

Aufbau eines Praktikumsversuchs zur Messung kosmischer Strahlung

von
Kai Hugenroth

Bachelorarbeit in Physik

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

im August 2010

erstellt im
III. Physikalischen Institut A

bei
Prof. Dr. Thomas Hebbeker

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation und Ziel des Praktikumsversuchs	1
2	Grundlegendes	3
2.1	Geschichte der kosmischen Strahlung	3
2.2	Der Čerenkov-Effekt	6
2.2.1	Theorie des Čerenkov-Effekts	6
2.2.2	Čerenkov-Detektoren in der Praxis	7
3	Aufbau	11
3.1	Kaffeekannen als Wasser-Čerenkov-Detektoren	11
3.1.1	Photomultiplier	13
3.1.2	Umwandlung: Analog zu Digital	15
3.1.3	Koinzidenzmessung	18
3.2	Minimierung von Störeinflüssen	18
3.2.1	Passive Entstörung	20
3.2.2	Aktives Veto	21
3.2.3	USB DAQ	22
3.3	Vollständiger Aufbau	23
3.3.1	Crate	23
3.3.2	Versuch	24
4	Messungen	25
4.1	Hochspannungsplateaus der Detektoren	25
4.2	Rauschverhalten der Detektoren	26
4.3	Ermittlung der charakteristischen Koinzidenzraten und vertikaler Myonfluss	28
4.4	Messung der Absorptionseigenschaften des Physikzentrums	29
4.5	Abhängigkeit des Myonflusses vom Zenitwinkel	30
5	Fazit	31
6	Anhang A: Anleitung	37
7	Anhang B: Datenblätter	65

Abbildungsverzeichnis

1.1	Skizze eines kosmischen Schauers, nach [1]	1
2.1	Viktor Hess vor einem Messflug in einem Heissluftballon [5]	3
2.2	Historisches Elektrometer zur Messung der Ionisationsrate der Umgebung und damit indirektem Nachweis von ionisierender Strahlung [7]	3
2.3	Magnetlinienkorrelation zur Strahlungsintensität der geladenen Teilchen nach Compton [7]	4
2.4	Skizze der - durch kosmische Strahlung induzierten - Sekundärstrahlung eines ausgedehnten Luftschauers. Qualitativ können die Schauerkomponenten in eine elektromagnetische, eine hadronische und eine myonische Komponente unterteilt werden. [12]	5
2.5	Spuraufnahme einer Nebelkammer am DESY - aus den kurzen Spuren lässt sich zum Biespiel schließen, dass es sich nicht um stark durchdringende Myonen handelt, nach [10]	5
2.6	Polarisierung der Moleküle des Mediums, links destruktive Interferenz, rechts konstruktive Überlagerung bei Geschwindigkeiten größer der Mediumlichtgeschwindigkeit [8]	6
2.7	Čerenkov-Kegel bei erfüllter Čerenkov-Bedingung, die resultierende Wellenfront (durchgezogene Linien) lässt sich leicht geometrisch ermitteln [8]	6
2.8	Das Superkamiokande-Neutrino-Experiment in Japan, links eine Zeichnung und oben rechts ein Foto des Wasserdetektors mit seinen Photomultiplierbesetzten Innenflächen, rechts das Bild eines Photomultipliers - Durch die 1,6 km Felsabschirmung werden atmosphärische Myonen wirkungsvoll absorbiert, für neutrino-induzierte Myonen stellt Fels hingegen kein Hinderniss dar [8]	7
2.9	Myon-Event bei Kamiokande - die Farben geben den Auslösezeitpunkt an, Lila/Rot am frühesten, Grün/Blau zuletzt - der Čerenkov-Kegel ist deutlich sichtbar [19] .	8
2.10	Detektor-Array des südlichen Auger-Observatoriums, jeder rote Punkt stellt einen Detektor dar (siehe Abb. 2.11) [5]	9
2.11	Einer der 1600 Wasser-Čerenkov-Detektoren des südlichen Auger-Observatoriums [5]	9
3.1	Komponenten des Aufbaus	11
3.2	Schnittfoto des Originaldetektors [6] - 1) Vorverstärker 2) Basisplatine 3) Photomultiplier 4) Kanneninnenraum	12
3.3	Schematischer Aufbau eines Detektors	12
3.4	Photonenreflektion an der -mit einer Silberlösung verspiegelten- Kanneninnenseite und spektraler Reflektionskoeffizient. Der optisch blaue und der langwellige UV-Wellenlängenbereich von Čerenkov-Licht werden gut reflektiert [15]	13
3.5	Stark vereinfachtes Schema der Arbeitsweise von Dynodenstufen, als Sekundärelektronenvervielfacher [18]	13
3.6	Ersatzschaltbild eines PMTs, mit d1 bis d12 sind die 12 Dynodenstufen gekennzeichnet, unterhalb befinden sich die Widerstände der Spannungsteiler, darunter die Kondensatoren zur Stabilisierung des Basisstroms [20]	14
3.7	Typische Quanteneffizienz eines PMTs mit Bi-Alkali-Kathode, nach [13]	14
3.8	Effektiv erzeugte Photoelektronen bei den eingesetzten Wasser-Čerenkov-Detektoren [4]	14

3.9	Signal vor dem Verstärker	15
3.10	Signal nach dem Verstärker	15
3.11	Beispielhafter NIM-Puls	15
3.12	Beispiel von Dämpfungs- und Dispersionseffekte auf einen vormals rechteckigen NIM-Puls	15
3.13	Vereinfachtes Schema des Signalgangs	16
3.14	Hochspannungsversorgung, Verstärker, Diskriminator, Koinzidenz und Zähler - ausgegraute Bereiche werden später erläutert	17
3.15	Vereinfachtes Schema des Signalgangs in Koinzidenzschaltung	18
3.16	Aufbau der Winkelmessung	19
3.17	Eingekoppelte Störung (Mehrfachauschlag)	20
3.18	Vereinfachtes Schema des Signalgangs mit Veto-Schaltung	21
3.19	Schema der vollständigen Schaltung des Aufbaus	22
3.20	NI Data Acquisition Box mit USB-Anbindung [21]	22
3.21	Bildschirmfoto vom Labview-Interface	22
3.22	Vollständiger Aufbau des Crates	23
3.23	Der Versuchswagen mit NIM-Crates, Detektoren, PC und Oszilloskop	24
4.1	Detektorraten gegen Hochspannung bei fester Messschwelle (gelber Detektor). Die Rauschkurve (schwarz) liegt über ein breites Intervall etwa 2 Größenordnungen unter der Signalkurve (rot).	25
4.2	Detektorraten gegen Hochspannung bei fester Messschwelle (roter Detektor). Auch hier ist ein Plateau auszumachen.	26
4.3	Detektorraten gegen Diskriminatorspannung bei fester Hochspannung von etwa 1,35 kV (gelber Detektor). Am Arbeitspunkt ergibt sich eine deutliche Auftrennung der Signal- und Rauschkurven, mit zunehmender Diskriminatorschwelle.	27
4.4	Detektorraten gegen Diskriminatorspannung bei fester Hochspannung von etwa 1,70 kV (roter Detektor). Bei leicht überhöhter Betriebsspannung wird die Signalkurve gedehnt und flacher, das Rauschen stärker - dies ist bei niedrigen Schwellen in Koinzidenz von Vorteil, da hier der empfindliche Diskriminator und nicht das einzelne Detektorrauschen den Fehler dominiert.	27
4.5	Messung des Koinzidenzverhältnisses	28
4.6	Oben: Vergleich der gemessenen Detektorrate (blau) mit der erwarteten Dämpfung für 70 cm Betondecken (grün). Unten: Myonfluss gegen Materialtiefe bei teilmassiven Decken (Messwerte in blau, Theorie in schwarz) [4]	29
4.7	Schema der Dämpfungsmessung in enger Messumgebung in Turm 28, P.Z. RWTH	29
4.8	Aufbau der Winkelmessung	30
4.9	Relative Rate gegen Zenitwinkel	30

Tabellenverzeichnis

3.1 Farbkodierung der Detektoren 13

3.2 Fast-negative NIM Logic 16

4.1 Arbeitsbereiche der Detektoren 26

4.2 Myonfluss in der Halle des Physikzentrums bei 50Hz Einzelrate 28

1 Motivation und Ziel des Praktikumsversuchs

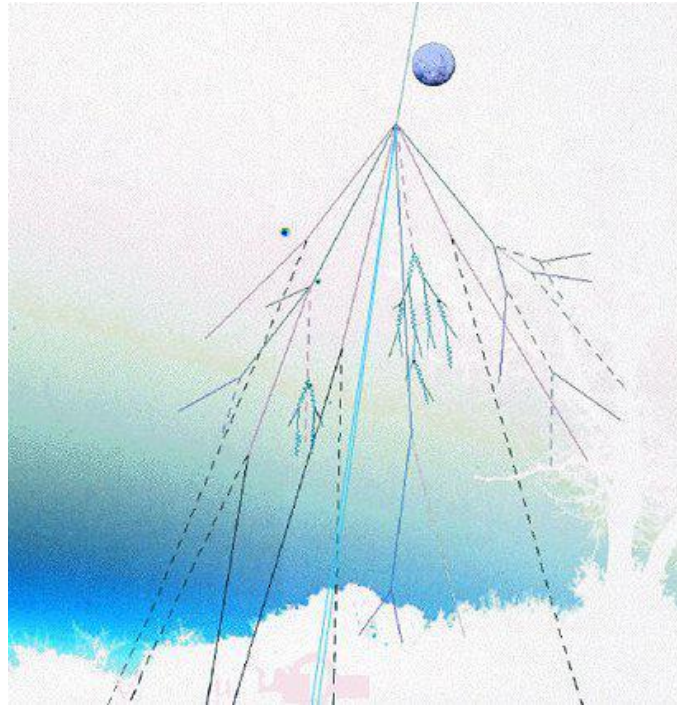


Abbildung 1.1: Skizze eines kosmischen Schauers, nach [1]

Ziel dieser Arbeit ist der Aufbau und die Inbetriebnahme eines Praktikumsversuchs zur Messung kosmischer Strahlung, unter Ausnutzung des Čerenkov-Effekts. Schwerpunktmäßig soll den Studierenden hierbei der Umgang mit Teilchendetektoren und der zugehörigen Messelektronik vermittelt werden. Darüber hinaus sollen die Studierenden, im Rahmen dieses Versuchs, in die Gebiete kosmischer Strahlung und ausgedehnter Luftschauer (Abb. 1.1) eingeführt werden.

Am ersten Messtag sollen die Studierenden sich mit der Elektronik und der Messmethoden vertraut machen und einige Kalibrationsmessungen durchführen. Hieran schließen sich über Nacht und am nächsten Tag verschiedene Messungen und Versuchsszenarien, wie z.B. die Messung des Zusammenhangs von Zenitwinkel und Myonrate, an. Außerdem ist der gesamte Versuch mobil auf einem Transportwagen untergebracht, um die Dämpfungseinflüsse von Betondecken und ähnlichem messen zu können, indem der Standort des Aufbaus in und ggf. auch außerhalb des Physikzentrums geändert wird.

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

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

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

2 Grundlegendes

2.1 Geschichte der kosmischen Strahlung

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



Abbildung 2.1: Viktor Hess vor einem Messflug in einem Heissluftballon [5]

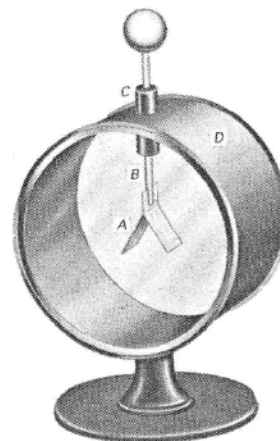


Abbildung 2.2: Historisches Elektrometer zur Messung der Ionisationsrate der Umgebung und damit indirektem Nachweis von ionisierender Strahlung [7]

Die vorherrschende Vorstellung war, dass radioaktive Teilchen in der Erdkruste (und einige wenige in der Atmosphäre) allein die bis dahin gemessene Strahlung erzeugten, die in zunehmender Höhe, wie von Rutherford mit abschirmenden Materialien getestet, absorbiert werden sollte. Diese Annahme wurde zunächst 1910 durch den Physiker Theodor Wulf qualitativ bestätigt. In einem Experiment auf dem Eiffelturm maß er - mithilfe eines Zweifadenelektrometers - ungefähr eine Halbierung der Ionisationsrate zwischen Bodenhöhe und Turm (etwa 300m). Diese Absorption entsprach qualitativ der Erwartung für erddominierte Strahlung, tatsächlich jedoch hatte man eine stärkere Abschwächung erwartet. Zwei Jahre später, 1912, unternahm der österreichische Physiker Viktor Hess (Abb. 2.1) einen Ballonflug mit Elektrometern (Abb. 2.2), zur Messung der Ionisationsrate in größeren Höhen.

Hierbei stieg er bis 5000 m auf und maß ab 1500 m tatsächlich wieder einen Anstieg der Ionisationsrate. Aus dem ansteigenden Verlauf folgerte er, dass die Quelle der von ihm gemessenen Strahlung nicht terrestrisch sein konnte und „taufte“ diese „kosmische Strahlung“. Für ihre Entdeckung wurde er 1936 mit dem Nobelpreis der Physik ausgezeichnet. Tatsächlich maß Hess die Sekundärstrahlung, ionisierende Strahlung aus Luftschauern, die durch den Aufprall hochenergetischer, kosmischer Strahlung auf die Atmosphäre, entstehen (vergleiche Abb. 2.4). Dies wurde klar, nachdem der Physiker Johann Pfitzer, 1936, bei Ballonflügen in sehr großen Höhen, ein Strahlungsmaximum in etwa 15 km Höhe ausmachen konnte. Sieben Jahre zuvor hatten Bothe und Kohlhörster bereits versucht, in Koinzidenzmessungen mit Blei- und Goldabsorbern die Natur der Strahlung zu ermitteln, wobei sie feststellten, dass das Durchdringungsvermögen selbiger viel höher als das von Gammastrahlung war, wie sie zunächst erwartet hatten. Es musste sich also um andersartige Strahlung handeln. Tatsächlich sind Myonen geladene Teilchen der Leptonen-Familie und nicht Photonen. Sie entstehen hauptsächlich beim Zerfall von Pionen und Kaonen, welche wiederum Reaktionsprodukte aus der Wechselwirkung der hochenergetischen kosmischen Primärstrahlung mit der Atmosphäre sind. Die in Abb. 2.4 dargestellten Zerfälle sind schematisch zu verstehen, tatsächlich bilden sich je nach Energie des auslösenden Primärteilchens große Schauerkaskaden, mit resultierenden Luftschauerradien von mehreren Kilometern.

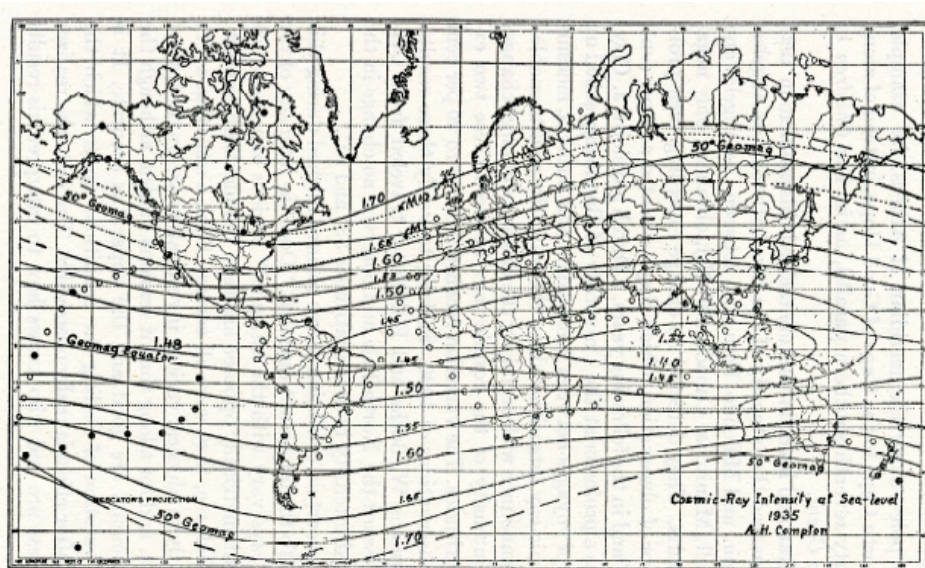


FIG. 6.—Compton's world map of isocosms. Note the parallelism of these lines of equal cosmic-ray intensity and the dotted curves of geomagnetic latitude (50° N. and S.).

Abbildung 2.3: Magnetlinienkorrelation zur Strahlungsintensität der geladenen Teilchen nach Compton [7]

In diesen Jahren unternahm zudem A.H. Compton weltweit diverse Expeditionen zur Messung von Korrelationen zwischen der Strahlungsintensität und den Ortskoordinaten. Hierbei entdeckte er einen Zusammenhang zwischen den Äquipotentiallinien des Erdmagnetfelds (Abb. 2.3) und der gemessenen Intensität, woraus er schloss, dass es sich bei der Primärstrahlung um geladene Teilchen handeln musste. 1930 entdeckten Anderson und Milikan mit einer Nebelkammer (Abb. 2.5) das Positron, 1937 Anderson und Neddermayer schließlich das Myon.

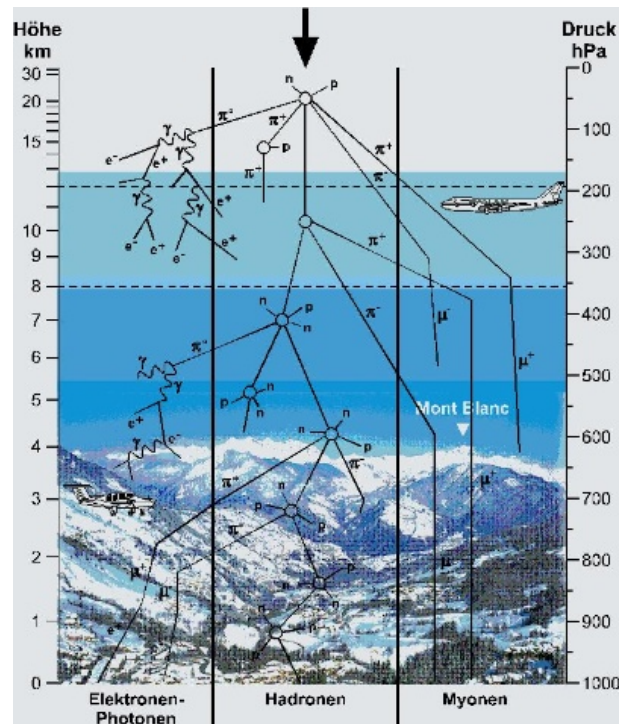


Abbildung 2.4: Skizze der - durch kosmische Strahlung induzierten - Sekundärstrahlung eines ausgedehnten Luftschauers. Qualitativ können die Schauerkomponenten in eine elektromagnetische, eine hadronische und eine myonische Komponente unterteilt werden. [12]

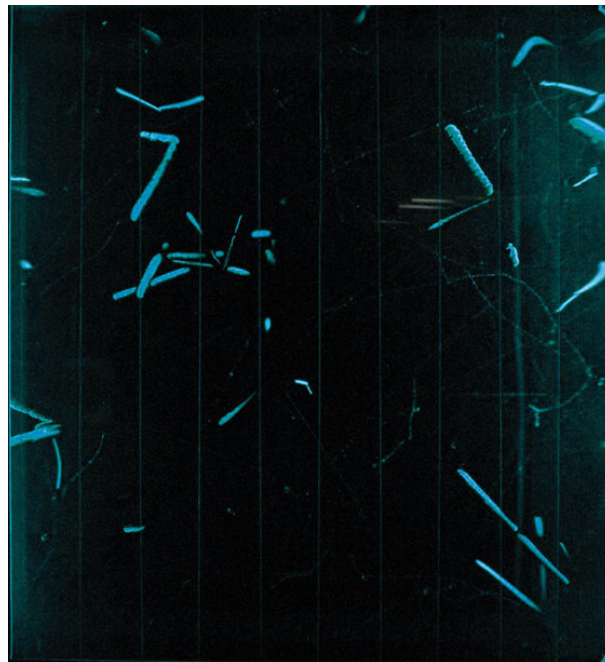


Abbildung 2.5: Spuraufnahme einer Nebelkammer am DESY - aus den kurzen Spuren lässt sich zum Biespiel schließen, dass es sich nicht um stark durchdringende Myonen handelt, nach [10]

2.2 Der Čerenkov-Effekt

2.2.1 Theorie des Čerenkov-Effekts

Wenn geladene Teilchen ein Medium kreuzen und sich dabei schneller bewegen, als die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Licht im Medium, so kommt es zum Čerenkov-Effekt. Das Teilchen polarisiert die Moleküle des Mediums und regt sie zur Emission von Licht an (Abb. 2.6).

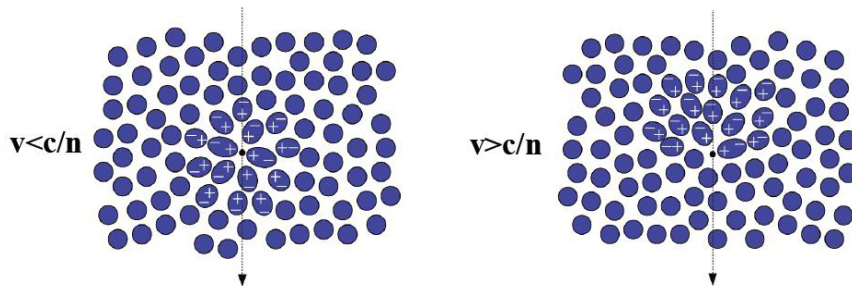


Abbildung 2.6: Polarisierung der Moleküle des Mediums, links destruktive Interferenz, rechts konstruktive Überlagerung bei Geschwindigkeiten größer der Mediumlichtgeschwindigkeit [8]

Für Geschwindigkeiten kleiner der Mediumlichtgeschwindigkeit, kommt es im Mittel zur destruktiven Interferenz, oberhalb dieser kritischen Geschwindigkeit ergibt sich ein Čerenkov-Lichtkegel aus konstruktiv überlagerten Wellen (vgl. Huygens Konstruktion in Abb. 2.7).

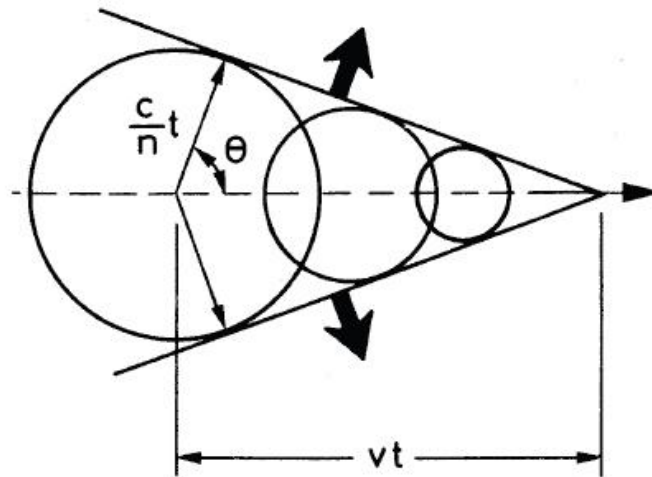


Abbildung 2.7: Čerenkov-Kegel bei erfüllter Čerenkov-Bedingung, die resultierende Wellenfront (durchgezogene Linien) lässt sich leicht geometrisch ermitteln [8]

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

$$\cos(\theta) = \frac{1}{\beta n} = \frac{c_0}{vn} \quad (2.1)$$

Čerenkov-Strahlung liefert ein kontinuierliches Spektrum, wobei die Intensität zu höheren Frequenzen hin ansteigt. Die typischen Wellenlängen liegen daher im Bereich von Ultraviolett bis Blau (optisch). Der genaue Verlauf wird durch die Frank-Tamm-Formel (Formel 2.3, [3])

beschrieben. Die Mediumlichtgeschwindigkeit c_n wird durch den zugehörigen Brechungsindex n festgelegt:

$$c_n = \frac{c_0}{n} \quad (2.2)$$

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

$$\frac{dN_\gamma}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha z}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{(n(\lambda)\beta)^2} \right) \quad (2.3)$$

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

2.2.2 Čerenkov-Detektoren in der Praxis

Čerenkov-Photonen können mithilfe von Photomultipliern registriert werden. Aus Winkelverteilung und Intensität kann bei hochauflösenden Detektoren die Geschwindigkeit des Teilchens bestimmt werden. Besonderer Vorteil des Čerenkov-Effekts ist hierbei die schnelle Emission von Photonen nach Teilchendurchgang, die sehr viel genauere Flugzeitmessungen (Engl.: Time of flight, ToF) ermöglicht, als es vergleichsweise späte Szintillatorphotonen zulassen würden. Darüber hinaus eignet sich schon einfaches destilliertes Wasser zur Erzeugung von Čerenkov-Licht, was erheblich preiswerter als Szintillator zu beschaffen ist.

Experimente, die sich den Čerenkov-Effekt zu nutze machen, sind unter anderem das südliche Pierre Auger-Observatorium in Argentinien, das LHCb-Experiment bei CERN in der Schweiz und Superkamiokande in Japan (Abb. 2.8).

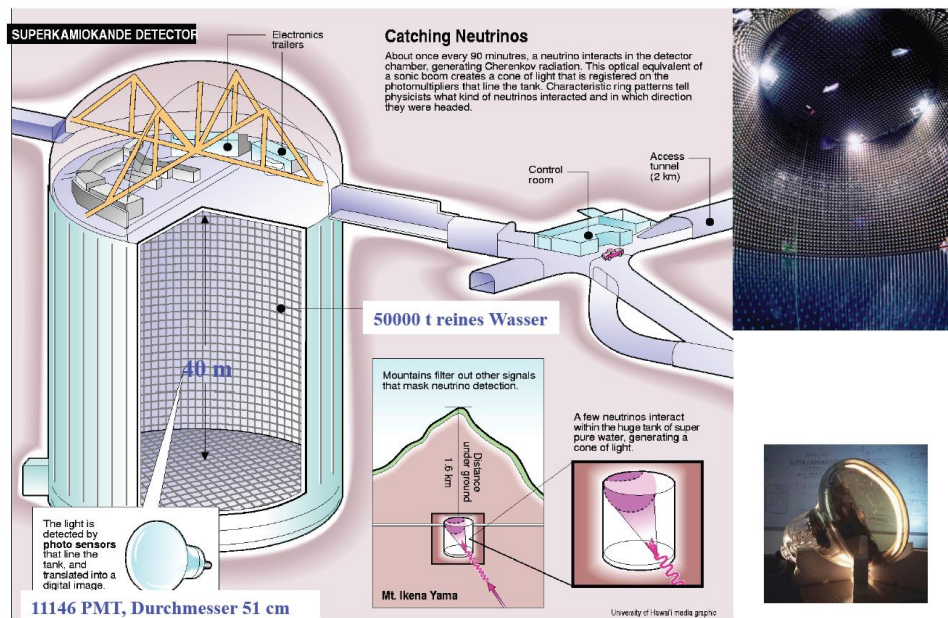


Abbildung 2.8: Das Superkamiokande-Neutrino-Experiment in Japan, links eine Zeichnung und oben rechts ein Foto des Wasserdetektors mit seinen Photomultiplierbesetzten Innenflächen, rechts das Bild eines Photomultipliers - Durch die 1,6 km Felsabschirmung werden atmosphärische Myonen wirkungsvoll absorbiert, für neutrinoinduzierte Myonen stellt Fels hingegen kein Hindernis dar [8]

Bei Superkamiokande (Abb. 2.8) handelt es sich um einen riesigen Wasser-Čerenkov-Detektor, der mit 50000 t reinem Wasser befüllt und mit über 10000 Photomultipliern ausgestattet ist. Das so erreichte Auflösungsvermögen erlaubt es, bei Myonen-Durchgängen deutlich den Čerenkov-Kegel zu erkennen (Abb. 2.9).

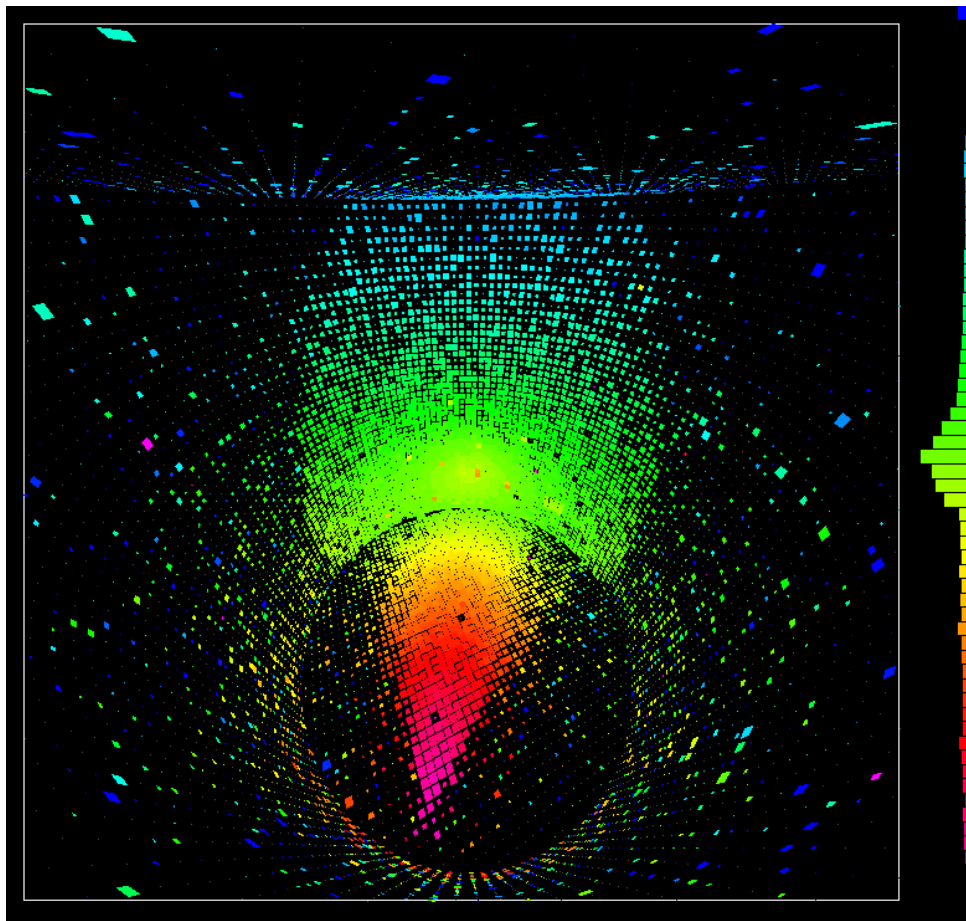


Abbildung 2.9: Myon-Event bei Kamiokande - die Farben geben den Auslösezeitpunkt an, Lila/Rot am frühesten, Grün/Blau zuletzt - der Čerenkov-Kegel ist deutlich sichtbar [19]

Beim vorliegenden Aufbau handelt es sich in Grundzügen um das gleiche Messprinzip, wie bei den Wasser-Čerenkov-Detektoren des Pierre Auger-Observatoriums. "Das Ziel des Pierre Auger-Projekts ist die Untersuchung der höchstenergetischen kosmischen Strahlung. Experimentelle Beobachtungen von kosmischen Teilchen mit Energien von mehr als 10^{20} eV stellen ein fundamentales Rätsel der modernen Physik dar. Mehr als 250 Wissenschaftler der Pierre Auger-Kollaboration aus 16 Ländern hoffen, dieses Rätsel mit zwei sehr großen Detektoranlagen zu lösen." [5]

Die südliche Detektorinstallation (Abb. 2.10) des Observatoriums dient der Messung und Quantifizierung ausgedehnter Luftschauer, mithilfe des Čerenkov-Effekts. Gerade bei höchst-energetischer kosmischer Strahlung ist es wichtig, große Flächen abzudecken, so dass auch große Schauerradien erfasst werden können. Zu diesem Zweck sind auf dem südlichen Detektorfeld des Observatoriums - auf einer Fläche von ca. 3000 km^2 - 1600 einzelne Detektorstationen platziert worden, die autonom voneinander Čerenkov-Photonen in Tanks, mit je 12 Tonnen Wasser und jeweils 3 Photomultipliern, verzeichnen (Abb. 2.10, Abb. 2.11).

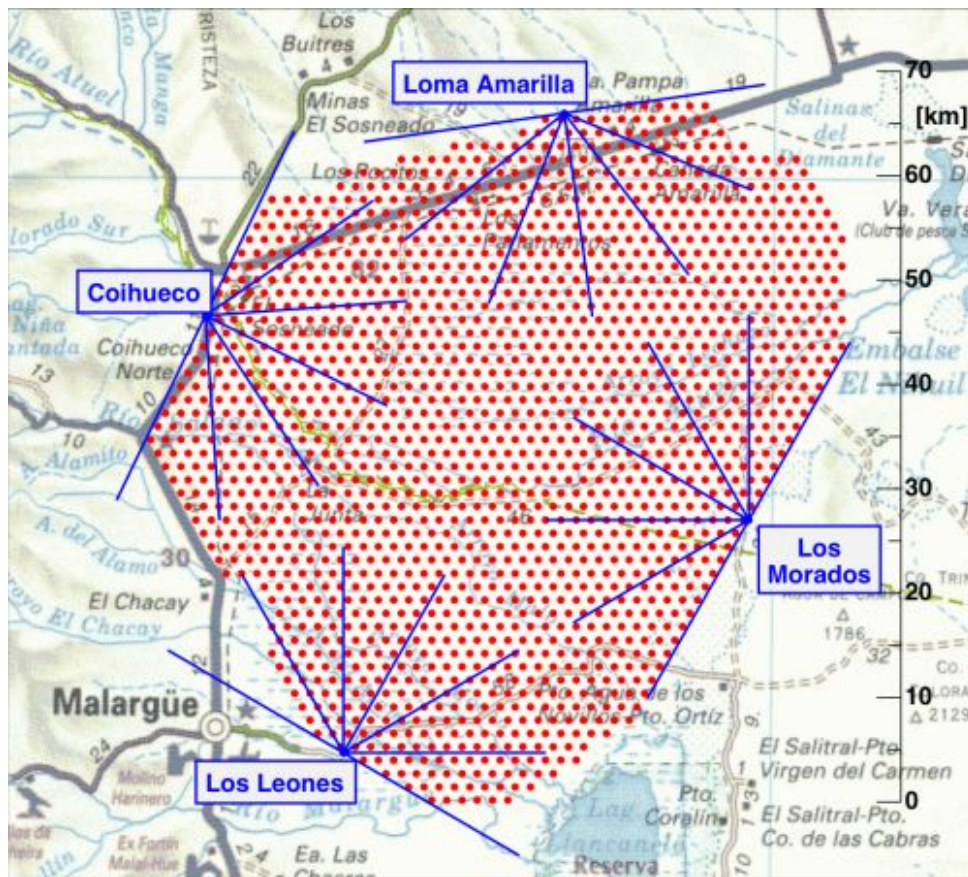


Abbildung 2.10: Detektor-Array des südlichen Auger-Observatoriums, jeder rote Punkt stellt einen Detektor dar (siehe Abb. 2.11) [5]



Abbildung 2.11: Einer der 1600 Wasser-Čerenkov-Detektoren des südlichen Auger-Observatoriums [5]

3 Aufbau

Der Grundaufbau des Experiments besteht aus drei Čerenkov-Detektoren, zwei teilbestückten Standard NIM-Crates mit Auswertungs elektronik, einem PC mit USB-Anbindung an die Crate-elektronik, sowie einem üblichen 4-Kanal-Oszilloskop (siehe Abb. 3.1). Alle Komponenten sind mobil auf einem Rollwagen angebracht, welcher von zwei Personen problemlos bewegt und platziert werden kann. Zum Betrieb des Aufbaus ist lediglich eine Netzstromsteckdose mit der, in

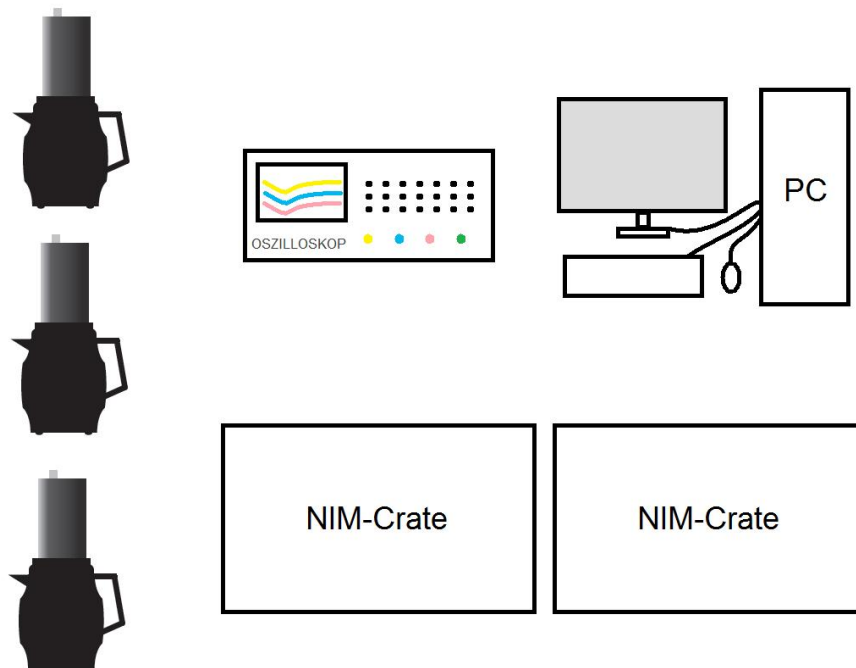


Abbildung 3.1: Komponenten des Aufbaus

Deutschland üblichen, 230 V / 50 Hz Wechselspannung nötig. Eine eventuelle spätere Umrüstung auf kabellosen Akku-Betrieb ist grundsätzlich möglich, bietet sich jedoch für den Einsatz mit Halbleiterdetektoren statt der derzeit verwendeten PMTs an, da dann die Notwendigkeit der Hochspannungstransformatoren entfällt.

3.1 Kaffeekannen als Wasser-Čerenkov-Detektoren

Die verwendeten Detektoren wurden in ihrer ursprünglichen Form freundlicherweise von der Universität Mainz zur Verfügung gestellt und bestehen aus zwei Hauptkomponenten. Die eine ist ein Wasserbehälter, die andere eine Photomultipliertube (Englisch: PM(T)=Photomultiplier(tube), im folgenden PM für den Sensor, bzw. PMT für die Röhre mit Basis) zur Verstärkung einzelner Photonen. Um zu unterstreichen, dass man mit vergleichsweise einfachen Mitteln kosmische Strahlung nachweisen kann, wurden für diesen Versuch Kaffeekannen vom Typ **Helios 3334** mit einem Fassungsvermögen von je einem Liter destilliertem Wasser verwendet [16]. Diese zeichnen sich durch ihre günstige, kugelhähnliche Innengeometrie (Abb. 3.2, Bereich 4), den auf den Durchmesser kleiner PMTs günstig passenden Schraubverschluss, sowie die - ursprünglich zu



Abbildung 3.2: Schnittfoto des Originaldetektors [6] - 1) Vorverstärker 2) Basisplatte 3) Photomultiplier 4) Kanneninnenraum



Abbildung 3.3: Schematischer Aufbau eines Detektors

Isolierungszwecken verwendete - Innenverspiegelung mit einer Silberlösung aus. Eine geeignete Verspiegelung - die möglichst gut im unteren optischen und im ultravioletten Wellenlängenbereich reflektiert - und eine passende Geometrie, sind unerlässlich, um hinreichend viele Čerenkov-Photonen auf den PM umzuleiten (vergleiche Abb. 3.4).

Der PM ist auf der Kanne verschraubt und reicht in den oberen Bereich des Kanneninnenraums (Abb. 3.2, Bereich 3), mit Gesichtsfeld in Richtung Wasservolumen. An seinem anderen Ende befindet sich die Basisplatte (Abb. 3.2, Bereich 2) und ein Vorverstärker (Abb. 3.2, Bereich 1), der, aus Gründen der Kompatibilität mit der verwendeten Ausleseelektronik, nicht verwendet wird. Die Kanne ist bündig mit destilliertem Wasser befüllt und der gesamte Apparat abgeklebt, um Lichteinschlüsse zu vermeiden. Zusätzlich existieren Abdeckungen um Lichteinschlüsse soweit es geht zu minimieren. Am oberen Ende des PMTs befindet sich ein Anschluss zur Versorgung mit Hochspannung, sowie ein Signalausgang mit LEMO-Buchse. Zusätzlich zu den gestellten Detektoren, wird ein Aufsatz aus der elektronischen Werkstatt des III. Physikalischen Instituts der RWTH Aachen verwendet. Hier wurde statt einer Plastikummantelung ein Aluminiumaufsatz verwendet. In diesem befindet sich ein - nicht baugleicher - Photomultiplier und eine abgewandelte Basis mit eingebautem (und kompatiblen) Vorverstärker, die über einen zusätzlichen 6V Stecker am oberen Ende mit Spannung versorgt wird. Für die Messungen wurden die Detektoren der Übersichtlichkeit halber farbkodiert (siehe Tab. 3.1).

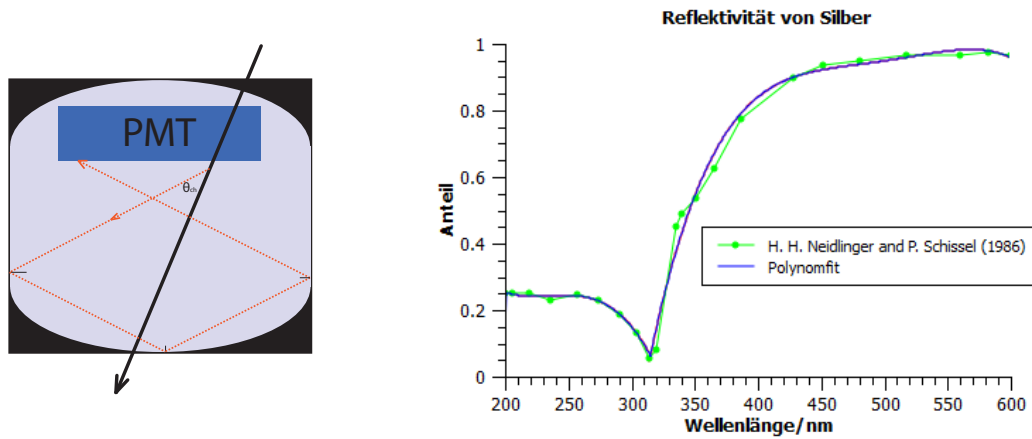


Abbildung 3.4: Photonenreflektion an der -mit einer Silberlösung verspiegelten- Kanneinnenseite und spektraler Reflektionskoeffizient. Der optisch blaue und der langwellige UV-Wellenlängenbereich von Čerenkov-Licht werden gut reflektiert [15]

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

Tabelle 3.1: Farbkodierung der Detektoren

3.1.1 Photomultiplier

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

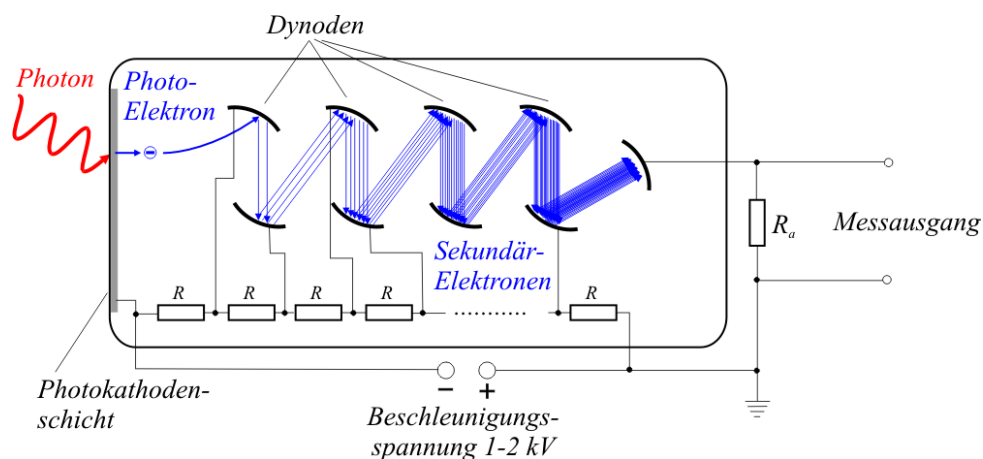


Abbildung 3.5: Stark vereinfachtes Schema der Arbeitsweise von Dynodenstufen, als Sekundärelektronenvervielfacher [18]

Trifft ein Photon die Photokathode und schlägt ein Elektron aus dem Kathodenmaterial aus (Photoeffekt), wird ein elektrischer Strompuls erzeugt. Das so genannte Photo-Elektronen wird

anschließend in Dynodenrichtung beschleunigt und dort vervielfacht (Abb. 3.5). Erzeugen Teilchen bei Materiedurchgang Photonen, können diese mit einem PM registriert werden. Die Effizienz (Quantenausbeute) des PMs ist maßgeblich von der eingestrahlteten Wellenlänge des Lichts abhängig und kann durch gezielte Optimierung der Photokathode an den angestrebten Wellenlängenbereich angepasst werden. Typisches Material für eine Photokathode, mit Sensitivität im oberen UV-Bereich bis mittleren optischen Spektrum, ist Bi-Alkali.

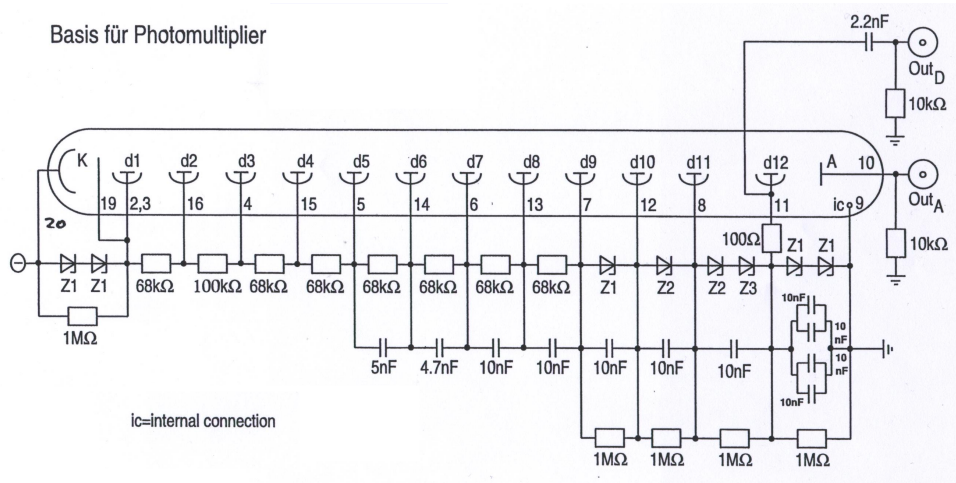


Abbildung 3.6: Ersatzschaltbild eines PMTs, mit d1 bis d12 sind die 12 Dynodenstufen gekennzeichnet, unterhalb befinden sich die Widerstände der Spannungsteiler, darunter die Kondensatoren zur Stabilisierung des Basisstroms [20]

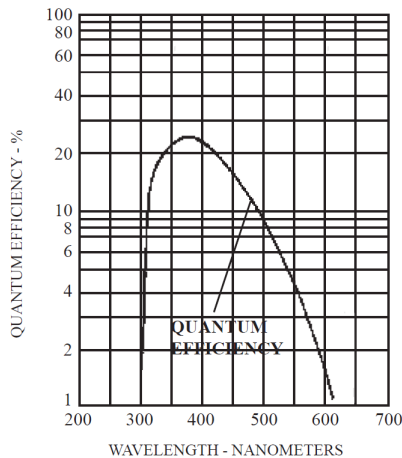


Abbildung 3.7: Typische Quanteneffizienz eines PMTs mit Bi-Alkali-Kathode, nach [13]

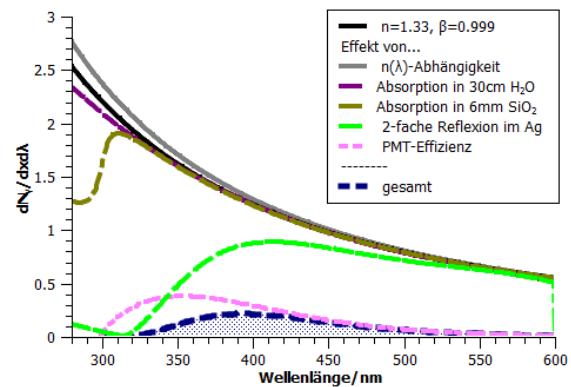


Abbildung 3.8: Effektiv erzeugte Photoelektronen bei den eingesetzten Wasser-Čerenkov-Detektoren [4]

Wie Abbildung 3.7 zu entnehmen ist, liegt die Quanteneffizienz selbst im sensitivsten Bereich in der Größenordnung 20-30%; es wird also nur für jedes dritte bis vierte Photon ein Sekundärelektron erzeugt. In weniger sensitiven Bereichen ist die Ausbeute noch geringer.

Durch den Čerenkov-Effekt werden im relevanten Wellenlängenintervall effektiv etwa 28 Photoelektronen pro cm Wegstrecke, die das Teilchen im Wasser zurücklegt, aus der Photokathode ausgeschlagen [4] (Integral der schraffierten Fläche in Abb. 3.8).

Es lässt sich leicht überschlagen, dass der erzeugte Strom der Photoelektronen winzig ist (zum Beispiel in der Größenordnung 1 nA, variiert stark mit $n_{\text{Photoelektronen}}$ und Δt) und entspre-

chender Verstärkung bedarf. Diesen Zweck erfüllen die Dynodenstufen. Die Photoelektronen aus der Kathode werden zu einer Dynode hin beschleunigt, wo sie weitere Elektronen ausschlagen. Diese werden zu einer weiteren Dynode hin beschleunigt und schlagen dort wiederum weitere Elektronen aus. Dieser Vorgang wird wiederholt, bis sich eine hinreichend große Elektronenkaskade gebildet hat, um einen stabilen Signalpuls zu erzeugen. Die Verstärkung hängt also sehr von der Anzahl verwendeter Dynodenstufen ab. Typisch sind PMTs mit 9 bis 12 Dynodenstufen (Abb. 3.6). Mit den hier verwendeten Photomultipliern werden so Verstärkungen von 10^5 bis 10^6 erreicht.

Damit die Elektronen wie angestrebt die Dynodenstufen durchlaufen, müssen letztere gestaffelt auf immer höherem elektrischen Potential liegen. Um dies zu erreichen, liegt eine Hochspannungsquelle am PM an, die über Spannungsteiler (Reihe von Widerständen in Abb. 3.6) die Potentiale für die Dynoden bereitstellt. Da die Verstärkung abhängig von der jeweiligen Beschleunigung der Elektronen (also den anliegenden Potentialdifferenzen) ist, führen zu hohe Spannungen zur Verstärkung thermisch angeregter Elektronen und damit zum Übersteuern des PMs. Ist die Verstärkung hingegen zu niedrig, können die Pulse nicht mehr vom Rauschen unterschieden werden. Dementsprechend ist erst der Arbeitspunkt des verwendeten PMs zu bestimmen.

3.1.2 Umwandlung: Analog zu Digital

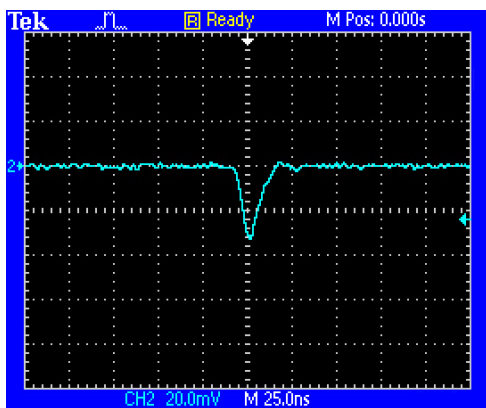


Abbildung 3.9: Signal vor dem Verstärker

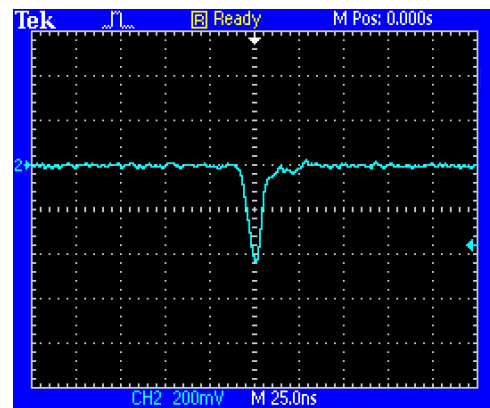


Abbildung 3.10: Signal nach dem Verstärker

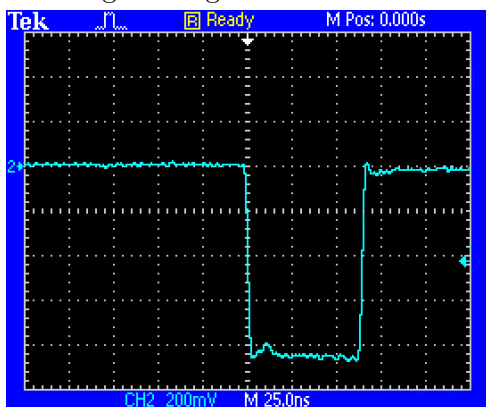


Abbildung 3.11: Beispielhafter NIM-Puls

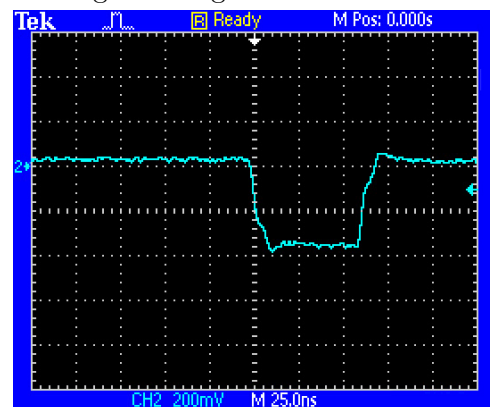


Abbildung 3.12: Beispiel von Dämpfungs- und Dispersionseffekte auf einen vormals rechteckigen NIM-Puls

Es ist Aufgabe des Verstärkers, die Signalamplitude zu erhöhen, um das Signal möglichst unverzerrt weiterverarbeiten zu können. Zu diesem Zweck wird ein 10x Verstärker (LeCroy 612A) verwendet (Abb. 3.14), welcher die Pulsform nahezu unbeeinflusst lässt. Die Qualität eines Verstärkers ist nicht durch den Verstärkungsfaktor allein, sondern ebenso durch die Erhaltung der ursprünglichen Signalform nach Erhöhung der Amplitude bemessen. Aufgrund der eingeschränkten Bandbreite eines Verstärkermoduls, parasitärer Ströme und äußerer Einkopplungen, kommt es bei einfachen Verstärkern oft zu Pulsformänderungen und Dispersionseffekten (Abb. 3.12). Dieses Problem tritt hier hingegen nicht in signifikantem Maß auf. Das Ausgangs-

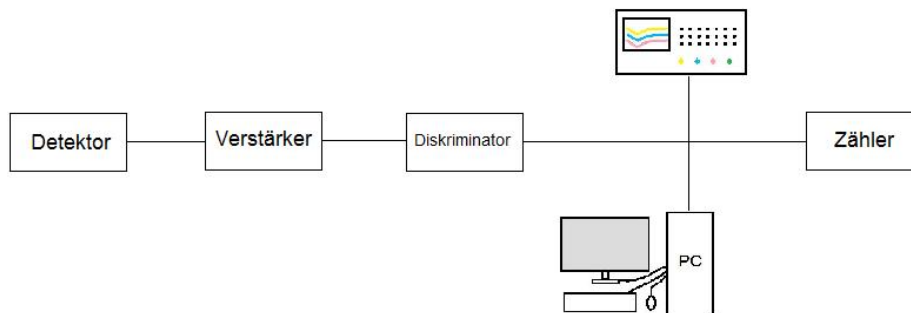


Abbildung 3.13: Vereinfachtes Schema des Signalgangs

signal eines Detektors ist ein Puls mit einer Breite von etwa 20-40 ns (Abb. 3.9). Geht man von einem Verstärkungsfaktor von 3-4 Elektronen pro Dynodenstufe aus, die über $50\ \Omega$ abgegriffen werden, schätzt sich der Ausgangsstrom zu wenigen Milliampere und damit Pulshöhen bis etwa 100 mV (1V verstärkt) ab. Im weiteren Verlauf wird nicht mehr mit einem analogen Signal gearbeitet, sondern digitale Signale, sogenannte NIM-Pulse (NIM: Nuclear Instrument Module) verwendet (Abb. 3.11). Ein schneller NIM-Puls (Fast-negative NIM Logic) ist, wie in Tabelle 3.2 nachzulesen, definiert.

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

Tabelle 3.2: Fast-negative NIM Logic

Bei $50\ \Omega$ Impedanz liefert ein NIM-Puls eine Spannung von etwa -0,8V. Schnelle NIM-Pulse sind teil des NIM Standards, welcher der „erste und einfachste Standard in der Nuklear- und Hochenergiephysik“ [11] ist. Dieser beinhaltet nicht nur genaue Spezifikationen zur Pulshöhe, sondern auch Normen bezüglich Modulabmessungen, Betriebsspannungen etc. . Tatsächlich ist es prinzipiell möglich, beliebige Aufbauten aus vorgefertigten, genormten NIM-Modulen in einem sogenannten NIM-Crate (Engl: Kasten) unterzubringen und zu betreiben. Es existieren eine Vielzahl von Verstärkern, Diskriminatoren, Spannungsversorgungen u.s.w.. Auch der gegebene Aufbau ist aus verschiedenen NIM-Modulen, teilweise aus Eigenbau der RWTH Aachen, teilweise von namhaften Großherstellern wie „Philips Scientific“ zusammengesetzt. Trotz geltender Norm gibt es jedoch Fertigungstoleranzen und unterschiedlich stabile Arbeitsbereiche. Kabelreflexionen, unterschiedliche Impedanzen oder auch schlicht - nicht auf den ersten Blick erkennbar - beschädigte Module können zu erheblichen Störungen und Problemen führen. Auch unzuverlässige Stromnetze oder elektromagnetische Interferenzen sind durch standardisierte Module nicht kompensierbar. Insbesondere bei der Kombination nicht standardisierter Detektoren (verwendete PMTs) kann dies zu Tage treten. Das „Baukastensystem“ des NIM-Standards ist also sehr hilfreich, aber in der Tat nicht trivial in der Umsetzung und in der Handhabbarkeit keineswegs mit abgestimmten Komplettlösungen zu vergleichen.

Erzeugt wird der NIM-Puls hier in einem Diskriminator des Typs Philips Scientific NIM Modell 704 (Abb. 3.14). An dieser Stelle wird der Puls zu einem binären NIM Signal umgewandelt. Mit einer Stellschraube kann eine beliebige Auslöseschwelle zwischen 10 mV und 1 V gewählt werden, ab der der Diskriminator einen NIM Puls (-0,8V bzw. verdoppelt -1,6 V) mit einer Breite von 2 ns bis 50 ns erzeugt. Der weitere Signalweg hängt von der beabsichtigten Messung ab. Bei vielen Messungen wird zum Beispiel die Koinzidenzschaltung mehrerer Kannen benötigt.

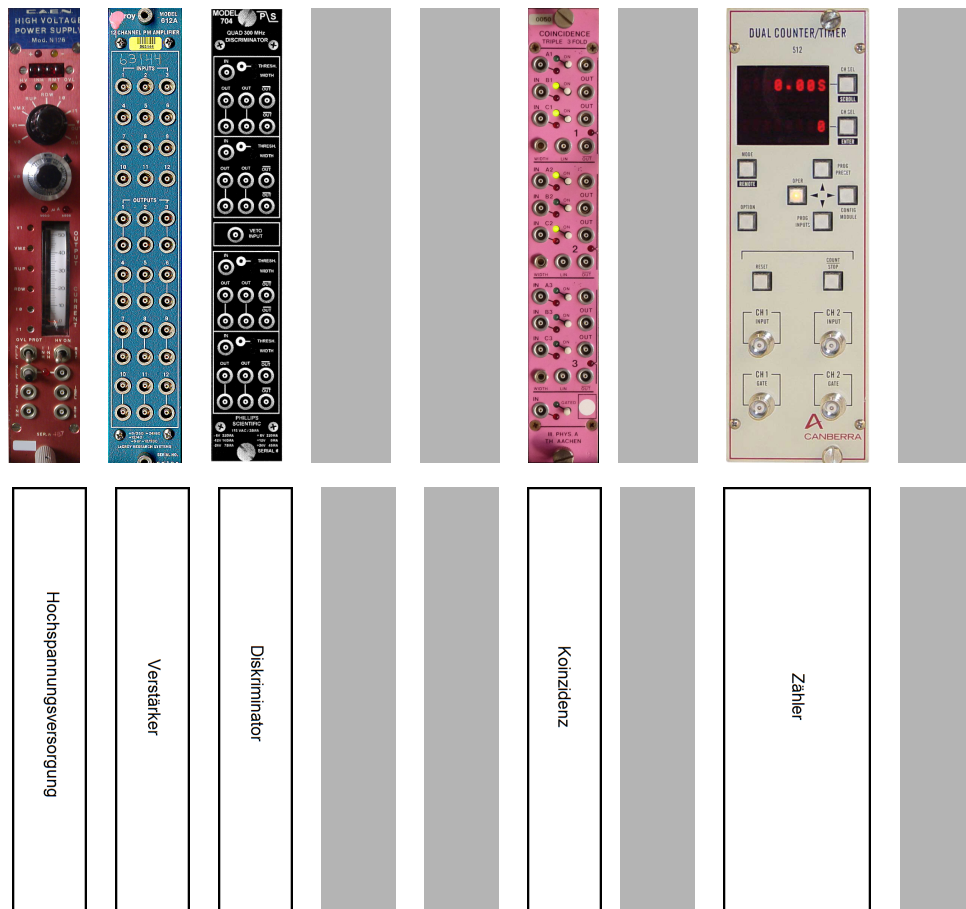


Abbildung 3.14: Hochspannungsversorgung, Verstärker, Diskriminator, Koinzidenz und Zähler - ausgegraute Bereiche werden später erläutert

3.1.3 Koinzidenzmessung

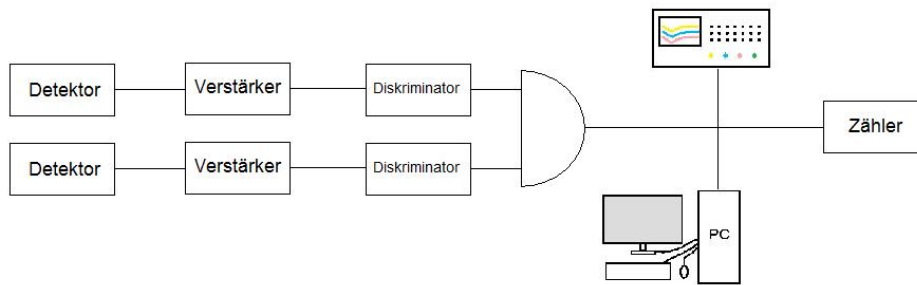


Abbildung 3.15: Vereinfachtes Schema des Signalgangs in Koinzidenzschaltung

Bei Koinzidenzmessungen wird das Diskriminatorsignal zweier oder mehrerer Quellen gekoppelt ausgewertet (vergleiche Abb. 3.15). Dazu werden die NIM-Pulse der Diskriminatoren in einer Koinzidenzstufe (Abb. 3.14) gefaltet. Für diesen Zweck wird ein Modul der elektronischen Werkstatt benutzt. Überschneiden sich zwei Ausgangspulse der Diskriminatoren so, dass das gefaltete Ergebnis größer null ist, wird ein NIM-Puls definierter Länge am Ausgang ausgegeben. Wird das Koinzidenzzeitfenster (Gate) für die Signalquellen hinreichend klein gewählt (im gegebenen Fall durch geeignete Pulslängen der Diskriminatoren), müssen beide Detektoren quasi gleichzeitig anschlagen, um ein Ereignis zu erzeugen. Dies ist nur der Fall, wenn ein schnelles Teilchen hintereinander beide Kannen durchquert, eingekoppelte Netzschwankungen beide Detektoren zum Fehlauflösen bewegen oder zufällig zwei thermische Elektronen ein überlappendes Signal auslösen (proportional zu Gatelänge, Einzelrate). Gewünscht sind natürlich nur Ereignisse erster Art. Gelingt es die anderen entsprechend zu unterdrücken, erlaubt die Messung in Koinzidenz eine sehr viel zuverlässigere Ratenbestimmung als mit einem einzelnen Detektor, da die Wahrscheinlichkeit für „doppelte“ Fehlereignisse sehr viel kleiner ist. Analog kann durch Hinzufügen eines dritten oder vierten Detektors die Güte der Messung weiter gesteigert werden, sofern diese zur Verfügung stehen.

Ein Nachteil dieser Schaltung liegt in der Begrenzung auf einen kleinen Raumwinkelbereich, wenn mit kleinen, autarken Detektoren gearbeitet wird (vergleiche mit einem Großdetektor, mit mehreren PMTs). Diese Einschränkung lässt sich jedoch durch geeignete Berechnung der Akzeptanz (vergleiche [4]) bei der Ratenbestimmung ausgleichen. Bei anderen Messungen, wie der Abhängigkeit des Myonflusses vom Zenitwinkel (vergleiche Abb. 3.16) oder den Dämpfungseigenschaften von Materie auf den Myonfluss ist die Einschränkung auf feste Raumwinkelbereiche kleiner 2π hingegen erwünscht; hier ist die Koinzidenz praktisch die einzige Möglichkeit zur Messrealisierung. Die einzelnen oder in Koinzidenz gemessenen Signale werden von einem Zähler (Canberra NIM Model 512) registriert (Abb. 3.14). Dieser verfügt über zwei Eingangs-Kanäle die zum Beispiel unterschiedliche Diskriminator-Schwellen oder verschieden hohe Koinzidenz-kaskaden überwachen können. Die Zählmodi lassen sich hierbei sehr frei programmieren, sowohl was Messzeiten als auch etwaige Wiederholungen angeht. Über die wählbare Auslöseschwelle (verwendet: -250 mV) soll gewährleistet werden, dass die Diskriminatorpulse eindeutig erkannt werden.

3.2 Minimierung von Störeinflüssen

Ein kleiner Detektor wie die verwendeten Kannen, der auf jegliches Szintillationsmaterial verzichtet und nur Čerenkov-Photonen erzeugt, liefert mit einem regulären PMT vergleichsweise kleine Ausgangspulse. Arbeitet er darüberhinaus ohne Vorverstärker (s.o.), so ist es eine besondere Herausforderung das Signal störungsfrei zu übermitteln. Doch auch wenn die Kabeldämpfung und Signaldispersion keine Probleme bereitet, besteht ein grundsätzliches Problem

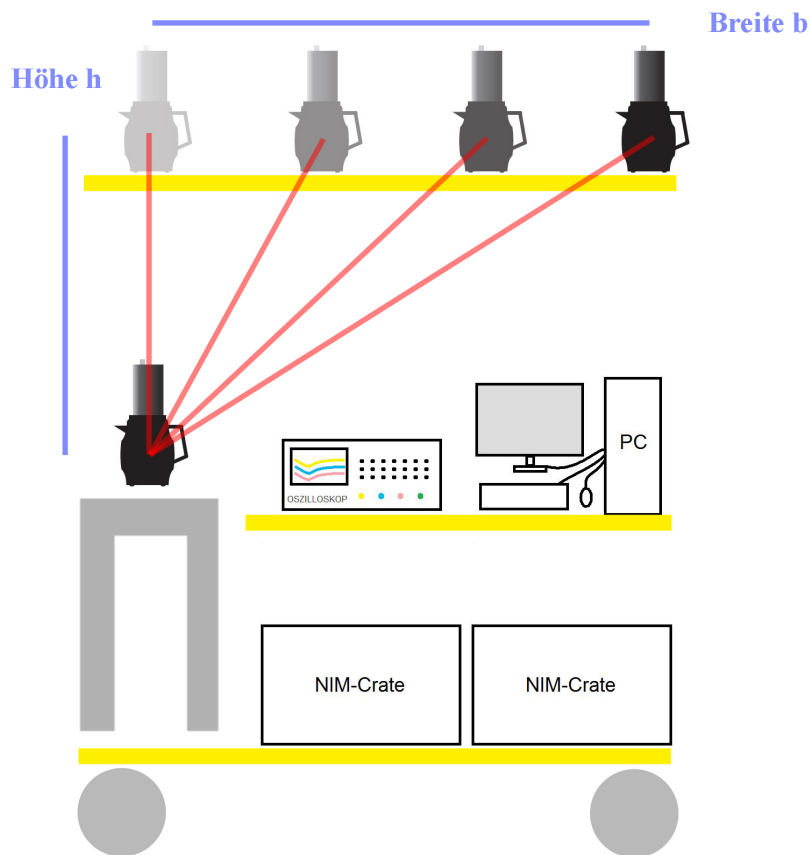


Abbildung 3.16: Aufbau der Winkelmessung

bei einer solchen Versuchsanordnung, nämlich die Einkopplung elektromagnetischer Störungen. Dies geschieht im Wesentlichen auf zwei Arten; elektromagnetische Wellen, die in antennenartigen Kabelenden im Aufbau Spannungen induzieren und Schwankungen im Versorgungsnetz des Aufbaus. Störpulse dieser Art, zum Beispiel verursacht durch einen Schaltvorgang im Nachbarlabor oder durch Mobilfunkgeräte, können durchaus gängige Diskriminatorschwellen übersteigen und so Fehlsignale auslösen. Aufgrund der vergleichsweise geringen Messraten kann so eine Messung leicht verfälscht werden, da schon das Einschalten einer Lampe in der Nähe bis zu 300 Fehlereignisse produziert. Können derlei Sprünge bei kurzen Messungen auch noch erkannt werden, so ist dies bei Langzeitmessungen praktisch ausgeschlossen. Da aber eben diese besonders wichtig sind, wurde das Experiment um mehrere Kompensationsmechanismen erweitert, angefangen von der Protokollierung der Zählratenverteilung, über die Identifikation und Elimination von störbegünstigenden Bauelementen und koinzidente Verschaltung von Systemen mit unterschiedlicher Störcharakteristik, bis zur aktiven Erkennung und Filterung.

Zählratenanalyse

Die Zählratenanalyse dient der nachträglichen Ermittlung von Störungen in Langzeitmessungen. Fangen die Detektoren ein Störsignal wie in Abb. 3.17 auf, so kann dieses nach der Messung aufgezeigt und quantifiziert werden. Dafür wird das Signal zusätzlich zur NIM - Elektronik von einem zweiten, PC-gestützten Zähler aufgezeichnet. Dieser versieht die Signale mit einem Zeitstempel und stellt sie in einzelnen Zeitbins da. Mithilfe eines Oszilloskops lässt sich nach der Messung die Anzahl Störungen abzählen und in den Bins wiederfinden. Diese rückwirkende Methode lässt sich allerdings nur anwenden, wenn wenig Störungen vorliegen und die einzelnen Ausschläge klar identifiziert werden können. Andernfalls kann nicht sicher angenommen werden, dass es sich wirklich um eine Störung und gehandelt hat. Höhere Genauigkeit und Sicherheit hinsichtlich des Ergebnisses liefern verbesserte Photomultiplier und Basen. Aus diesem Grund

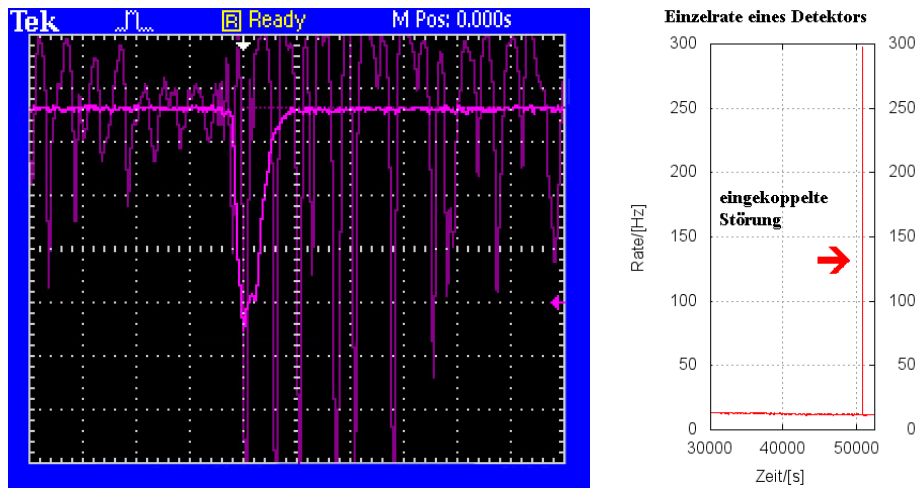


Abbildung 3.17: Eingekoppelte Störung (Mehrfachauschlag)

wurden eine Reihe von Verbesserungen am PMT vorgenommen.

3.2.1 Passive Entstörung

Bei starker Beanspruchung des PMTs, wie zum Beispiel bei der Messung von konstanten Lichtquellen verursacht, erhöht sich das Verhältnis von Strom durch den PM zu Strom durch den Spannungsteiler (Widerstandskette, Abb. 3.6). Im Extremfall kann dies zum Einbruch des Versorgungsstroms des Spannungsteilers führen. Daraus resultierend flacht die Verstärkung der hinteren Dynodenstufen ab und die Ausgangspulse verlieren Ihre Energie-Proportionalität, da die Verstärkung eben nicht mehr konstant ist. Um derartige Fluktuationen zu vermeiden, sind die für die Detektoren vorgesehen Basen (ähnlich Abb. 3.6) mit Kapazitäten über den hinteren Dynodenstufen ausgestattet. Diese dienen im Falle einer hohen Belastung als Energie- bzw. Potentialspeicher über den Dynoden und erlauben es, kurzzeitige Schwankungen auszugleichen. Jedoch bildet jeder Kondensator über den Widerständen der Spannungsteiler einen Schwingkreis, da es sich nicht um ideale Bauteile handelt. Resonante Störungen werden dadurch verstärkt und führen zu unerwünschten Schwingungen. Da die Signale und Signalaraten bei diesem Experiment sehr klein sind und so keine Überbelastung zu befürchten ist, wurden deshalb die Kondensatoren über den Dynoden entfernt, was das Rauschverhalten nachhaltig verbesserte.

Unsaubere Lötstellen und Flussmittelreste auf der Basisplatte führen darüber hinaus zu erhöhter Leitfähigkeit zwischen den Bauteilen. Da die PMTs mit Spannungen bis knapp 2 kV betrieben werden und die Bauteile der Basis geometriebedingt sehr nah aneinander liegen, werden Coronarentladungen stark begünstigt. Intensive Reinigung und Korrektur unsauberer Verlötlungen führte zu einer weiteren Abnahme des Rauschens. Nach noch eventueller Umsetzung weiterer, vorgeschlagener Verbesserungen für die Zukunft, sollte eine entsprechende Lackierung der Oberfläche das Problem von Entladungen weitgehend lösen.

Zur Filterung von hochfrequenten Störungen, die unmittelbar aus der HV-Versorgungseinheit auf den PM und die Basis übertragen werden, war am Eingang der Platine ein $3,3 \mu\text{F}$ Kondensator angebracht. Um die Filtereigenschaften zu verbessern wurde dieser durch einen $4,7 \mu\text{F}$ Kondensator ersetzt. Darüberhinaus verfügt die Basis nun über einen neuen $0,022 \mu\text{F}$ Kondensator in Tiefpassschaltung am Ausgang, um ungewollte Offsets zu kompensieren.

Aus Zeitgründen konnte eine transistorgestützte Impedanzanpassung für den Ausgang der Platine nicht mehr vor den Messungen angebracht werden; der zukünftige Einbau dieser sollte aber problemlos möglich sein. Weiterhin kann die Signalverstärkung noch durch einen progressiven Spannungsteiler verbessert werden; dieser Schritt würde aufgrund des Aufwands allerdings die Konstruktion komplett neuer Basen rechtfertigen.

3.2.2 Aktives Veto

Auch mit diversen Modifikationen lässt sich die Filterung von Netzstörungen stets nur bis zu einem gewissen Maß umsetzen. Eine mögliche Lösung dieses Problems, die außerdem die Flexibilität des Aufbaus weiter steigern würde, wäre die völlige Entkoppelung des Experiments vom allgemeinen Stromnetz. Eine Möglichkeit zur Realisierung wäre die Anbringung leistungsfähiger Akkumulatoren auf dem Transportwagen. Hierfür würden sich darüberhinaus der Erststanz des PC durch ein Notebook und der Photomultiplier durch Si-Halbleiter-Sekundärelektronenvervielfacher anbieten, da diese auch keine Hochspannungsversorgung benötigen. Derartig zeit- und materialaufwändige Umbauten sind jedoch nicht unmittelbar realisierbar. Stattdessen wurde ei-

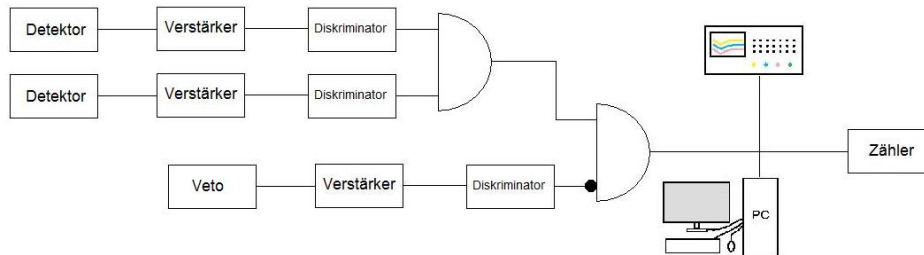


Abbildung 3.18: Vereinfachtes Schema des Signalgangs mit Veto-Schaltung

ne Antikoinzidenzschaltung konstruiert, welche die allermeisten Netzstörungen herausfiltert. In rudimentärster Form handelt es sich hierbei um eine nicht mit Wasser befüllte Detektorkanne, die in Antikoinzidenz mit den anderen Detektoren geschaltet ist. Der Ansatz liegt darin begründet, dass ein „leerer“ Detektor keine Teilchendurchgänge registriert, wohl aber das selbe Kopplungsverhalten für Störungen aufweist. Nach Entfernung einiger störbegünstigender Elemente in der Basis der PMTs und Kombination von zwei Detektoren unterschiedlicher Bauart, sanken die einheitlichen Kopplungsmöglichkeiten, so dass eine kleinere Lösung zur Vetoschaltung möglich wurde, die die groben Charakteristika der Platinen abbildet. Für den Versuch wurden zwei Vetoelemente gebaut. Das eine ist im Wesentlichen ein an den Verstärker angeschlossener, hochohmiger Widerstand ($5,6\text{M}\Omega$), der Spannungsschwankungen reflektiert und verstärken lässt, die auch die aktiven PMTs „sehen“. Dieser ist kompakt, für den Dauerbetrieb gedacht und dank Lemo-Anschluss austauschbar. Das andere Veto-Element ist mit einer zusätzlichen Antenne ausgestattet. Dieses fängt auch schwache EM-Wellen auf (zum Beispiel von einem angerufenen Mobiltelefon) und kann bei Bedarf eingetauscht werden, beziehungsweise den Studenten einen Eindruck für die Empfindlichkeit des Aufbaus (und des Oszilloskops) vermitteln. Je nach Geometrie und Störung kann es jedoch auch in einer Antikoinzidenzschaltung passieren, dass die Detektoren schlichtweg der Veto-Schaltung vorweg auslösen und so das Blockieren der Signale fehlschlägt. Darüber hinaus variieren Netzschwankungen deutlich in ihrer Höhe. Je nach eingestellter Diskriminatorschwelle werden so entweder nicht alle Störungen erfasst oder zu oft Vetos ausgelöst. Das Ergebnis ist in Veto-Antikoinzidenz deutlich besser, aber immer noch verbesserungsfähig. Wie in Abb. 3.19 erkennbar ist, wurde die Schaltung letztlich noch um einen Signalverzögerer (Delay-Module) und einen Signalverlängerer (Phillips Scientific NIM Model 794) ergänzt. Bei den Delay-Modulen handelt es sich um eine extra angefertigte, 3-Kanal - $120 \pm 5\text{ns}$ - Verzögerungsstufe. Grundsätzlich hätte auch der Signalverlängerer die Delay-Aufgabe übernehmen können, war aber nicht hinreichend präzise. Die Detektorsignale werden nun, um 120ns verzögert, an die Koinzidenz übergeben. Auf diese Weise hat die Veto-Schaltung 120ns „Vorsprung“ vor den Detektoren um Störungen rechtzeitig abzufangen. Außerdem kann das Veto-Signal beliebig über Größenordnungen hinweg verlängert werden. So wird der gesamte Störpuls zuverlässig bis zu einer Länge von maximal 10s (im allgemeinen reichen meist 10ms) blockiert. Je nach Blockadefrequenz und Gatelänge kann so natürlich ein Teil der Messzeit nicht berücksichtigt werden. Nun kann geschickt der Zweitkanal des Zählers eingesetzt

werden, um die Anzahl der Blockadefenster (fester Länge) zu zählen. Da diese willkürlich auf die Messung verteilt sind, kann die „wahre“ Messzeit ausgerechnet werden und es kommt zu keinen Abweichungen bei der Ratenermittlung.

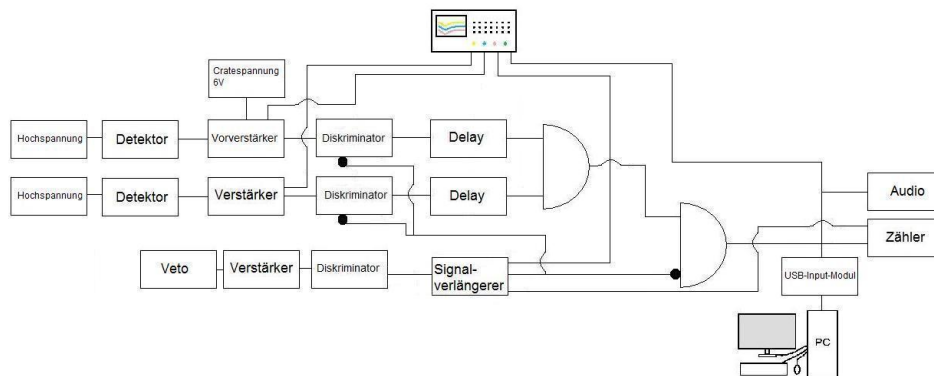


Abbildung 3.19: Schema der vollständigen Schaltung des Aufbaus

3.2.3 USB DAQ

Der Versuchsaufbau verfügt über eine PC-Anbindung via USB-Interface. Zum Einsatz kommt eine, eigens hierfür angeschaffte, „Data Acquisition Box“ der Firma **National Instruments** (Abb. 3.20). Von I. Bekman wurde ein Kontrollprogramm geschrieben, das zahlreiche Ein- und Auslesefunktionen bündelt (Abb. 3.21). Zunächst erlauben mehrere Anzeigen die simultane Auslese und Nachkontrolle der Diskriminatorschwellen der einzelnen Kannen und des Veto-Geräts, womit der Einsatz eines Multimeters entfällt. Andere Geräte ohne direkte Ausgabedispays, wie zum Beispiel eine Hochspannungsversorgung, können so ebenfalls ausgelesen und protokolliert werden. Ein Zähler ermöglicht die gebinnte Ratenaufnahme und Protokollierung in beliebigen Zeitintervallen ab 1 ms. Das Programm ist beliebig erweiterbar und erlaubt auch die Einbindung eventueller, zukünftiger Erweiterungen, wie zum Beispiel die Ansteuerung eines LED-Pulsers zur PMT-Charakterisierung.



Abbildung 3.20: NI Data Acquisition Box mit USB-Anbindung [21]

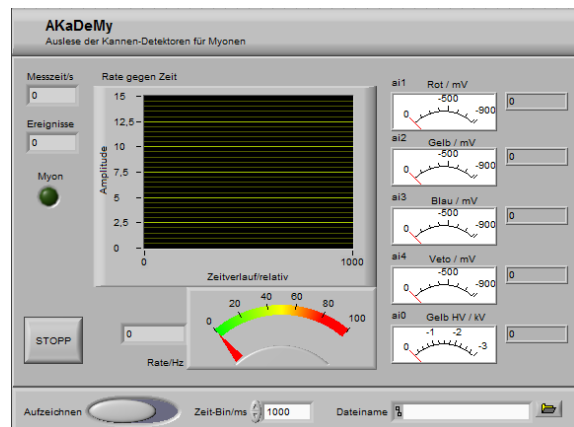


Abbildung 3.21: Bildschirmfoto vom Labview-Interface

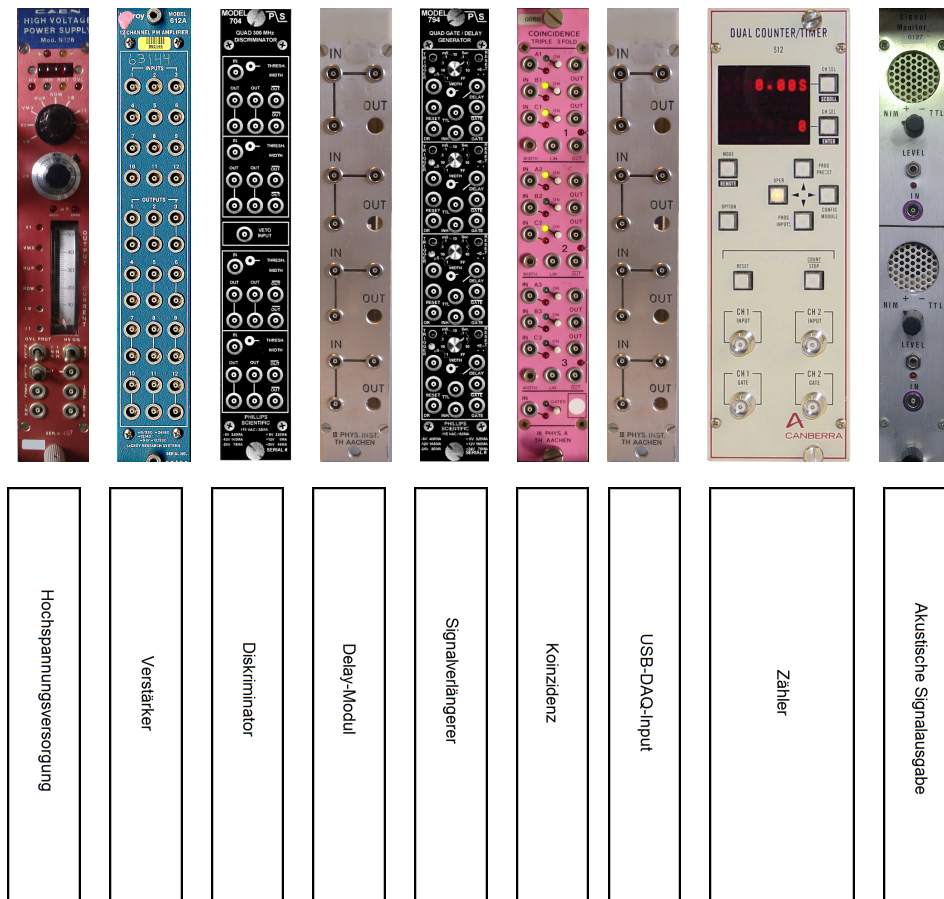


Abbildung 3.22: Vollständiger Aufbau des Crates

3.3 Vollständiger Aufbau

3.3.1 Crate

Der endgültige Aufbau der Crateelektronik ist in Abb. 3.3.1 bzw. Abb. 3.22 ersichtlich. Insbesondere sind hier noch die Hochspannungsversorgung (HV), das USB-DAQ-Input-Modul und die akustische Signalausgabe hinzugekommen. Das HV-Modul ist doppelt bzw. für jeden Detektor separat vorhanden. Dies liegt vor allem daran, dass die Detektoren im Allgemeinen unterschiedliche Arbeitspunkte bzw. Arbeitsplateaus besitzen (siehe Kapitel 4: Charakterisierung der Detektoren). Darüberhinaus sind gängige NIM PMT-Versorgungsnetzteile oft auf den Betrieb von nur einem Gerät ausgelegt, da PMTs nicht selten mehr als die hier benötigten etwa 0,66mA Strom fordern und dies in einem Modul, bei entsprechend hohen Spannungen, für mehrere PMTs schwierig umzusetzen ist. Die HV-Module sind allein im zweiten NIM-Crate untergebracht, um die empfindliche Elektronik, insbesondere den Verstärker, möglichst gut von den entstehenden EM-Wechselfeldern abzuschirmen. Außerdem sind die massiven Metallcrates statt der „Inlays“ verwendet worden. Diese bieten nicht nur mechanischen Schutz der Module, sondern schirmen begrenzt Störfelder ab. Das USB-DAQ-Input-Modul ist ein im Eigenbau entstandenes Modul im NIM-Formfaktor, das mehrere Eingänge und entsprechende Verdrahtung besitzt, um die NI DAQ USB-6008 (Abb. 3.20) an die NIM-Elektronik anzubinden. Rückwärtig läuft ein USB-Kabel an den PC zur Auswertung. Das akustische Signalausgabe-Modul erlaubt es, zwei beliebige NIM Pulsquellen akustisch auszugeben. Dies ist besonders bei der Justierung der Detektorraten und als Meldung für Störsignale nützlich. Die Elektronik wird durch eine angehängte Lüfterplatte gekühlt, um im dicht gepackten Crate Temperaturstaus zu vermeiden. Während einer Messung sollte die Kühlung nicht ein- oder ausgeschaltet werden, da der entstehende Störpuls in unmittelbarer Cratenähe sonst Fehlereignisse provozieren würde.

3.3.2 Versuch

Die beiden NIM-Crates sind auf der unteren Ebene eines rollbaren Wagens untergebracht; auf dem dicht besetzten Crate befindet sich die Lüfterplatte. Die Crates sind kippbar angeordnet, so dass sie hochgeklappt durch alle nötigen Schleusentüren passen und angewinkelt in ca. 60°-Stellung arretieren, um eine bequeme Bedienung zu ermöglichen. Hinter den Crates befindet sich der PC und eine Detektorkanne, falls 3-fach Koinzidenzen gemessen werden sollen (Diese Detektorkanne Nummer 3 befindet sich derzeit noch nicht im Betrieb, da zum Aufbau-/Messzeitpunkt keine dritte Hochspannungsquelle zur Verfügung stand und außerdem die Basis noch zeitaufwändig optimiert werden muss).



Abbildung 3.23: Der Versuchswagen mit NIM-Crates, Detektoren, PC und Oszilloskop

Unmittelbar darüber befindet sich eine weitere Detektorkanne auf einem verschiebbaren Aluminiumständer (im Bild wurde vorläufig ein Hocker anstatt verwendet). Dieser ist genau auf die Dimensionen des Transportwagens abgestimmt und positioniert den hierauf befindlichen Detektor stets mittig, in der Vertikalrichtung. Auf der oberen Ebene befindet sich der dritte Detektor, der über die volle Breite des Wagens verschoben werden kann. Dahinter sind drehbar der Bildschirm für den Auswertungs-PC und ein 4-Kanal-Diagnoseoszilloskop angebracht (siehe Abb. 3.23). Durch Auslagerung der PC-Peripherie findet sich außerdem Platz für die Ablage einer großen Kabelspule. An der Seite des Wagens ist die zentrale Stromversorgung montiert, deren Erdung mit den anderen Erdungen gekoppelt ist. Der „Kamiokannen“-Versuchswagen lässt sich von ein bis zwei Personen problemlos verschieben und erreicht mithilfe eines Lastenaufzugs diverse interessante Messorte.

4 Messungen

4.1 Hochspannungsplateaus der Detektoren

Wie eingangs erklärt, hängt das Verstärkungsverhalten eines Photomultipliers stark von der gewählten Hochspannung ab. Ist diese zu klein, findet keine hinreichende Verstärkung statt, auch das Rauschen ist entsprechend klein; ist sie zu groß, dominiert das Rauschen des PMTs das Messbild, dafür nimmt die Sensitivität für kleine Schwankungen der Diskriminatorschwelle ab. Für die Hochspannungseinstellung findet sich im Allgemeinen ein linearer Plateaubereich (in geeigneter Auftragung), der sich zur Einzelratenmessung anbietet. Beim Festlegen der Spannung muss ein Kompromiss aus mangelnder Sensitivität, Rauschen und hoher Schwellenabhängigkeit eingegangen werden. Je nach Messaufbau können sich hierbei unterschiedliche Einstellungen anbieten; das Plateau bietet jedoch ein gutes Ausgangsintervall. Die verwendeten PMTs dürfen keinesfalls mit Spannungen über 2000 V betrieben werden. Es sei daran erinnert, dass diese Maximalspannung von Gerät zu Gerät variiert und durchaus stark abweichen kann. Im Fortgeschrittenenpraktikum der RWTH Aachen werden beispielsweise auch Photomultiplier verwendet, die etwa nur mit maximal 400 V Spannung betrieben werden dürfen.

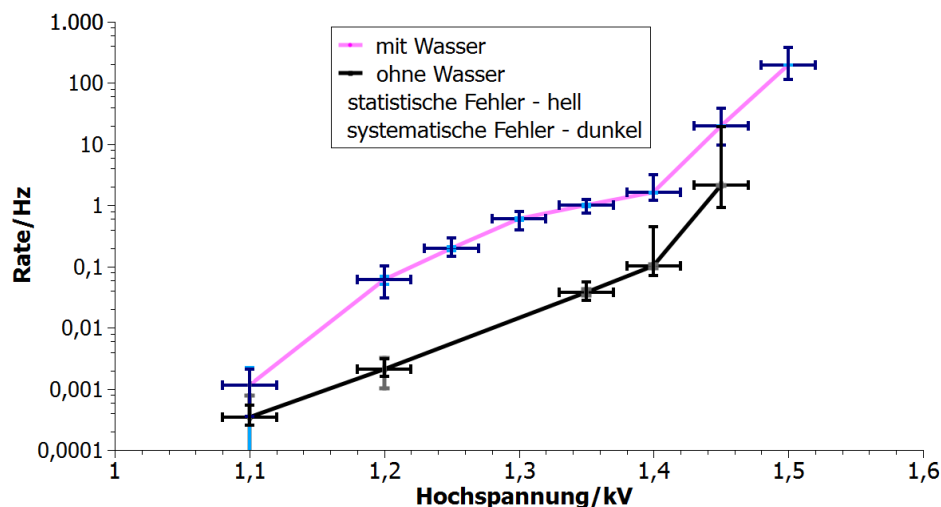


Abbildung 4.1: Detektorraten gegen Hochspannung bei fester Messschwelle (gelber Detektor). Die Rauschkurve (schwarz) liegt über ein breites Intervall etwa 2 Größenordnungen unter der Signalkurve (rot).

Ein besonders gutes Ergebnis erzielt man durch separate Messung mit und ohne Wasser in der Kanne, da so die Wirkung der Teilchen auf den Detektor weitgehend ausgekoppelt wird und das intrinsische Rauschverhalten besonders deutlich zu Tage tritt. Gut zu erkennen ist ein Bereich großer Differenz zwischen Dunkel- und Messrate beim roten Detektor zwischen 1,4kV und 1,6kV (Abb. 4.2), beim gelben Detektor zwischen 1,2kV und 1,4kV (Abb. 4.1). Da diese Messung an eine Diskriminatorschwelle gebunden ist und bei der Ermittlung der Diskriminatorschwelle die Hochspannung zunächst unbestimmt ist, ist es ohne Verwendung einer Eichquelle notwendig, iterativ die optimalen Werte zu ermitteln. Der qualitative Verlauf mit plateauartigem Gebiet sollte jedoch reproduziert werden. Extreme Abweichungen im Kurvenverlauf sind ein Indiz für ein falsches Spannungsintervall (vergleiche Tabelle 4.1).

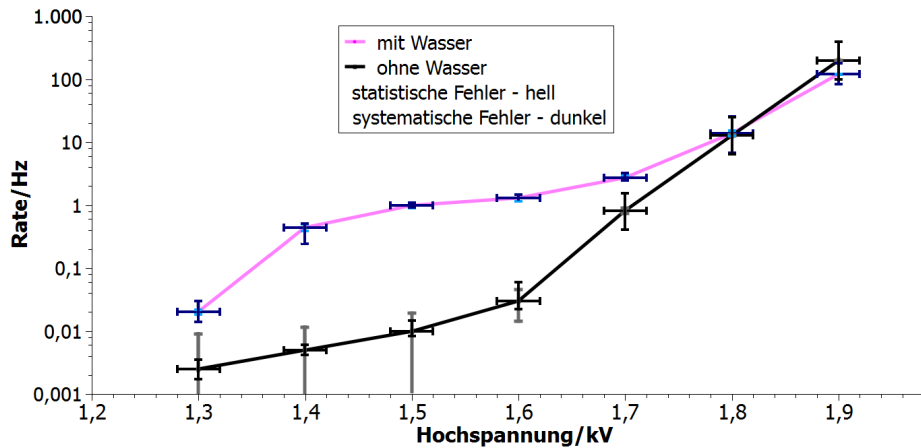


Abbildung 4.2: Detektorraten gegen Hochspannung bei fester Messschwelle (roter Detektor). Auch hier ist ein Plateau auszumachen.

Detektor	Plateaubereich	optimale Betriebsspannung für Einzelmessung
Gelb	1,3-1,4 kV	1,35 kV
Rot	1,4-1,6 kV	1,60 kV

Tabelle 4.1: Arbeitsbereiche der Detektoren

4.2 Rauschverhalten der Detektoren

Die Vorgehensweise bei dieser Messung ist ähnlich wie bei der vorangegangenen, jedoch wird hier die Betriebsspannung festgehalten und die Diskriminatorschwelle variiert. Ein besonders charakteristischer Kurvenverlauf ergibt sich bei dem gelben Detektor (Abb. 4.3). Bei leichter Übersteuerung lassen sich flachere Kurven (Rate gegen Schwelle) erreichen, dabei steigt das Rauschen jedoch in den Signalbereich an (Abb. 4.3). In Koinzidenz kann dies effektiv zu einem kleineren systematischen Fehler verhelfen, in Einzelschaltung ist so allerdings keine signifikante Messung möglich. Für kleine Schwellen verschmiert das Rauschen mit den Raten und steigt stark an (beachte logarithmische Auftragung). Mit zunehmender Schwelle wird erwartungsgemäß das Signal vom Rauschen separiert. Der Verlauf ist fließend, da die Anzahl ausgelöster Sekundärelektronen stark variiert und kontinuierlich verteilt ist (vergleiche Čerenkov-Effizienz der Detektoren in der Arbeit von I. Bekman [4]). Mit weiter zunehmender Schwelle werden die niedrigen Teilchensignale abgeschnitten und die Rate nimmt stetig ab. Der einzelne Messbereich ergibt sich unmittelbar aus dem Bereich des Diagramms, in dem die Kurven deutlich getrennt sind. Für eine Koinzidenzmessung kann es hingegen sinnvoll sein, bewusst in den niedrigen Schwellenbereich zu wechseln, da die Messmethode das Rauschen stark unterdrückt. Probemessungen von Koinzidenzrate gegen Einzelrate können hier wiederum Aufschluss über sinnvolle Messplateaus liefern (vergleiche Koinzidenzmessung in [4]). Wie in Abb. 4.4 deutlich zu erkennen ist, reichen bei kleinen Schwellen allerdings schon leichte Abweichungen der Schwelle, um die Signalrate massiv zu beeinflussen.

Mit zunehmender Diskriminatorschwelle werden auch zunehmend systematisch niedrige Pulse ignoriert, mit abnehmender Diskriminatorschwelle das gemessene Rauschen erhöht, was die notwendige Messzeit verlängert. Die Wahl einer geeigneten Schwelle (bzw. Einzelrate) sollte entsprechend überlegt ausfallen, die Methode der Plateaubestimmung bei geeigneter Auftragung ist hier generell ein guter Ansatz. Es sei angemerkt, dass in dieser Messung der Diskriminator

die verstärkten Pulse selektiert, diese sind also um Faktor 10 größer als die Ausgangspulse der Detektoren. Bei direkter Auslese der Pulse durch ein Oszilloskop sollte dies bedacht werden, falls keine Signale gefunden werden.

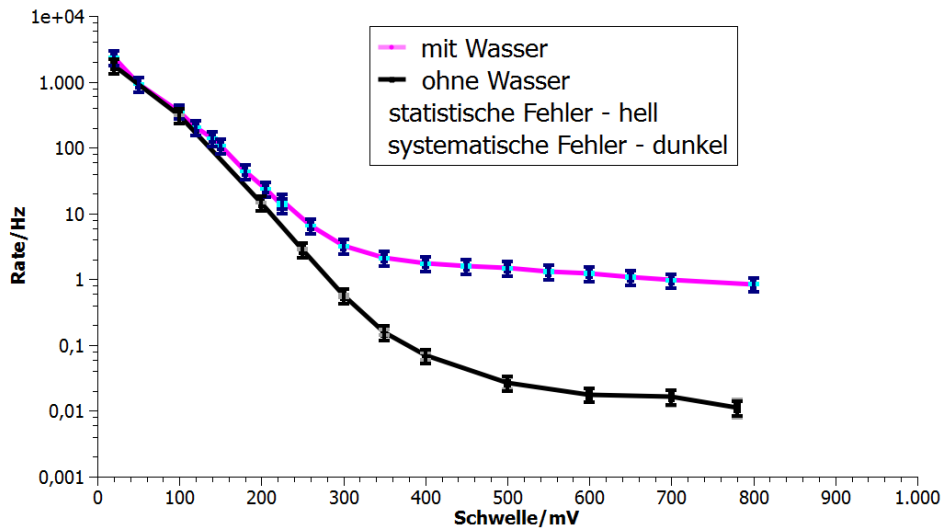


Abbildung 4.3: Detektorraten gegen Diskriminatorspannung bei fester Hochspannung von etwa 1,35 kV (gelber Detektor). Am Arbeitspunkt ergibt sich eine deutliche Auftrennung der Signal- und Rauschkurven, mit zunehmender Diskriminatorschwelle.

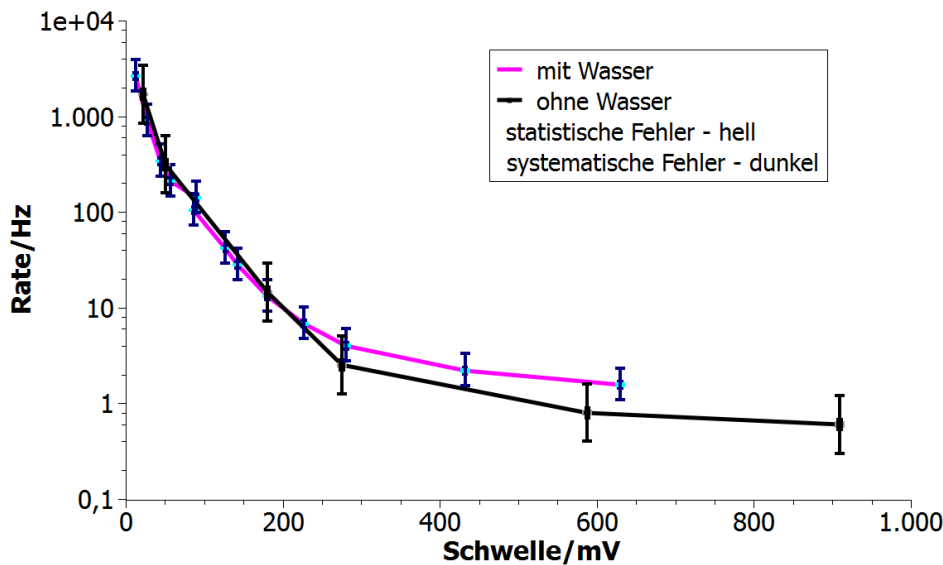


Abbildung 4.4: Detektorraten gegen Diskriminatorspannung bei fester Hochspannung von etwa 1,70 kV (roter Detektor). Bei leicht überhöhter Betriebsspannung wird die Signalkurve gedehnt und flacher, das Rauschen stärker - dies ist bei niedrigen Schwellen in Koinkidenz von Vorteil, da hier der empfindliche Diskriminator und nicht das einzelne Detektorrauschen den Fehler dominiert.

Die Messung beider charakteristischer Kurven für jeden Detektor ist in zweierlei Hinsicht Aufschlussreich. Zum einen kann das Verhalten des Detektors in Abhängigkeit seiner Parameter ermittelt werden. Die Auflösung nachfolgender Messungen lässt sich dann, je nach Schaltung, entsprechend optimieren. Darüber hinaus stellen diese Graphen außerdem die Grundlage zur Ermittlung der systematischen Messfehler auf die ermittelten Raten da, die in diesem Aufbau bei hinreichend langer Messung den Gesamtfehler dominieren.

4.3 Ermittlung der charakteristischen Koinzidenzraten und vertikaler Myonfluss

Werden zwei Detektoren in Koinzidenz geschaltet, so hängt die resultierende Signalrate von den Einzelraten der Detektoren ab. Sind letztere zu niedrig, werden zu wenige Ereignisse erkannt, da ja stets beide Detektoren auslösen müssen. Sind sie hingegen zu hoch eingestellt, ergeben sich zufällige Koinzidenzen, bei denen nicht ein Teilchendurchgang durch beide Detektoren ursächlich war.

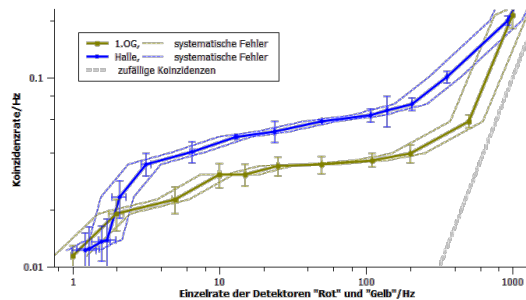


Abbildung 4.5: Messung des Koinzidenzverhältnisses

In Abbildung 4.5 ist die Messung zweier solcher Kurven (Koinzidenzraten gegen Einzelrate) aufgetragen. Die blaue Kurve wurde in der „Halle Physik“ aufgenommen, einem Gebäude mit schwach dämpfender Decke. Die grüne Kurve wurde im Praktikumssaal des Physikzentrums gemessen, unterhalb von fünf massiven Decken mit deutlich messbarer Dämpfung des Myonflusses. Für präzise Messungen in Koinzidenz ist ein möglichst flaches Kurvenintervall günstig, bei dem außerdem weder viele Ereignisse abgeschnitten werden, noch unnötige Fehlkoizidenzen entstehen. Für Messungen mit unterschiedlichen Absorberdicken, bzw. dämpfenden Gebäudedecken, ist es ferner wünschenswert, dass die Steigung der Kurve im relevanten Intervall weitgehend invariant unter Variation der Absorberdicke bleibt. Zu diesem Zweck wurde das Koinzidenzverhalten im Bereich der Dämpfungsextrema untersucht. Auffällig passend ist das Einzelratenintervall von etwa 10-100 Hz in beiden Kurven. Für den Fehler bei einzelner Signalfrequenz f_1 und f_2 und Gate-Zeiten τ_1 und τ_2 gilt nach [4], [9]

$$\sigma_{\text{echt}} = \sqrt{\sigma_{\text{mess}}^2 + 16f_{\text{Gelb}}^2 f_{\text{Rot}}^2 \sigma_{\tau}^2 + 16\tau^2 (f_{\text{Gelb}}^2 \sigma_{\text{Rot}}^2 + \sigma_{\text{Gelb}}^2 f_{\text{Rot}}^2)} \quad (4.1)$$

Der lokale Myonfluss wurde bei einer Einzelrate von 50Hz gemessen, siehe Tabelle 4.2.

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

Tabelle 4.2: Myonfluss in der Halle des Physikzentrums bei 50Hz Einzelrate

4.4 Messung der Absorptionseigenschaften des Physikzentrums

Bei Durchgang durch massive Materie werden Myonen gebremst und so die effektiv durchdringende Rate reduziert. Die Absorption ist proportional zur Dichte ρ des Dämpfungsmaterials und zur Länge der Dämpfungsstrecke dx . Für Messungen dieser Art bietet sich die Koinzidenzschaltung besonders an, da so entsprechend gut ein kleiner, vertikaler Öffnungswinkel gewährleistet ist. Bei großen Winkeln würden sonst seitlich einfliegende Myonen die Messung verfälschen. Für den Praktikumsversuch soll der Messwagen zum Beispiel in einem der Türme des Physikzentrums platziert werden. Da der Wagen aus Platzgründen an der Wand positioniert werden muss, „blickt“ die Messvorrichtung auch bei kleinem Öffnungswinkel ein Stück weit in durchgehende, tragende Wände und nicht nur durch die Decke (vergleiche Abb. 4.7); dies ist bei der Auswertung der Messdaten zu berücksichtigen. Wie aus Abbildung 4.7 entnehmbar ist, nimmt der Einfluss dieser Störung in höheren Stockwerken ab. Für die Betondecken des Physikzentrums wurde eine Dicke von ca. 65 - 75 cm ermittelt. Die gemessenen Raten sind in Abb. 4.6 (oben) zu sehen. Die Dichte von Beton beträgt ungefähr $\rho \simeq 2.3 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ [3]. Jedoch ist davon auszugehen, dass in der Decke Rohre verlegt und evt. Leichtbaumaterialien verwendet wurden, effektiv jedoch nur ein Kernteil aus Beton besteht. Schätzt man die Hälfte des Deckendurchmessers durch entsprechend weniger dichte Materialien ab, so ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung mit den theoretischen Vorhersagen, wobei der Einfluss der Dämpfung der tragenden Wand in den tiefen Etagen zu berücksichtigen ist (siehe Abb. 4.6, unten).

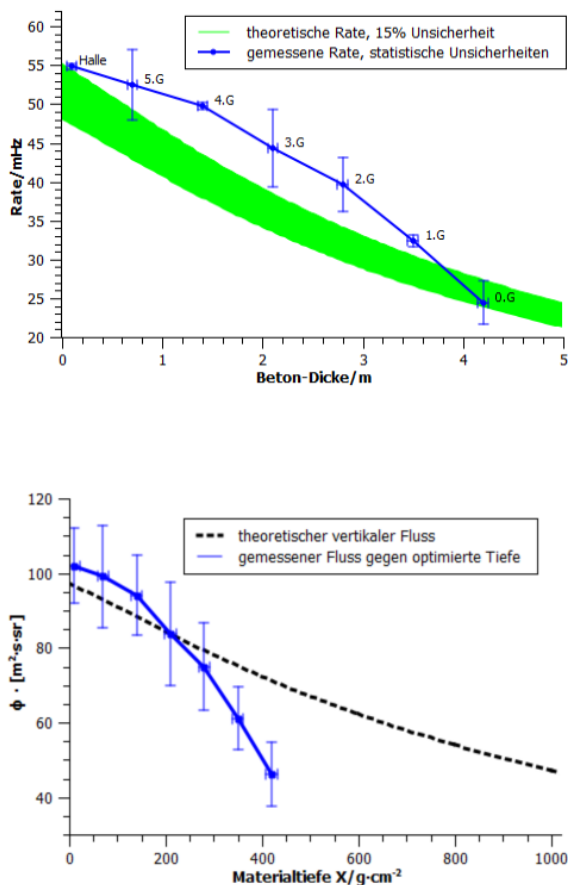


Abbildung 4.6: Oben: Vergleich der gemessenen Detektorrate (blau) mit der erwarteten Dämpfung für 70 cm Betondecken (grün). Unten: Myonfluss gegen Materialtiefe bei teilmassiven Decken (Messwerte in blau, Theorie in schwarz) [4]



Abbildung 4.7: Schema der Dämpfungsmessung in enger Messumgebung in Turm 28, P.Z. RWTH

4.5 Abhängigkeit des Myonflusses vom Zenitwinkel

Der Myonfluss auf der Erde ist abhängig vom Zenitwinkel θ , sollte jedoch invariant in Azimutrichtung sein. Erwartet wird eine $\cos^n(\theta)$ - Abhängigkeit mit $n = 2$ bei maximalem Myonfluss in vertikaler Richtung.

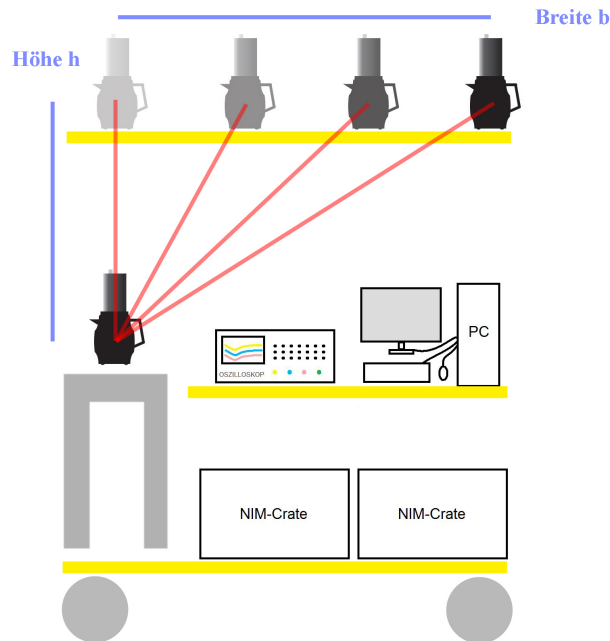


Abbildung 4.8: Aufbau der Winkelmessung

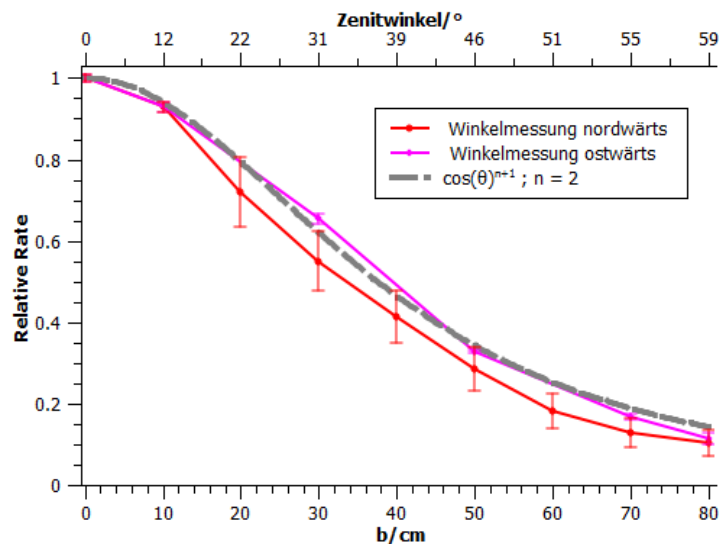


Abbildung 4.9: Relative Rate gegen Zenitwinkel

Zur Messung werden die Detektoren übereinander angebracht (siehe Abb. 4.8) und in Koinzidenz geschaltet. Entlang der Breite b des Wagens wird die obere Detektorposition variiert und so jeweils ein kleines Winkelintervall betrachtet. Da der Öffnungswinkel und damit die Detektorakzeptanz mit zunehmendem Winkel sinkt (ungefähr proportional zu $\cos(\theta)$, vergleiche [4]), sollte effektiv eine $\cos^3(\theta)$ - Abhängigkeit gemessen werden (Abb. 4.9). Regressionsrechnungen ergeben $n = 2.078 \pm 0.085$ für die Ostrichtung und $n = 2.64 \pm 0.68$ für die Nordrichtung, in Übereinstimmung mit beiden Vorhersagen.

5 Fazit

Die wissenschaftliche Untersuchung der kosmischen Strahlung birgt zahlreiche Möglichkeiten über den Kosmos und die Teilchenphysik neue Erkenntnisse zu gewinnen. Es ist von daher wünschenswert, Studierende der Physik frühzeitig an dieses interessante Forschungsgebiet heranzuführen. Ein Praktikumsversuch im Fortgeschrittenenpraktikum des Bachelorstudiengangs bietet dazu ideale Bedingungen. Diese Bachelorarbeit - in Anknüpfung an die Bachelorarbeit von I. Bekman - beschäftigt sich mit dem Aufbau und der Inbetriebnahme eines Praktikumsversuch zur Messung kosmischer Strahlung unter Ausnutzung des Čerenkov-Effekts. Dies beinhaltet ebenso die eigentliche Umsetzung des Aufbaus, wie auch die Aufstellung eines geeigneten Messprogramms und die Verifikation der Tauglichkeit des Aufbaus für die angestrebten Ziele, ausgehend von drei einzelnen Detektorkannen, die von der Universität Mainz freundlicherweise zur Verfügung gestellt worden waren.

Die zur Verfügung gestellten Čerenkov-Detektoren sind - experimentell wie theoretisch - auf ihre Möglichkeiten hin untersucht und vermessen worden. In Zusammenarbeit mit dem Betreuer für elektronische Bauteile des Fortgeschrittenenpraktikums sind sie nun für die Auswertung mit NIM-Elektronik optimiert und hinsichtlich ihres Signal-/Rauschverhaltens verbessert. Darüber hinaus verfügt der entwickelte Aufbau erstmals über einen komplett neuen Detektor, basierend auf einem teilvollendeten Prototypen (mit Unterstützung der elektronischen Werkstatt der III. Physikalischen Instituts der RWTH Aachen). Für die angestrebten Messungen steht eine ausgiebig getestete Detektorschaltung zur Verfügung. Zur detaillierten Untersuchung und zum späteren bedienen ist ein NIM-USB-Interface-Modul gebaut und in diese integriert worden; von I. Bekman ist hierfür ein Labview-Interface zur Steuerung programmiert worden. Der Aufbau ist hinsichtlich seiner Störanfälligkeit eingehend überprüft worden und nun mit Gegenmaßnahmen bzw. Veto-Elementen ausgestattet.

Die endgültige Schaltung ist auf einem fahrbaren Messwagen untergebracht und auf Mobilität und Bedienbarkeit seitens der Studierenden hin ausgerichtet. Der fertige Wagen mit dem Experiment ist komplett aufgebaut und voll einsatzbereit. Zum Aufbau liegt eine Anleitung bei (siehe Anhang), die die Bachelorstudierenden in die Thematik kosmischer Strahlung und ausgedehnter Luftschauer einführt und sie mit dem Versuchsaufbau vertraut macht. Ferner enthält diese ein vollständiges Messprogramm, um einen zweitägigen Praktikumsversuch sinnvoll zu nutzen.

In den Messtagen werden die Studierenden auf breit gefächerte Weise mit den Gebieten kosmischer Strahlung und dem Čerenkov-Effekt in Kontakt gebracht und können ihre Kenntnisse in diesen Bereichen vertiefen; darüber hinaus erlaubt der konstruierte Versuch die Einführung in verschiedenste Gebiete der Messtechnik und den Umgang mit Messelektronik, angefangen von der Theorie der Sekundärelektronenvervielfachung, über Teilchendetektoren und Detektorpulse, bis hin zur realen Signalverarbeitung. Um die Machbarkeit der Experimente zu testen, wurden Messungen, wie sie in der Praktikumsanleitung gefordert werden, durchgeführt.

Schlussendlich darf voller Zufriedenheit festgestellt werden, dass dem Fortgeschrittenenpraktikum der RWTH Aachen ab sofort und zum ersten mal ein vollständiger Praktikumsversuch zur kosmischen Strahlung unter Ausnutzung des Čerenkov-Effekts zur Verfügung steht.

Ausblick

Weitere Schritte, die zeitlich nicht mehr umgesetzt werden konnten, sind die Umrüstung auf Akku-Betrieb und geeignete Si-PMs, sowie die Ausdehnung des Detektorvorrats zur lateralen Messung ausgedehnter Luftschauer und die Erhöhung der Auflösung. Größere Detektoren und Test-LED-Pulser sind außerdem bestellt und entsprechend kompatible Fassungen in Auftrag gegeben worden. Besonders die Umstellung auf Si-PMs stellt eine vielversprechende Erweiterung des Aufbaus dar, deren Umsetzung den Aufbau bereichern dürfte.

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

Viele Modifikationen der Elektronik wären ohne das Fachwissen und die freundliche Unterstützung von Herrn Cytowicz in dieser Zeit kaum möglich gewesen. Auch möchte ich mich für die Unterstützung der elektronischen Werkstatt des III. Physikalischen Instituts A und der mechanischen Werkstatt bedanken, denen der Bau des gelben Detektors, sowie verschiedener Fassungen und Montageelemente zu verdanken ist, sowie für Anregungen von Herrn Prof. Hebbeker und der Auger-Arbeitsgruppe bei zwischenzeitlicher Präsentation des Arbeitsstands.

Besonderer Dank geht an Frau Dr. K. Hoepfner und Frau Dr. C. Meurer, für die sorgsame Betreuung und Unterstützung in allen Bereichen der Arbeit zu jeder Stunde, sowie an all jene, die an dieser Stelle nicht aufgelistet sind, aber durch Motivation und Unterstützung maßgeblich zu dieser Arbeit beitrugen.

Literaturverzeichnis

- [1] Tamke-Allan Observatory, Roane State Community College
www.roanestate.edu/obs/Cosmicrayshower.jpg
- [2] PDG Particle Listings
http://pdg.lbl.gov/2010/listings/contents_listings.html
- [3] C. Amsler et al., Review of Particle Physics, Physics Letters B667, 1 (2008)
- [4] I. Bekman, Inbetriebnahme eines Praktikumsversuchs zur Messung kosmischer Strahlung, bachelor thesis, III. Physikalisches Institut A, RWTH Aachen University, 2010.
- [5] Pierre-Auger-Observatorium
<http://www.auger.de/>
- [6] M. Fuidl, Kosmische Myonen in Schulversuchen, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, Institut für Physik, September 2003.
- [7] C. Wiebusch, Astroteilchenphysik - Vorlesungsskriptum, RWTH Aachen, III. Physikalisches Institut, Sommer 2010.
- [8] S. Schael, Teilchen und Astrophysik - Vorlesungsskriptum, RWTH Aachen, I. Physikalisches Institut, Winter 2008.
- [9] J.F. Oliver, M. Rafecas, Revisiting the singles rate method for modeling accidental coincidences in PET, IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record, NSS'08, 2008, Pages 4288-4291.
- [10] Deutsches Elektronen-Synchrotron
<http://www.desy.de/>
- [11] W.R.Leo: Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer Verlag 1987
- [12] Forschungszentrum Dresden Rossendorf
<http://www.fzd.de/>
- [13] B76D01 Photomultiplier Tube, ADIT.
- [14] 9814B series data sheet, ET Enterprises.
- [15] H.H. Neidlinger, P. Schissel, Polymer glazings for silver mirrors, Solar Energy Materials, Volume 14, Issues 3-5, November 1986, Pages 327-339.
- [16] Helios Dr. Bulle GmbH & Co. KG, Tea Boy Nr. 3334 - 002
http://www.helios-wertheim.com/Sitemap/Tea_Boy/
- [17] F. Schmidt, CORSIKA Shower Images
<http://www.ast.leeds.ac.uk/~fs/showerimages.html>
- [18] J.Krieger, GNU Public License / wikimedia Commons
http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/a/ab/Photomultiplier_schema_de.png

- [19] Tomasz Barszczak, Ph.D., Tscan - a Super-Kamiokande event display
www.ps.uci.edu/~tomba/
- [20] Elektronische Werkstatt der RWTH-Aachen / Physikzentrum
- [21] Fa. National Instruments, Datenblätter
<http://www.ni.com/>

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Bachelorarbeit selbständig verfasst habe. Es wurden keine anderen als die in der Arbeit angegebenen Quellen benutzt. Die wörtlich oder sinngemäß übernommenen Zitate habe ich als solche kenntlich gemacht.

Ort, Datum Unterschrift

6 Anhang A: Anleitung

Fortgeschrittenenpraktikum für Bachelorstudenten der Physik

Kosmische Strahlung und ausgedehnte Luftschauer

August 2010

Voraussetzungen

- Kosmische Strahlung
- Photomultiplier
- Čerenkov-Effekt

Versuchsziel

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

Inhaltsverzeichnis

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

1 Vorwort

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

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

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

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

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

2 Geschichte

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

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

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

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

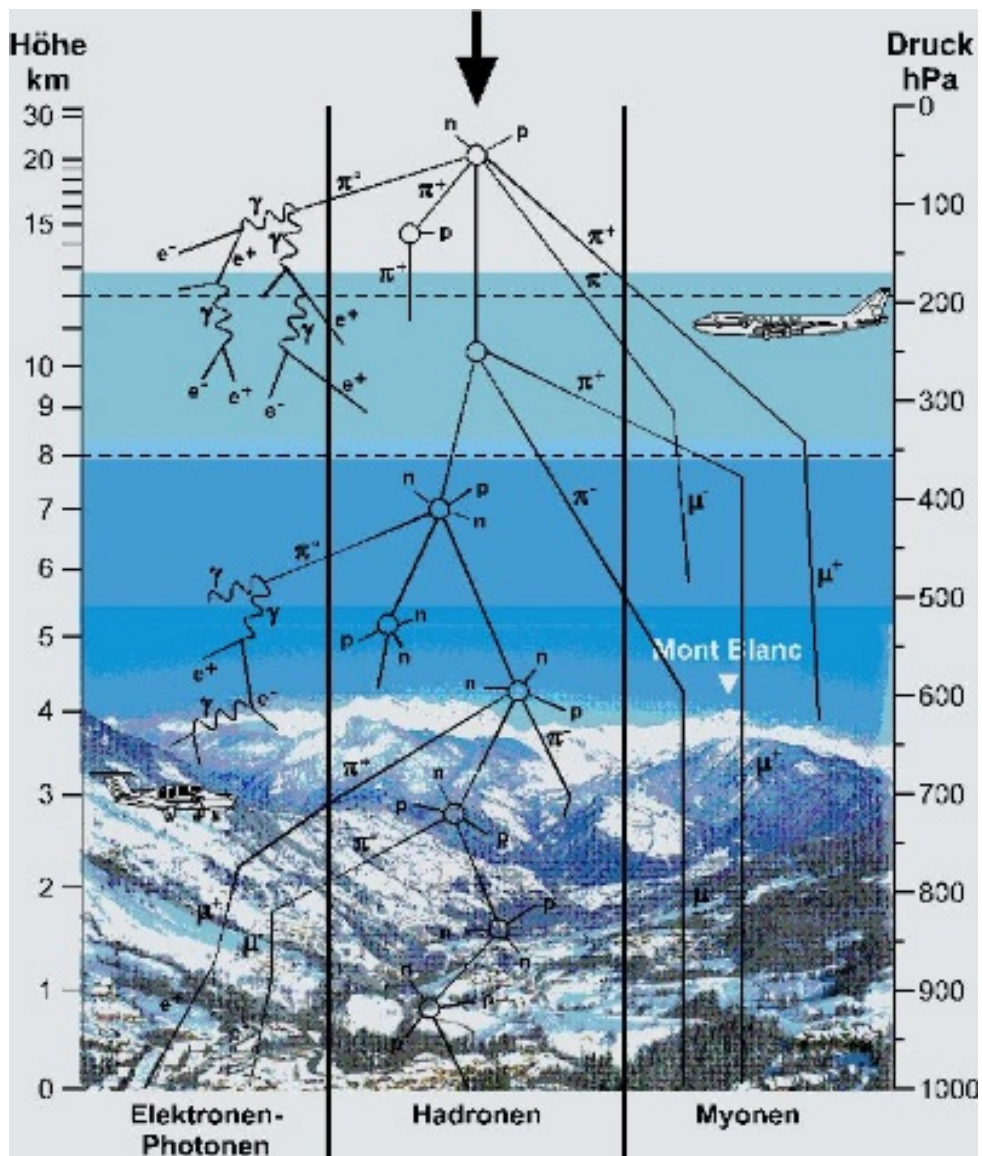


Abbildung 2.1: Skizze der durch kosmische Strahlung induzierten Sekundärstrahlung eines ausgedehnten Luftschauers. Qualitativ können die Schauerkomponenten in eine elektromagnetische, eine hadronische und eine myonische Komponente unterteilt werden. [16]

3 Theorie

3.1 Kosmische Strahlung

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

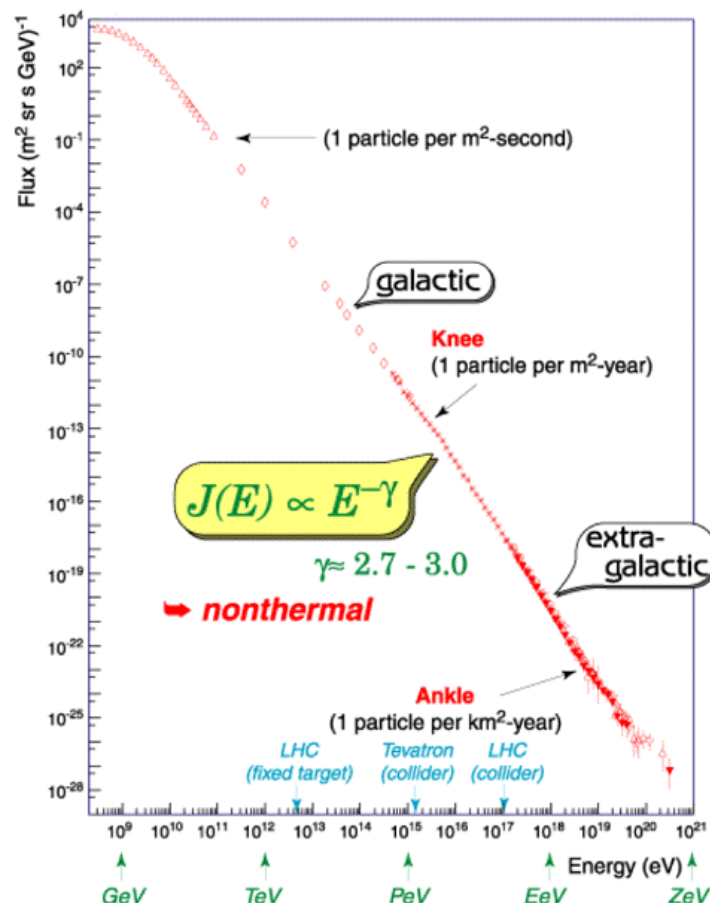


Abbildung 3.1: Das Spektrum der *KS*. Die differentielle Teilchenflussdichte als Funktion der Energie. [7]

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

3.2 Atmosphärische Schauer

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

3.2.1 Atmosphäre

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

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

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

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

$$(3.3)$$

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

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

3.2.2 Reaktion mit der Atmosphäre

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

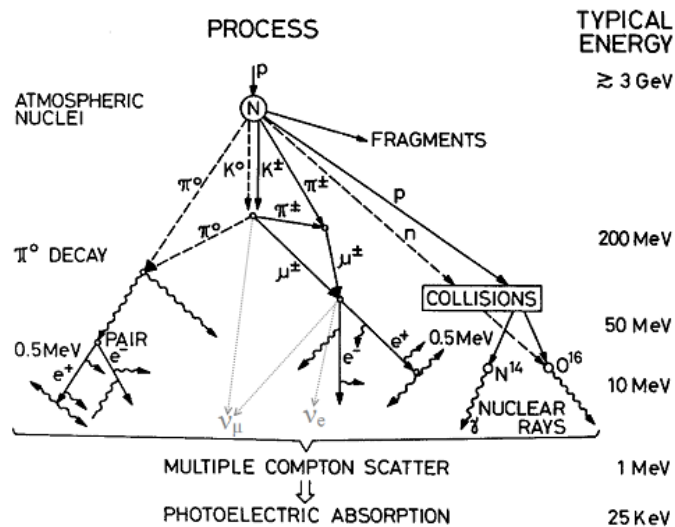


Abbildung 3.2: Die wichtigsten Prozesse der Teilchen in Luftschauern. Bei Neutrinos ist die Ladungsparität vernachlässigt. [34]

Hadronische Kaskade

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

Wichtigste Zerfallsprozesse sind:

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

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

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

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

Elektromagnetische Kaskade

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

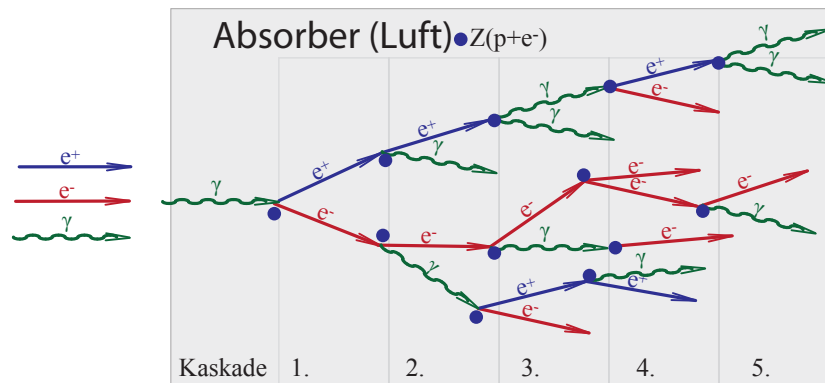


Abbildung 3.3: Schematische EM-Kaskade

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

Myonen und Neutrinos

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

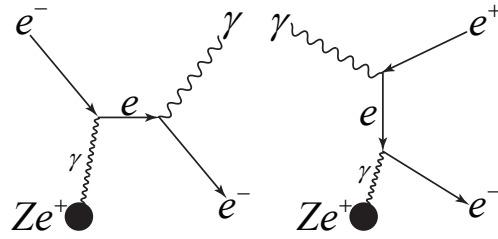


Abbildung 3.4: Feynman-Graphen der (a) Bremsstrahlung und (b) Paarproduktion bei einer EM-Kaskade

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

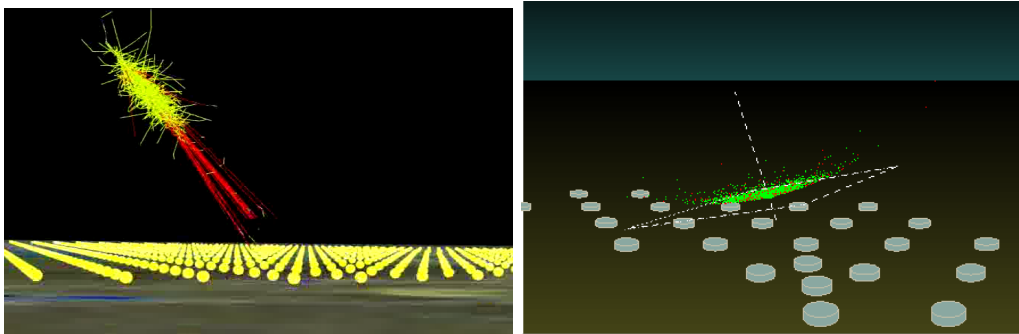


Abbildung 3.5: Simulationen der ankommenden Teilchen im Auger Observatorium. Es sind Teilchen (a) Spuren und (b) Schauerfront dargestellt. Einzelne Bodendetektoren sind im Dreiecksmuster mit der Seitenlänge von 1.5 km angeordnet [36][37]

Myon-Zerfall

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

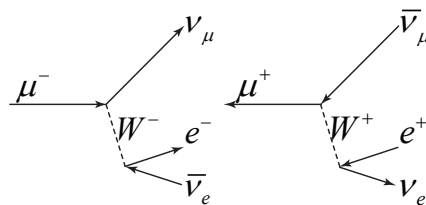


Abbildung 3.6: Feynman-Graphen des Zerfalls von einem (a) negativen und (b) positiven Myon.

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

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

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

3.3 Akzeptanz und Messrate

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

3.3.1 Allgemeine Betrachtung des Teilchenflusses und der Teilchenrate

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

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

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

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

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

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

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

3.3.2 Myonenfluss auf Meereshöhe

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

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

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

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

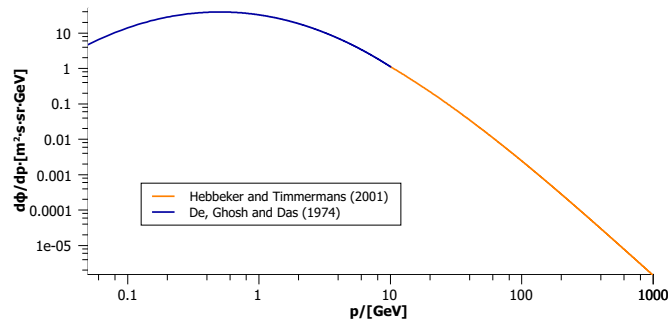


Abbildung 3.7: Das Spektrum der Myonen am Boden. Die differentielle Teilchenflussdichte als Funktion der Energie. Kombination von zwei Fits des niederenergetischen [18] und des hochenergetischen [1] Bereichs, die innerhalb der angegebenen Unsicherheiten kompatibel sind.

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

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

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

Kanonischer Raumwinkel

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

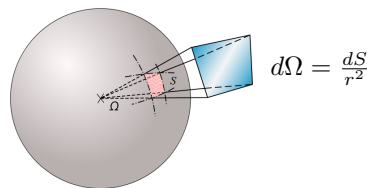


Abbildung 3.8: Geometrische Anschauung zur Definition des Raumwinkels. [32]

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

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

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

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

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

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

So kann auch Γ einer solchen Anordnung angegeben werden als:

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

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

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

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

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

3.4 Der Čerenkov-Effekt

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

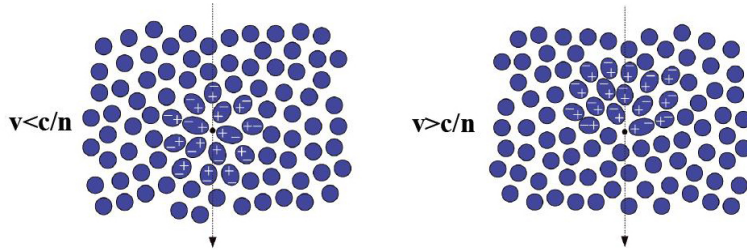


Abbildung 3.9: Polarisierung der Moleküle des Mediums, links destruktive Interferenz, rechts konstruktive Überlagerung bei Geschwindigkeiten größer der Mediumlichtgeschwindigkeit [9]

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

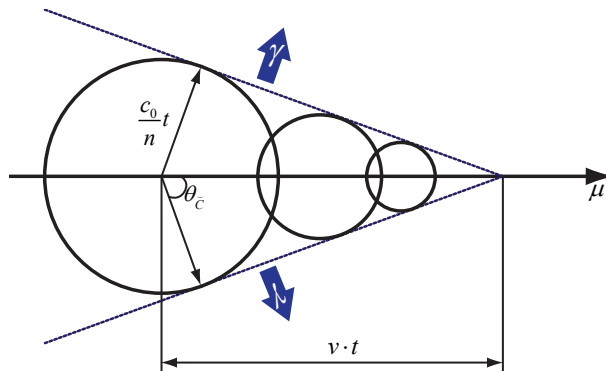


Abbildung 3.10: Čerenkov-Kegel bei erfüllter Čerenkov-Bedingung, die resultierende Wellenfront (durchgezogene Linien) lässt sich leicht geometrisch ermitteln

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

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

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

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

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

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

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

4 Aufbau

4.1 Hardware

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

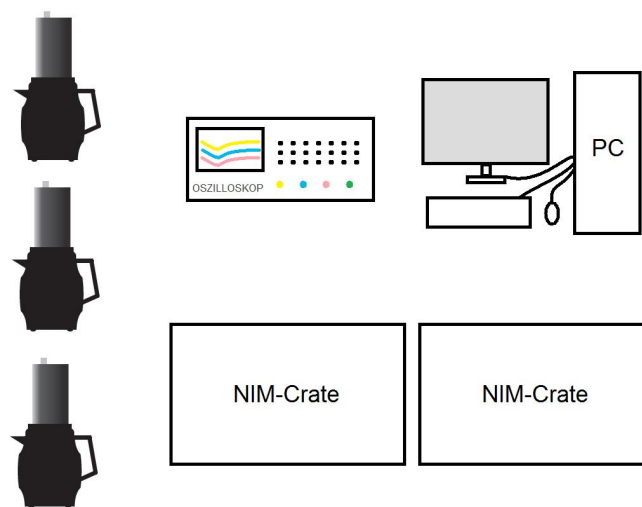


Abbildung 4.1: Komponenten des Aufbaus

Kaffeekannen als Wasser-Čerenkov-Detektoren

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

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

Tabelle 4.1: Farbkodierung der Detektoren



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



Abbildung 4.3: Schematischer Aufbau eines Detektors

Photomultiplier

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

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

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

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

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

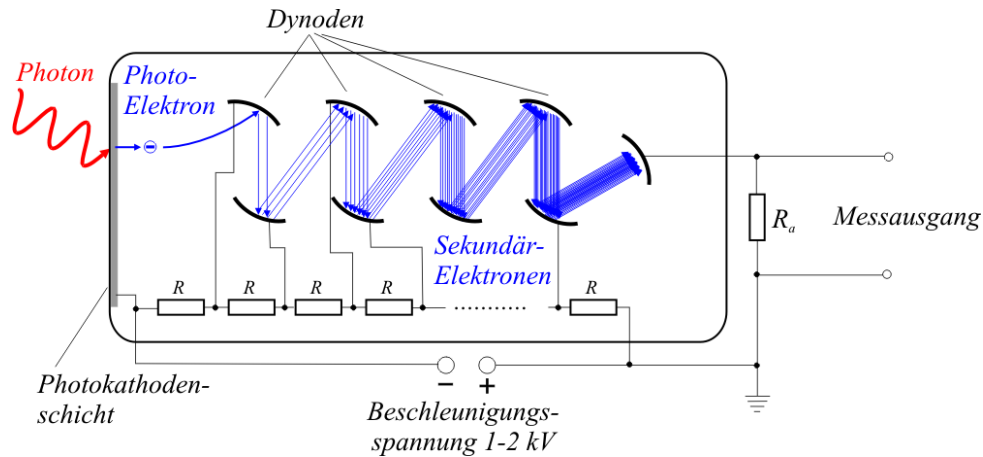


Abbildung 4.4: Stark vereinfachtes Schema der Arbeitsweise von Dynodenstufen, als Sekundärelektronenvervielfacher [12]

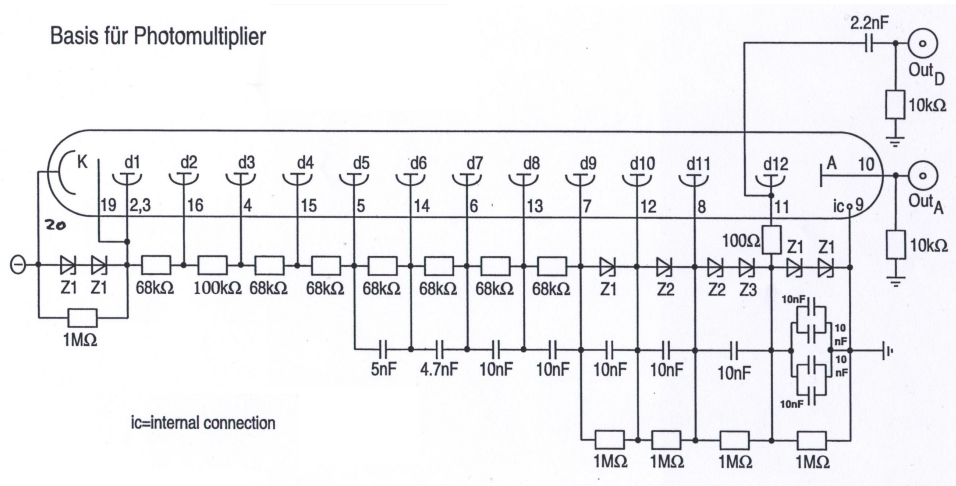


Abbildung 4.5: Ersatzschaltbild eines PMTs, mit d1 bis d12 sind die 12 Dynodenstufen gekennzeichnet, unterhalb befinden sich die Widerstände der Spannungsteiler, darunter die Kondensatoren zur Stabilisierung des Basisstroms [8]

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

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

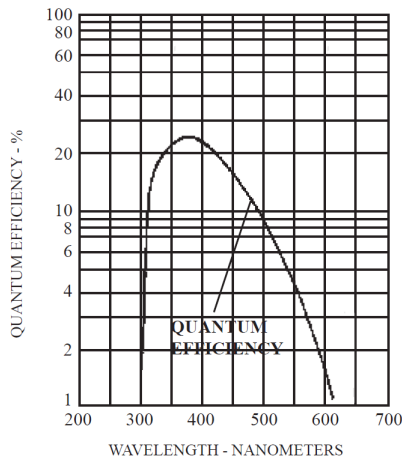


Abbildung 4.6: Typische Quanteneffizienz eines PMTs mit Bi-Alkali-Kathode, nach [30]

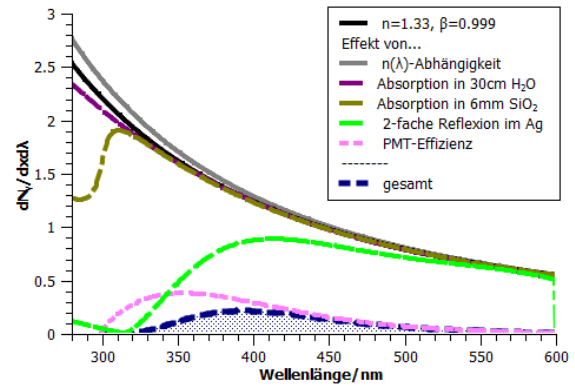


Abbildung 4.7: Effektiv erzeugte Photoelektronen bei den eingesetzten Wasser-Čerenkov-Detektoren

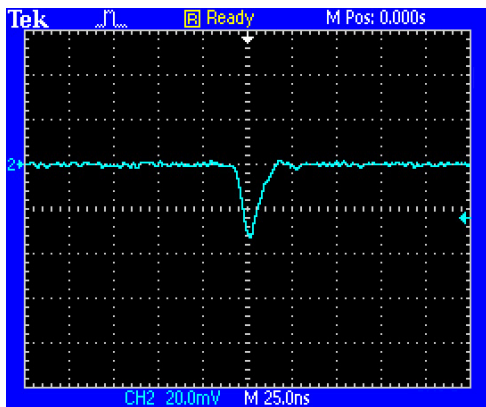


Abbildung 4.8: Signal vor dem Verstärker

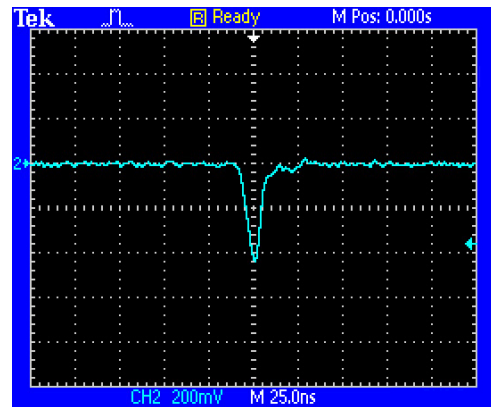


Abbildung 4.9: Signal nach dem Verstärker

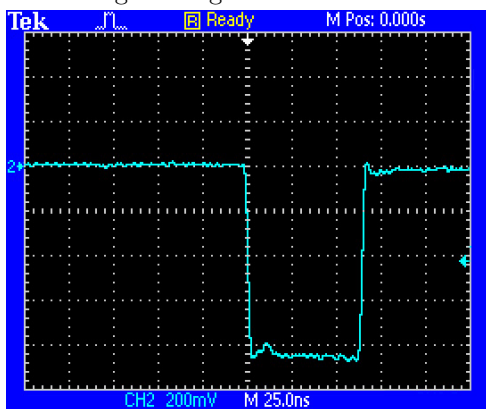


Abbildung 4.10: Beispielhafter NIM-Puls

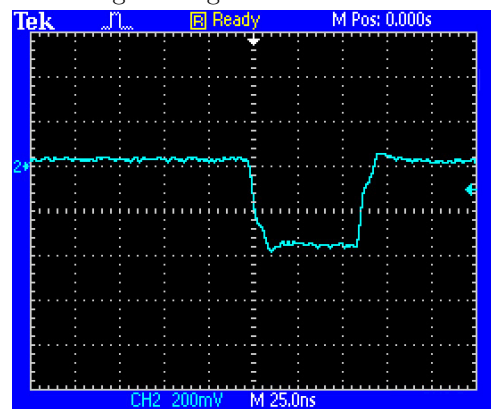


Abbildung 4.11: Beispiel von Dämpfungs- und Dispersionseffekte auf einen vormals rechteckigen NIM-Puls

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

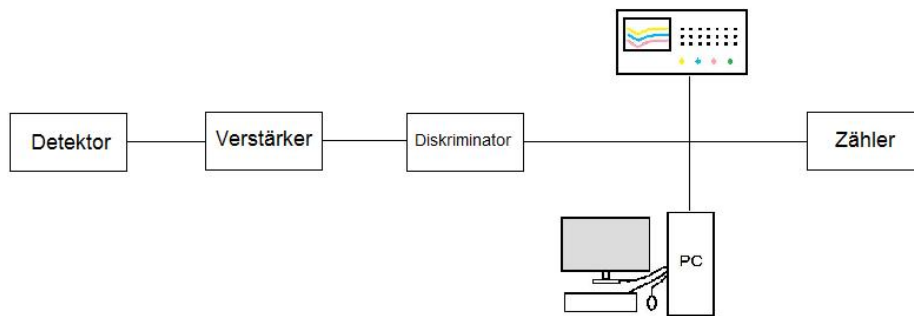


Abbildung 4.12: Vereinfachtes Schema des Signalgangs

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

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

Tabelle 4.2: Fast-negative NIM Logic

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

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

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

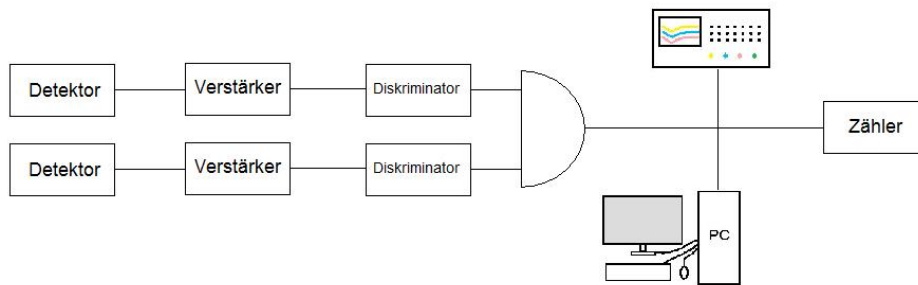


Abbildung 4.13: Vereinfachtes Schema des Signalgangs in Koinzidenzschaltung

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

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

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

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

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

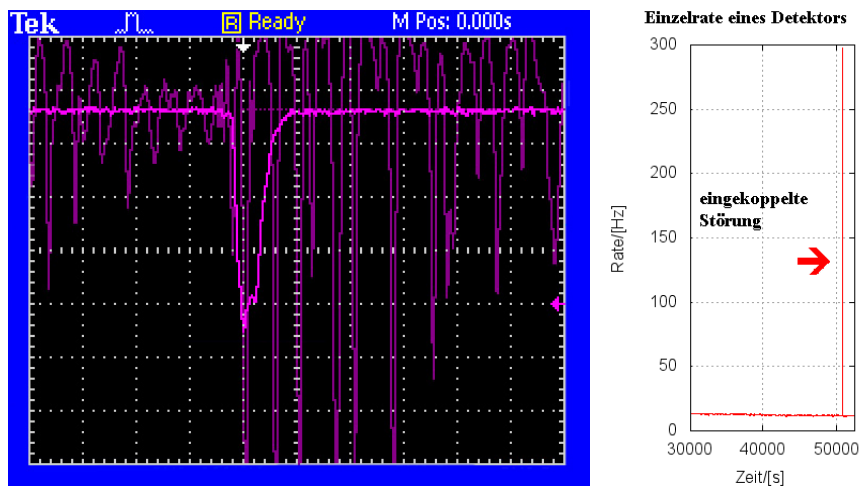


Abbildung 4.14: Eingekoppelte Störung (Mehrfachauschlag)

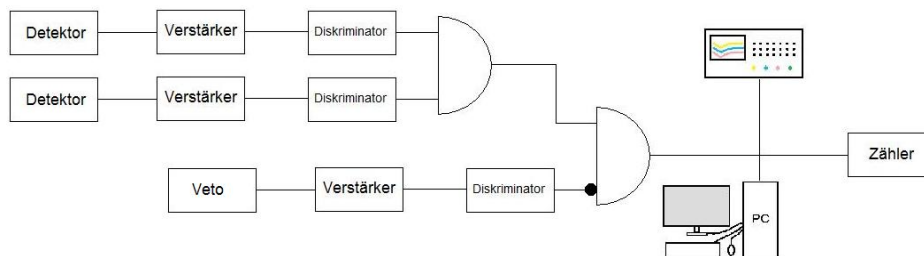


Abbildung 4.15: Vereinfachtes Schema des Signalgangs mit Veto-Schaltung

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

USB DAQ

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

4.2 Vollständiger Aufbau

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

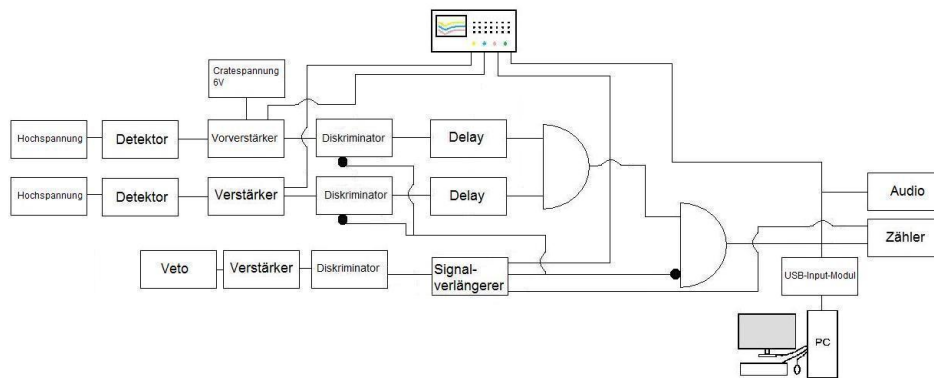


Abbildung 4.16: Schema der endgültigen Schaltung des Aufbaus



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

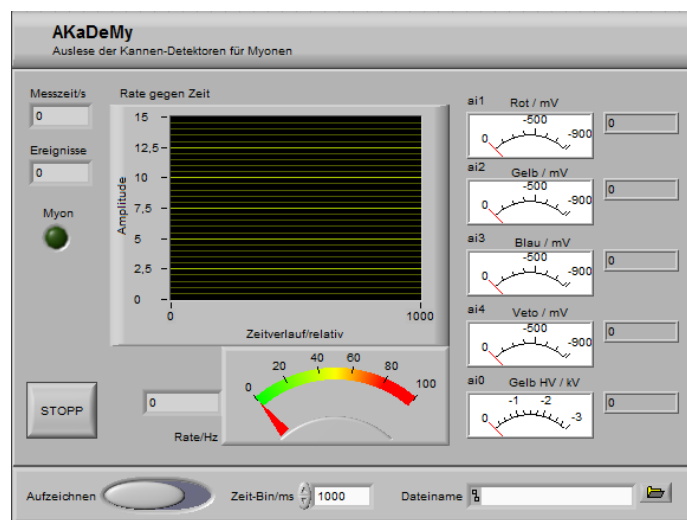


Abbildung 4.18: Bildschirmfoto vom Labview-Interface

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

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

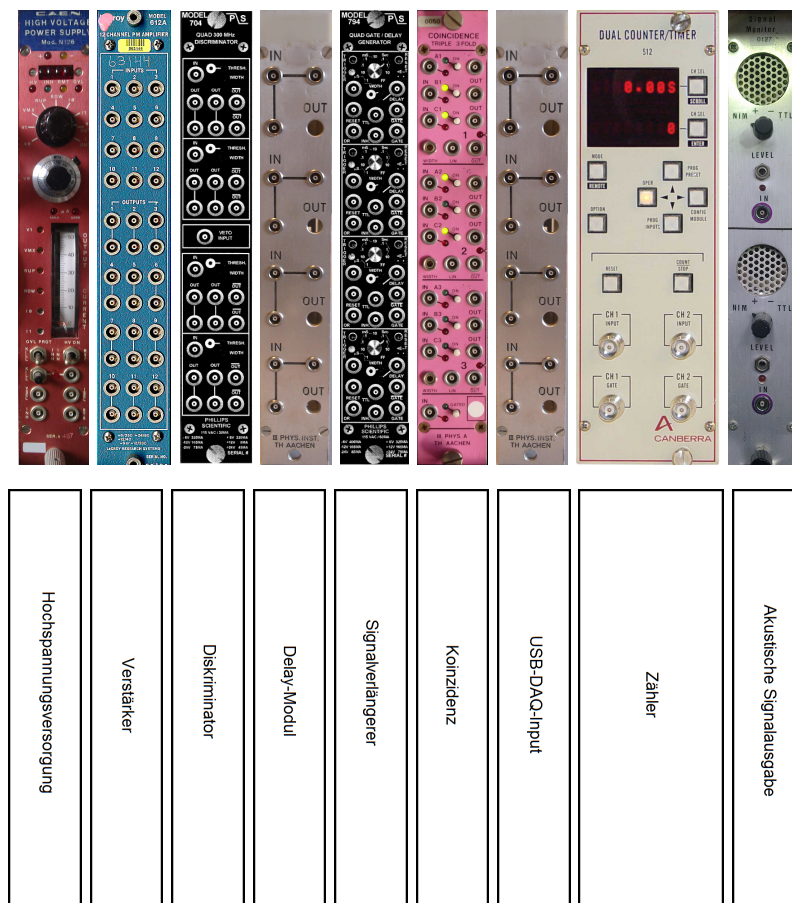


Abbildung 4.19: Vollständiger Aufbau Crate (Schema)



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

5 Versuchsdurchführung

5.1 Vormessungen

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

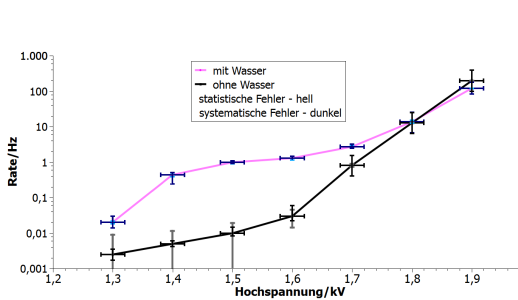


Abbildung 5.1: Verlauf von Detektorraten gegen die Hochspannung bei einer festen Messschwelle

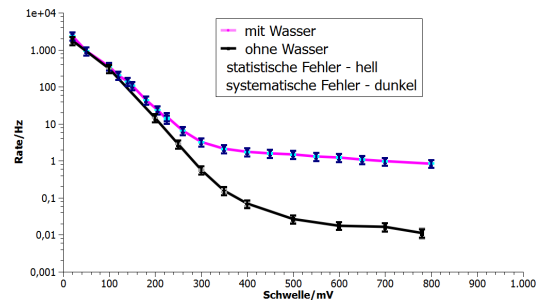


Abbildung 5.2: Beispiel der Detektorraten gegen Diskriminatorspannung bei fester Hochspannung

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

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

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

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

5.2 Poisson-Verteilung

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

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

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

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

5.3 Koinzidenzmessung

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

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

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

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

5.4 Abschirmung

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

5.5 Winkelmessung

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

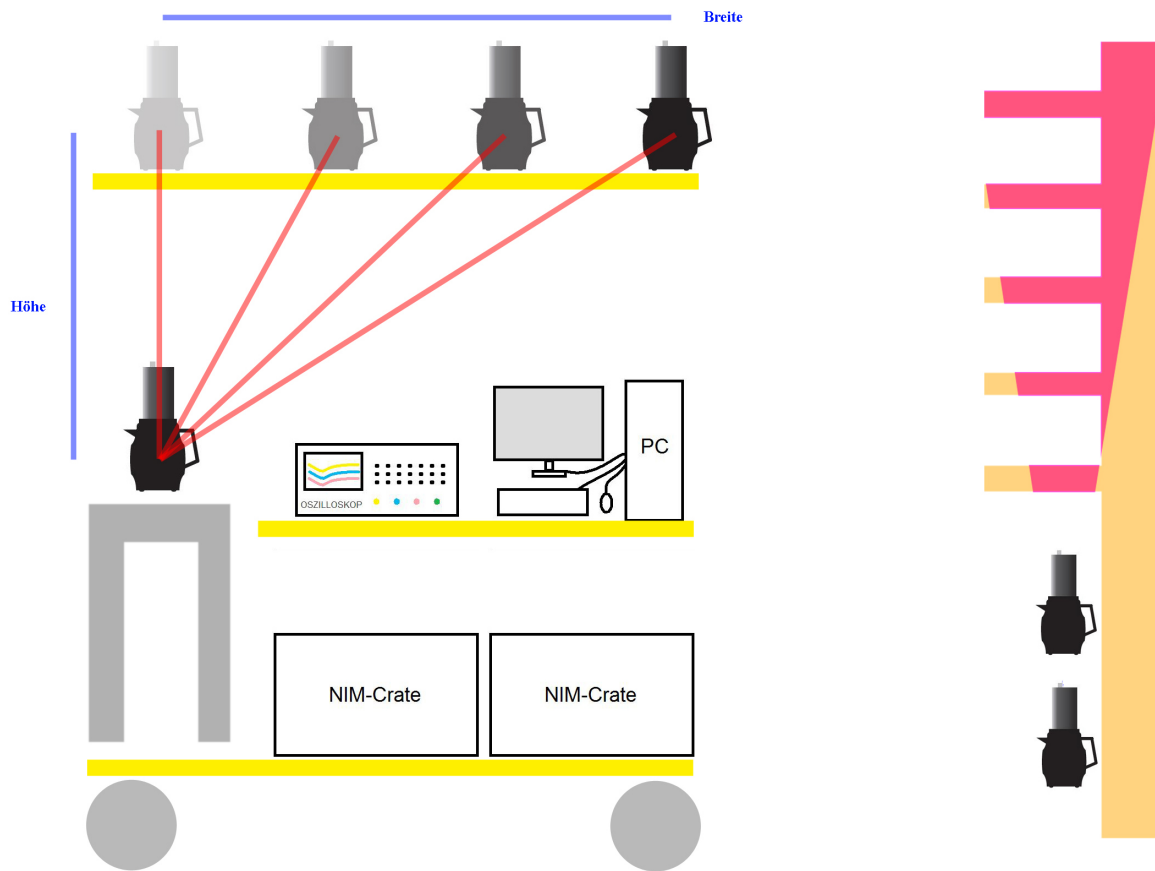


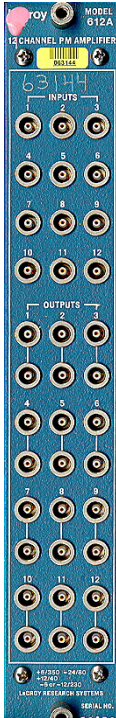
Abbildung 5.3: Versuchsaufbau zur Messung der Winkelabhängigkeit (links). Schematische Darstellung von der Überschneidung des Sichtkegels mit den Decken und einer Wand (rechts).

Literaturverzeichnis

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

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

7 Anhang B: Datenblätter



NIM Model 612A

12-Channel Photomultiplier Amplifier

- * 12 channels/#1 NIM module
- * 2 identical 50 Ohm outputs per channel
- * Gain of 10, direct-coupled
- * Input and Output protected against overload
- * <2 nsec risetime
- * <1 mV dc stability (short and long term) at the output
- * -5 volt linear range (5000:1 usable dynamic range)
- * 0.1% integral linearity
- * Low cost

The LeCroy Model 612A is a new 12-channel, 200 MHz bandwidth, gain of 10 linear amplifier packaged in a #1 NIM module. Representing a major advance in fast amplifier stability, dynamic range, and general utility, the 612A allows the experimenter for the first time to consider the use of economical, lower gain photomultiplier tubes even in demanding direct-coupled ADC applications. The Model 612A offers a built-in fan-out of two, simplifying simultaneous use of the same photomultiplier signal for both analog and logic purposes by eliminating the extra cable run necessary when both anode and dynode signals are used. Packaged 12 channels per module, the 612A offers substantial savings in bin space and is directly compatible with standard LeCroy 12-channel ADC's and multichannel discriminators.

A new high-speed operational amplifier circuit design makes the performance of the amplifier virtually independent of external variables such as supply voltages or temperature. Input and output DC levels remain negligibly small even when the module is moved from bin to bin, or under extremes of operating temperature. There is virtually no warm-up drift on turn-on. These stability characteristics, together with the excellent linearity, speed and noise characteristics of the circuit, come very close to the ideal of a "transparent gain" element that simply magnifies the input without significant distortion or operating constraints.

The Model 612A normally operates from +6, +/-12, and -24 volts. A rear-panel switch permits operation from -6 instead of -12 volts for those applications in which -6 volts is easily available and where a moderate saving in power consumption is more important than dynamic range. When operated from -6 volts, maximum output amplitude is reduced from -5 to -2 volts. In either case, the large output levels available reduce recovery time problems associated with overload.

SPECIFICATIONS

NIM Model 612A 12-CHANNEL PHOTOMULTIPLIER AMPLIFIER

INPUT CHARACTERISTICS	
Impedance:	50 Ohm.
Input Protection:	+/-5 A for 0.5 Asec; +/-500 mA continuous input voltage; clamps at +/-0.6 V.
Reflection Coefficient:	Less than 5% over input dynamic range.
Quiescent Voltage:	+/-0.5 mV.
OUTPUT CHARACTERISTICS (Both outputs of each used channel must be terminated for optimum waveshape.)	
Maximum Positive	+200 mV.

Amplitude (Linear):	
Maximum Negative Amplitude (Linear):	-2 volts with -6 V supply; -5 volts with -12 V supply.
Overshoot:	Less than +/-10% for input risetimes ≥ 1.5 nsec.
Quiescent Voltage:	0 V +/-3mV.
Output Voltage DC Offset Temperature Coefficient:	100 uV/'C maximum.
Output Voltage Variation with Supply Voltage:	<1 mV for +/-1% variation of any supply voltage.
GENERAL	
Gain:	Fixed gain of 10, non-inverting. Long-term stability 1 %. Gain tolerance +/-5%.
Linearity:	0.1 % integral.
Coupling:	Direct.
Risetime:	< 2.0 nsec, 10% to 90%.
Delay:	Approx. 4 nsec.
Noise:	Less than 50 uV rms, referred to input, total.
Interchannel Crosstalk:	Output in one channel affects any other channel by no more than -70 dB.
Overload Recovery:	a) Operation with -12 volt supply: saturated for approximately 15 nsec after 1 OX overload. b) Operation with -6 volt supply: saturated for approximately 50 nsec after 1 OX overload. For wide pulses (i.e., > 5 usec) it is recommended to use -12 V supply for best overload recovery.
Packaging:	RF-shielded AEC/NIM #1 width module conforming to specifications outlined in AEC Report TID-20893; Lemo-type connectors.
Current Requirements:	In rear panel selected 6 V mode: +6 V at 350 mA, -6 V at 275 mA, +12 V at 5 mA, -12 V at 5 mA, -24 V at 80 mA, or in 12 V mode: +6 V at 350 mA +12 V at 5 mA, -12 V at 275 mA, -24 V at 80 mA.

Phillips Scientific

Quad 300 MHz Discriminator

NIM MODEL 704

FEATURES

- * Guaranteed 300 MHz Operation
- * Deadtimeless Updating Outputs
- * Fast Veto and Bin Gate Inhibiting
- * High Fan - Out Capability

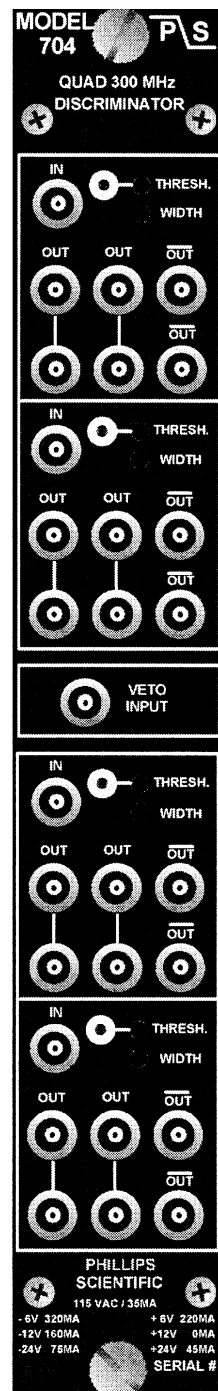
DESCRIPTION

Utilizing the most advanced technology, the Model 704 Quad Discriminator boasts a 300 MHz continuous repetition rate capability. The updating feature ensures deadtimeless operation for coincidence applications, while the double-pulse resolution is a remarkable 3.3nSec for counting applications. A fifteen-turn potentiometer provides continuous output width adjustment from 2nSec to over 50nSec for each channel.

The threshold is variable from -10mV to -1volt with a fifteen-turn potentiometer on each channel. The threshold setting is easily determined from a front panel test point that provides a DC voltage equal to ten times the actual threshold.

Inhibiting of the discriminator can be accomplished in two ways. A front panel LEMO input accepts a NIM level pulse for fast vetoing of all channels. The fast veto is capable of inhibiting a single pulse from a 300 MHz input pulse train. Secondly, a slow bin gate via the rear panel connector inhibits all four channels and is enabled or disabled from a rear panel slide switch.

The outputs are the current source type with two pairs of negative bridged outputs and two complements for each channel. When only one output of a bridged pair is used, a double-amplitude NIM pulse (-32mA) is generated, useful for driving long cables with narrow pulse widths. The outputs have transition times of 1nSec, and their shapes are virtually unaffected by loading the outputs in any combination.



Phillips Scientific

"A THEORY DEVELOPMENT COMPANY"

31 Industrial Ave. * Mahwah, NJ 07430 * (201) 934-8015 * Fax (201) 934-8269

INPUT CHARACTERISTICS

General:

One LEMO connector input per channel; 50ohms, $\pm 1\%$, direct coupled; less than $\pm 2\%$ input reflection for a 1.0nSec input risetime. Input protection clamps at +.7Volts and -5Volts, and can withstand ± 2 Amps (± 100 Volt) for 1mSec with no damage to the input.

Threshold:

From -10mV to -1Volt; 15-turn screwdriver adjustment; better than $\pm 0.2\%/^{\circ}\text{C}$ stability; front panel test point provides a DC voltage ten (10) times the actual threshold setting.

Fast Veto:

One LEMO connector input common to all four (4) channels; accepts normal NIM level pulse (-500mV), 50 ohms, direct coupled; must precede the negative edge of input pulse by 3nSec; Capable of gating a single pulse from a 300 MHz continuous pulse train.

Bin Gate:

Rear panel slide switch enables or disables slow bin gate in accordance with TID-20893.

OUTPUT CHARACTERISTICS

General:

Six (6) LEMO connector outputs per channel; Two pairs of negative bridged outputs and two complements. The bridged outputs deliver -32mA into a single 50 ohm load (-1.6Volts) and -16mA (-800mV) with both terminated. The complementary outputs are quiescently -16mA and go to 0mA during output. The output rise and fall times are less than 1nSec from 10% to 90% levels. The output shapes are optimized when the bridged outputs are 50 ohm terminated.

Width Control:

One control per channel; 15-turn screwdriver adjustment; outputs continuously variable from 2nSec to 50nSec. Width stability is better than $\pm 0.1\%/^{\circ}\text{C}$ of setting.

Updating Output:

The output pulse will be extended if a new input pulse occurs while the output is active. A 100% duty cycle can be achieved.

GENERAL PERFORMANCE

Continuous Repetition Rate:

Greater than 300 MHz, 3 db bandwidth; and a throughput counting rate of 300 MHz with output width set at minimum.

Pulse-Pair Resolution:

Better than 3.3 nSec, with output width set at minimum.

Input to Output Delay:

Less than 8.0 nSec.

Multiple Pulsing:

None; One and only one output pulse regardless of input pulse amplitude or duration.

Power Supply Requirements:

- 6 Volts @ 320 mA	+6 Volts @ 220 mA	115 VAC @ 35mA
-12 Volts @ 160 mA	+12 Volts @ 0 mA	
-24 Volts @ 75 mA	+24 Volts @ 45 mA	

Note: All currents are within NIM specification limits permitting a full powered bin to be operated without overloading.

Operating Temperature:

0 °C to 70 °C ambient.

Packaging:

Standard single width NIM module in accordance with TID-20893 and Section ND-524.

Quality Control:

Standard 36-hour, cycled burn-in with switched power cycles.

Options:

Call Phillips Scientific to find out about available options.

1/96

Phillips Scientific

"A THEORY DEVELOPMENT COMPANY"

31 Industrial Ave. * Mahwah, NJ 07430 * (201) 934-8015 * Fax (201) 934-8269

Phillips Scientific

Quad Gate/Delay Generator

NIM MODEL 794

FEATURES

- * Four Independent Gate/Delay Channels
- * Wide Range, 50 nSec to over 10 Seconds
- * NIM, TTL Inputs; NIM, TTL, ECL Outputs
- * Deadtimeless Operation
- * Set/Reset Flip-Flop Mode
- * Remote Programming via a 0 Volt to 10 Volt Input
- * Easily Configured as an Oscillator or a Pulser
- * Provides Bin Gate for Host NIMBIN

GENERAL DESCRIPTION

The Quad Gate/Delay Generator, Model 794, complies fully with the NIM specification TID-20893 and is packaged in a single width module. In monostable mode, Gate/Delay periods may be adjusted either locally or remotely from less than 50nSec to more than 10 seconds. Each channel also operates in a Set/Reset flip-flop mode. A bright LED indicates an active gate condition. Versatile input and output structures provide compatibility with NIM, ECL, and TTL standards. Further flexibility is afforded by programming jumpers mounted on the printed circuit board. These jumpers allow selected inputs and outputs to be assigned alternate logic functions or polarities.

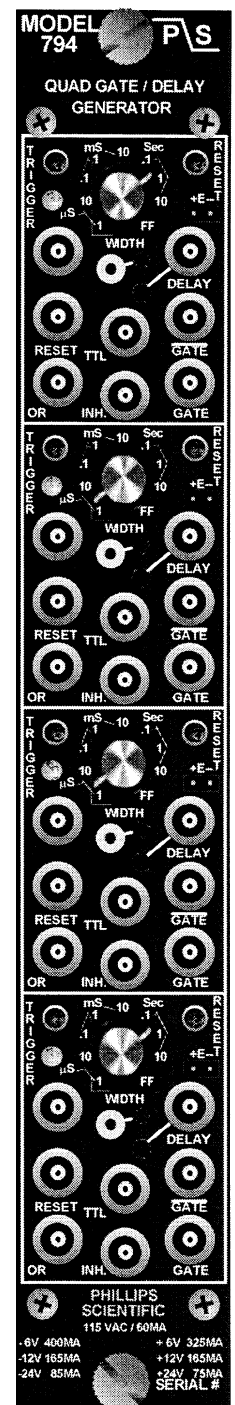
Time-Base Section

The model 794 time-base circuit is non-updating and exhibits essentially no deadtime. Monostable Gate/Delay periods are selected by a combination of the RANGE switch and an analog programming input. A monitor test point provides a 0 to 1 Volt output which is proportional to the Gate/Delay period. Setting the Gate/Delay period with an oscilloscope is easily accomplished by pushing the TRIGGER pushbutton. Depressing this switch for more than 0.5 seconds causes the time-base to retrigger at a 1 KHz rate. In the bistable mode, the Gate/Delay period is equal to the interval between the arrival of the trigger and reset functions. The DELAY output always occurs at the trailing edge of the GATE output and it's output width may be adjusted by a front panel potentiometer.

Input Section

There are three ways to trigger the Model 794: (1) TRIGGER Input; (2) OR Input; (3) TRIGGER pushbutton. These functions are enabled in both monostable and bistable modes.

(1), The TRIGGER input is compatible with both positive TTL levels and negative NIM logic. This input presents a high impedance to positive signals and 50 ohms to negative signals. The time-base triggers on the leading edge of the input pulse regardless of its logic type. The gate period is independent of the TRIGGER pulse width.



Phillips Scientific

"A THEORY DEVELOPMENT COMPANY"
31 Industrial Ave. * Mahwah, NJ 07430 * (201) 934-8015 * Fax (201) 934-8269

Input Section (Continued)

(2), OR is a negative NIM logic input which is configured with program jumpers. The OR input is always logically OR'ed with the time base output. Assuming a quiescent time base, the GATE output width is equal to the OR input width. A program jumper enables an alternate OR mode in which the OR input also triggers the time-base. This mode produces a GATE output equal to the width of the OR input or the preset time, whichever is greater. An additional jumper allows OR to be a high impedance or 50 ohms. Note that the high impedance OR input allows multiple channels or multiple modules to be easily daisy-chained and triggered from a single source.

(3), The TRIGGER pushbutton offers two operating modes for manual triggering. In the single trigger pulse mode, a single output is produced by pushing and releasing the switch in less than 0.5 seconds. In retrigger mode, by pushing and holding the switch for more than 0.5 seconds produces a continuous pulse train of 1 KHz as long as the pushbutton is depressed.

In the bistable (FF) position, when the channel is triggered or SET, it remains in that state until reset by the negative NIM compatible RESET input or the RESET pushbutton. The TRIGGER and OR inputs are inhibited from setting the channel when RESET is present. The RESET input is enabled only in the bistable mode.

INHIBIT is a negative NIM compatible input. All outputs are forced to their quiescent state whenever INHIBIT is present. GATE transitions resulting from INHIBIT do not generate DELAY outputs.

A special feature of the Model 794 is the ANALOG PROGRAMMING input. Enabled by program jumpers, each input accepts 0 to +10 Volt levels and produces a 5% to 105% adjustment of the selected range. The analog voltage is received differentially to relieve the noise and common mode offsets associated with long cable runs.

Output Section

Each channel has five (5) outputs. GATE, complemented GATE, and DELAY are negative NIM current source outputs governed by the trigger rules described above. TTL is a TTL compatible output which can be assigned to either the GATE or DELAY function. A second jumper associated with TTL provides a true or complement feature. ECL is a differential ECL output conforming to CERN Note EP 79-01 and is jumper programmed to be identical to either GATE or DELAY outputs.

Bin Gate Description

The model 794 is capable of driving the bin gate of the host bin. A switch mounted on the rear panel enables or disables the BIN GATE feature. Individual channels are selected to supply this gate signal via program jumpers. More than one channel may be selected resulting in a Bin Gate which is the logical OR of the selected channels.

MANUAL CONTROL SUMMARY

Range Switch :

A ten position rotary switch selects one of eight full scale times for the monostable range. The remaining two positions are for bi-stable (FF) mode. RANGE positions are: 1 μ Sec, 10 μ Sec, 0.1mSec, 1mSec, 10mSec, 0.1 Sec, 1 Sec, 10 Sec, and two Flip-Flop positions.

Trigger Pushbutton :

Provides a manual trigger function. Single trigger mode is implemented by pressing and releasing in less than 0.5 Seconds. Retrigger mode is implemented by pressing and holding for more than 0.5 Sec. A LED indicates a triggered condition.

Reset Pushbutton :

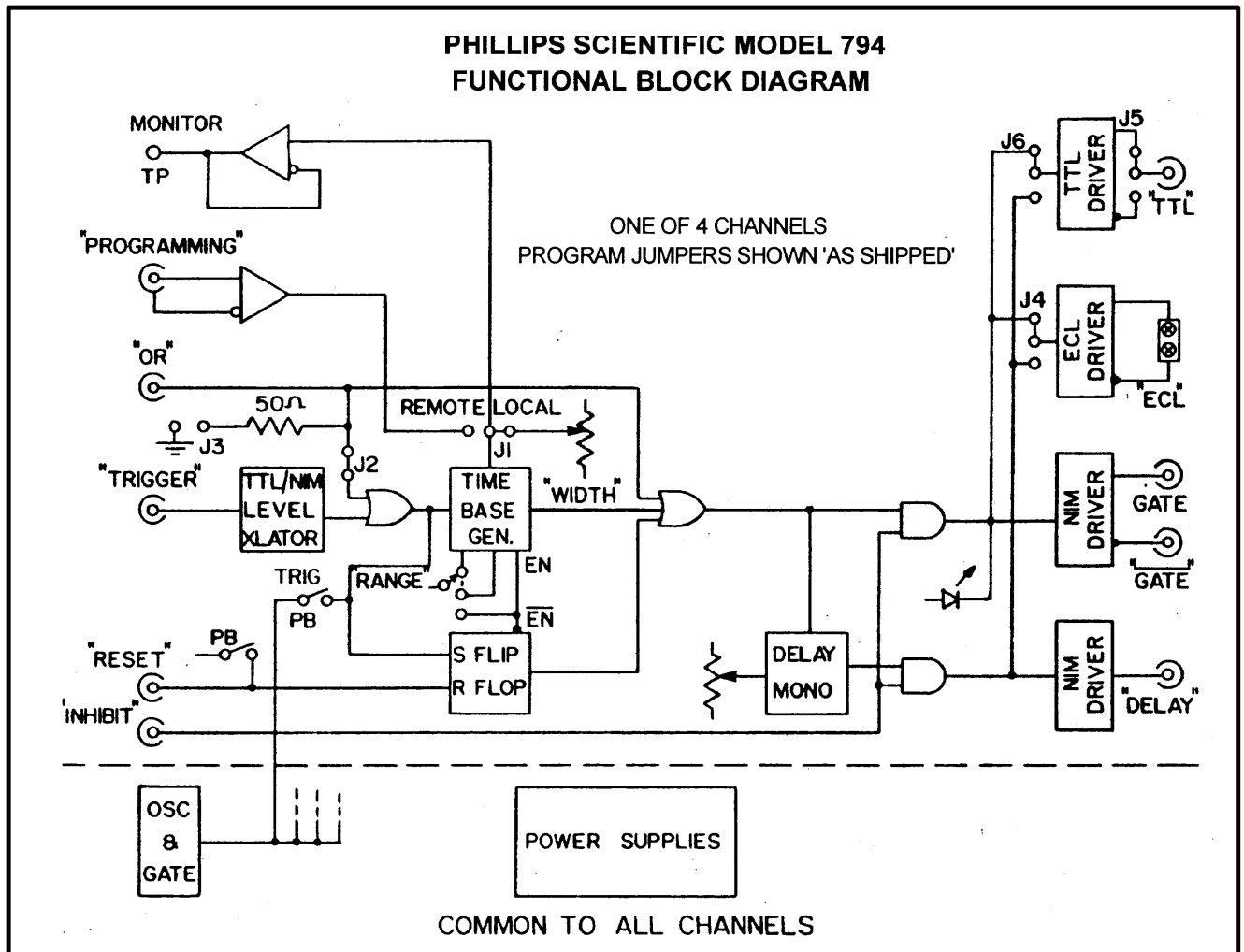
Provides a manual reset function.

Gate Width Potentiometer :

A 15-turn screwdriver adjustment controls the monostable time-base from approximately 5% to 105% of the selected range in local programming mode. The potentiometer is disabled in remote programming and bistable modes.

Delay Output Width :

A 15-turn screwdriver adjustment controls the width of the delay output from 10nSec to 100nSec. Occurs at the trailing edge of the GATE time.



INPUT CHARACTERISTICS

Trigger :

LEMO style connector; 1 K ohm impedance for positive TTL logic levels; 50 ohm for negative NIM logic; Positive LOGIC 0: less than +0.5 Volt; LOGIC 1: greater than +1.5 Volt. Negative NIM logic levels; LOGIC 0: less than $\pm 1\text{mA}$, ($\pm 50\text{mV}$), LOGIC 1: -14mA , (-700mV).

OR :

LEMO style connector; Negative NIM level input, LOGIC 0 = $\pm 50\text{mVolts}$, LOGIC 1 = -700mVolts . A jumper allows selection of 50 ohm or 1 K ohm input impedance; "OR is shipped as high impedance input OR".

Inhibit :

LEMO style connector; Negative NIM input levels; 50 ohm impedance. Forces all outputs to their quiescent state.

Reset :

LEMO style connector; Negative NIM input levels; 50 ohms; Enabled only in bistable mode.

Analog Remote Programming :

Isolated ground LEMO style connector; High impedance, differentially received; An external analog input allows remote programming from 5% to 105% of selected range with 0 to +10 Volt input.

Maximum input voltage: Differential = -6 Volt to $+12\text{ Volts}$.

Common Mode = $\pm 6\text{ Volts}$.

Recommended Input Voltage: Differential = 0 to $+10.0\text{ Volts}$.

Common Mode = $\pm 0.5\text{ Volt}$.

Phillips Scientific

"A THEORY DEVELOPMENT COMPANY"

31 Industrial Ave. * Mahwah, NJ 07430 * (201) 934-8015 * Fax (201) 934-8269

OUTPUT CHARACTERISTICS

Gate :

Negative NIM current source output; -16mA, (-800mV into 50 ohms). Output duration equals the RANGE SWITCH setting in conjunction with the GATE WIDTH control setting.

Gate :

Negative NIM current source output; The complement of GATE output.

Delay :

Negative NIM output pulse; Begins at the trailing edge of GATE output; Width is adjustable from 10nSec to 100nSec.

TTL :

A TTL logic level output; Capable of driving a single 50 ohm load or up to 60 standard TTL inputs. LOGICAL 1 = 2.7 Volt min. @ 45mA max; LOGIC 0 = 0.5 Volt max. @ -100mA max; The TTL output can be jumper selected to be GATE, DELAY or their complements.

"TTL is shipped as GATE".

ECL Outputs :

ECL is a two pin header; 0.025" posts on 0.1" centers. Output is a differential 100 ohm line driver. Jumper selected to be GATE, DELAY or their complements.

ECL + : Quiescently LOGIC 0 = -1.7 Volt typ. LOGIC 1 = -0.90 Volt typ.

ECL - : Quiescently LOGIC 0 = -0.90 Volt typ. LOGIC 1 = -1.7 Volt typ.

"ECL is shipped as GATE".

PERFORMANCE SUMMARY

Propagation Delay :

TRIGGER to:

GATE = 11nSec max.

TTL = 20nSec max.

ECL = 11nSec max.

OR to:

GATE = 8nSec max.

TTL = 15nSec max.

ECL = 8nSec max.

RESET to:

GATE = 11nSec max.

TTL = 20nSec max.

ECL = 11nSec max.

INHIBIT to:

GATE = 6nSec max.

TTL = 15nSec max.

ECL = 8nSec max.

Dead Time :

The channel may be retriggered immediately upon the completion of the GATE output transition.

Time Jitter :

Less than 0.03% of range.

Temperature Stability :

Less than 400 ppm/°C from 20 °C to 50 °C.

Power Supply Rejection :

GATE width will not change by more than 0.04% of setting for ±5% change in any power supply.

Power Supply Requirements

+ 6V @ 325 mA +12V @ 165 mA +24V @ 75 mA

- 6V @ 400 mA -12V @ 165 mA -24V @ 85 mA

115 VAC @ 60 mA

Note: All currents are within NIM specification limits permitting a full powered bin to be operated without overloading.

Operating Temperature :

0 °C to 70 °C ambient.

Packaging :

Standard single width NIM module in accordance with TID-20893 and Section ND-524.

Quality Control :

36 hour cycled burn-in with switched power cycles.

Model 512 Dual Counter/Timer

Features

- >250 MHz count rate capability, 10^{15} -1 count capacity
- Complete computer control via RS-232 interface
- Standalone programming capability
- High resolution timer with 0.1 μ s preset capability
- Self test mode
- Up to eight user-defined operating configurations

Description

The Model 512 Dual Counter/Timer offers greater than 250 MHz count rate capability for the most demanding counting applications. In addition, the 512's counters have a count capacity of 10^{15} -1. Photon counting applications, or experiments requiring pulse-pair resolutions of about 4 ns, are now no longer limited by the counter/timer.

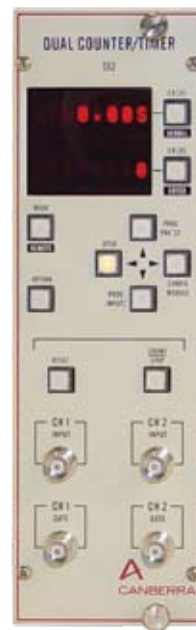
The Model 512 offers standalone performance in addition to being completely computer-controllable. Standalone operations are menu driven, and illuminated pushbuttons are used to select displayed data, operating mode, count/stop/reset operation, and for manual programming. All functions, including threshold settings, are programmable through either the instrument's front panel or the RS-232 interface.

The Model 512 also includes two timers. The non-gateable standard timer has a selectable resolution of 0.01 seconds or 0.01 minutes, and is programmable from 0.01 to 99 999 999.99 seconds/min. The standard timer is software-based, so both hardware counting channels are available for counting.

The high resolution timer is gateable and fully programmable, with a resolution of 0.1 μ s from 1 μ s to 9.999 999 9 seconds, and 10 s resolution up to 99 999 990.0 seconds. Depending on the mode of operation, the high resolution timer uses channel 1 or channel 2, so that only one counting channel is available when the high resolution timer is used. Also included is a programmable recycle timer which resets and initiates a new counting interval at the completion of a cycle.

The Model 512 includes two high speed counters capable of greater than 250 MHz operation. Polarity, threshold, and counter/timer presets are all fully front-panel programmable. Depending on the mode of operation, channel 1 may be defined as a preset counter or preset high resolution timer. Also, depending on the mode selected, channel 2 may be defined as a high resolution interval timer. When channel 1 is defined as the preset counter, it is fully programmable from 1 to 99 999 999 counts. Both counter channels have a dynamic range of 10^{15} -1 counts, so overflow outputs are not required. Both channels are gateable from the front-panel GATE inputs in both counter and timer configurations.

The Model 512 includes a software-based event counter which increments at the completion of each counting interval. If the event counter value equals the event preset register, further count intervals are inhibited (recycle is disabled).



Phone contact information

Benelux/Denmark (32) 2 481 85 30 • **Canada** 905-660-5373 • **Central Europe** +43 (0)2230 37000 • **France** (33) 1 39 48 52 00 • **Germany** (49) 6142 73820
Japan 81-3-5844-2681 • **Russia** (7-495) 429-6577 • **United Kingdom** (44) 1235 838333 • **United States** (1) 203-238-2351

For other international representative offices, visit our web site: <http://www.canberra.com> or contact the CANBERRA U.S.A. office.

C9669 3/07 Printed in U.S.A.

Model 512 Dual Counter/Timer

Eight different user-defined operating configurations: presets, input polarity/threshold, operating modes, etc., may be saved in non-volatile memory and recalled on command. In addition, one of these configurations may be selected as the power-on default configuration. A self-test mode allows confirmation of proper counter/timer functioning at power on.

The built-in RS-232 serial communications interface provides computer control of all Model 512 functions except the communications parameters.

Specifications

INPUTS

- **INPUTS (CH1/CH2)** – Polarity and threshold are selected through the PROG INPUTS function; input must exceed threshold; when polarity is changed, the threshold defaults to the appropriate NIM logic level threshold: +1.5 V (pos) or –250 mV (neg); front panel BNC connectors.
- **Negative polarity:** $Z_{in}=50\ \Omega$; dc coupled; amplitude: –100 mV to –5 V; minimum pulse width >2 ns; threshold is adjustable from –100 mV to –5.0 V; resolution = 5 mV.
- **Positive polarity:** $Z_{in}=3\ k\Omega$; dc coupled; amplitude: +100 mV to +10 V; minimum pulse width >20 ns; threshold is adjustable from +100 mV to +10.0 V; resolution = 5 mV.
- **GATES (CH1/CH2)** – Accept NIM positive logic signals to enable/disable counting in the channel. Open circuit or $V_{in} >+2.4\ V$ enables counting. $V_{in} <+1.5\ V$ disables counting; front panel BNC connectors.

INTERVAL IN/OUT

- This connector controls or is controlled by the master count interval. In the counters only mode, this connector is an input; in all other modes, it is an output; rear panel BNC connector.
- **IN** – Receives an external interval signal: open circuit, or $V_{in} >+2.4\ V$, allows counting; $V_{in} <+1.5\ V$ stops counting; TTL-compatible input.
- **OUT** – Provides a nominal +5 V during the counting interval and <+1.5 V when counting is disabled. I_{sink} and $I_{source} \approx 30\ mA$, maximum, for NIM positive logic levels.

RS-232

- Standard RS-232C serial communications connector; rear panel DB-25 connector.

DISPLAY

- **DISPLAY** – Data display features automatic formatting and leading zero suppression. The display shifts to an exponential format when accumulated counts exceed 10^8-1 counts, or displayed time is greater than 10^4-1 s/min. In addition, using the high resolution timer and displaying intervals of less than one second results in a ms or μs display. The full display can be restored by using the LEFT/RIGHT cursor buttons. Two front panel 8-digit alphanumeric dot-matrix displays.

CONTROLS

- **CH SEL/SCROLL** – In local or remote, CH SEL is used to select one channel for display from all available for that mode. In local, SCROLL is used to scroll through menu selections during programming. Scroll is disabled in remote. Front panel pushbutton switch with LED.
- **CHSEL/ENTER** – In local or remote, CHSEL is used to select one channel for display from all available for that mode. In local, ENTER is used to select an item from the menu or to enter new presets, thresholds, etc. Enter is disabled in remote. Front panel pushbutton switch with LED.
- **MODE/REMOTE** – In local, pressing MODE enables the OPER, PROG PRESET, CONFIG MODULE, and PROG INPUTS pushbuttons for two seconds. In remote, the pushbutton is illuminated continuously to indicate computer control. Front panel pushbutton switch with LED.
- **LEFT/RIGHT** – In local and remote, pressing the LEFT and RIGHT buttons deformats the display for 20 s and scans the display left and right. In local only, enters presets and thresholds during programming. Front panel pushbutton switch with LED.
- **UP/DOWN** – In local, used to enter presets and thresholds during programming. Front panel pushbutton switch with LED.
- **OPER** – In local, MODE+OPER returns the unit to normal operation from a programming mode; enables auto-formatting of displays; front panel pushbutton switch with LED.
- **PROG PRESET** – In local, MODE+PROG PRESET enters the Presets Programming mode; front panel pushbutton switch with LED.
- **PROG INPUTS** – In local, MODE+PROG INPUTS enters the Inputs Programming Mode; front panel pushbutton switch with LED.
- **CONFIG MODULE** – In local, MODE+CONFIG MODULE enters the Configure Module Programming mode; front panel pushbutton switch with LED.
- **OPTION** – In local, selects available functions; front panel pushbutton switch with LED.
- **RESET** – In local, RESET+COUNT/STOP resets counters and timers and stops counting; front panel pushbutton switch with LED.
- **COUNT/STOP** – In local, starts or stops counting; synchronized to timer/counter 1, depending on the mode; front panel pushbutton switch with LED.

PERFORMANCE

- **COUNT CAPACITY** – Counter channels have a count capacity of $10^{15}-1$ counts. The Preset Counter channel has a capacity of 10^8-1 counts.
- **MAXIMUM COUNTING RATE** – Maximum counting rate for positive inputs is 25 MHz. For negative inputs, maximum rate is greater than 250 MHz.
- **PULSE PAIR RESOLUTION** – <40 ns for positive inputs; <4 ns for negative inputs.

Model 512 Dual Counter/Timer

- TIME BASE – Two time bases are provided, depending on mode.
 - Standard timer: resolution is selectable for 0.01 s or min; programmable from 0.01 s or min to 99 999 999.99 s or min.
 - High resolution timer: resolution of 0.1 μ s from 1 μ s to 9.999 999 9 s; resolution of 10 s up to 99 999 990.0 s.
- TIME BASE INACCURACY – Maximum error for both time bases is $\leq \pm 0.0025\%$ inclusive of calibration tolerance at 25 °C, operating temperature range, power supply variation, aging, shock and vibration.

POWER REQUIREMENTS

+12 V – 110 mA	+6 V – 410 mA
–12 V – 10 mA	–6 V – 800 mA

PHYSICAL

- Standard double-width NIM module; 6.86 x 22.12 cm (2.70 x 8.71 in.) per DOE/ER-00457T.
- NET WEIGHT – 1.36 kg (3.0 lb).
- SHIPPING WEIGHT – 2.27 kg (5.0 lb).

ENVIRONMENTAL

- OPERATING TEMPERATURE RANGE – 0–50 °C.
- OPERATING HUMIDITY – Up to 95%, non-condensing.





Technical Sales
Germany
089 7413130
info.germany@ni.com

NI USB-6008

12-Bit, 10 kS/s Low-Cost Multifunction DAQ

- 8 analog inputs (12-bit, 10 kS/s)
- 2 analog outputs (12-bit, 150 S/s); 12 digital I/O; 32-bit counter
- Bus-powered for high mobility; built-in signal connectivity
- OEM version available
- Compatible with LabVIEW, LabWindows/CVI, and Measurement Studio for Visual Studio .NET
- NI-DAQmx driver software and NI LabVIEW SignalExpress LE interactive data-logging software



Overview

The National Instruments USB-6008 provides basic data acquisition functionality for applications such as simple data logging, portable measurements, and academic lab experiments. It is affordable for student use, but powerful enough for more sophisticated measurement applications. Use the NI USB-6008 with the included ready-to-run data logger software to begin taking basic measurements in minutes, or program it using LabVIEW or C and the included NI-DAQmx Base measurement services software for a custom measurement system.

To supplement simulation, measurement, and automation theory courses with practical experiments, NI developed a USB-6008 Student Kit that includes a copy of the LabVIEW Student Edition. These kits are exclusively for students, giving them a powerful, low-cost, hands-on learning tool. Visit the NI academic products page for more details.

For faster sampling, more accurate measurements, and higher channel count, consider the NI USB-6210 and NI USB-6211 high-performance USB data acquisition devices.

Every USB data acquisition module includes a copy of NI LabVIEW SignalExpress LE so you can quickly acquire, analyze and present data without programming. In addition to LabVIEW SignalExpress, USB data acquisition devices are compatible with the following versions (or later) of NI application software – LabVIEW 7.x, LabWindows™/CVI 7.x, or Measurement Studio 7.x. USB data acquisition modules are also compatible with Visual Studio .NET, C/C++, and Visual Basic 6.

Specifications

Specifications Documents

- Detailed Specifications (2)
- Data Sheet

Specifications Summary

Specifications Summary

General

Product Name	USB-6008
Product Family	Multifunction Data Acquisition
Form Factor	USB
Operating System/Target	Windows , Linux , Mac OS , Pocket PC
DAQ Product Family	B Series
Measurement Type	Voltage
RoHS Compliant	Yes
Analog Input	
Channels	8 , 4
Single-Ended Channels	8
Differential Channels	4
Resolution	12 bits
Sample Rate	10 kS/s
Throughput	10 kS/s
Max Voltage	10 V
Maximum Voltage Range	-10 V , 10 V
Maximum Voltage Range Accuracy	138 mV
Minimum Voltage Range	-1 V , 1 V
Minimum Voltage Range Accuracy	37.5 mV
Number of Ranges	8
Simultaneous Sampling	No
On-Board Memory	512 B
Analog Output	
Channels	2
Resolution	12 bits
Max Voltage	5 V
Maximum Voltage Range	0 V , 5 V
Maximum Voltage Range Accuracy	7 mV
Minimum Voltage Range	0 V , 5 V
Minimum Voltage Range Accuracy	7 mV

Update Rate	150 S/s
Current Drive Single	5 mA
Current Drive All	10 mA
Digital I/O	
Bidirectional Channels	12
Input-Only Channels	0
Output-Only Channels	0
Number of Channels	12 , 0 , 0
Timing	Software
Logic Levels	TTL
Input Current Flow	Sinking , Sourcing
Output Current Flow	Sinking , Sourcing
Programmable Input Filters	No
Supports Programmable Power-Up States?	No
Current Drive Single	8.5 mA
Current Drive All	102 mA
Watchdog Timer	No
Supports Handshaking I/O?	No
Supports Pattern I/O?	No
Maximum Input Range	0 V , 5 V
Maximum Output Range	0 V , 5 V
Counter/Timers	
Counters	1
Buffered Operations	No
Debouncing/Glitch Removal	No
GPS Synchronization	No
Maximum Range	0 V , 5 V
Max Source Frequency	5 MHz
Minimum Input Pulse Width	100 ns
Pulse Generation	No
Resolution	32 bits

Timebase Stability	50 ppm
Logic Levels	TTL
Physical Specifications	
Length	8.51 cm
Width	8.18 cm
Height	2.31 cm
I/O Connector	Screw terminals

Pricing



NEW! -- Credit card purchase via VISA, Master or EC card now possible

You can now comfortably purchase with a credit card. Place your order online and choose the credit card payment option at the end of the order process. Speed up your order by using credit cards!



Note: Unit Prices do not include tax

NI USB-6008 Complete Package

Each NI USB-6008 requires:



NI USB-6008



Software

Roll over icons above to learn why you need each item in the package.

NI USB-6008 and Accessories

Hardware Subtotal: € 169

NI USB-6008 - 779051-01	Qty	1	€ 169 each
USB 6008/09 Accessory Kit - 779371-01	Qty	0	€ 29 each
USB 6000 Series Prototyping Accessory - 779511-01	Qty	0	€ 29 each

Software

Software Subtotal: € 0

LabVIEW Signal Express for Windows (English) - 779037-35	Qty	0	€ 799 each
---	-----	---	------------

Change Software

Learn about other compatible software, OS, and language options.

Estimated Shipping Days:

Package Price: € 169

[Add to Cart >>](#)

Guarantee your price for 30 days ([learn more](#))[Instant Quote](#)

[Save for Later](#)

You have selected **Germany** as the country where you will use this product(s) ([change](#))

Services

Extended Warranties

National Instruments designs and manufactures all products to minimize failures, however unexpected failures can still occur. Extended warranties provide a fixed economical price at the time of system purchase, covering any repair costs for up to three years. In addition, they offer the following benefits:

- Significant cost savings compared to individual repair incidents
- Fault location, diagnostics, and repair by NI any time the system product fails
- All parts and labor costs covered as well as any adjustments needed to restore the hardware to manufacturing specifications

For more information about your warranty options:

- [Learn More About Warranty Services](http://www.ni.com/services/warranty.htm) [<http://www.ni.com/services/warranty.htm>]
- [Talk to an Expert About Extended Warranties](#) [[javascript:openCallMeWindowCTA\(document.referrer,%20'US'\)](#)]
- [View Warranty Repair Policies](http://www.ni.com/services/warranty_repair_policies.htm) [http://www.ni.com/services/warranty_repair_policies.htm]

Calibration

NI recognizes the need to maintain properly calibrated devices for high-accuracy measurements. NI provides manual calibration procedures, services to recalibrate your products, and automated calibration software to calibrate many NI measurement products.

- [Learn More About Calibration Services](http://www.ni.com/services/calibration.htm) [<http://www.ni.com/services/calibration.htm>]

Training

NI training is the fastest, most certain route to productivity with NI tools and successful application development.

- [Learn More About NI Training and Certification](http://www.ni.com/training/) [<http://www.ni.com/training/>]
- [Find a Course Near You and View Schedules](http://sine.ni.com/apps/utf8/nisv.custed) [<http://sine.ni.com/apps/utf8/nisv.custed>]

Repair Services

Return your registered product under warranty at no additional labor and parts cost. NI offers fault location, diagnostics, and repair any time the system fails as well as any adjustments needed to restore the hardware to manufacturing specifications.

- [Learn More About Repair Services](http://www.ni.com/services/warranty.htm) [<http://www.ni.com/services/warranty.htm>]
- [Contact NI to obtain a Return Material Authorization \(RMA\) form and shipping instructions.](http://sine.ni.com/apps/utf8/nicc.call_me) [http://sine.ni.com/apps/utf8/nicc.call_me]
- [View your RMA support request status online.](http://www.ni.com/support/servicereq/) [<http://www.ni.com/support/servicereq/>]
- [Register your product](http://www.ni.com/register/) [<http://www.ni.com/register/>].

Technical Support

[ni.com/support](http://www.ni.com/support/) [<http://www.ni.com/support/>]

Resources

Additional Product Information

- [Manuals \(4\)](#)

- Dimensional Drawings (1)
- Product Certifications (1)

Related Information

- NI USB Data Acquisition for OEM
- Download NI Data Acquisition Drivers
- NI LabVIEW SignalExpress Interactive Data-Logging Software

© 2010 National Instruments Corporation. All rights reserved.