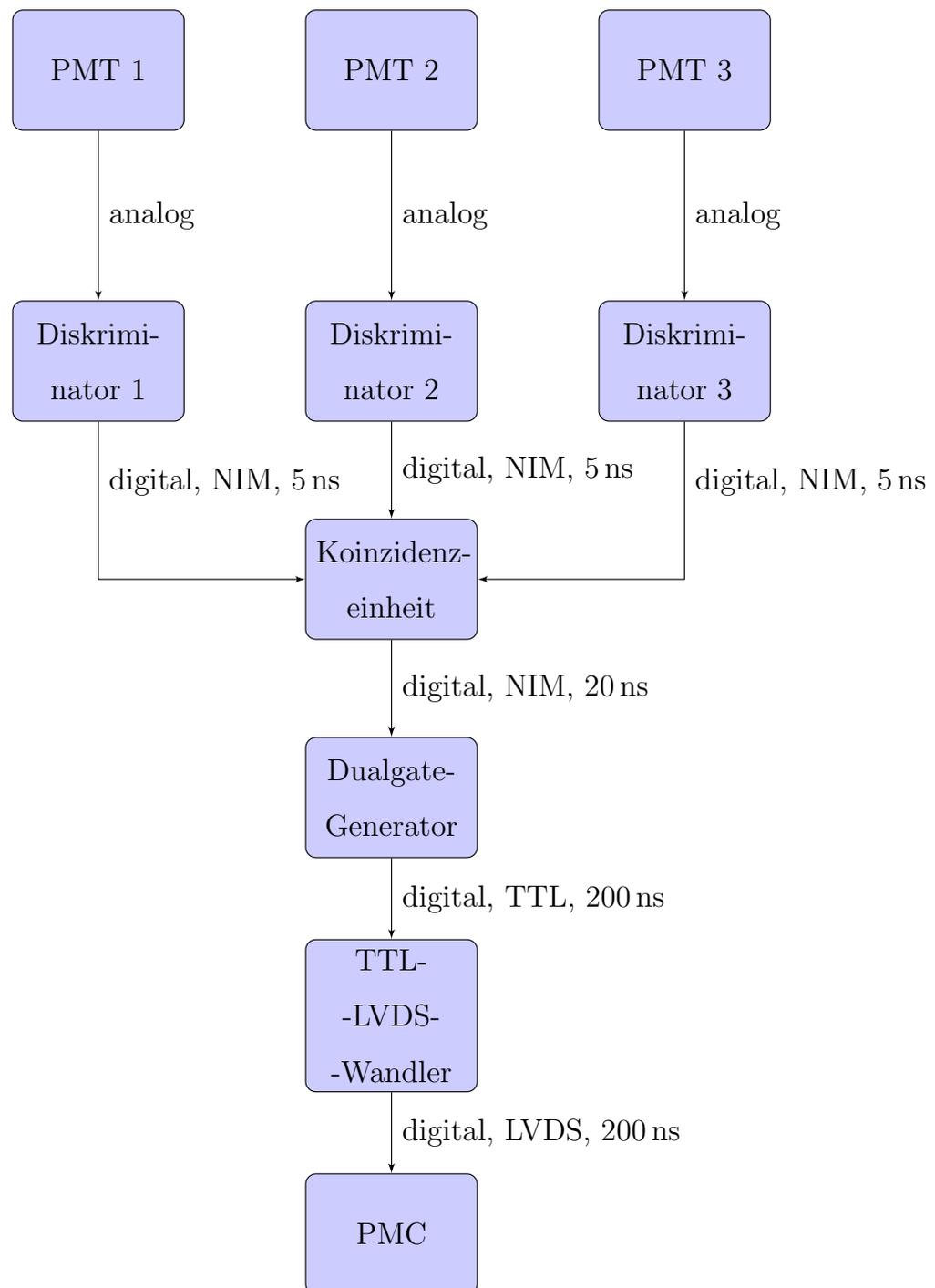


Abb. 8: Aufbau der Myon-Hodoskop-Elektronik.

4.1. Aufbau

Um den endgültigen Aufbau des Myon-Hodoskops festzulegen, wurden mehrere Konfigurationen getestet. Hier wird nur der endgültige Aufbau mit den durchgeführten Tests beschrieben.

Das hier beschriebene Myon-Hodoskop verwendet sowohl eine Zweifach- als auch eine Dreifachkoinzidenz. Auch ein Betrieb mit einer Multiplizitätslogik (z. B. zwei von drei) ist möglich.

Dazu wurde im Dunkellabor, einem geschlossenen, verdunkelten Raum im Keller der Universität Siegen, ein Metallgestell aufgebaut, das vier Detektoren beherbergt. Drei dieser Detektoren sind Bestandteil des Myon-Hodoskops, der vierte Detektor ist Teil des Prototyp Myon Counter für das AMIGA-Projekt. Zwei Detektoren sind über dem PMC positioniert, ein dritter unter dem PMC. Sowohl über als auch unter dem PMC ist je ein Schienensystem vorhanden, um die Detektoren des Myon-Hodoskops parallel zum PMC zu verschieben. Dies ist in Abbildung 9 zu sehen. Die Detektoren des Myon-Hodoskops sind einzelne Szintillatorstreifen mit je einem PMT, zur Referenzierung von oben nach unten nummeriert (PMT1, PMT2 und PMT3). Der PMC ist mit einer in Streifen unterteilten Szintillatorfläche, im Weiteren PMC-Szintillator genannt, ausgestattet.

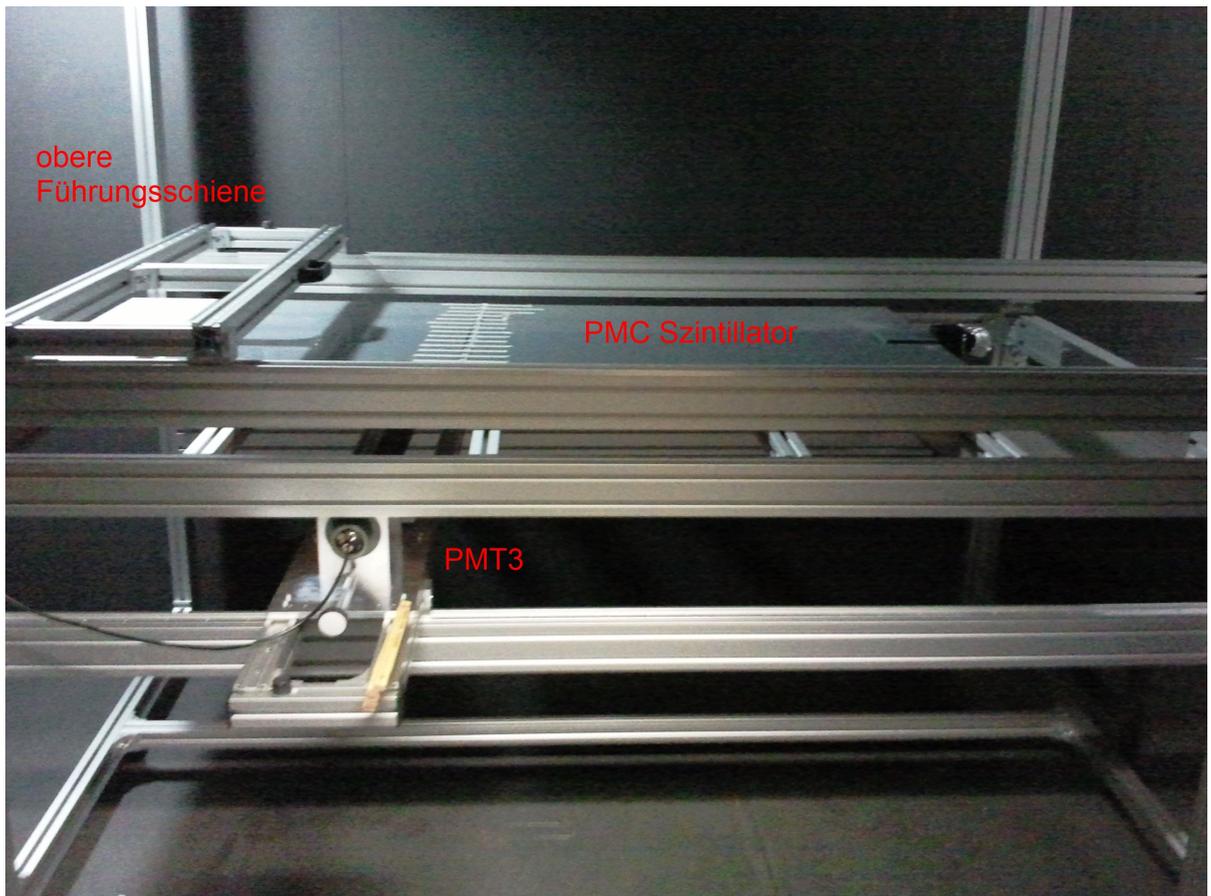


Abb. 9: Seitenaufnahme des Gestells, das die Detektoren beherbergt. Die Position der oberen Führungsschiene, des Szintillators des PMC und des PMT3 wurden markiert. PMT1 und PMT2 sowie die Halterung, in der sie montiert werden, fehlt.

Die drei Detektoren des Myon-Hodoskops werden von außerhalb des Dunkellabors mit Hochspannung versorgt. Die Auswertung der von ihnen produzierten Signale findet ebenfalls außerhalb des Dunkellabors statt. Dazu werden pro Detektor je ein SHV- und ein BNC-Kabel verwendet. Ein LVDS-Kabel verbindet die äußere Elektronik des Myon-Hodoskops mit dem, im Inneren des Dunkellabors positionierten, PMC.

Es folgt eine Beschreibung der einzelnen Komponenten und ihrer Besonderheiten.

4.1.1. NIM-Crate

Es wurden zwei NIM-Crates benutzt. Sie versorgen die eingeschobenen NIM-Module mit Spannung. Vor dem Einbau wurden die benötigten Ausgangsspannungen im Leerlauf kontrolliert. Eine Messung unter Last war auf Grund der beengten Raumverhältnisse nicht möglich.

4.1.2. Hochspannungsversorgung

Um die PMTs mit Hochspannung zu versorgen, werden drei baugleiche Hochspannungsmodule verwendet, die über SHV-Kabel mit je einem PMT verbunden sind. Die Module liefern bis zu 2 kV bei 3 mA und genügen somit den verwendeten PMTs. Über ein Frontdrehrad wird die Hochspannung reguliert und kann gegebenenfalls arretiert werden. Die momentan ausgegebene Spannung kann auf einem Display abgelesen werden. Nach dem Einbau wurde dieser Wert mit der ausgegebenen, mit einem separaten Voltmeter bestimmten, Spannung verglichen. Da diese übereinstimmten und eine Messung im laufenden Betrieb nicht möglich war, wurde der Frontanzeige vertraut.

4.1.3. Photoelektronenvervielfacher

Es wurden drei PMTs [MPMT] verwendet. Ein Foto einer solchen Röhre ist in Abbildung 11 zu sehen. Diese waren Teil eines anderen Experiments und konnten zusammen mit den Szintillatoren übernommen werden. Dementsprechend ist davon auszugehen, dass sie an die Wellenlänge des Szintillationslichtes angepasst sind. Abbildung 10 zeigt einen der Szintillatoren. Der Szintillator, der an PMT1 gekoppelt wurde, weist eine aktive Fläche von $10 \text{ mm} \times 150 \text{ mm} \times 300 \text{ mm}$ auf, die anderen beiden haben eine aktive Fläche von $10 \text{ mm} \times 50 \text{ mm} \times 300 \text{ mm}$.



Abb. 10: Szintillator des PMT2. Dieser war bei Übernahme bereits in schwarzes, lichtundurchlässiges Material eingepackt. Aufgeklebt sind zwei Notizen zur Größe ($10\text{ mm} \times 50\text{ mm} \times 300\text{ mm}$) und Material [MSZ] der aktiven Fläche. Das aktive Material wird mit Hilfe mehrerer Stücke nicht adiabatischen Lichtleiters mit dem PMT verbunden.

Die PMTs müssen mit negativer Hochspannung versorgt werden. Sie erzeugen negative Ausgangspulse. Im Weiteren wird immer nur der Betrag der Pulshöhe angegeben. Die Länge bzw. Breite eines Pulses wurde als Full Width of Half Maximum (FWHM) bestimmt.

Die PMTs sind in Metallzylindern (Abbildung 30 im Anhang) untergebracht, um sie vor äußeren Störungen abzuschirmen. Zusätzlich wird über jeden PMT eine ca. 0.4 cm dicke Mu-Metallröhre (Abbildung 31 im Anhang) zur Abschirmung von Magnetfeldern gestülpt.

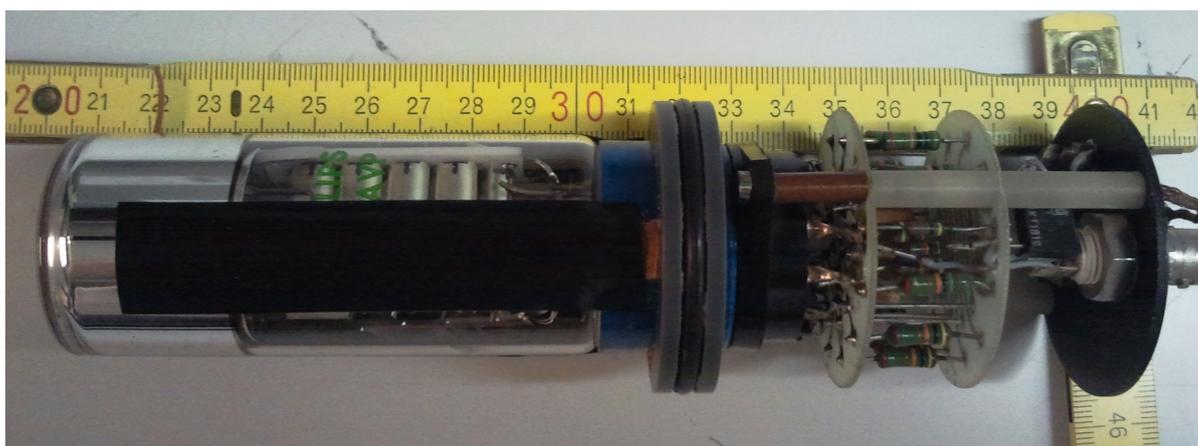


Abb. 11: Photoelektronenvervielfacher [MPMT]. Man sieht die Abmessungen, die Röhre auf der linken Seite und die Basis auf der rechten Seite.

Bei jeder Inbetriebnahme wurde die Versorgungsspannung der PMTs langsam erhöht und die Ausgangspulse an einem Oszilloskop beobachtet. Die Maximalspannung der PMTs liegt nach Datenblatt bei 1800 V. Da ab 1100 V Pulse erkannt werden konnten, wurde dies als untere Spannungsgrenze gewählt. Um die Funktionstüchtigkeit der PMTs zu belegen, wird hier je ein zufällig ausgewählter Puls angefügt. Der Puls des PMT1 wird in Abbildung 12 eingefügt, die Pulse des PMT2 und PMT3 sind im Anhang gezeigt.

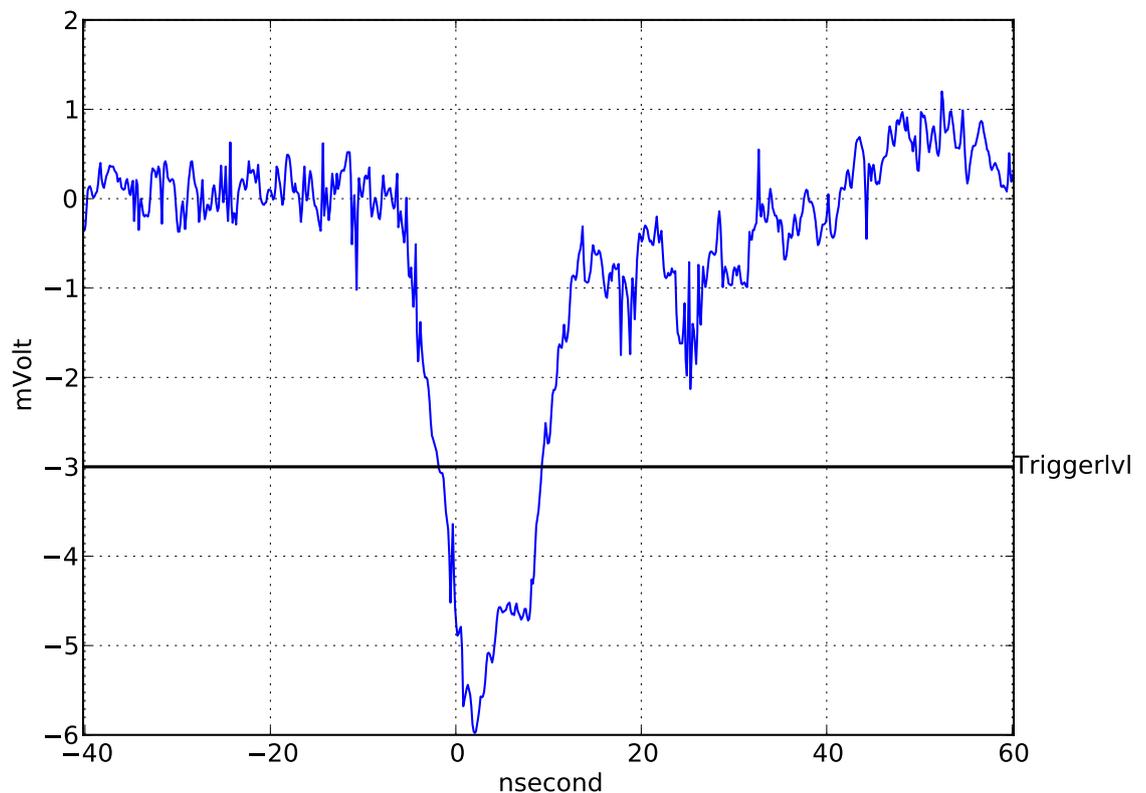


Abb. 12: Unverstärkter Puls des PMT1. Als Triggerniveau wurde 3 mV und als Spannung 1300 V eingestellt.

Da ein einzelner Puls nicht aussagekräftig ist, wurden Puls-Spektren für alle drei PMTs aufgenommen. Wiederum wird in Abbildung 13 nur das Puls-Spektrum des PMT1 eingefügt, die anderen sind im Anhang zu finden.

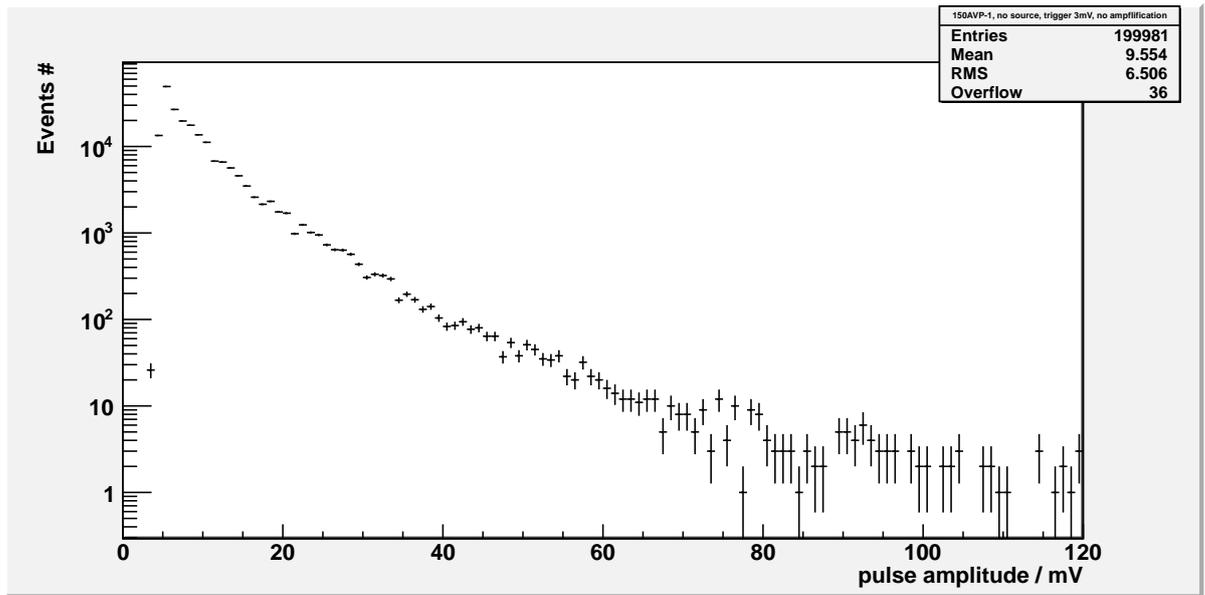


Abb. 13: Unverstärktes Spektrum des PMT1. Dazu wurden die Maxima von 199981 Pulsen in ein Histogramm eingetragen. Als Triggerniveau wurde 3 mV und als Spannung 1300 V ausgewählt. Es liegt eine semilogarithmische Skala vor, die x-Achse weist eine Bin-Breite von 1 mV auf.

4.1.4. Signalverstärker

Da die PMTs teils kleine Signale ausgeben (< 30 mV), müssen diese vor der weiteren Verwendung verstärkt werden. Dies wird mit einem Festfaktorverstärker erreicht. Der Verstärkungsfaktor liegt nach Datenblatt bei 10. Insgesamt sind 12 Kanäle verfügbar, hier wurde Kanal 1 für PMT1, Kanal 3 für PMT2 und Kanal 8 für PMT3 verwendet. Dass gerade diese Kanäle ausgewählt wurden, liegt am Aufbau der Frontplatte des Verstärkers. Die ausgesuchten Kanäle liegen weit genug auseinander, um die Verkabelung leicht zu überprüfen und zu ändern. Um die Funktion des Verstärkers zu prüfen, müsste ein Signal sowohl vor als auch nach dem Verstärker aufgenommen werden. Da dies aus technischen Gründen nicht möglich war, wurde zuerst ein verstärkter, zufällig ausgewählter Puls betrachtet und anschließend ein Spektrum aufgenommen.

Wiederum werden der Puls und das Spektrum von PMT1 in Abbildung 14 und 15 eingefügt, die anderen sind im Anhang zu finden.

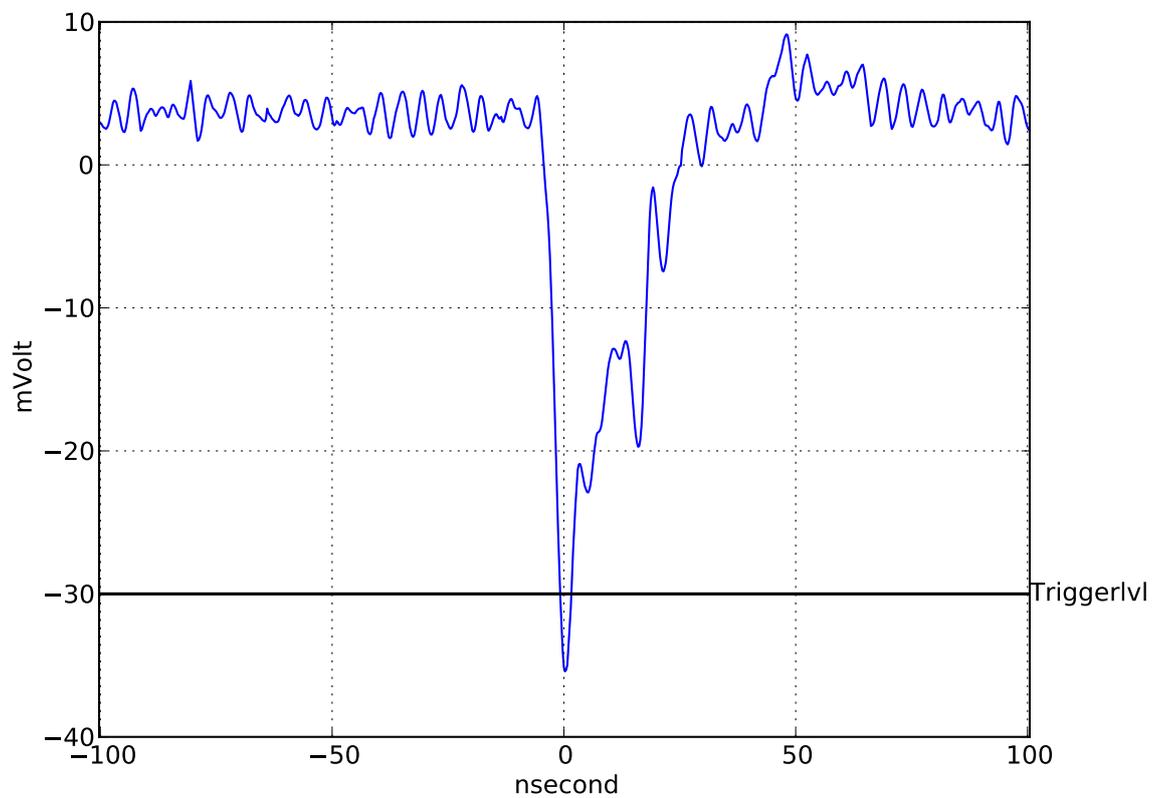


Abb. 14: Verstärkter Puls des PMT1. Als Triggerniveau wurde 30 mV und als Spannung 1300 V ausgewählt. Es handelt sich hierbei um ein neues Signal und nicht um eine Verstärkung des in Abbildung 12 gezeigten Pulses.

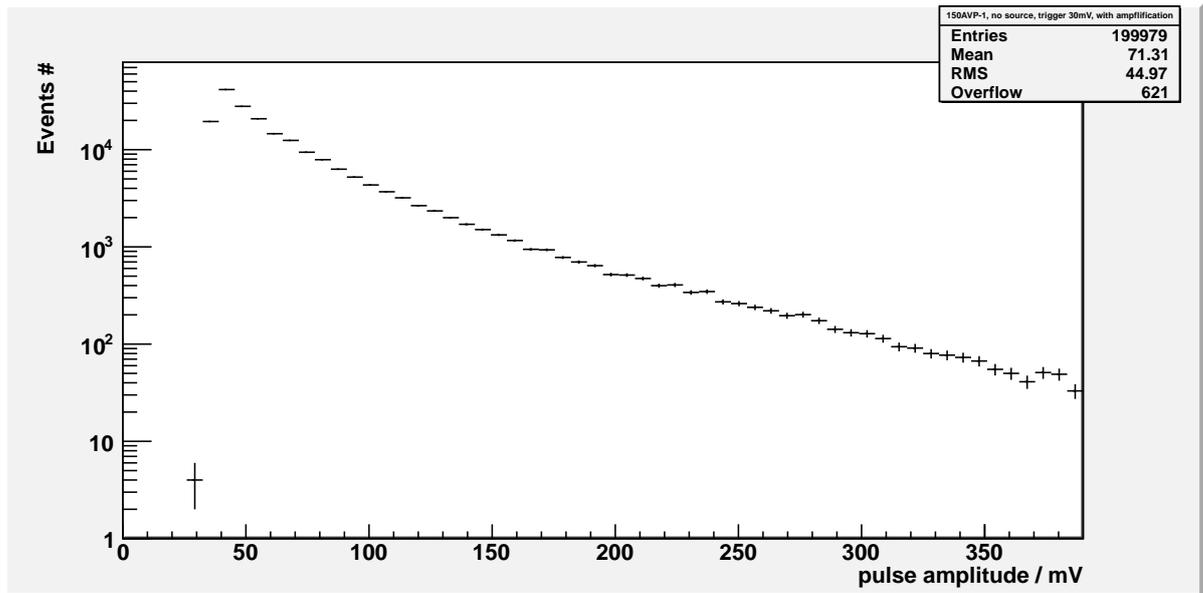


Abb. 15: Verstärktes Spektrum des PMT1. Vergleicht man die Abbildung mit Abbildung 13 so fällt auf, dass hier nur 621 Ereignisse mit einer Amplitude von über 390 mV registriert wurden, obwohl das unverstärkte Spektrum 1400 Ereignisse über 39 mV registriert hat. Dies zeigt, dass der Verstärker nicht die im Datenblatt verzeichnete Verstärkung von einem Faktor 10 erreicht. Dies spiegelt sich auch im Mittelwert wider, der durch die Verstärkung um einen Faktor 7.5 vergrößert wird. Es wurde eine Bin-Breite von 6.5 mV verwendet, als Fehler wurde \sqrt{n} eingezeichnet.

4.1.5. Diskriminator

Die PMTs geben analoge Signale aus. Um sie weiter zu verarbeiten, werden sie in digitale Signale umgewandelt. Hierzu werden Schwellendiskriminatoren verwendet. Die Länge des Pulses ist einstellbar und definiert das Koinzidenzfenster bei der späteren Weiterverarbeitung.

Die Schwelle der Diskriminatoren wurde auf das Minimum (30 mV) eingestellt. Zusätzlich wurde geprüft, dass die Diskriminatoren bei dieser Einstellung auf NIM-Logiksignale (0.8 V) reagieren. Eine weitere Untersuchung wurde nicht vorgenommen. Sollte in Zukunft eine Anpassung der Diskriminatorschwelle erfolgen, ist zu untersuchen, ob die vom

Diskriminator ausgegebene Schwelle mit der tatsächlich angewendeten übereinstimmt. Die Länge der ausgegebenen Signale wurde auf $5.0 \text{ ns} \pm 0.2 \text{ ns}$ eingestellt.

4.1.6. Dualgate-Generator

Im Aufbau sind zwei Dualgate-Generatoren verbaut. Einer dient dabei für Testzwecke als einfacher Rechteckgenerator, im weiteren auch Pulser genannt, der zweite wird zur Umwandlung von schnellen NIM-Signalen ($< 10 \text{ ns}$) auf die vom PMC benötigten 200 ns langen LVDS Signale benutzt. Dabei wird zuerst ein 200 ns langes TTL-Signal generiert, das wiederum auf einen TTL-LVDS-Wandler gegeben wird. Dieses 200 ns -LVDS-Signal wird dann an den PMC weitergegeben. Die Signale wurden bei jeder Einstellung mit dem Oszilloskop betrachtet und es wurde sichergestellt, dass sie die gewünschte Form hatten.

4.1.7. Koinzidenzeinheit

Jeder PMT rauscht, das bedeutet, dass nicht jedes von ihm produzierte Signal ein Teilchendurchgang ist. Betrachtet man nun mehrere PMTs, so ist die Wahrscheinlichkeit, dass alle im selben Moment zufällig ein Signal erzeugen, stark unterdrückt. Teilchendurchgänge werden dagegen nicht unterdrückt. Es gilt

$$A = m \cdot \prod_{i=0}^m n_i \cdot T^{m-1} \quad [10] \quad (3)$$

mit:

m – Koinzidenzlevel,

A – koinzidente Rauschrate,

n_i – Rauschrate vom PMT i und

T – Koinzidenzfenster.

Um die Koinzidenzeinheit zu testen, wurde eine Delay-Kurve aufgenommen. Dazu wurde das digitale Ausgangssignal eines PMTs mit einem Fan-Out-Modul vervielfacht. Da die

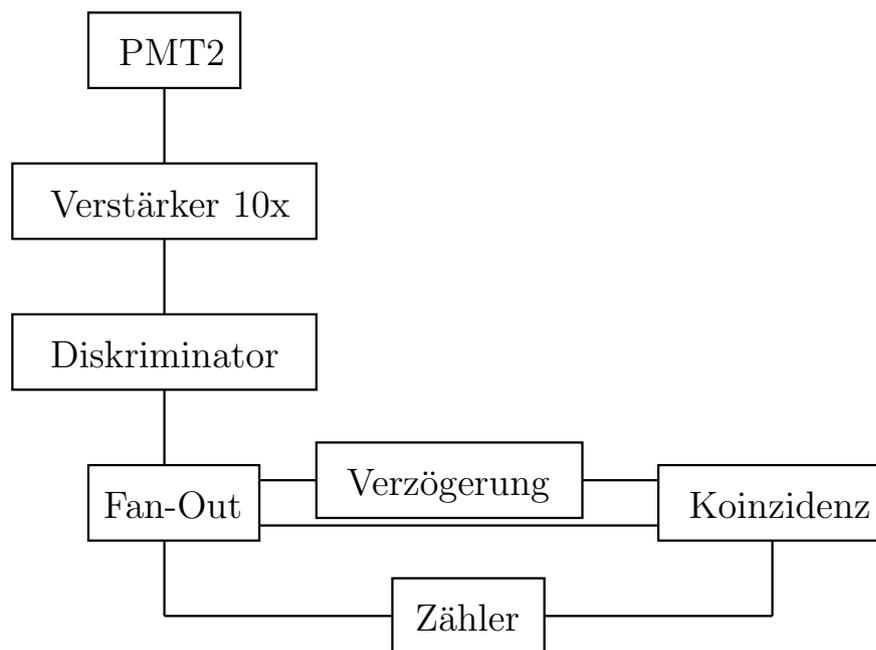


Abb. 16: Schaltung für die Aufnahme der Delay-Kurve.

Koinzidenzeinheit über zwei getrennte Einheiten verfügt, wurden beide Kanäle getestet. Die benötigte Schaltung ist in Abbildung 16 zu sehen.

Die Signalbreite der Signale wurde gemessen und wird im weiteren mit t bezeichnet. Das Fan-Out-Modul verzerrt das $5.0 \text{ ns} \pm 0.2 \text{ ns}$ lange, vom Diskriminator ausgegebene Signal, auf eine Länge von $7.0 \text{ ns} \pm 0.2 \text{ ns}$.

Die Koinzidenzeinheit erhält das selbe Signal auf zwei verschiedenen Signalleitungen und erzeugt während der zeitlichen Koinzidenz ein Ausgangssignal. Fügt man eine relative zeitliche Verschiebung ein, kann man den nötigen Signalüberlapp messen, den die Koinzidenzeinheit benötigt, um das Signal als koinzident zu erkennen.

Es wurde eine zweifache Koinzidenz betrachtet und die Daten in einem Effizienzdiagramm dargestellt. Da eine Effizienzmessung besondere Anforderungen an die Fehlerberechnung stellt, soll hier auf [15] und [16] verwiesen werden. Um den Fehler zu berechnen,

muss sowohl der Mittelwert der Effizienz $\bar{\epsilon}$, die Standardabweichung des Mittelwerts $\sigma_{\bar{\epsilon}}$ und der wahrscheinlichste Wert $\hat{\epsilon}$ berechnet werden. Dazu wurde

$$\bar{\epsilon} = \frac{k+1}{N+2}, \quad (4)$$

$$\sigma_{\bar{\epsilon}} = \sqrt{\frac{(k+1) \cdot (k+2)}{(N+2) \cdot (N+3)} - \frac{(k+1)^2}{(N+2)^2}} \text{ und} \quad (5)$$

$$\hat{\epsilon} = \frac{k}{N} \quad (6)$$

verwendet. Der symmetrische Fehler auf den Mittelwert muss nun in einen asymmetrischen Fehler auf den wahrscheinlichen Wert umgerechnet werden. Es ergeben sich die Fehler

$$\sigma_{\hat{\epsilon}}^+ = \bar{\epsilon} - (\hat{\epsilon} - \sigma_{\bar{\epsilon}}) \text{ und} \quad (7)$$

$$\sigma_{\hat{\epsilon}}^- = \bar{\epsilon} + (\hat{\epsilon} - \sigma_{\bar{\epsilon}}). \quad (8)$$

Im Idealfall sollte sich eine Stufenfunktion ergeben, die von 0% Effizienz auf 100% Effizienz ohne Zwischenschritte ansteigt um nach einer Plateauzeit l wieder auf 0% Effizienz abzufallen. Dabei sollte die Plateauzeit l gerade zwei Signallängen t betragen, in der Realität benötigt die Koinzidenzeinheit einen minimalen Signalüberlapp m um eine Koinzidenz zu erkennen.

Aus Abbildung 17 kann

$$m = \frac{2t-l}{2} \quad (9)$$

abgeleitet werden.

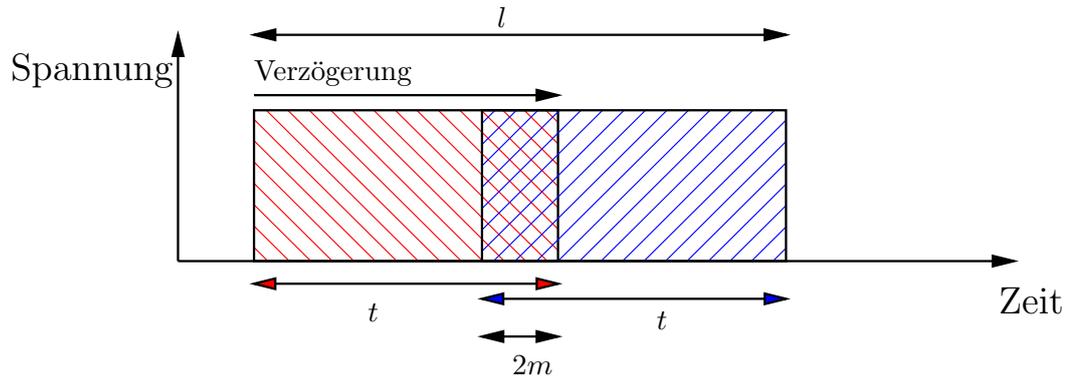


Abb. 17: Überlagerung des unverzögerten Signals (rot, links) und des verzögerten Signals (blau, rechts) bei der die Koinzidenzeinheit gerade noch eine Koinzidenz registriert. Zusätzlich wurden die benötigten Größen, t - Signallänge, l - Plateauzeit, m - minimaler Signalüberlapp und die relative Verzögerung eingezeichnet.

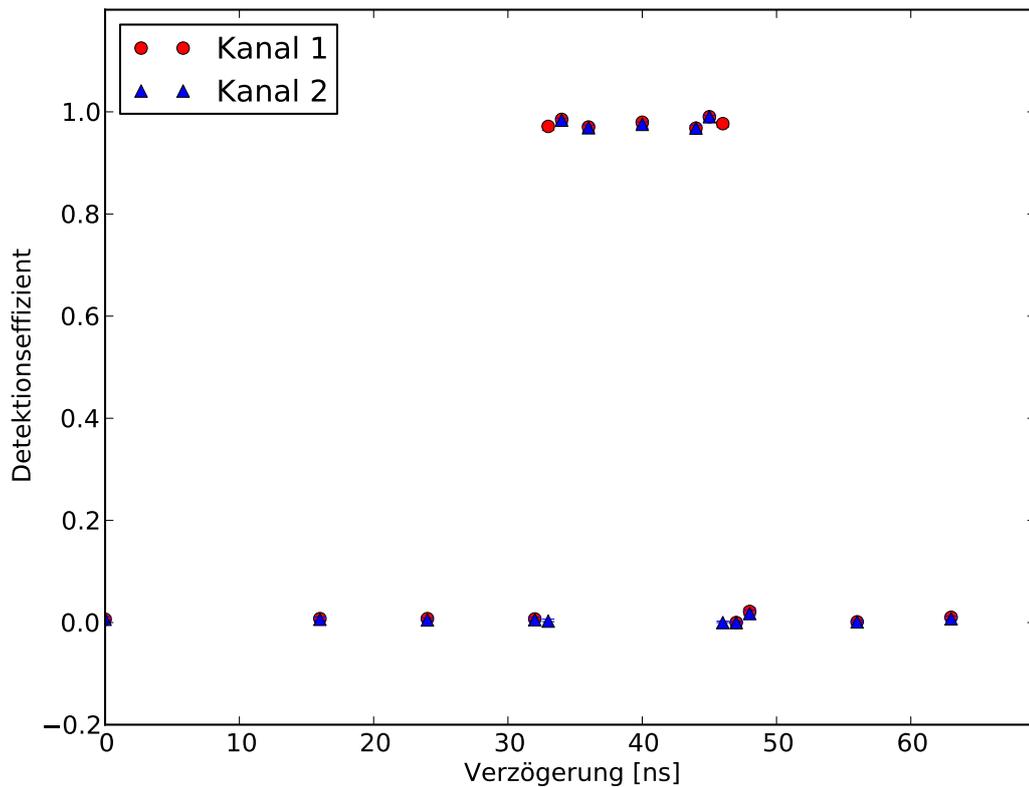


Abb. 18: Delay-Kurve für beide Kanäle der verwendeten Koinzidenzeinheit. Der Anstieg von 0 % Effizienz auf 100 % Effizienz und nach 13 ns für Kanal 1 bzw. 11 ns für Kanal 2 wieder zurück auf 0 % Effizienz ist erkennbar. Die Fehlerbalken sind zu klein, um erkennbar zu sein.

Verzögerung [ns]	Effizienz	
	Kanal 1	Kanal 2
0	$0.006 + 0.005 - 0.002$	$0.006 + 0.005 - 0.002$
16	$0.008 + 0.005 - 0.002$	$0.006 + 0.004 - 0.002$
24	$0.008 + 0.005 - 0.002$	$0.005 + 0.004 - 0.002$
32	$0.007 + 0.005 - 0.002$	$0.006 + 0.005 - 0.002$
33	$0.972 + 0.005 - 0.008$	$0.003 + 0.004 - 0.001$
34	$0.985 + 0.004 - 0.007$	$0.984 + 0.004 - 0.007$
36	$0.97 + 0.005 - 0.008$	$0.969 + 0.005 - 0.008$
40	$0.98 + 0.004 - 0.007$	$0.976 + 0.005 - 0.007$
44	$0.968 + 0.005 - 0.008$	$0.968 + 0.005 - 0.008$
45	$0.99 + 0.003 - 0.006$	$0.99 + 0.003 - 0.006$
46	$0.977 + 0.004 - 0.007$	$0.0 + 0.003 - 0.0$
47	$0.0 + 0.002 - 0.0$	$0.0 + 0.002 - 0.0$
48	$0.022 + 0.007 - 0.004$	$0.018 + 0.006 - 0.004$
56	$0.0014 + 0.0033 - 0.0006$	$0.0014 + 0.0033 - 0.0006$
63	$0.01 + 0.006 - 0.003$	$0.007 + 0.005 - 0.002$

Tab. 1: Gemessene Werte der Effizienz bei verschiedenen Signalverzögerungen. Der Fehler ist asymmetrisch und wurde nach [15] und [16] berechnet.

Das Plateau l beträgt für Kanal 1 13 ns, für Kanal 2 11 ns. Der Fehler auf l wird mit 0.3 ns nach oben abgeschätzt (wahrer Wert mit 99.7% in einem ± 1 ns-Intervall). Für Kanal 1 ergibt sich $m = 0.5 \text{ ns} \pm 0.3 \text{ ns}$, für Kanal 2 ergibt sich $m = 1.5 \text{ ns} \pm 0.3 \text{ ns}$. Beide Kanäle funktionieren und sind für das Myon-Hodoskop verwendbar.

4.1.8. TTL-LVDS-Wandler

Hierbei handelt es sich um ein NIM-Modul aus der Elektronikwerkstatt der Universität Siegen. Es wandelt, wie der Name sagt, TTL-Signale in LVDS-Signale um. Die Länge sollte dabei erhalten bleiben, was nicht explizit getestet wurde. Die Qualität des Wandlers wurde durch einen Vergleich der vom PMC erfassten und der vom Hodoskop bzw. vom Pulser erzeugten Ereignisrate bestimmt. Diese stimmten überein. Weitere Tests wurden nicht durchgeführt.

4.1.9. Spannungseinstellung

Da sich das Verhalten der PMTs stark mit der anliegenden Versorgungsspannung ändert, sollte die Versorgungsspannung so gewählt werden, dass die Rate an detektierten Myonen maximiert wird. Als Maß für diese Optimierung wurde die Dreifachkoinzidenzrate angesetzt. Da die Dreifachkoinzidenzrate sehr gering ist (< 100 mHz) wurde diese aus Zeitgründen nur stichprobenartig bestimmt. Stattdessen wurden die Zweifachkoinzidenzraten optimiert. Dazu wurde mit einer Spannung von 1300 V pro PMT begonnen. Im Anschluss wurde die Spannung eines PMT verändert und seine Koinzidenzraten mit den anderen beiden PMTs gegen die neue Versorgungsspannung aufgetragen. Dies wurde für alle drei PMTs durchgeführt. Die Meßergebnisse sind in den Abbildungen 19, 20 und 21 dargestellt.

Zu Beginn wurde eine Dreifachkoinzidenzmessung durchgeführt bei der $n = 19686$ Ereignisse in $t = 349133$ s registriert wurden. Dies entspricht 56 mHz ± 4 mHz, der Fehler wurde als $\frac{\sqrt{n}}{t}$ bestimmt.

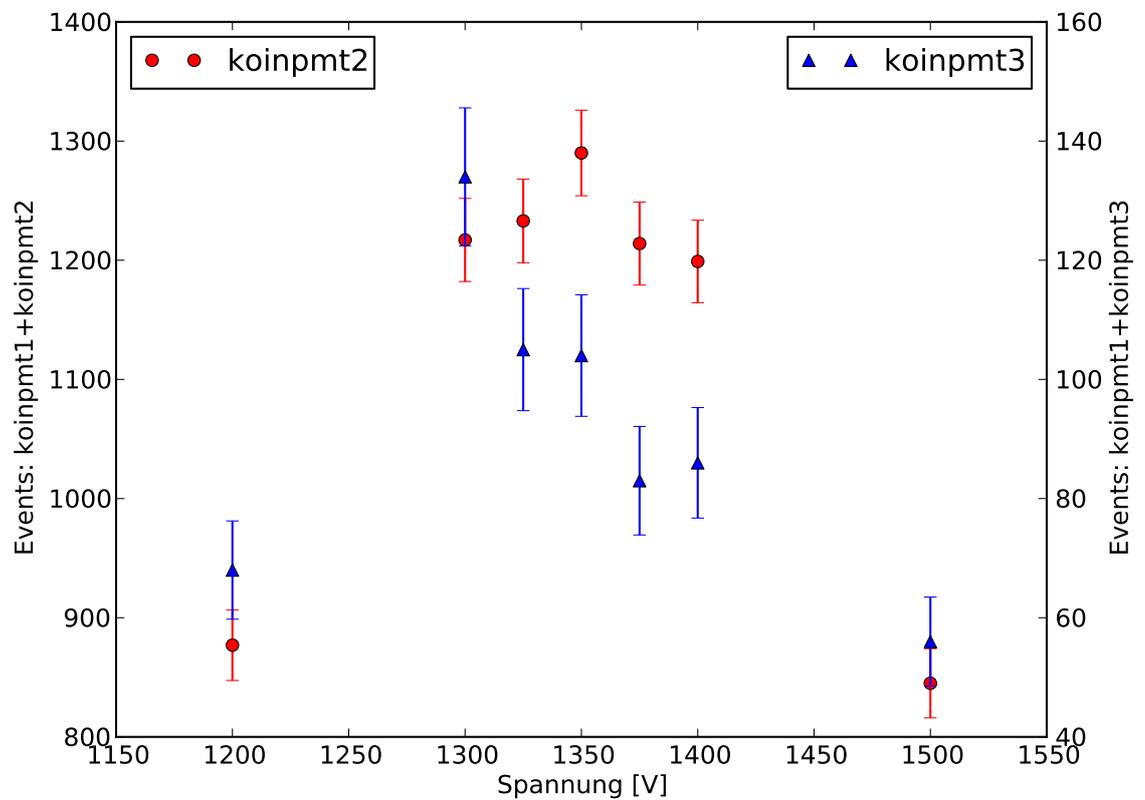


Abb. 19: Anzahl der in 1000s aufgenommen zweifachkoinzidenten Ereignisse gegen die momentane Versorgungsspannung des PMT1. Es werden zwei y-Achsen für die registrierten Ereignisse verwendet, als Fehler wurde \sqrt{n} verwendet. Betrachtet man den Bereich zwischen 1300 V und 1400 V ist eine Erhöhung der Koinzidenzrate erkennbar. Da kein Anlass zu einer Änderung vorhanden ist wird die Spannung bei 1300 V belassen.

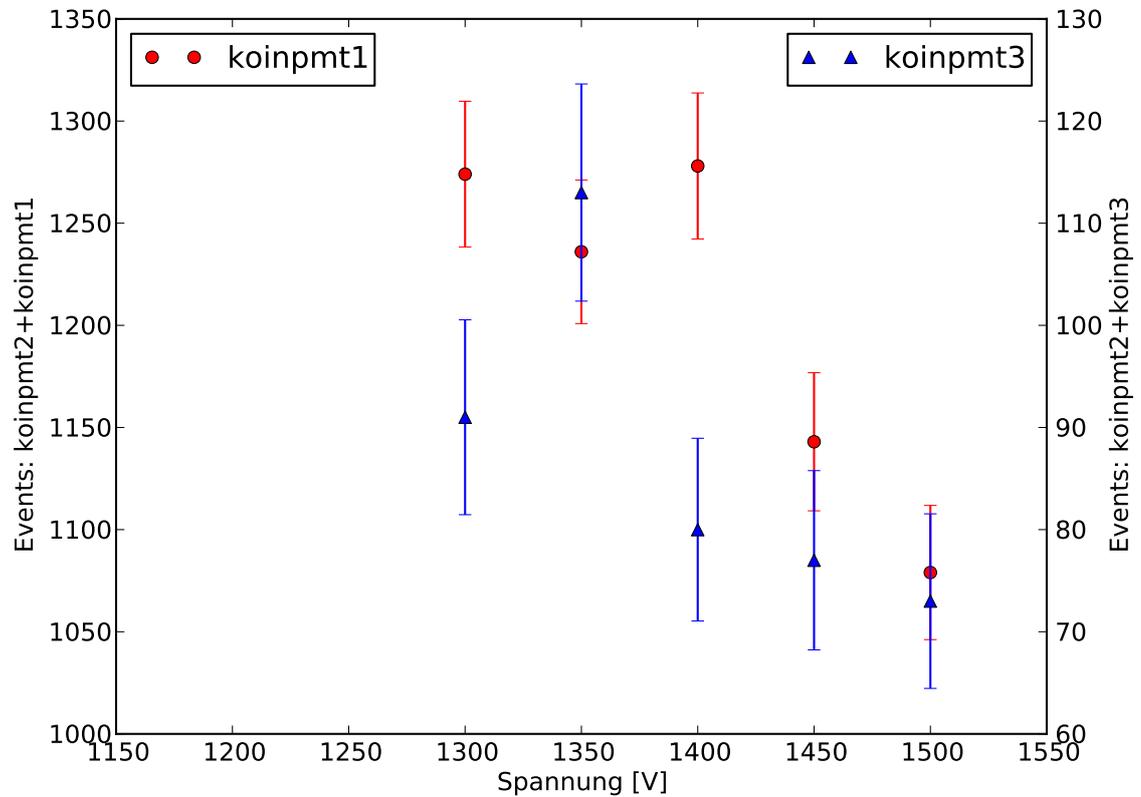


Abb. 20: Anzahl der in 1000 s aufgenommen zweifachkoinzidenten Ereignisse gegen die momentane Versorgungsspannung des PMT2. Es werden zwei y-Achsen für die registrierten Ereignisse verwendet, als Fehler wurde \sqrt{n} verwendet. Ein Bereich mit einer signifikanten Erhöhung ist nicht zu erkennen, bei 1350 V ist die Koinzidenzrate mit PMT3 etwas erhöht. Die Spannung für PMT2 wurde auf 1350 V erhöht und eine Dreifachkoinzidenzmessung durchgeführt. Es wurden 8010 Events in 146390 s gemessen was einer Rate von $54.7 \text{ mHz} \pm 0.6 \text{ mHz}$ und sich mit der vorherigen Messung deckt.

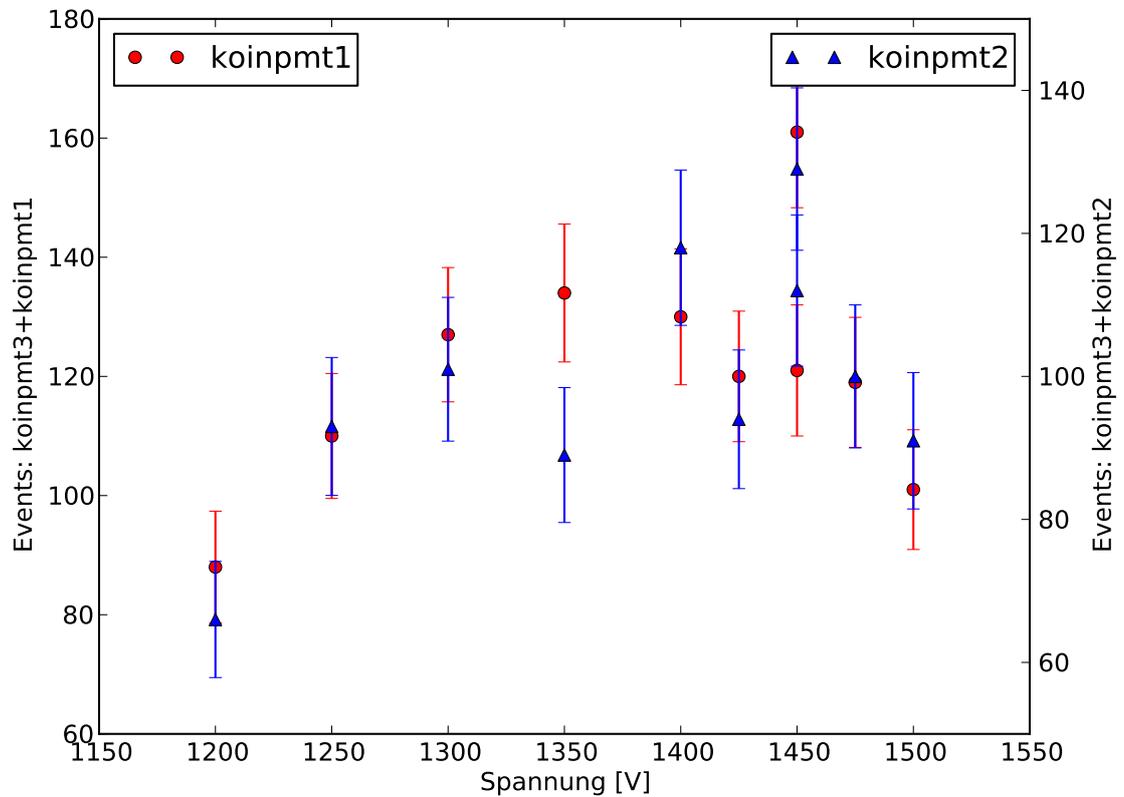


Abb. 21: Anzahl der in 1000 s aufgenommen zweifachkoinzidenten Ereignisse gegen die momentane Versorgungsspannung des PMT3. Es werden zwei y-Achsen für die registrierten Ereignisse verwendet, als Fehler wurde \sqrt{n} verwendet. Hier ist auf Grund des Fehlers eine Aussage nicht möglich. Es gibt keinen signifikanten Anstieg in der Koinzidenzrate. Versuchsweise wurde die Spannung auf 1400 V erhöht und eine Dreifachkoinzidenzmessung durchgeführt. Es ergaben sich 6094 Ereignisse in 74378 s, was $82 \text{ mHz} \pm 1 \text{ mHz}$ entspricht, und somit eine signifikante Verbesserung darstellt. Ob dieser Anstieg auf eine bessere Detektion zurückzuführen ist oder durch zusätzliche Zufallskoinzidenzen auf Grund einer erhöhten Rauschrate zustande kommt, muss noch untersucht werden.

5. Ergebnisse der Messungen mit dem Myon-Hodoskop

Um die folgenden Raten zu bestimmen, wurde immer derselbe Aufbau verwendet. Die Signale der PMTs wurden verstärkt, durch einen Diskriminator digitalisiert und auf Koinzidenz geprüft. Die Schwelle der Diskriminatoren ist 30 mV, die Länge der ausgegebenen Signale $5.0 \text{ ns} \pm 0.2 \text{ ns}$. Der Fehler auf die gemessene Ereignisanzahl wurde als \sqrt{n} ermittelt.

Da in diesem Aufbau nur eine Prüfung der Signalamplitude erfolgt, kann bei einer Einzelratenmessung nicht zwischen Signalen und Rauschen unterschieden werden. Als obere Abschätzung kann die gesamte Einzelratenmessung als Rauschen angesehen werden. Nach Kapitel 4.1.7 ist somit die maximale, zufällige Zweifach- und Dreifachkoinzidenzrate definiert. Misst man nun die Zweifach- bzw. Dreifachkoinzidenzraten und weicht diese signifikant von dem berechneten zufälligen, koinzidenten Rauschen ab, ist dies ein Zeichen, dass das Hodoskop Teilchendurchgänge detektiert.

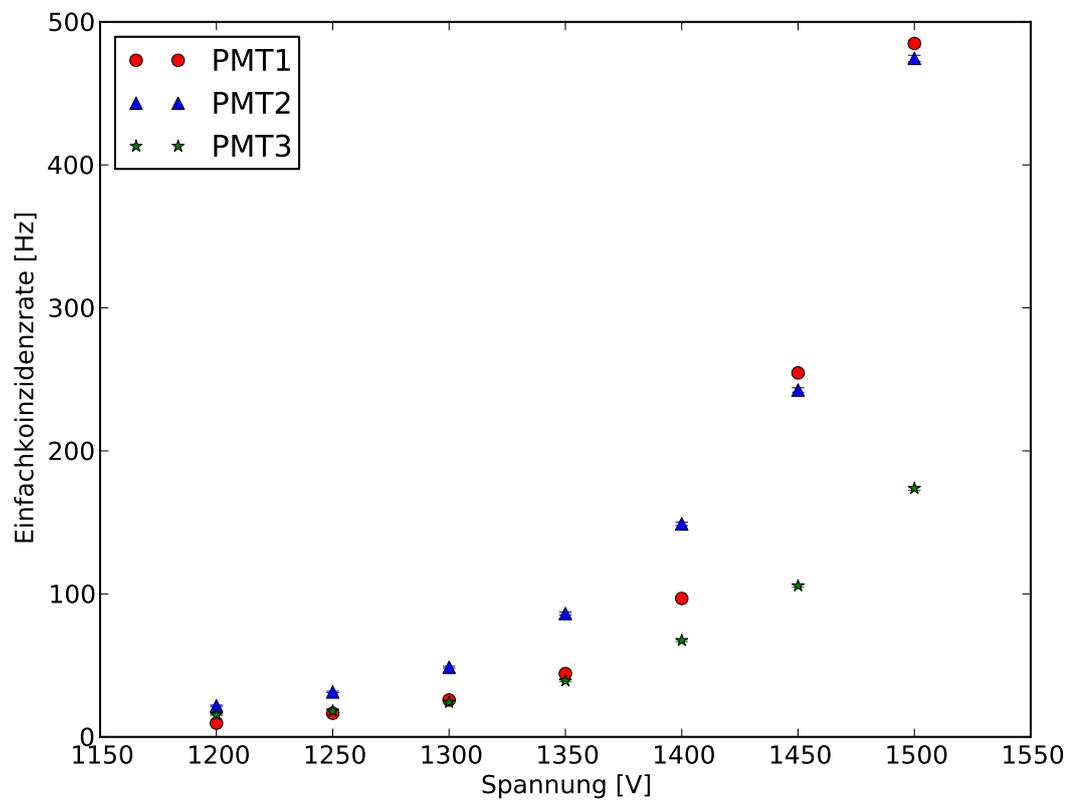


Abb. 22: Einzelratenmessungen für verschiedene Versorgungsspannungen. Es wurde je eine Messreihe pro PMT eingetragen. Die Fehlerbalken sind zu klein um erkennbar zu sein.

Versorgungsspannung [V]	Rauschrate [Hz]		
	PMT1	PMT2	PMT3
1200	9.6 ± 0.3	21.7 ± 0.5	15.4 ± 0.4
1250	16.5 ± 0.4	31.4 ± 0.6	18.0 ± 0.4
1300	25.8 ± 0.5	48.7 ± 0.7	24.2 ± 0.5
1350	44.3 ± 0.7	86.3 ± 0.9	39.2 ± 0.6
1400	97 ± 1	149 ± 1	67.5 ± 0.8
1450	255 ± 2	243 ± 2	106 ± 1
1500	485 ± 2	475 ± 2	174 ± 1

Tab. 2: Einzelratenmessungen für verschiedene Versorgungsspannungen. Es handelt sich um die in Abbildung 22 verwendeten Daten.

5.1. Zufallskoinzidenzrate

Mithilfe der Einzelratenmessungen kann die Zufallskoinzidenzrate berechnet werden.

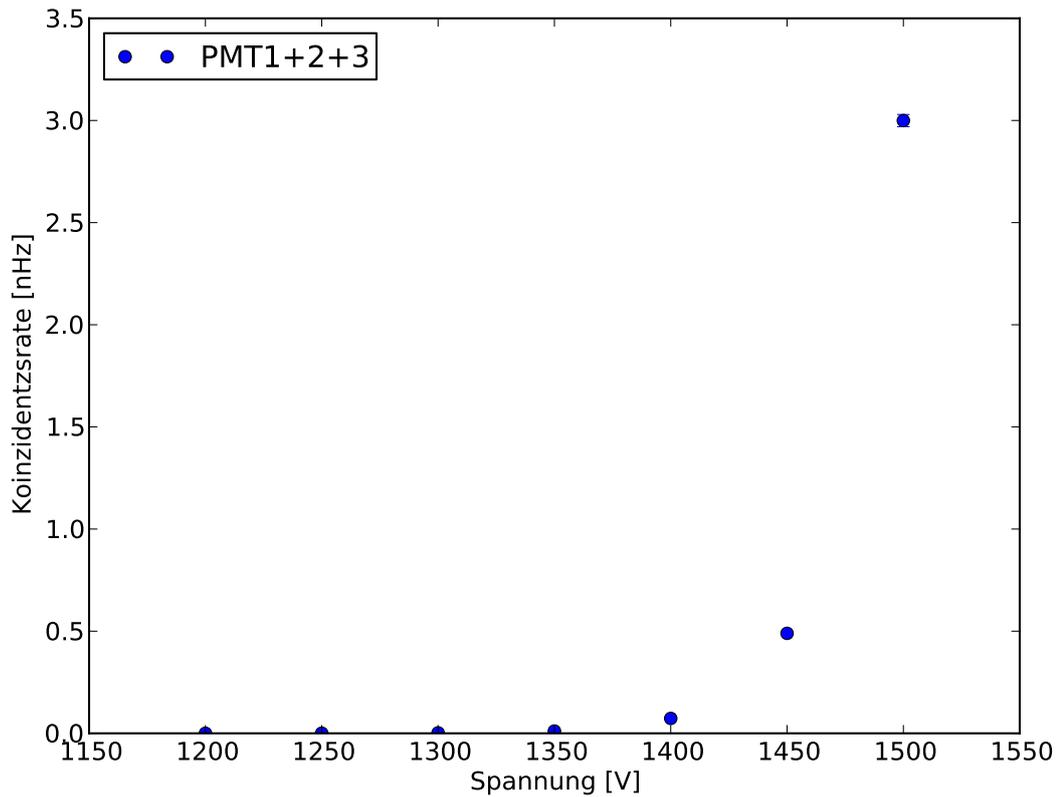


Abb. 23: Berechnete, zufällige Dreifachkoinzidenzrate bei verschiedenen Versorgungsspannungen. Dazu wurde für alle PMTs dieselbe Spannung verwendet

Man beachte, dass von der gleichen Spannung für alle PMTs ausgegangen worden ist. Zwar kann die Zufallskoinzidenzrate für andere Fälle berechnet werden, dies ist aber nicht mehr in einer 2D-Grafik darstellbar. Da die Zählraten streng monoton sind, kann somit eine Abschätzung der Zufallskoinzidenzrate nach oben vorgenommen werden. Die Abschätzung zeigt, dass wenn alle PMTs mit 1500 V betrieben werden, die dreifachkoinzidente, zufällige Rate ca. 3 nHz beträgt.

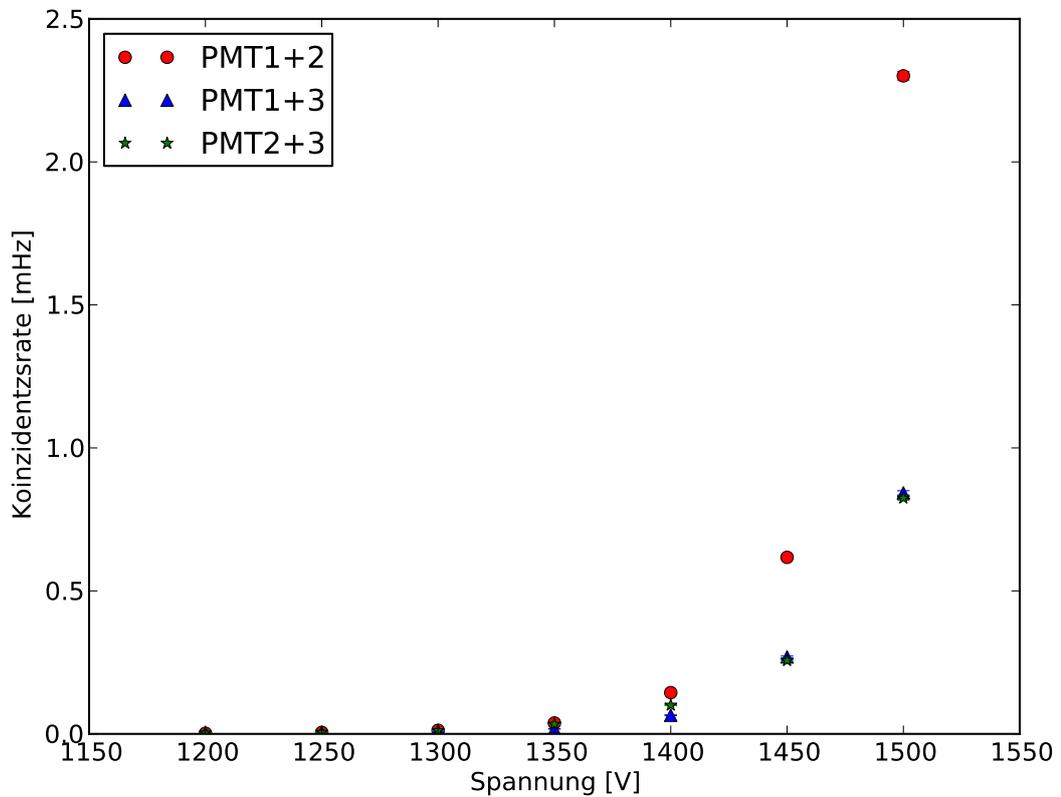


Abb. 24: Berechnete, zufällige Zweifachkoinzidenzraten bei verschiedenen Versorgungsspannungen. Dazu wurde für alle PMTs dieselbe Spannung verwendet.

5.2. Spannungseinstellung

Es wurden die Zwei- und Dreifachkoinzidenzraten des Myon-Hodoskops gemessen und mit PMTs bei verschiedenen Spannungen untersucht. Die Spannungen wurden auf die Dreifachkoinzidenz optimiert und es wurde gezeigt, dass der Anstieg der Dreifachkoinzidenz nicht auf einen Anstieg der Rauschraten zurückzuführen ist.

Die Werte werden hier noch einmal zusammengefasst:

PMT	Spannung [V]	Einzelratenmessung [Hz]
PMT1	1300	25.8 ± 0.5
PMT2	1300	48.7 ± 0.7
PMT3	1300	24.2 ± 0.5

Tab. 3: Versorgungsspannungen und Einzelratenmessung der PMTs vor der Spannungseinstellung.

PMTs	gemessen		berechnet	
	Rate [Hz]	σ_{Rate} [Hz]	Rate [Hz]	σ_{Rate} [Hz]
PMT1+2	1.11	0.03	$12.6 \cdot 10^{-6}$	$0.6 \cdot 10^{-6}$
PMT1+3	0.136	0.01	$6.2 \cdot 10^{-6}$	$0.3 \cdot 10^{-6}$
PMT2+3	0.095	0.01	$11.8 \cdot 10^{-6}$	$0.6 \cdot 10^{-6}$
PMT1+2+3	0.0564	0.0004	$2.3 \cdot 10^{-12}$	$0.1 \cdot 10^{-12}$

Tab. 4: Gemessene und berechnete, zufällige Koinzidenzraten vor der Spannungseinstellung. Bereits vor der Spannungseinstellung liegen mehrere Dekaden zwischen der koinzidenten, zufälligen Rate und der gemessenen Rate, das Myon-Hodoskop detektiert also Teilchendurchgänge.

PMT	Spannung [V]	Einzelratenmessung [Hz]
PMT1	1300	25.8 ± 0.5
PMT2	1350	86.3 ± 0.9
PMT3	1400	67.5 ± 0.8

Tab. 5: Versorgungsspannungen und Einzelratenmessung der PMTs nach der Spannungseinstellung.

PMTs	gemessen		berechnet	
	Rate [Hz]	σ_{Rate} [Hz]	Rate [Hz]	σ_{Rate} [Hz]
PMT1+2	1.24	0.04	$22 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-6}$
PMT1+3	0.13	0.01	$58 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-6}$
PMT2+3	0.12	0.01	$17.4 \cdot 10^{-6}$	$0.8 \cdot 10^{-6}$
PMT1+2+3	0.082	0.001	$11.3 \cdot 10^{-12}$	$0.5 \cdot 10^{-12}$

Tab. 6: Gemessene und berechnete, zufällige Koinzidenzraten nach der Spannungseinstellung. Durch die Spannungseinstellung stieg die Dreifachkoinzidenzrate um $26 \text{ mHz} \pm 1 \text{ mHz}$ an.

5.3. Test mit AMIGA

Um sicherzustellen, dass das Myon-Hodoskop als externer Trigger für den PMC funktioniert, wurden drei kombinierte Messungen durchgeführt. Dazu wurde das Myon-Hodoskop in die in Abbildung 25 und 26 zu sehenden Positionen gebracht und je eine Messung mit dem PMC durchgeführt. In der dritten Messung wurden die PMTs des Myon-Hodoskops nicht benutzt und stattdessen ein Pulser angeschlossen. Man erwartet nun, dass der PMC in dem, durch die Position des Myon-Hodoskop bestimmten, Bereich eine Teilchenhäufung aufweist, die beim Verschieben des Myon-Hodoskops ebenfalls verschoben wird. Bei der Verwendung des Pulsers sollte diese Häufung verschwinden.

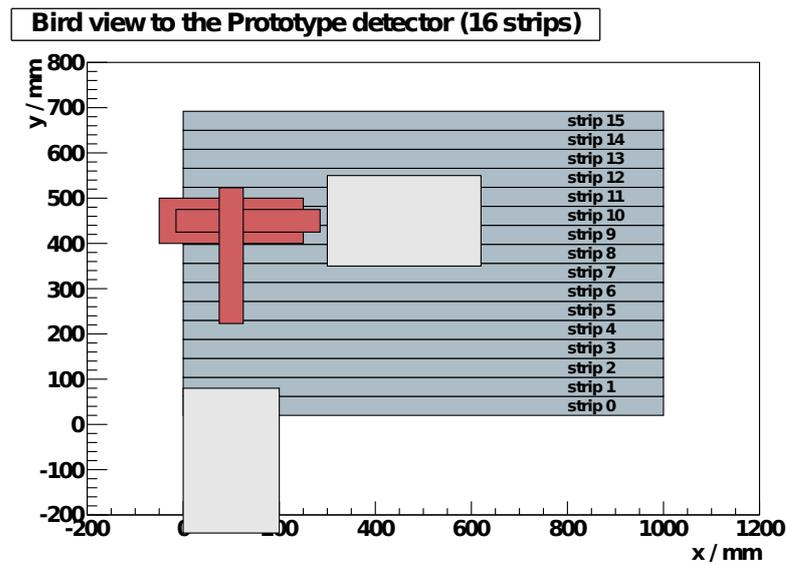


Abb. 25: Positionierung des Myon-Hodoskops relativ zum PMC bei der Durchführung der ersten Messung. Die Messergebnisse in dieser Position sind in Abbildung 27 zu sehen. [17]

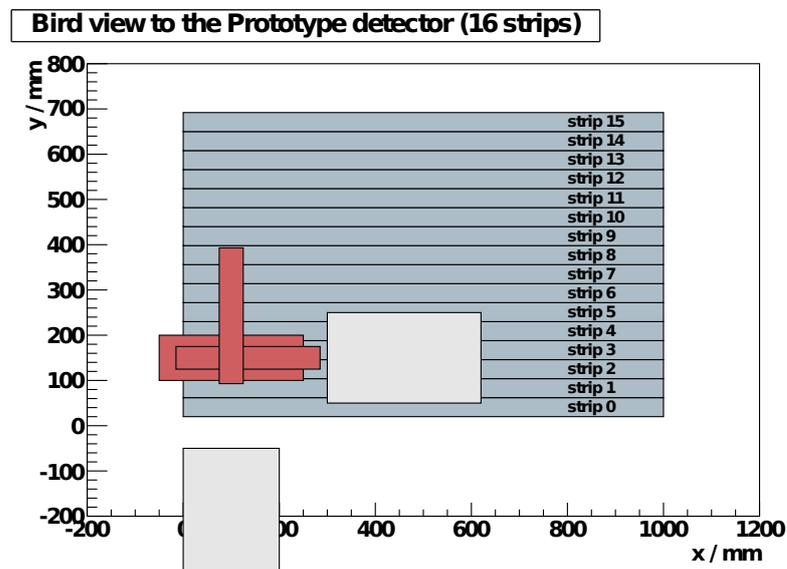


Abb. 26: Positionierung des Myon-Hodoskops relativ zum PMC bei der Durchführung der zweiten Messung. Die Messergebnisse in dieser Position sind in Abbildung 28 zu sehen. [17]

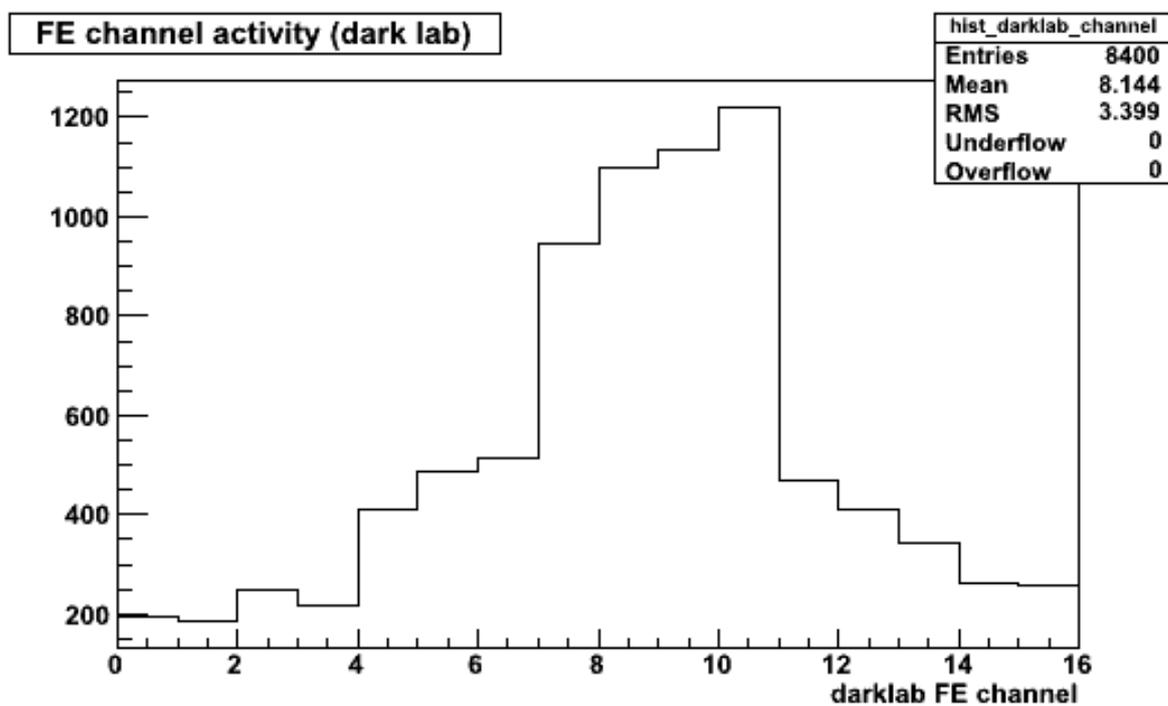


Abb. 27: Anzahl registrierter Ereignisse pro Szintillatorstreifen des PMCs. Eine Häufung in den Bins 7 bis 11 ist zu erkennen. Dies deckt sich mit der Position des Myon-Hodoskops (Abbildung 25). [17]

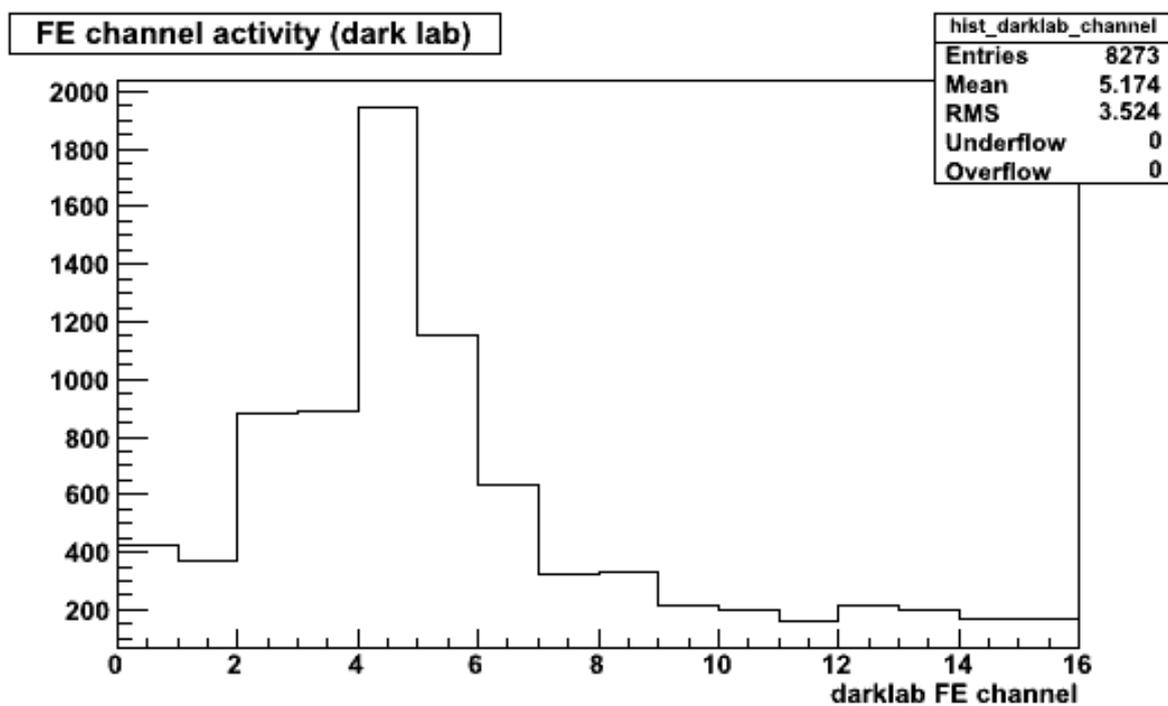


Abb. 28: Anzahl registrierter Ereignisse pro Szintillatorstreifen des PMCs. Eine Häufung im Bin 6 ist zu erkennen. Dies deckt sich mit der Position des Myon-Hodoskops (Abbildung 26). Wie erwartet verschiebt sich die Verteilung mit der Verschiebung des Myon-Hodoskops. [17]

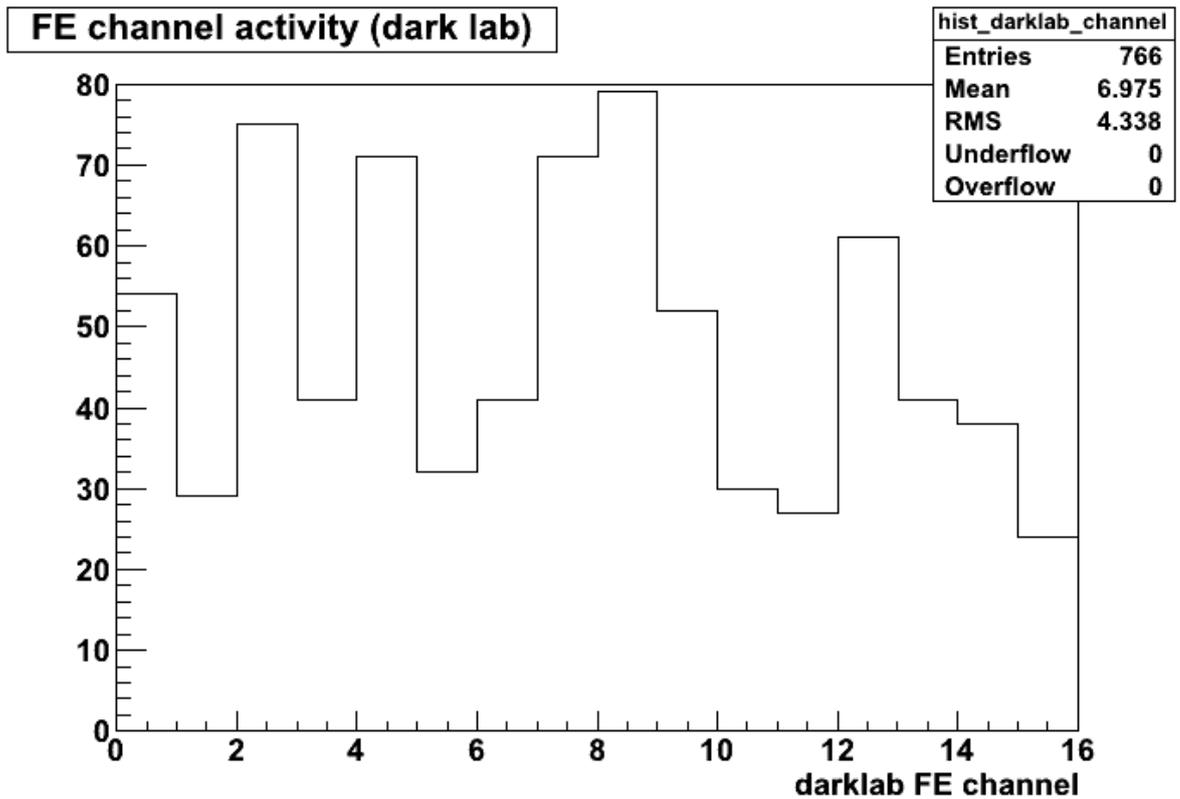


Abb. 29: Anzahl registrierter Ereignisse pro Szintillatorstreifen des PMCs. Als Trigger wurde ein Pulser eingesetzt. Es ist keine Häufung zu erkennen, was mit der Erwartung übereinstimmt. Zusätzlich ist anzumerken, dass die Anzahl der aufgezeichneten Teilchendurchgänge sehr klein ist (< 100 pro Bin). Der Grund dafür ist, dass nur dann Daten aufgenommen werden, wenn sowohl externer Trigger als auch PMC einen Teilchendurchgang registrieren. [17]

6. Fazit

Das aufgebaute Myon-Hodoskop ist in Betrieb. Alle elektronischen Komponenten wurden getestet und sind verwendbar. Die Koinzidenzrate der PMTs im Spannungsbereich von 1200 V bis 1500 V wurde untersucht und die Versorgungsspannungen so eingestellt, dass die Dreifachkoinzidenzrate maximal wurde. Es wurden die zufälligen Koinzidenzraten betrachtet und ausgeschlossen, dass nur zufälliges Rauschen detektiert wird.

Kombinierte Messungen mit dem Myon-Hodoskop und dem PMC wurden durchgeführt und zeigen die erwartete Häufung von Teilchendurchgängen im vom Myon-Hodoskop beobachteten Bereich.

Bisher wurde keine Anpassung der Diskriminatorschwellen durchgeführt, was eine Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses zur Folge haben sollte. Ebenfalls wurden keine Uniformitätsmessungen für das Szintillatormaterial durchgeführt. Solche Messungen sollten, wie z. B. in [18] beschrieben, in Zukunft noch stattfinden.

A. Abkürzungsverzeichnis

AMIGA Auger Muons and Infill for the Ground Array

HEAT High Elevation Auger Telescopes

AERA Auger Engineering Radio Array

PMC Prototyp Myon Counter

PMT Photoelektronenvervielfacher

SHV Safe High Voltage

BNC Bayonet Neill–Concelman

NIM Nuclear Instrumentation Module

CDAS Central Data Acquisition System

TTL Transistor-Transistor-Logic

LVDS Low Voltage Differential Signaling

GPIB General Purpose Interface Bus

SD Surface Detector

FD Fluorescence Detector

FWHM Full Width of Half Maximum

B. Programme

Alle verwendeten Programme wurden in Python geschrieben. Dabei wurden primär die Versionen 2.7 verwendet. Nach Möglichkeit wurde versucht die Programme auch auf den Versionen 2.5 und 2.6 nutzbar zu machen.

Der Sourcecode der einzelnen Programme ist in der Universität Siegen hinterlegt und kann eingesehen werden. Anbei eine kurze Beschreibung der geschriebenen Programme.

B.1. Acquire.py

Das verwendete Oszilloskop kann angezeigte Pulse in CSV-Dateien abspeichern. Dies lässt sich über ein Triggerevent automatisieren, durch eine Beschränkung der Dateinamen werden aber maximal 1000 Dateien aufgezeichnet. Da hier mehr benötigt wurden, musste eine andere Lösung verwendet werden.

Das Programm Acquire.py löst dies mit Hilfe des General Purpose Interface Bus (GPIB). Die Daten werden über ein USB-GPIB-Interface direkt aus dem Oszilloskoparbeitspeicher ausgelesen und anschließend auf einem Laptop in einem ZIP-File abgespeichert. Die Daten werden dabei analog zu den vom Oszilloskop erstellten Dateien generiert und in einer verschachtelten Ordnerstruktur abgelegt. Dies verhindert Probleme bei dem Entpacken der ZIP-Datei, da moderne Dateisysteme zwar fast beliebig viele Dateien pro Ordner ablegen können, die Erzeugungszeit für neue Dateien aber exponentiell ansteigt. Hier wurde eine Grenze von 10000 Dateien pro Ordner verwendet.

B.2. PMT_Lab4.py

Hierbei handelt es sich um die zur Auswertung auszuführende Datei. Sie wertet die vorgegebene xmlconfig-Datei aus und initiiert die in dieser angegebenen Auswertungen. Die 4 steht hierbei für die vierte Revision.

B.3. xmlconfig

xmlconfig ist kein Programm sondern die Konfigurationdatei für PMT_Lab4.py. Statt dieser kann auf Kommandozeilenebene eine alternative Konfigurationsdatei angegeben werden. Die Konfigurationsdatei verwendet XML.

B.4. PMT_viewer.py

Ein Programm um aus den erzeugten CSV-Dateien wiederum ein Bild zu erzeugen, das dem Bild auf dem Oszilloskop zum Zeitpunkt der Datenaufnahme entspricht.

C. Abbildungen



Abb. 30: Äußere Metallröhre, in die der PMT eingesetzt wird.



Abb. 31: Mu-Metallröhre, die zwischen PMT und die äußere Metallröhre geschoben wird.

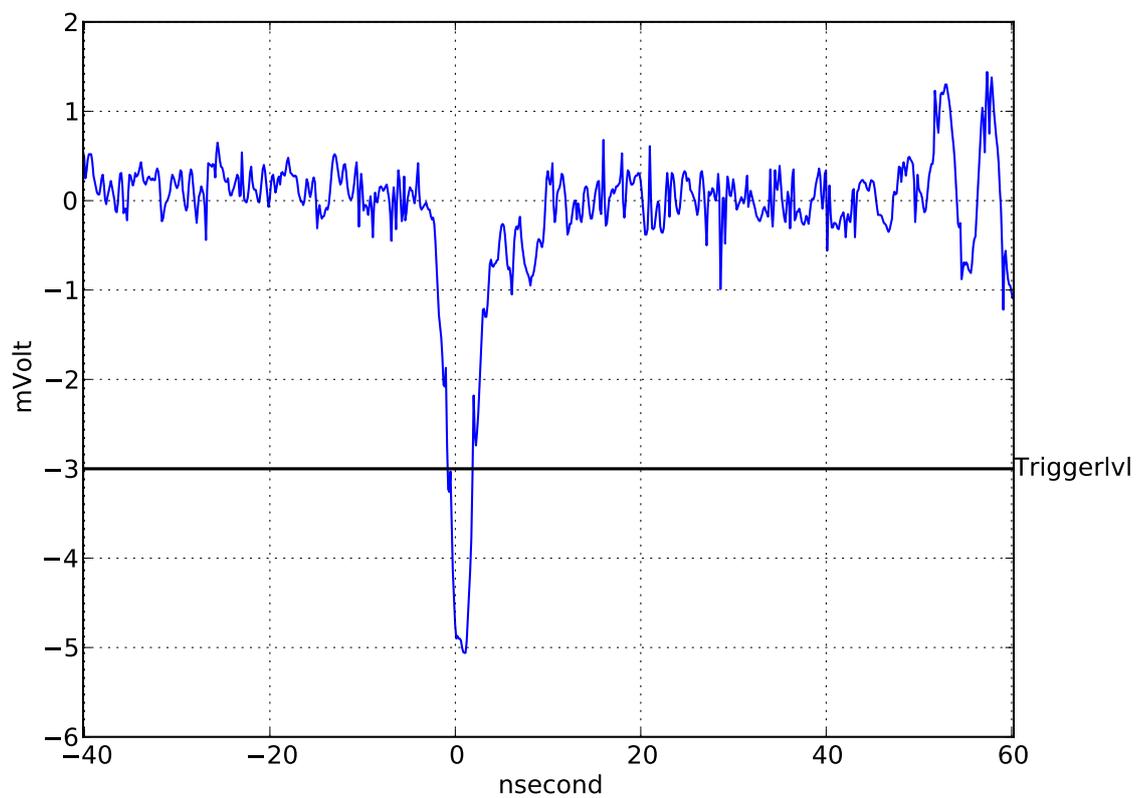


Abb. 32: Unverstärkter Puls des PMT2, als Triggerniveau wurde 3 mV und als Spannung 1300 V eingestellt.

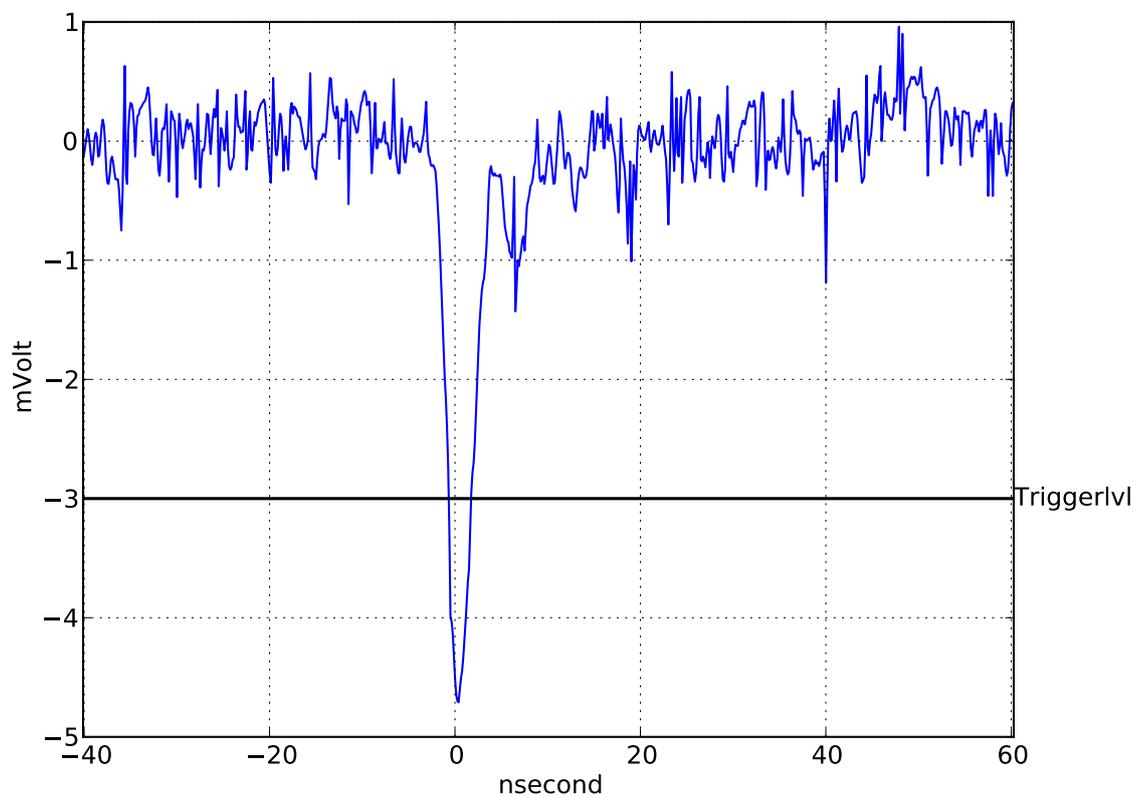


Abb. 33: Unverstärkter Puls des PMT3, als Triggerniveau wurde 3 mV und als Spannung 1300 V eingestellt.

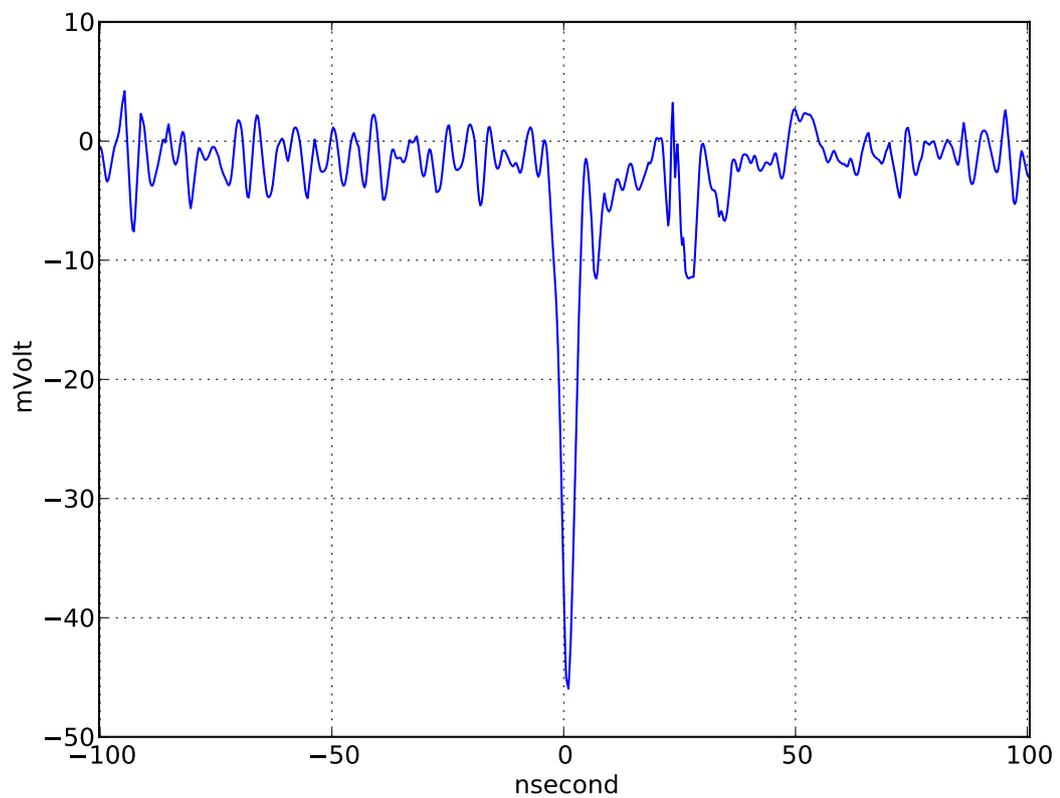


Abb. 34: Verstärkter Puls des PMT2, als Triggerniveau wurde 30 mV und als Spannung 1350 V ausgewählt. Es handelt sich hierbei um ein neues Signal und nicht um eine Verstärkung des in Abbildung 32 gezeigten Pulses.

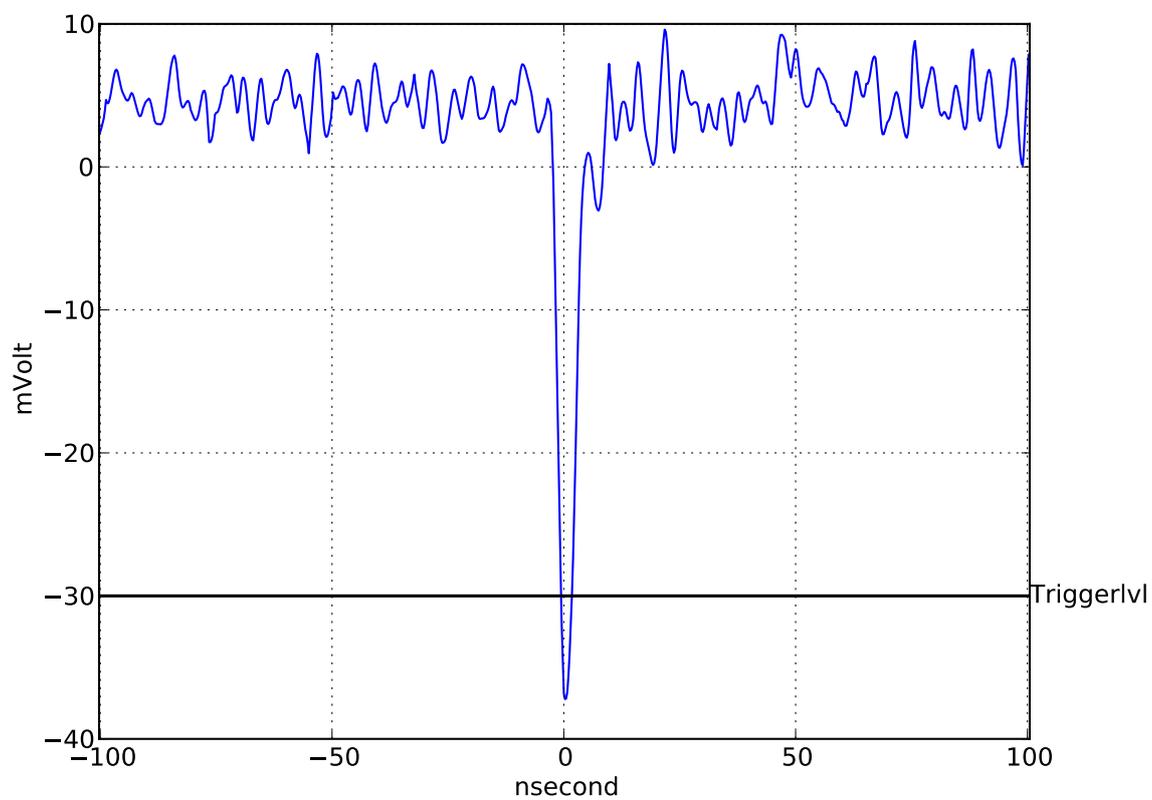


Abb. 35: Verstärkter Puls des PMT3, als Triggerniveau wurde 30 mV und als Spannung 1400 V ausgewählt. Es handelt sich hierbei um ein neues Signal und nicht um eine Verstärkung des in Abbildung 33 gezeigten Pulses.

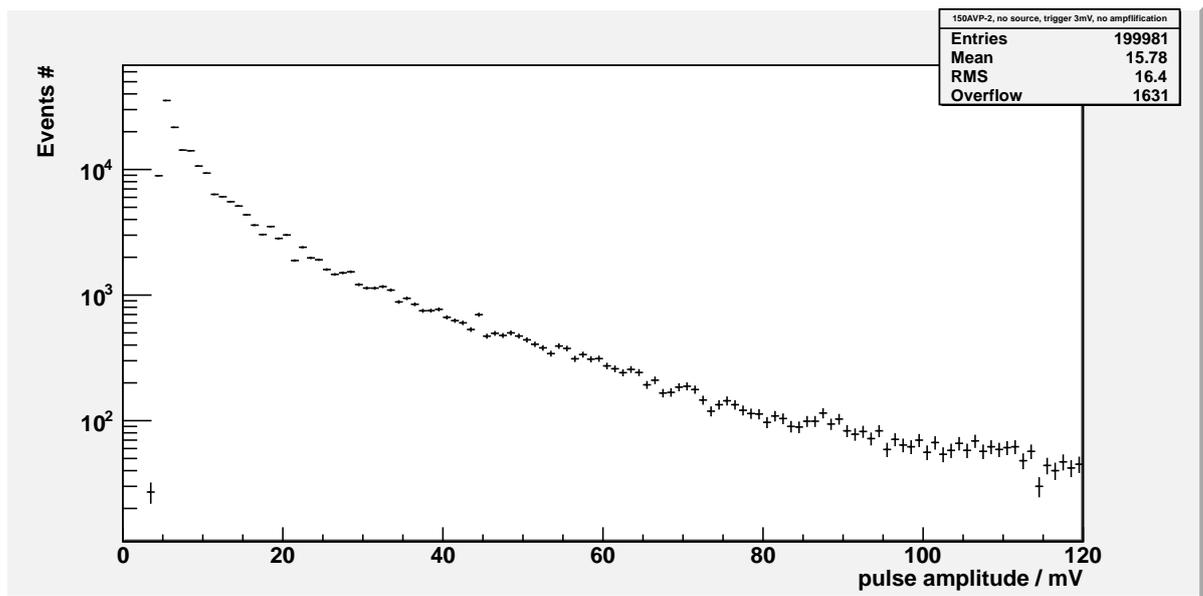


Abb. 36: Unverstärktes Spektrum des PMT2, als Triggerniveau wurde 3 mV und als Spannung 1350 V ausgewählt. Es liegt eine semilogarithmische Skala vor, die x-Achse weist eine Bin-Breite von 1 mV auf.

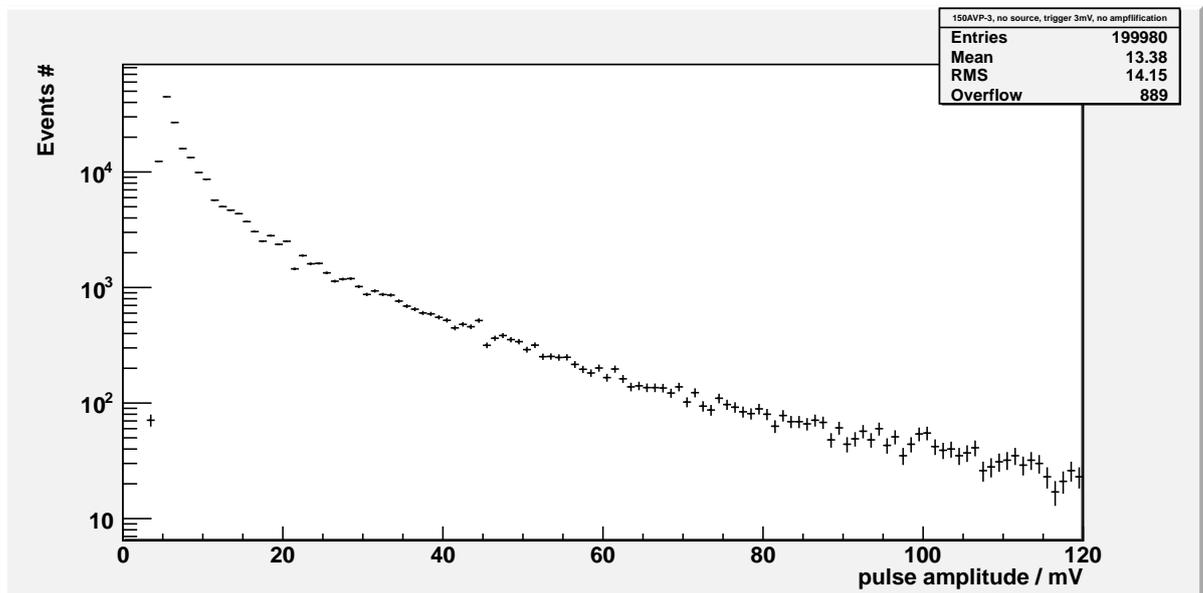


Abb. 37: Unverstärktes Spektrum des PMT3, als Triggerniveau wurde 3 mV und als Spannung 1400 V ausgewählt. Es liegt eine semilogarithmische Skala vor, die x-Achse weist eine Bin-Breite von 1 mV auf.

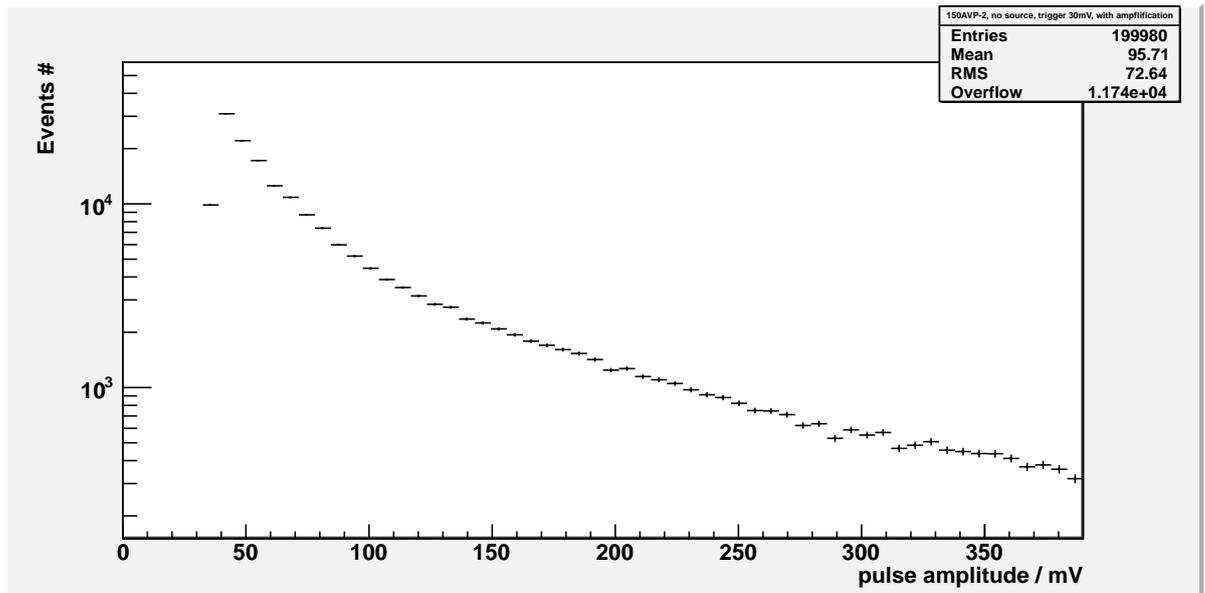


Abb. 38: Verstärktes Spektrum des PMT2. Es wurde eine Bin-Breite von 6.5 mV verwendet, als Fehler wurde \sqrt{n} eingezeichnet.

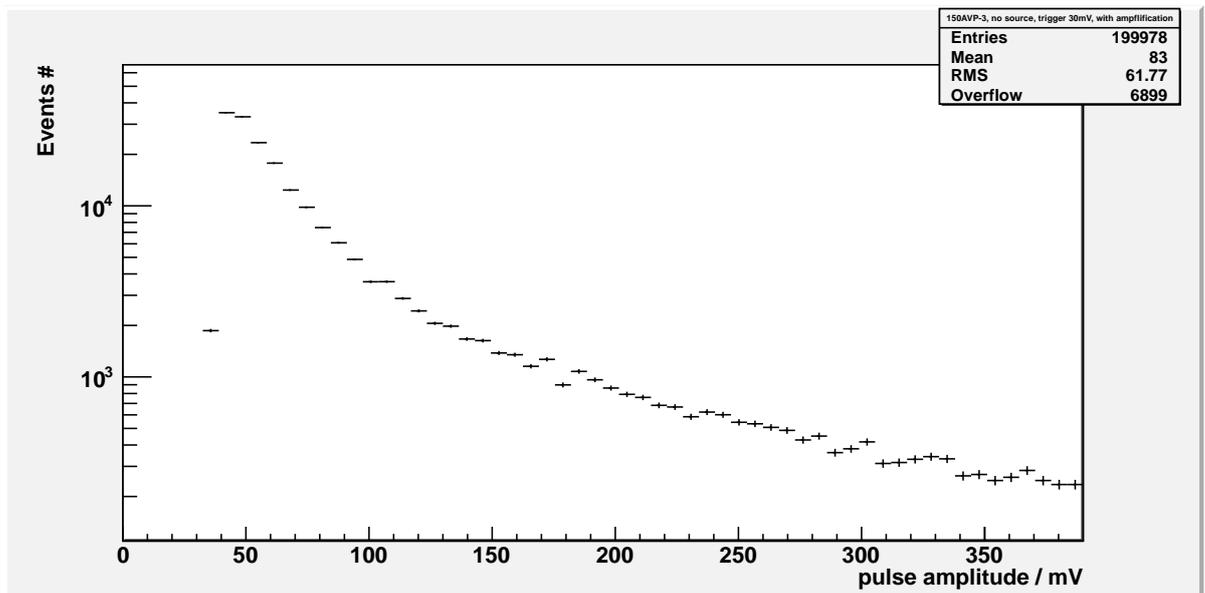


Abb. 39: Verstärktes Spektrum des PMT3. Es wurde eine Bin-Breite von 6.5 mV verwendet, als Fehler wurde \sqrt{n} eingezeichnet.

Literatur

- [1] „The Nobel Prize in Physics 1903“, Nobelprize.org, Datum: 22 November 2011, http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1903/.
- [2] „The Nobel Prize in Physics 1936“, Nobelprize.org, 22 November 2011, http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1936/.
- [3] siehe z. B.: Claus Grupen, „Astroparticle Physics“ Springer Verlag, 3-540-25312-2, 978-3-540-25312-9, 2005924544.
- [4] J. Bluemer, R. Engel, J.R. Hoerandel, „Cosmic Rays from the Knee to the Highest Energies“, Prog.Part.Nucl.Phys.63:293-338,2009, 10.1016/j.pnpnp.2009.05.002, arXiv:0904.0725v1 [astro-ph.HE].
- [5] Patrick William Young, „Cosmic Rays at the Ankle“, September 2007, Michigan Technological University Houghton, Michigan, auger.colostate.edu/~pwyounk/Dissertation.pdf.
- [6] J. Abraham et al., „Observation of the Suppression of the Flux of Cosmic Rays above 4×10^{19} eV“, Pierre Auger Collaboration, 4 August 2008, <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.101.061101>, 10.1103/PhysRevLett.101.061101, 98.70.Sa, 95.85.Ry, 96.50.sb, 96.50.sd.
- [7] Holger Ulrich, „Untersuchungen zum primären Energiespektrum der kosmischen Strahlung im PeV-Bereich mit dem KASCADE-Experiment“, 0947-8620.
- [8] „Der Auger Oberflächen Detektor“, Auger.de, 22 November 2011, <http://www.auger.de/public/sd.de.html>.
- [9] „Surface Detector Station # 358“, Auger.org, 22 November 2011, http://www.auger.org/photos/photo_archive/gallery2003.html.
- [10] siehe z. B.: Grupen und Schwarz, „Particle Detectors“, 2. Auflage, 978-0-521-84006-4.

-
- [11] „The parts of an FD mirror and camera assembly“, Auger.org, 29 November 2011, http://www.auger.org/observatory/pics/Bay4_txt_040324.jpg.
- [12] Pierre Auger, New York, 1960, Auger.org, 22 Nov 2011, http://www.auger.org/images/pierre_auger_1960.jpg.
- [13] LabLogic Systems Limited, „Background Considerations in Radio Flow-through Detectors“, Lablogic.com, 22 Nov 2011, <http://www.lablogic.com/display.asp?name=TechNoteBackgroundConsiderations>.
- [14] F. Halzen et al, „The highest energy cosmic ray“, Department of Physics, University of Wisconsin, Madison, WI 53706, USA, doi:10.1016/j.physletb.2003.10.071.
- [15] T. Ullrich und Z. Xu, „Treatment of Errors in Efficiency Calculations“, Brookhaven National Laboratory, 2 Februar 2008, arXiv:physics/0701199v1 [physics.data-an]
- [16] Uwe Fröhlich, „Charakterisierung der Szintillatoren der Ausleselektronik des AMIGA-Myonsystems“, Masterarbeit, Universität Siegen - Department Physik, Februar 2009
- [17] Michael Pontz, Universität Siegen - Department Physik, 10 Januar 2012, private Mitteilung.
- [18] Adeline Bieker, „Aufbau eines Szintillator-Hodoskops für kosmische Myonen“, Bachelorarbeit, Universität Siegen - Department Physik, Juni 2008
- [MOZ] Oszilloskop HP Infinium 54845A
- [MHV] Hochspannungsversorgung Silena Milano Mod 7712
- [MDGG] Dualgate-Generator LeCroy LC-222
- [MSV] Signalverstärker LeCroy LC-612A
- [MDISK] Diskriminator LeCroy LC-821

[MKOIN] Koinzidenzeinheit LeCroy LC-365ALP

[MPMT] Photomultiplier Phillips 150AVP

[MSZ] Szintillator Rexion RP-408-Plastic

Danksagung

Ich möchte mich hier bei allen bedanken, die mich bei der Erstellung dieser Arbeit unterstützt haben.

Im Besonderen gilt mein Dank:

- Herrn Prof. Dr. Peter Buchholz, der als Betreuer diese Arbeit begleitet hat.
- Uwe Fröhlich und Michael Pontz, die ich bei Problemen zu jeder Zeit ansprechen konnte, meine Arbeit probe lasen und mir beim Aufbau des Myon-Hodoskops mit Rat und Tat zur Seite standen.
- Meinem Vater Fred Lauber, der mich immer unterstützte.
- Meiner Freundin Natalie Wollersheim, die immer an meiner Seite stand.
- Dem Hackerspace Siegen, in dem ich immer einen ruhigen Platz zum schreiben und Motivation fand.

Danke euch allen!

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Bachelor-Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt, sowie Zitate und Ergebnisse Anderer kenntlich gemacht habe.

.....

(Ort)

(Datum)

.....

(Unterschrift)