



FACHBEREICH PHYSIK
BERGISCHE UNIVERSITÄT
WUPPERTAL

Prototypentwicklung eines Detektorsystems für ultrahochenergetische kosmische Strahlung

Matthias Deeg

Diplomarbeit

März 2003
WUD 2003-5

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen der Astroteilchenphysik	3
2.1	Kosmische Strahlung	3
2.1.1	Energiespektrum	3
2.1.2	Quellen und Beschleunigungsmechanismen	5
2.2	Luftschauer	7
2.3	Ziel der Arbeit	11
3	Detektorsimulation	13
3.1	Energieverlust von Elektronen in Materie	13
3.2	Energieverlust in Szintillationsmaterial	17
3.3	Szintillator	25
4	Detektor	27
4.1	Technische Realisierung	27
4.1.1	Photomultiplier und Spannungsteiler	28
4.1.2	Gehäuse und Befestigung der Bauteile	29
4.2	Detektordesign	31
4.2.1	Vertikales Design	31
4.2.2	Horizontales Design	34
4.3	Elektronik zur Datennahme und Analyse	36
4.3.1	Ausleselogik	39
4.4	Intrinsische Zeitauflösung	40
4.4.1	Beeinflussende Faktoren	40
4.4.2	Messaufbau zur Bestimmung der Zeitauflösung	41
4.4.3	Ergebnisse	43

5	Ergebnisse der Prototypstation	47
5.1	Unterdrückung der Rauschrate	47
5.2	Winkelbestimmung der Messstation	48
5.3	Erkenntnisse	54
6	Luftschauersimulation	55
6.1	Ergebnisse der Simulationen	56
7	Zusammenfassung	59
A	Datenblätter	61
A.1	Datenblatt des Spannungsteilers	62
A.2	Signalkabel RG-58	63
A.3	Versorgungskabel Ölflex 400P 12G0075	63
A.4	Datenblatt des Photomultipliers R329-02	64
B	SkyView als Schulexperiment	66
C	Aufbau und Funktionsweise eines Photomultipliers	69
	Literaturverzeichnis	73
	Danksagung	79

Kapitel 1

Einleitung

Heutzutage wissen wir mehr über das Universum als zu jedem anderem Zeitpunkt in der Menschheitsgeschichte. Wir haben eine Vorstellung über den Mechanismus des Urknalls, die Entstehung der Materie, die Bildung der Galaxien und die Struktur der uns umgebenden Welt. Die Techniken zum Nachweis und der Untersuchung der sogenannten "kosmischen Strahlung" haben sich seit der Entdeckung ständig weiterentwickelt. Dabei sind die Methoden der Elementarteilchenphysik zusehends für astrophysikalische Fragestellungen eingesetzt worden und ein neuer Wissenschaftszweig, die Astroteilchenphysik, hat sich entwickelt. Diese Fachrichtung ermöglicht es, das Wissen über Elementarteilchen, welche uns auf dem Weltall erreichen, zu erweitern [56, 42].

Doch trotz größter Bemühungen ist die genaue Herkunft und Entstehung der kosmischen Strahlung bis heute nicht vollständig verstanden. Aus den Tiefen des Universums erreichen uns Teilchen, deren Energien die mit künstlichen Beschleunigern erreichbaren um das Hundertmillionenfache übertreffen. Das Ziel der an diesem Themengebiet arbeitenden Physiker ist die Beantwortung solch elementarer Fragen wie: die Herkunft dieser Teilchen, welche Beschleunigungsmechanismen sich hinter den gewaltigen Energien verbergen, ob schwarze Löcher für ihre Entstehung verantwortlich sind, oder ob diese Partikel Hinweise auf neue Physik jenseits unseres Standardmodells, das heißt unseres bisherigen physikalischen Verständnisses, sind [60, 17, 18, 15].

In den späten 30-ern entdeckte der französische Wissenschaftler Pierre Auger das Phänomen der "Ausgedehnten Luftschauber". Er fand, dass hinreichend hochenergetische kosmische Strahlung Schauber von Sekundärteilchen produziert, die sich über ein Gebiet von mehreren hundert Metern Durchmesser erstrecken.

Je mehr Energie die Primärteilchen haben, desto größer ist das Gebiet auf dem sich diese Sekundärteilchen ausbreiten. Bei Energien bis zu 10^{14} eV kann die kosmische Primärstrahlung direkt mit Detektoren an hochfliegenden Ballonen am oberen Rande der Atmosphäre (ca. 40 km Höhe), oder mit weltraumgestützten Experimenten (Space Shuttle, Satelliten)

nachgewiesen werden. Bei höheren Energien wird der Teilchenfluss so klein, dass man sehr große Nachweisflächen und lange Messzeiten benötigt. Solche Detektoranlagen lassen sich daher nur am Erdboden realisieren.

Die Existenz der kosmischen Strahlung bei Energien jenseits von 10^{20} eV scheint dem derzeitigen Lehrbuchwissen zu widersprechen. Aus unserer Galaxie können die Teilchen nach bisherigem Verständnis nicht kommen, weil hinreichend kraftvolle Quellen fehlen, aber auch aus sehr großen Abständen nicht, weil sie sonst ihre Energie auf dem Weg zur Erde durch Wechselwirkung mit der 2.7° K Hintergrundstrahlung verloren hätten [44]. Trotzdem konnten Teilchen nachgewiesen werden, die eine größere Energie als 10^{20} eV hatten [5, 55].

Um die Existenz solcher Teilchen zu beweisen, soll in einem "SkyView" genannten Experiment kosmische Strahlung bis zu Energien jenseits von 10^{20} eV indirekt durch Nachweis der in der Erdatmosphäre entstehenden Sekundärteilchen gemessen werden. Ziel dieser Arbeit ist die Entwicklung und Realisierung eines Prototypen für das "SkyView" Luftschauerarray, bestehend aus mehreren einzelnen Detektoren.

Kapitel 2

Grundlagen der Astroteilchenphysik

2.1 Kosmische Strahlung

2.1.1 Energiespektrum

Die primäre kosmische Strahlung oberhalb einer Energie von 10 GeV besteht zu etwa 90 % aus Protonen, zu ca. 9 % aus α -Teilchen und zu ungefähr 1 % aus schweren, vollständig ionisierten Kernen bis hin zu Eisen und darüber hinaus. Ein geringer Teil besteht aus Elektronen ($e/p \approx 1$ %). Oberhalb der Atmosphäre ergeben diese Primärteilchen einen integralen Teilchenfluss von ca. $1000 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Das Energiespektrum der kosmischen Strahlung erstreckt sich über viele Größenordnungen, von einigen MeV bis zu 10^{20} eV. Unterhalb von 10 GeV wird es durch das Magnetfeld der Sonne beeinflusst und zeitlich variabel moduliert. Oberhalb dieser Energie besitzen die Teilchen eine genügend große magnetische Steifigkeit weshalb der Einfluss der interplanetaren Magnetfelder zu vernachlässigen ist. Wie in Abbildung 2.1 gezeigt, nimmt der Teilchenfluss mit steigender Energie stark ab. Zur Verdeutlichung der Struktur wurden die Ordinatenwerte mit $E^{2.5}$ skaliert. Zu sehen sind direkte Messungen verschiedener Ballon-Experimente, die eine Ausgabe der Energiespektren einzelner Elementgruppen erlauben. Oberhalb einer Energie von 10^{14} eV sind nur noch indirekte Messungen möglich. Es sind Ergebnisse unterschiedlicher Luftschauerexperimente als Energiespektrum aller Primärteilchen zu sehen. Bei der Erzeugung, der Beschleunigung und beim Transport der kosmischen Strahlung sind verschiedenste physikalische Prozesse beteiligt.

Um so erstaunlicher ist es, dass das differentielle Energiespektrum über mehrere

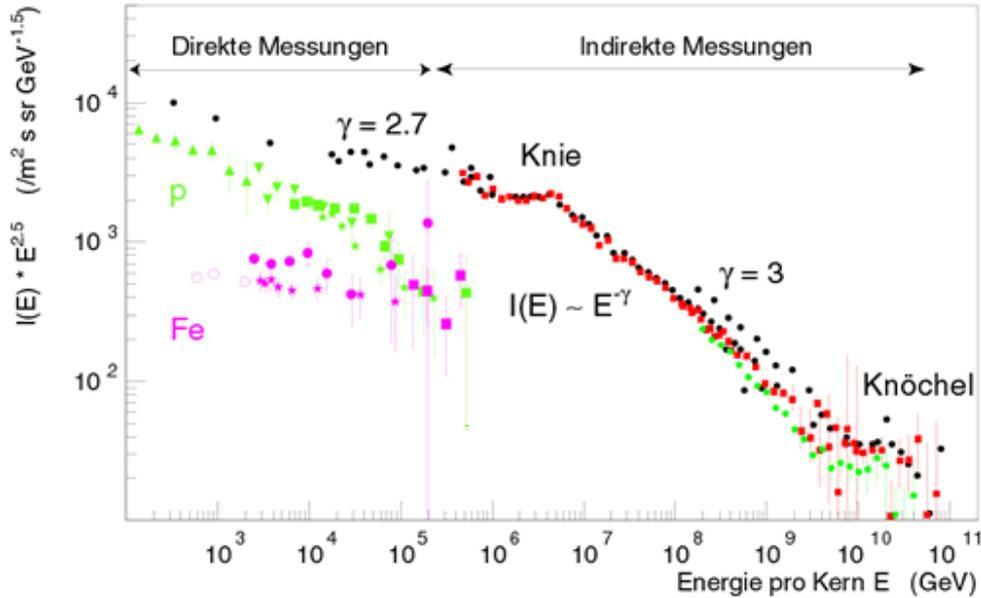


Abbildung 2.1: Das Energiespektrum der kosmischen Strahlung. Zur Verdeutlichung ist der Graph mit $E^{2.5}$ skaliert. Zu sehen sind direkte Messungen verschiedener Ballon-Experimente. Oberhalb einer Energie von 10^{14} eV sind nur noch indirekte Messungen möglich. Es sind Ergebnisse unterschiedlicher Luftschauerexperimente als Energiespektrum aller Primärteilchen zu sehen [30].

Größenordnungen einen einfachen Verlauf zeigt und sich mittels des Ansatzes

$$\frac{dN}{dE} \propto E_0^{-\gamma} \quad (2.1)$$

gut beschreiben lässt. Aus Abbildung 2.1 ist zu erkennen, dass sich der Spektralindex γ bei einer Energie $E_0 \approx 4 \cdot 10^{15}$ eV von $\gamma = 2.7$ auf $\gamma = 3.0$ ändert. Erklärungsversuche hierfür reichen von einer abrupten Änderung der Beschleunigungsmechanismen, über eine Änderung der Elementzusammensetzung, dem Übergang von galaktischen zu extragalaktischer kosmischer Strahlung, bis zu einer Änderung der hadronischen Wechselwirkung.

Eine weitere Struktur deutet sich in Abbildung 2.1 bei höchsten Energien in einer leichten, statistisch nicht notwendigerweise signifikanten Abflachung an, die allgemein als ‘Knöchel’ bezeichnet wird. Eventuell kommt sie durch den ‘Greisen-Zatsepin-Kutz‘min-Cutoff‘ zustande [26, 27]. Bei Energien oberhalb von 10^{19} eV ist die Schwerpunktsenergie bei Stößen mit den Photonen der 2.7° K-Hintergrundstrahlung so groß, dass dabei Pio-

nen oder e^+/e^- Paare erzeugt werden können. Hochenergetische Kerne dissoziieren und hochenergetische Photonen verlieren ihre Energie durch Paarbildung. Diese Teilchen verlieren also sehr rasch ihre Energie, und das Spektrum sollte daher bei einer Energie von ungefähr $5 \cdot 10^{19}$ eV abbrechen. Unterhalb dieser Energie sollte es zu einer Anhäufung der abgebremsten Teilchen kommen.

Die astrophysikalische Bedeutung der kosmischen Strahlung für das Verständnis des Universums verdeutlicht folgende Abschätzung der Energiedichte in der Galaxie [6]. Nimmt man an, die kosmische Strahlung sei gleichmäßig und isotrop in der Galaxie verteilt, so folgt aus der Zahl der Teilchen $N(\geq E)$ oberhalb einer Energieschwelle für die Energiedichte ρ_E der kosmischen Strahlung

$$\rho_E = \frac{4\pi N(\geq 10 \text{ GeV})}{\beta_c} \approx 1 \frac{\text{eV}}{\text{cm}^3} . \quad (2.2)$$

Diese Energiedichte entspricht etwa der des Sternenlichtes $\rho_S \approx 0.6 \text{ eV/cm}^3$ und der des galaktischen Magnetfeldes $\rho_B \approx 0.26 \text{ eV/cm}^3$. Die kosmische Strahlung trägt also einen wesentlichen Anteil zur Gesamtenergie im interstellaren Raum bei [30].

2.1.2 Quellen und Beschleunigungsmechanismen

Als aussichtsreichste Kandidaten für die Quellen der kosmischen Strahlung werden Supernovaexplosionen betrachtet, da die Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung ungefähr mit der Zusammensetzung von Supernovasternen übereinstimmt. Folgende Abschätzungen der Energiebilanz unterstreichen diese Hypothese. Ausgehend von der Energiedichte der kosmischen Strahlung ρ_E , dem Volumen der Galaxie V_G und der mittleren Verweilzeit τ in der Galaxie ergibt sich die Luminosität der kosmischen Strahlung zu

$$L_{CR} = \frac{\rho_E V_G}{\tau} \approx 10^{41} \text{ erg/s} . \quad (2.3)$$

Bei einem typischen Supernovaüberrest, wie z.B. dem Krebs-Nebel, ergeben Messungen im Radiobereich für die Energie der beschleunigten Elektronen Werte um 10^{47} erg/s. Unter Verwendung des in der kosmischen Strahlung gemessenen Verhältnisses $e/p \approx 1\%$ ergibt sich für die kinetische Energie der beschleunigten Protonen ein Wert von ungefähr 10^{49} erg/s. Bei Berücksichtigung einer mittleren Supernovarate in der Galaxis von $\approx 1/(30\text{a})$ erhält man eine Luminosität $L_{SN} \approx 10^{40}$ erg/s in Übereinstimmung mit L_{CR} [62].

Aufgrund der Energiebilanz sind Supernovaexplosionen also aussichtsreiche Kandidaten für die Quellen der kosmischen Strahlung. Für den Mechanismus der Beschleunigung von Teilchen durch diese Objekte existieren konkrete Modelle. Die zur Zeit favorisierte Theorie ist die Beschleunigung durch Stoßwellen nach Supernovaexplosionen.

Die Beschleunigung wird durch starke Stoßfronten erreicht. Hierbei wird für ein nahezu relativistisches Teilchen, das die Stoßfront überquert, im Mittel ein Energiezuwachs von $\Delta E/E \propto (V/c)$ erreicht, wobei V die Relativgeschwindigkeit der beiden Gebiete vor und hinter der Stoßfront ist. Man spricht von Fermi-Beschleunigung 1. Ordnung¹ [3, 11, 8, 37]. Für jedes Teilchen, das die Schockfront passiert, gibt es eine Wahrscheinlichkeit $1 - P_{esc}$, erneut einen Beschleunigungszyklus zu durchlaufen. Die Wahrscheinlichkeit P_{esc} und der Energiegewinn $\eta = \Delta E/E$ pro Zyklus sind energieunabhängig. Der Mechanismus erzeugt für den differentiellen Fluss der Teilchen ein Potenzgesetz $N_Q \propto E^{-\alpha}$. Unter plausiblen Annahmen für die Schockfronten und das interstellare Medium erhält man $\alpha = 1 + P_{esc}/\eta \approx 2.1$. Werden die Transportprozesse mit einberechnet, so kommt man auf einen spektralen Index von $\alpha = 2.7$, der durch experimentelle Daten betätigt wurde [64].

Die Fermi-Beschleunigung 1. Ordnung ist somit in der Lage, das beobachtete Energiespektrum qualitativ und quantitativ wiederzugeben.

Die Beschleunigung in den Stoßfronten ist nur eine bestimmte Zeit effektiv, sie ist durch die Lebensdauer der Schockfront ($T \approx 10^5 a$) begrenzt. Dies führt zu einer Abschätzung der maximal erreichbaren Energie pro Nukleon $E_{max} \propto 100 \cdot Z/A$ TeV/n, [38], für Kerne mit der Kernladungszahl Z und der Massenzahl A . Der Mechanismus ist also in der Lage, Teilchen auf Energien bis in die Knie-Region zu beschleunigen. Ein Problem stellt jedoch die Tatsache dar, dass bereits relativistische Teilchen in den Beschleuniger injiziert werden müssen. Teilchen mit größerer Kernladungszahl Z werden auf höhere Energien beschleunigt. Der Anteil der schweren Elemente sollte demzufolge mit zunehmender Energie wachsen.

Neben den Supernovaexplosionen werden weitere Objekte als Quellen für die kosmische Strahlung diskutiert. So z.B. schnell rotierende Neutronensterne (Pulsare), deren Magnetfelder an der Oberfläche Feldstärken von $B \approx 10^{12}$ T erreichen. Typische Rotationsperioden betragen $P \approx 10$ ms. Diese wären in der Lage, Teilchen mit einer Gesamtluminosität der Größenordnung

$$L_P \approx 2 \cdot 10^{39} \text{ erg/s} \left(\frac{P}{10 \text{ ms}} \right)^4 \quad (2.4)$$

zu beschleunigen. Nur eine geringe Zahl von 10 bis 100 solcher Objekte würde ausreichen, um den Energiebedarf der kosmischen Strahlung zu decken. Für die bei der Beschleunigung erreichbare Maximalenergie gilt $E_{max} \propto B \cdot c$. Die höchsten Energien von 10^{20} eV

¹Im Gegensatz zur Fermi-Beschleunigung 2. Ordnung, bei der sich die Energie pro Stoß im Mittel um $\Delta E/E \propto (V/c)^2$ erhöht. Die Effizienz dieses, ursprünglich von Fermi [19] vorgeschlagenen Prozesses, reicht jedoch nicht aus, um das Teilchenspektrum der kosmischen Strahlung zu erzeugen.

könnten damit erreichbar sein.

Zur Erzeugung von Energien oberhalb des Knies gibt es weitere Ansätze. Als beste Erklärung dient ein Modell, bei dem eine Supernovaexplosion in den Wind des Vorgängerobjektes erfolgt [10]. Kurz andauernde Stoßfronten in hohen Magnetfeldern, wie sie beispielsweise bei Supernovaausbrüchen auftreten können, wären in der Lage, Teilchen bis zu einer Energie von 10^{16} eV zu beschleunigen. Ein Modell, bei dem sich langlebige Stoßfronten in schwachen Magnetfeldern (galaktische Winde) ausbreiten, sagt Energien bis zu $3 \cdot 10^{17}$ eV voraus. Als weitere Möglichkeit wird der Einfall von Materie in kompakte Objekte wie z.B. Röntgendoppelsterne diskutiert, die im Röntgenbereich eine Luminosität von $L_X \approx 10^{38}$ erg/s erzeugen können. Mit diesen könnten Maximalenergien von 10^{16} eV erreicht werden. Die angenommene Luminosität der kosmischen Strahlung würde mit nur 500 dieser Objekte produziert werden können. Zur Beschleunigung auf Energien oberhalb von 10^{18} eV werden neben der Akkretion von Materie auf Objekte mit Massen in der Größenordnung von Galaxienmassen² Radiogalaxien als Möglichkeit diskutiert. Als weiterer Ansatz wird der Zerfall kosmologischer Strings oder topologischer Defekte vorgeschlagen [53, 30].

2.2 Luftschauder

Die Teilchen der kosmischen Strahlung wechselwirken beim Eintritt in die Atmosphäre mit den Kernen der Luftmoleküle. Dabei entsteht eine große Zahl von Sekundärteilchen, hauptsächlich Mesonen (π, K, η, \dots) aber auch Baryonen ($p, n, \bar{p}, \bar{n}, \Lambda, \Delta, \dots$) und Leptonen. Aufgrund der hohen Energien werden neben den Grundzuständen auch viele angeregte Zustände gebildet.

Der Großteil der Sekundärteilchen sind Pionen, die sich zu etwa gleichen Anteilen auf π^0, π^+ und π^- verteilen und die Schauerentwicklung wesentlich beeinflussen. Baryonen und Kaonen stellen nur einige Prozent der Sekundärteilchen. Die mittlere freie Weglänge der Teilchen ist durch ihren Wirkungsquerschnitt und die Dichte der Atmosphäre gegeben. Die entstehenden Sekundärteilchen wechselwirken wiederum mit den Luftmolekülen, und es kommt zur Ausbildung einer Kaskade, einem "ausgedehnten Luftschauder".

Das Schicksal der Sekundärteilchen im Schauer hängt vom Verhältnis der Zeit zwischen zwei Wechselwirkungen zu ihrer Lebensdauer ab, wobei typische Lorentzfaktoren von $\gamma \approx 10^4 - 10^5$ zu berücksichtigen sind. Die Teilchen bewegen sich entlang der Schauerachse in einer leicht gewölbten Scheibe nahezu mit Lichtgeschwindigkeit durch die Atmosphäre. Die Scheibe hat im Zentrum eine Dicke von etwa 1 m. Aufgrund der Zeitverzögerung von vielfach gestreuten Teilchen nimmt ihre Dicke nach außen hin zu.

²wie z.B. aktive Galaxiekern (AGN)

Die Schauerentwicklung ist in Abbildung 2.3 schematisch dargestellt. Bei jeder hadronischen Wechselwirkung wird den Teilchen unabhängig von ihrer Energie im Mittel ein Transversalimpuls von etwa $400 \text{ MeV}/c$ übertragen. Dies führt dazu, dass die sekundären Hadronen ein sehr enges Teilchenbündel in Vorwärtsrichtung ausbilden.

Die Atmosphärische Tiefe beträgt etwa $1000 \text{ g}/\text{cm}^2$ was etwa 11 hadronischen Wechselwirkungslängen entspricht. Primärteilchen mit Energien $E_0 \leq 50 \text{ TeV}$ werden fast vollständig in der Atmosphäre absorbiert und nur einzelne Myonen erreichen den Erdboden, für höhere Energien erreichen auch Teile des Luftschauers Meeresniveau. Aufgrund der geringen Dichte in den oberen Luftschichten kommt es zu starken Fluktuationen der Höhe der ersten Wechselwirkung. Diese führen zusammen mit den Fluktuationen bei den unterschiedlichen Wechselwirkungen zu Schwankungen der Teilchenzahl am Erdboden. Die Tiefe des Schauermaximums wächst logarithmisch mit der Energie. Das Maximum liegt für ein senkrecht einfallendes Teilchen der Energie $E_0 = 10^{15} \text{ eV}$ in einer Höhe von etwa 5000 m und erreicht bei $E_0 = 10^{20} \text{ eV}$ Meeresniveau (Abbildung 2.2).

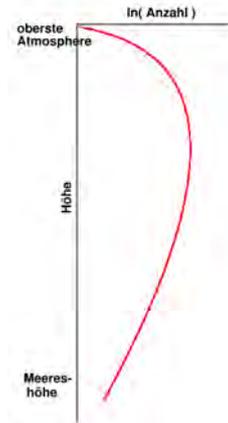


Abbildung 2.2: Qualitativer Verlauf der Teilchenzahl mit zunehmender Höhe.

Die bei einer hadronischen Wechselwirkung entstehenden geladenen Mesonen zerfallen über die schwache Wechselwirkung und haben deshalb im Vergleich zu den neutralen Mesonen relativ lange Lebensdauern. Für sie konkurriert der Teilchenzerfall mit der hadronischen Wechselwirkung. Die Wahrscheinlichkeit hierfür ist neben der Teilchenenergie durch die Dichte des durchquerten Mediums gegeben, d.h. in den oberen Atmosphärenschichten zerfallen die Mesonen eher, während sie in tieferen Schichten mit größerer Wahrscheinlichkeit hadronisch wechselwirken.

Die bei der hadronischen Wechselwirkung der Mesonen entstehenden Kernbruchstücke, Neutronen und Protonen bilden zusammen mit den Mesonen die **hadronische Komponente** eines Luftschauers. Die Sekundärteilchen wechselwirken wieder hadronisch, und die Zahl der Hadronen wächst mit der atmosphärischen Tiefe bis sie ein Maximum erreicht, um dann exponentiell abzufallen. Die hochenergetischen Hadronen bleiben im Kern des Schauers konzentriert ($r \leq 20 \text{ m}$), während sich niederenergetische Hadronen, insbesondere Neutronen, weiter vom Zentrum entfernen können. Die hadronische Komponente liefert durch Zerfall der ungeladenen und geladenen Mesonen die elektromagnetische und myonische Komponente ständig nach.

Ein Teil der geladenen Mesonen zerfällt bevor er hadronisch wechselwirken kann.

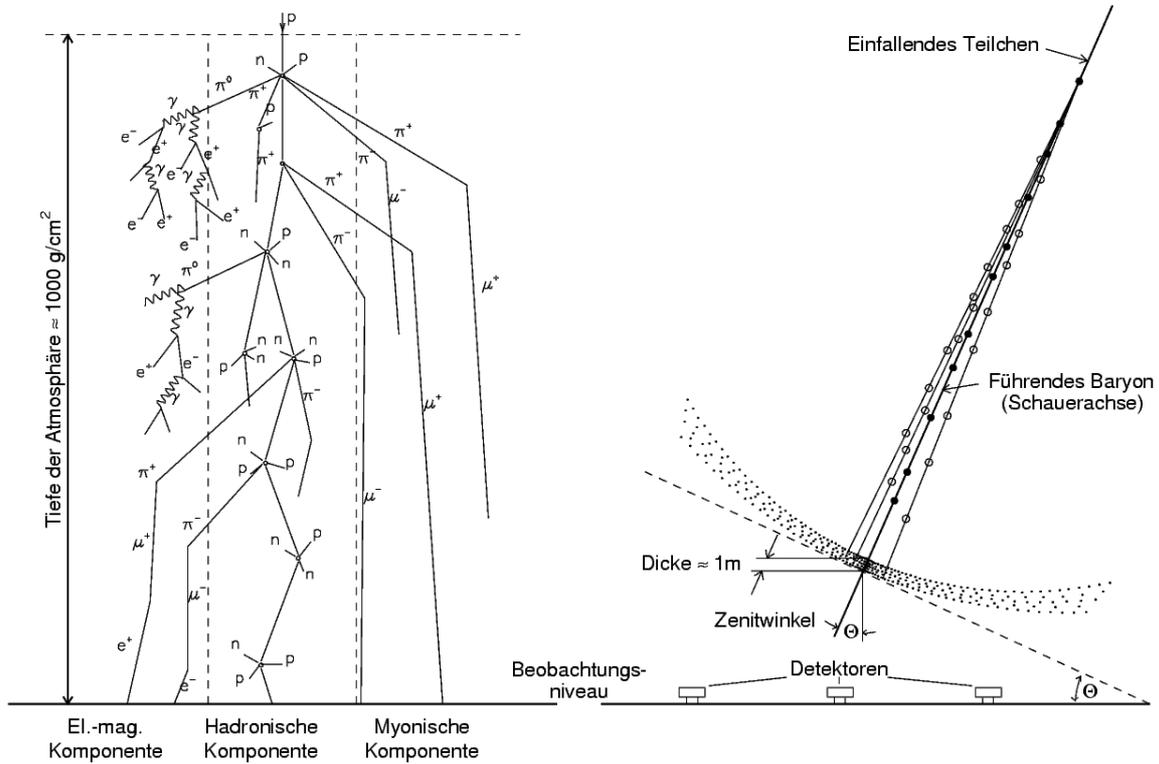
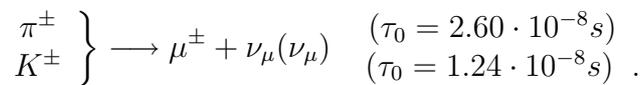


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung eines ausgedehnten Luftschauers. Die durch Wechselwirkung mit den Kernen der Luft entstehenden Sekundärteilchen werden in drei Gruppen unterteilt, die hadronische, die myonische und die elektromagnetische Schauerkomponente. Die Teilchen breiten sich in einer gewölbten Scheibe entlang der Schauerachse nahezu mit Lichtgeschwindigkeit aus [30].

Geladene Pionen und Kaonen zerfallen über Pionen in Myonen und Neutrinos³



Aufgrund ihrer großen kritischen Energie in Luft $E_{krit}^\mu = 3.6 \text{ TeV}$ verlieren die Myonen ihre Energie fast ausschließlich durch Ionisationsprozesse und haben damit eine sehr große Reichweite⁴. Myonen aus großen Höhen können somit den Erdboden erreichen,

³Alle aufgeführten Lebensdauern nach [2]

⁴Der Energieverlust minimalionisierender Teilchen in Luft beträgt nur $1.8 \text{ MeV}/(\text{g}/\text{cm}^2)$

die zu einer breiten Lateralverteilung ($r \approx 500$ m) der **myonischen Komponente** führen. Die Anzahl der Myonen spiegelt die in der Atmosphäre deponierte Energie wieder und dient somit als kalorimetrische Messgröße für die Energie des schauerinduzierenden Primärteilchens. Bei niedrigen Energien von einigen GeV zerfällt ein Teil der Myonen in Elektronen und Neutrinos,

$$\mu^\pm \longrightarrow e^\pm + \nu_\mu(\nu_\mu) + \nu_e(\nu_e) \quad (\tau_0 = 2.20 \cdot 10^{-6} \text{ s}) \quad (2.5)$$

und trägt so zur elektromagnetischen Komponente bei. Im Mittel erreichen etwa 50 % der produzierten Myonen die Erdoberfläche.

Bei einer hadronischen Wechselwirkung sind im Mittel 1/3 aller entstehenden Pionen neutral. Diese zerfallen elektromagnetisch sehr schnell gemäß

$$\pi^0 \longrightarrow \begin{cases} \gamma + \gamma & (98.8 \%) \\ e^+ + e^- + \gamma & (1.2 \%) \end{cases} \quad (\tau_0 = 2.20 \cdot 10^{-6} \text{ s})$$

ohne vorher wechselwirken zu können. Die entstehenden Photonen und Elektron-Positron-Paare wandeln sich wechselseitig durch Paarbildung und Bremsstrahlung ineinander um und bilden die **elektromagnetische Komponente** des Luftschauers. Es kommt zu einer starken Vervielfachung der Teilchen, die solange fortgesetzt wird, bis die mittlere Energie der Elektronen unter die kritische Energie in Luft $E_{krit}^e = 81$ MeV absinkt. Unterhalb dieser Energie dominieren die Energieverluste durch Ionisation und die Zahl der Elektronen im Schauer geht wieder zurück. **Die elektromagnetische Komponente liefert am Erdboden die größten Teilchenzahlen.** Die Lateralverteilungen haben typische Ausdehnungen von einigen 100 m. Unter Zugrundelegung der drei Prozesse Paarerzeugung, Bremsstrahlung und Ionisation lässt sich die Zahl der Elektronen N_e in einem photoninduzierten Luftschauer als Funktion der Primärenergie E_0 und der durchquerten Materie x in Strahlungslängen analytisch beschreiben [54, 29]. Die Lösung eines komplexen Systems von Diffusionsgleichungen führt zu dem Ergebnis

$$N_e(E_0, x) = \frac{0.31}{\sqrt{\beta_0}} e^{t(1 - \frac{3}{2} \ln s)} \quad (2.6)$$

Hierbei sind $\beta_0 = \ln(E_0/E_{krit}^e)$, $t = x/x_0$ und $s = 3t/(t + 2\beta_0)$. Der Parameter s wird als Schaueralter bezeichnet. Sein Wert wächst mit zunehmender Eindringtiefe und beträgt 1 im Schauermaximum. Die Lateralverteilung der Elektronen in einem Schauer kann ebenfalls analytisch angegeben werden [25, 32].

$$\rho_e(r) = \frac{N_e}{2\pi r_m^2} \cdot \frac{\Gamma(4.5 - s)}{\Gamma(s)(4.5 - 2s)} \left(\frac{r}{r_m}\right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{r_m}\right)^{4-4.5} \quad (2.7)$$

Die Parametrisierung wird nach den Autoren Nishimura, Kamata und Greisen als “NKG Formel“ bezeichnet. Hierbei ist r_m der Molière-Radius der Elektronen in Luft, der am Erdboden etwa 80 m beträgt. Die Gleichungen 2.6 und 2.7 sind für photoninduzierte Schauer hergeleitet und gelten für hadroninduzierte Schauer nur näherungsweise.

Bei einem Schauer der Energie 10^{15} eV beispielsweise werden ≈ 80 % der Energie in der Atmosphäre absorbiert. Am Erdboden verteilt sich die verbleibende Energie zu ≈ 10 % auf die myonische, zu ≈ 2.5 % auf die elektromagnetische und zu ≈ 1.5 % auf die hadronische Komponente. Etwa $5 \cdot 10^5$ Photonen, 10^5 Elektronen und Positronen, 10^4 Myonen sowie 10^3 Hadronen erreichen Meeressniveau und können in geeigneten Detektoren nachgewiesen werden.

Der Typ des Primärteilchens wirkt sich auf die Schauerentwicklung in der Atmosphäre aus, woraus sich eine Abhängigkeit der Werte der am Erdboden messbaren Observablen von der Primärteilchenmasse ergibt. Schwere Kerne haben einen größeren inelastischen Wirkungsquerschnitt, ihre erste Wechselwirkung erfolgt daher im Mittel höher in der Atmosphäre. Schwere Kerne können als Überlagerung von A Nukleonen angesehen werden. Ein von ihnen induzierter Luftschauer kann daher als Superposition von A Protonschauern der Energie E_0/A beschrieben werden. Die Tiefe des Maximums der Schauerentwicklung in der Atmosphäre steigt näherungsweise logarithmisch mit der Primärenergie an, es liegt also bei primären schweren Kernen im Mittel höher als bei Protonen. Man erwartet demzufolge für schwere Kerne eine geringere Zahl von Elektronen und Hadronen auf dem Beobachtungsniveau. Da die Mesonen in großen Höhen eher zerfallen, erwartet man gleichzeitig eine Erhöhung der Myonzahl. Die Überlagerung mehrerer Subschauer führt zu einer Reduktion der Fluktuationen, sodass die Messgrößen für schwere Kerne im Vergleich zu Protonen weniger stark fluktuieren. Gleichzeitig ändern sich durch die Superposition der Subschauer die Lateralverteilungen der einzelnen Schauerkomponenten [31, 23, 22, 30].

2.3 Ziel der Arbeit

Je größer die Energien der Primärteilchen werden, desto ausgedehnter sind die induzierten Luftschauer und desto seltener ist die Anzahl der Primärteilchen pro Quadratmeter. Bei den höchsten Energie von 10^{20} eV treffen weniger als ein Teilchen pro Quadratkilometer und Jahrhundert die Atmosphäre, so sind gewaltige Anlagen wie das Pierre Auger Observatorium mit 3000 km^2 Detektorfläche in Argentinien und das AGASA Experiment mit 100 km^2 in Japan sind erforderlich um die Rätsel dieser Teilchen zu lösen

[4, 63, 52, 58, 43]. Das Auger Observatorium mit seiner 3000 km^2 großen Detektorfläche misst hochenergetische Teilchen aus der südlichen Hemisphäre. Das SkyView-Projekt hat es sich zum Ziel gesetzt, ein ähnliches Detektorarray mit einer Gesamtgröße von 5000 km^2 auf der nördlichen Halbkugel aufzubauen, um somit auch höchstenergetische Teilchen aus der nördlichen Hemisphäre messen zu können. Dieses großflächige Detektorarray soll in Nordrhein-Westfalen und den angrenzenden Ländern aufgebaut werden. Dazu wurden im Rahmen dieser Arbeit folgende Ziele verfolgt:

- Entwicklung eines Prototypen für eine Messstation.
- Inbetriebnahme der Messstation.
- Erste Messungen und Auswertung der Daten.

In den einzelnen Kapiteln der Diplomarbeit werden diese Punkte ausführlich erläutert und diskutiert.

Kapitel 3

Detektorsimulation

Szintillationsdetektoren sind ein wichtiges Hilfsmittel zum Nachweis von Teilchen in der Kern- und Teilchenphysik. Auch bei dem SkyView-Luftschauerdetektor sollen geladene Teilchen mit Hilfe von Szintillatoren gemessen werden. Der Nachweis der Teilchen erfolgt indirekt über die Registrierung von Photonen welche emittiert werden, wenn ein geladenes Teilchen einen Szintillator durchdringt.

In diesem Kapitel wird gezeigt wieviel Energie ein geladenes Teilchen, abhängig von seiner eigenen Energie, seiner Massen- und Ladungszahl, sowie den Materialeigenschaften des durchdringenden Mediums, beim Durchqueren im Material verliert.

Luftschauersimulationen mit dem Simulationsprogramm CORSIKA haben gezeigt, dass, neben einer Vielzahl von verschiedenen Sekundärteilchen, hauptsächlich Elektronen den Detektor erreichen und dort ein Signal auslösen werden. Aus diesem Grund wird im Folgenden der Energieverlust von Elektronen diskutiert. Resultierend aus diesen Berechnungen kann das Ansprechverhalten verschiedener Detektoren mit unterschiedlichen Designs simuliert und miteinander verglichen werden.

3.1 Energieverlust von Elektronen in Materie

Um die Ausbreitung von Elektronen in Materie zu betrachten, müssen wir zwei Prozesse beachten, die Bremsstrahlung und die Ionisation:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{e^\pm} \approx \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Bremsstrahlung}} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Ionisation}} \quad (3.1)$$

Bei niederenergetischen Elektronen kommt zusätzlich Anregung hinzu. Zu höheren Energien hin, dominiert der Verlust durch Bremsstrahlung. Paarproduktion spielt bei Elektronen erst im ultrahochenergetischen Bereich eine Rolle und ist hier nicht von Relevanz.

Den Detektor erreichen erwartungsgemäß Elektronen im Energiebereich von einigen MeV bis hin zu einigen 100 MeV. Im Folgenden werden die beiden Prozesse *Ionisation* und *Bremsstrahlung* näher bestimmt.

Energieverlust durch Ionisation

Durchqueren Elektronen Materie, so geben sie durch Stöße mit dem Medium Energie ab. Zu einem großen Teil sind dies Wechselwirkungen mit den Hüllenelektronen, die zu einem Ionisationsprozess führen. Der Energieverlust der Elektronen wird hierbei durch die *Bethe-Bloch-Formel* [9, 12] beschrieben:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z z^2}{A \beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (3.2)$$

mit

r_e	: klassischer Elektronenradius	ρ	: Dichte des Absorbermaterials
m_e	: Elektronenmasse	z	: Ladung des einfliegenden Teilchens
N_a	: Avogadrokonstante		in Einheiten von e
I	: Mittleres Anregungspotential	β	: $\frac{v}{c}$
Z	: Ordnungszahl des Absorbers	γ	: $1/\sqrt{1-\beta^2}$
A	: Massenzahl der Absorbers	δ	: Dichte Korrektur
C	: Hüllenkorrektur	W_{max}	: Maximaler Energietransfer

Der Energieverlust hängt von der Geschwindigkeit und allgemein von der Ladung der Teilchen ab, nicht aber von der Masse. Er fällt für kleine Geschwindigkeiten mit $1/v^2$ ab, erreicht bei $p/m_0c \approx 4$ ein Minimum und steigt bei relativistischen Teilchen logarithmisch wieder an.

Mit steigender Energie kann die Bethe-Bloch-Formel dies nicht mehr exakt beschreiben, da berücksichtigt werden muss, dass die Masse der Streuteilchen klein ist und diese schon bei niedriger Energie relativistisch sind. Abbildung 3.1 zeigt ab welcher Energie Elektronen als relativistisch bezeichnet werden können. Aufgetragen ist die Gesamtenergie inklusive der Ruhemasse gegen den relative Geschwindigkeit β (v/c). Zu erkennen ist, dass sich schon ab einer Gesamtenergie von 3.5 MeV das Elektron mit 99 % der Lichtgeschwindigkeit bewegt.

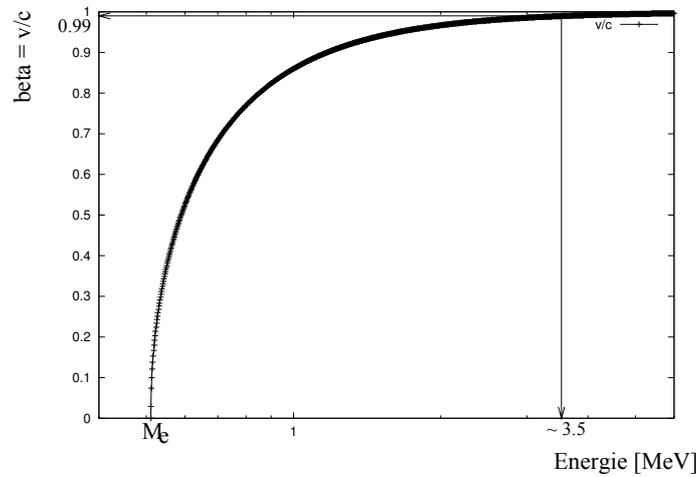


Abbildung 3.1: Relative Geschwindigkeit des Elektrons aufgetragen gegen die Gesamtenergie ($E_{kinetisch} + E_{Ruhe}$). Ein unbewegtes Elektron hat eine Ruheenergie M_e von ≈ 0.511 MeV. Schon ab einer Gesamtenergie von 3.5 MeV ist ein Elektron hochrelativistisch und bewegt sich mit 99 % der Lichtgeschwindigkeit.

Energieverlust durch Bremsstrahlung

Neben der Ionisation kommt für Elektronen und Positronen ein weiterer Prozess, die *Bremsstrahlung*, hinzu:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Bremsstrahlung} = 4\alpha N_A \rho \frac{Z^2}{A} r_e^2 E \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) \equiv \frac{E}{X_o} \quad (3.3)$$

Dabei strahlt das Elektron beim Abbremsen im Feld eines Kerns Energie in Form von Photonen ab. Dieser Prozess ist stark material- und energieabhängig und wächst näherungsweise linear mit der Energie und quadratisch mit der Ladungszahl Z des Mediums an. Oberhalb einer kritischen Energie E_c , die mit $E_c \approx 500 \text{ MeV}/Z$ [61] parametrisiert werden kann, überwiegt für Elektronen der Energieverlust durch Bremsstrahlung gegenüber dem durch Ionisation. Ab dieser Energie ist der Verlust allein durch die *Strahlungslänge* X_0 bestimmt [34]. Sie beschreibt die Wegstrecke, nach deren Durchquerung sich die Energie des Elektrons aufgrund der Bremsstrahlungsprozessen um den Faktor e reduziert hat. In Tabelle 3.1 sind für Eisen, Aluminium, Blei, Wasser und Szintillatormaterial die Strahlungslängen aufgeführt.

Material	[g/cm ²]	cm
Pb	6.37	0.56
Al	24.01	8.9
Fe	13.84	1.76
Szintillator	43.8	42.4
H ₂ O	36.08	36.1

Tabelle 3.1: Mittlere freie Weglänge für verschiedene Absorber.

Für den Energieverlust wird folgender linearer Ansatz gemacht, [46]:

$$\frac{dE_{rad}}{dx} \cdot X_0 \cong E \quad (3.4)$$

Die durchschnittliche Energie von Elektronen der Anfangsenergie E_0 nach einer Ausbreitung in Materie der Dicke X kann beschrieben werden als:

$$\langle E \rangle = E_0 \exp\left(-\frac{x}{X_0}\right) \quad (3.5)$$

Die Weglänge der Elektronen im Material ergibt sich nach Integration über die Energie. E_{Ziel} stellt hier die Endenergie dar, nachdem das Elektron mit der Anfangsenergie E_{start} den Weg R zurückgelegt hat:

$$R(E) = \int_{E_{Ziel}}^{E_{Start}} \frac{dE}{dE/dx} \quad (3.6)$$

Fordert man dass die Endenergie Null ist, so ist das Resultat die Reichweite der Elektronen im Material. Umstellen der Lösung nach der Endenergie ergibt [47]:

$$E_{Ziel}(t) = \left(\frac{a}{b} + E_{Start}\right) \cdot e^{-bt} - \frac{a}{b} \quad (3.7)$$

Der Energieverlust der Elektronen in Materie ergibt sich aus der Differenz der Startenergie und der Endenergie nach einer Weglänge t im Material. Diese Energie bleibt in dem Material und führt dort, zum Beispiel bei Szintillatormaterial zu Anregungen und zur Emission von Photonen.

$$\begin{aligned} E_{TotalerEnergieverlust}(t) &= E_{Start} - E_{Ziel} \\ &= E_{Start} [1 - \exp(-b \cdot t)] + \frac{a}{b} [\exp(-b \cdot t) - 1] \end{aligned} \quad (3.8)$$

3.2 Energieverlust in Szintillationsmaterial

Um letztendlich auf die Photonenzahl pro simuliertem Ereignis im Photomultiplier und somit auf die zu erwartenden Signalgrößen zu kommen, wird der Energieverlust eines Elektrons im Szintillator berechnet. Hierbei kommt es auf den integralen Energieverlust des Elektrons an. Die Energie wird vom Szintillator in Form von Photonen wieder abgegeben.

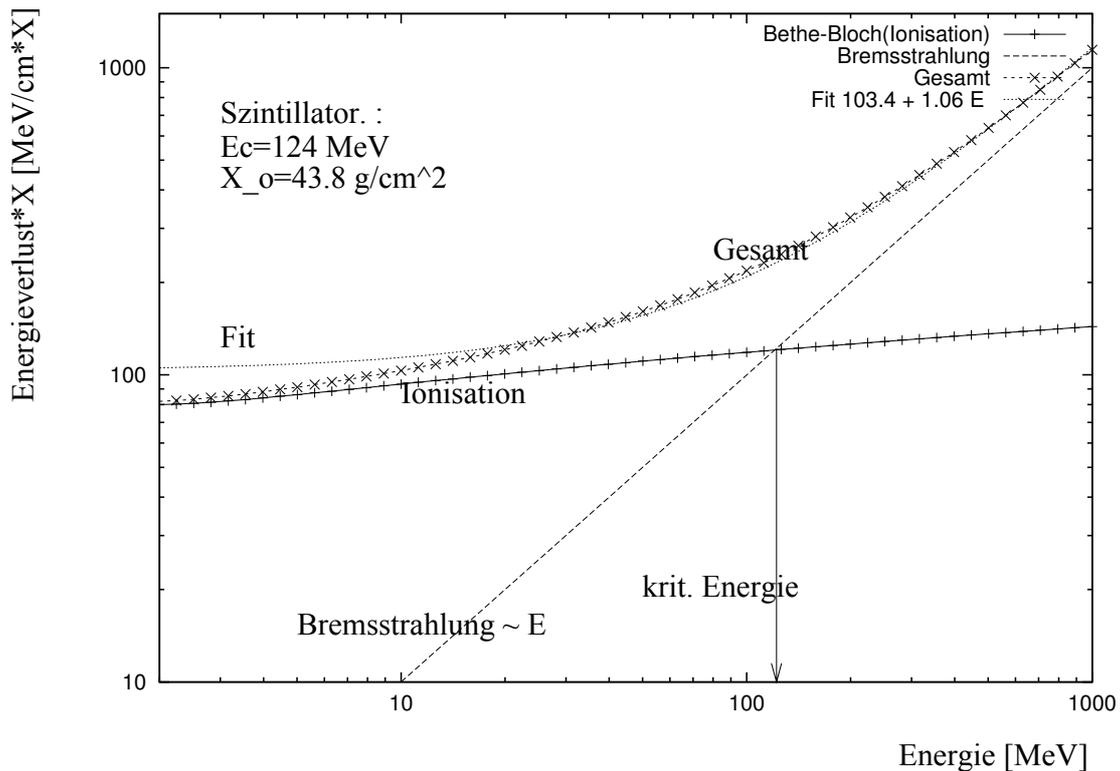


Abbildung 3.2: Differentieller Energieverlust von Elektronen in Szintillatormaterial skaliert mit der mittleren freien Weglänge ($X_0 = 43.8 \text{ g/cm}^2$). Aufgetragen ist der Differentielle Energieverlust durch Ionisation (schwach ansteigende Gerade), der Verlust durch Bremsstrahlung, (stark ansteigende Gerade), sowie die Summe beider. Weiter ist die Ausgleichsgerade $a + b \cdot E$ zu sehen.

In Abbildung 3.2 ist der differentielle Energieverlust gegen die Startenergie der Elektronen aufgetragen. Die Ordinate ist mit der mittleren freien Weglänge X_0 multipliziert. Die Abbildung zeigt den Energieverlust durch Ionisation (schwach ansteigende Gerade),

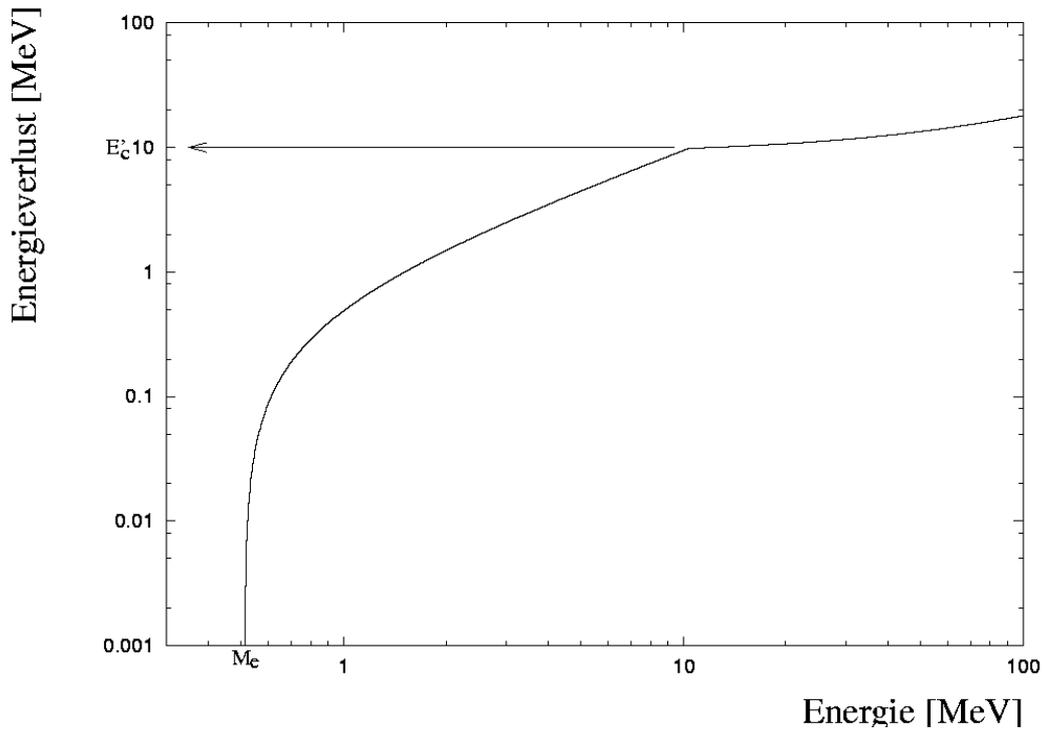


Abbildung 3.3: Totaler Energieverlust von Elektronen in einem 5 cm dicken Szintillator (nach Gleichung 3.8). Aufgetragen ist der Energieverlust gegen die Gesamtenergie der Elektronen von 0 bis 100 MeV. Bis zu einer Energie $M_e + E_c^* \approx 10$ MeV hat das Elektron nicht genügend Energie um den Szintillator wieder zu verlassen. Die kinetische Energie wird vom Szintillator vollständig absorbiert. Über 10 MeV steigt der Energieverlust linear an.

der Verlust durch Bremsstrahlung nach Gleichung 3.4 (stark ansteigende Gerade), sowie die Summe beider aufgetragen. Aufgetragen ist der Energiebereich zwischen 2 MeV und 1000 MeV in doppelt logarithmischer Darstellung. Die Summe ist durch die folgende Gerade genähert.

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dx} \cdot X_0 &= 103.4 + 1.06 \cdot E \\ \frac{dE}{dx} &= a + b \cdot E \end{aligned} \quad (3.9)$$

mit den Parametern $a = 103.4 \cdot X_0^{-1} = 2.36 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^{-1}$ und $b = 1.06 \cdot X_0^{-1} = 0.02 \text{ cm}^{-1}$

Diese Näherung entspricht zu höheren Energien hin exakt den Erwartungen nach Gleichung 3.4 [46]. Die Näherungskonstante b geht gegen eins und somit gilt die Beziehung $\frac{dE_{rad}}{dx} \cdot X_0 \cong E$. Der hierbei ermittelte Wert für die kritische Energie von 124 MeV liegt zwischen einem Literaturwert von 109 MeV [39] und dem Wert berechnet nach der oben erwähnten Näherung von 150 MeV.

In Abbildung 3.3 ist der mit dem linearen Ansatz für den Energieverlust nach Gleichung 3.8 berechnete totale Energieverlust gegen die Anfangsenergie aufgetragen. Es wurde eine Stärke des Szintillators von 5 cm angenommen. Bis zu einer Energie von etwa 104 MeV können die Elektronen den Szintillator nicht wieder verlassen, und ihre gesamte Energie wird dort deponieren. Ab 10 MeV verlassen die Elektronen den Szintillator mit einer gewissen Restenergie und der Energieverlust, dominiert durch Bremsstrahlung, steigt linear an. Aufgetragen ist die Gesamtenergie, inklusive der Ruheenergie M_e der Elektronen von 511 keV.

Mit dem Simulationsprogramm für Luftschauer (CORSIKA) wurde das Energiespektrum der eintreffenden Elektronen berechnet. Abbildung 3.4 zeigt dieses Spektrum in linearer Darstellung im Energiebereich von 0 bis 250 MeV. Zu erkennen ist, dass hauptsächlich Elektronen im niederenergetischen Bereich von einigen MeV auf Detektorhöhe existieren.

Nach Gleichung 3.8 kann der Energieverlust im Szintillator jedes einzelnen Elektrons bestimmen werden. Hierbei ist zu unterscheiden, ob das Elektron zu wenig Energie besitzt

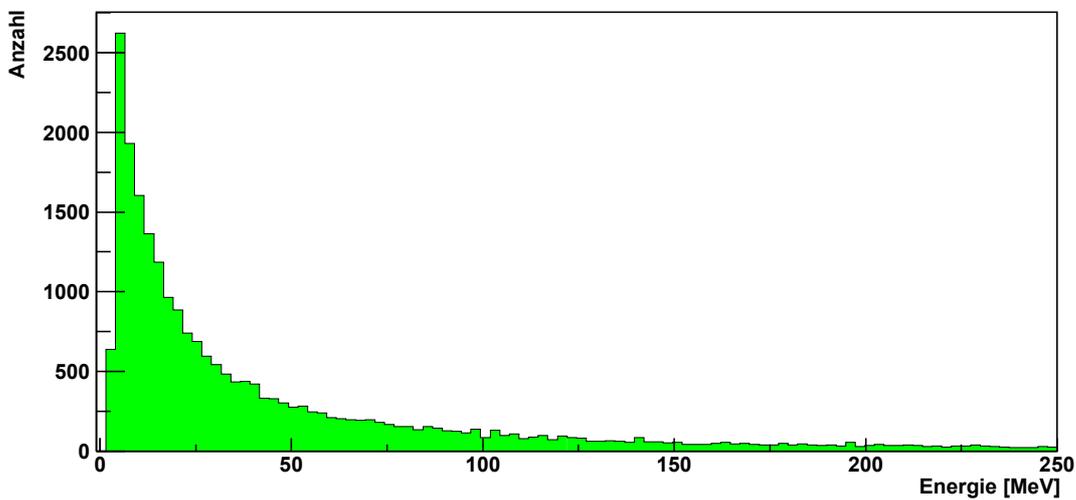


Abbildung 3.4: Spektrum der mit CORSIKA simulierten Sekundärelektronen auf Detektorhöhe von 250 Meter NN.

um den Szintillator zu durchdringen und somit die gesamte Energie an diese übergibt, oder ob die Energie dazu ausreicht, den Szintillatorblock wieder zu verlassen. Ab dieser Energie berechnet sich der Verlust nach Gleichung 3.8. Bei konstanter Dicke des Szintillators kann diese Gleichung mit den beiden Konstanten $\alpha = (1 - e^{-bt})$ und $\beta = \frac{a}{b} \cdot (e^{-bt} - 1)$ vereinfacht werden zu:

$$\begin{aligned} E_{\text{TotalerEnergieverlust}}(t) &= E_{\text{Start}} [1 - \exp(-b \cdot t)] + \frac{a}{b} [\exp(-b \cdot t) - 1] \\ &= \alpha \cdot E + \beta \end{aligned} \quad (3.10)$$

Der Energieverlust führt im Szintillator zu einer Anregung der Molekülketten, und somit zur Emission von optischen Photonen. Wichtig ist hierbei ein lineares Verhalten gegenüber der deponierten Energie.

$$\begin{aligned} E_{\text{Photon}} &= h \cdot \nu \\ &= h \cdot \frac{c}{\lambda} \approx 3 \text{ eV} \end{aligned} \quad (3.11)$$

Nach Abbildung 3.11(a) liegt das Maximum der Wellenlänge emittierter Photonen bei $\langle \lambda \rangle = 380 \text{ nm}$. Nicht die gesamte Energie im Szintillator wird in Form von optischen Photonen wieder abgegeben. In Abbildung 3.11(b) ist die relative Lichtausbeute gegen die deponierte Energie aufgetragen. Je mehr Energie im Szintillator deponiert wird, je höher ist die relative Energieemission in Form von optischen Photonen. In dem für diese Arbeit relevanten Energiebereich liegt die relative Lichtausbeute im einstelligen Prozentbereich ($\approx 3 \%$). Ein Energie E_{Verlust} von einem MeV bewirkt im Szintillator eine Emission von n Photonen bestimmt nach folgender Rechnung:

$$\begin{aligned} n_{\text{Photonen}} &= 3 \% \cdot 1 \text{ MeV} / 3 \text{ eV pro Photon} \\ &= 10\,000 \frac{\text{Photonen}}{\text{MeV deponierte Energie}} \end{aligned} \quad (3.12)$$

Dieser mittels einfacher Annahmen berechnete Wert entspricht dem Literaturwert von 10.000 Photonen pro MeV nach [39].

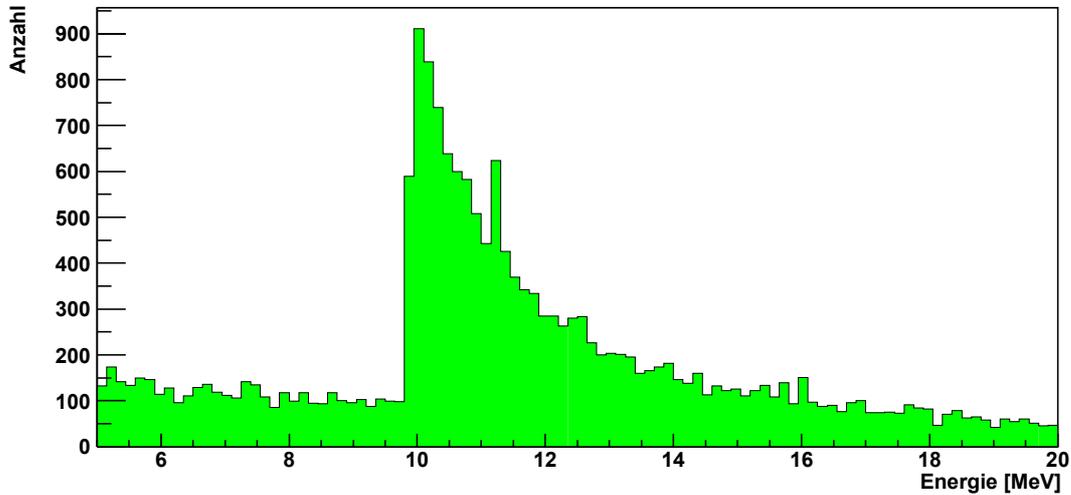


Abbildung 3.5: Energieverlust von Elektronen in 5 cm dickem Szintillator. Berechnet wurde der Energieverlust der mit CORSIKA simulierten Elektronen nach dem Spektrum 3.4.

Von einem 5 cm dicken Szintillator ausgehend wurde der Energieverlust der Elektronen und die daraus resultierende Anzahl von Photonen berechnet. Die Resultate sind in Abbildung 3.5 in einem Energiebereich von 6 MeV bis zu 20 MeV dargestellt. Bei einer Energie von etwa 10 MeV ändert sich der Prozess des Energieverlustes, da ab da die Elektronen genügend Energie besitzen den Szintillator zu durchdringen. Für die Wahl des Detektordesigns waren dies die entscheidenden Berechnungen.

Es wurden zwei verschiedene Bauweisen simuliert: Zum einen soll der Photomultiplier direkt an der Stirnseite angelegt werden, zum anderen von unten in einem gewissen Abstand auf die Unterseite des Szintillators blicken. Die Emissionen der Photonen an beiden Seiten sind in den Skizzen 3.6 dargestellt.

Betrachtet man die Emission an den Stirnseiten des Szintillators, so tritt kein Verlust an Intensität durch Photonen auf. In diesem Fall soll der Photomultiplier direkt an die Stirnseite angelegt werden. Die Lichtintensität ergibt sich aus den Flächenverhältnissen der Stirnseite zu der Fläche der Photokathode. Zu beachten ist, dass die Photokathode ein Effizienz von 85 % in dem Wellenlängenbereich von $\langle \lambda \rangle = 380$ nm besitzt. Aus diesen Annahmen lässt sich die Photonenzahl auf der Kathode bei horizontaler Bauweise berechnen. In Abbildung 3.7 ist die Häufigkeit der auf der Photokathode auftreffenden Photonen gezeigt in einem Bereich von 400 bis 1600 Photonen. Der abrupte Anstieg

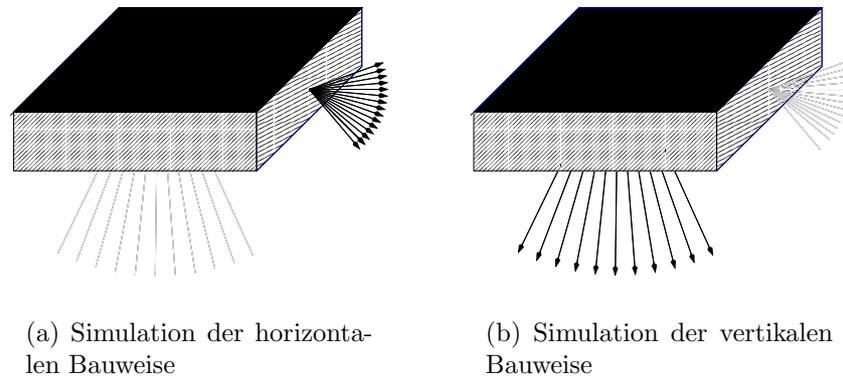


Abbildung 3.6: Lichtemission bei zwei verschiedenen Bauweisen. (a) Die Photonen werden direkt an der Stirnseite detektiert und somit wird der Verlust durch Raumwinkel minimiert. (b) Die Photonen werden im Abstand von 40 cm gemessen. Die Lichtsignale sind homogener bei unterschiedlichen Eintreffpunkten im Szintillator.

begründet sich in der Änderung des Energieverlustes.

Berechnet man die Anzahl der Photonen in einem Photomultiplier der in einem Abstand von etwa 40 cm senkrecht angeordnet ist, so muss beachten werden, dass Lichtintensität durch den Raumwinkel verloren geht. Hierbei ist zu erwähnen, dass bei unterschiedlichen Auftreffpunkten im Szintillator die Intensitätsunterschiede bei dieser Bauweise gegenüber der horizontalen Bauweise wesentlich geringer ausfallen. In Abbildung 3.8 ist die Häufigkeit der auftreffenden Photonen auf einen Photomultiplier im Abstand von 40 cm zu der Unterseite des Szintillators aufgetragen.

Die Photonen treffen auf die Kathode und lösen dort Elektronen aus. Diese werden im Photomultiplier beschleunigt und vervielfacht. Bei einer durchschnittlichen Betriebsspannung von 2.3 kV vervielfacht dieser die Elektronen um $3 \cdot 10^7$. Somit lässt sich die Anzahl der Elektronen und der Strom über die letzte Dynode bestimmen. Dieser Strom fließt über einen 50Ω Widerstand und erzeugt einen Spannungspuls.

In den beiden Abbildungen 3.9 und 3.10 sind für jedes Elektron die zu erwartenden Spannungen in den jeweilig relevanten Bereichen aufgetragen. Bei der vertikalen Anordnung ist ein Maximum bei Spannungen zwischen 1.2 V und 1.6 V zu erkennen. Verändert man den Abstand des Photomultipliers von dem Szintillator variiert diese Spannung mit dem Quadrat des Abstands.

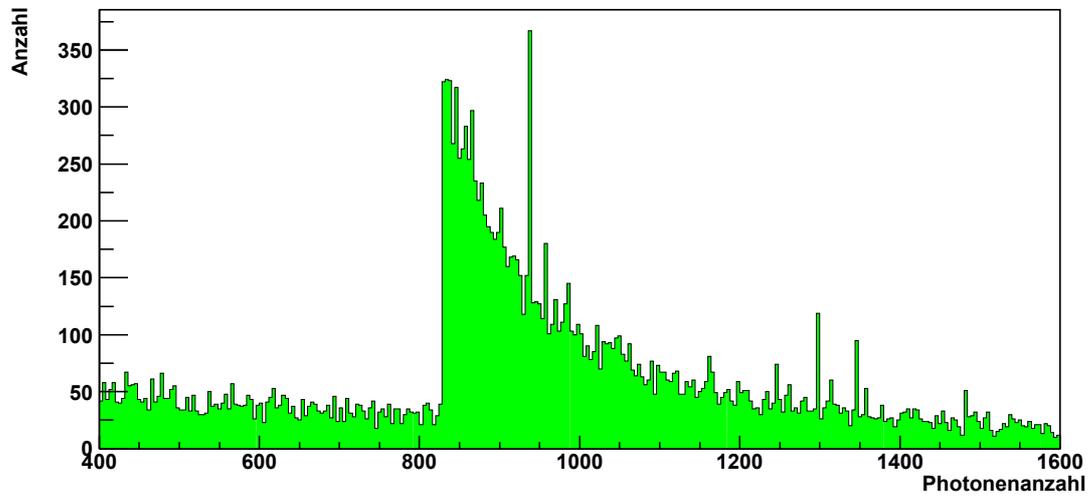


Abbildung 3.7: Mittels des Energieverlustes berechnete Anzahl von Photonen im Photomultiplier bei horizontaler Bauart.

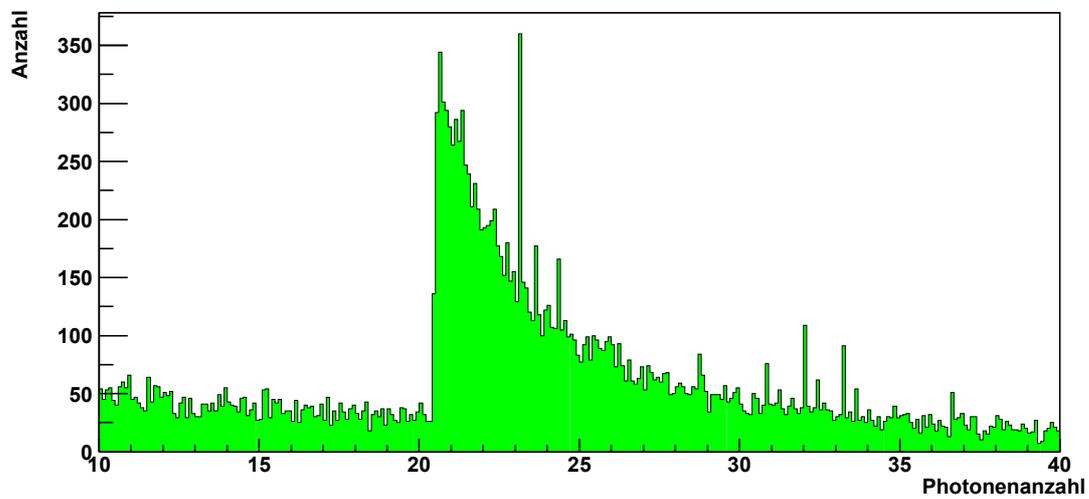


Abbildung 3.8: Mittels des Energieverlustes berechnete Anzahl von Photonen im Photomultiplier bei vertikaler Bauart.

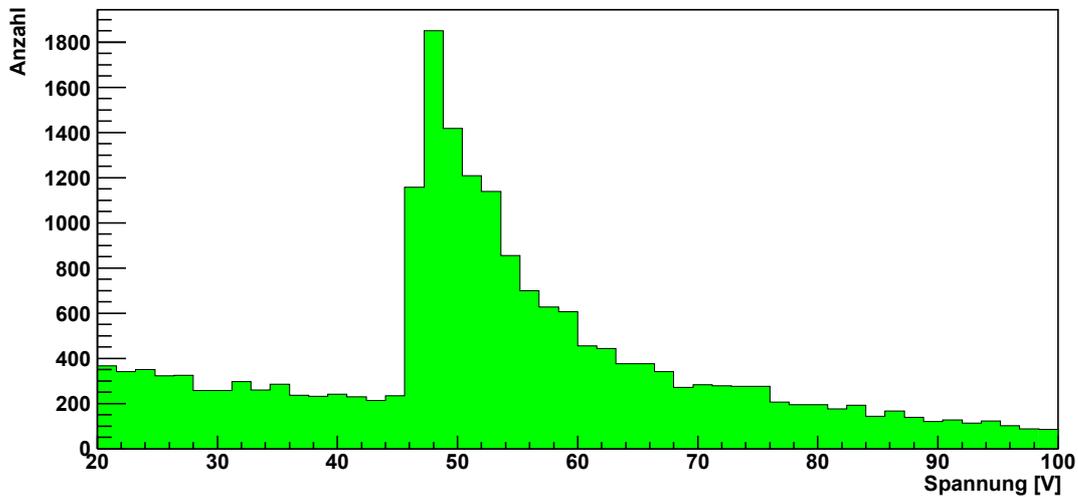


Abbildung 3.9: Berechnete Signalgrößen der Photomultipliersignale für eine horizontale Bauart. Bei Spannungen ab 20 V geht der Photomultiplier in die Sättigung und ist nichtmehr in der Lage höhere Spannungen zu liefern.

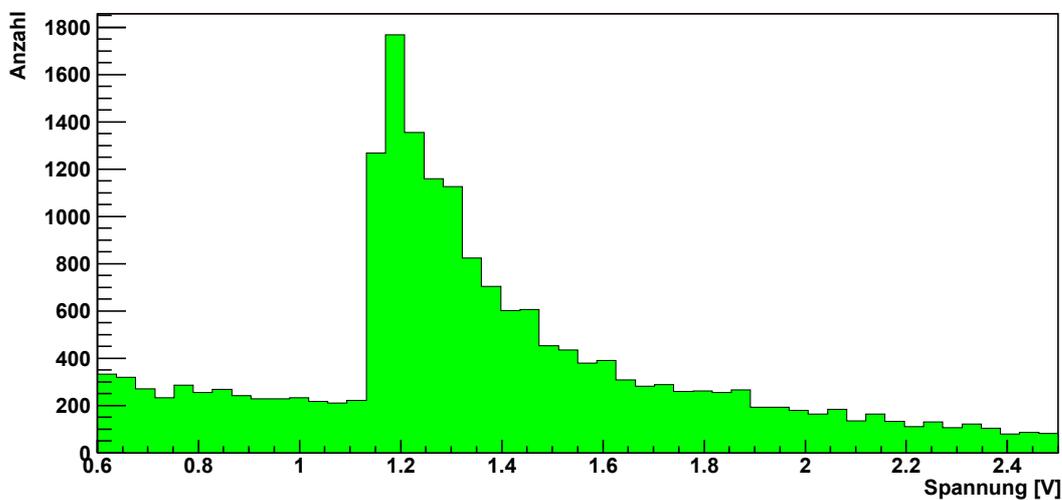


Abbildung 3.10: Berechnete Signalgrößen der Spannungspuls der Photomultiplier für eine vertikale Bauart. Diese Spannungen entsprechen den Signalgrößen die die Photomultiplier geliefert haben.

Bei der Simulation der horizontalen Anordnung treten Spannungsspitzen von 50 V auf. Diese Spannungen liegen weit jenseits des Möglichen für einen Photomultiplier.

Aus Testzwecken wurden beide Bauarten entwickelt und realisiert. Bei der horizontalen Bauweise wurden zwei Photomultiplier eingesetzt, die an die jeweils gegenüberliegende Seite angelegt sind. Eine genauere Beschreibung der zwei Bauarten ist im folgenden Kapitel beschreiben.

3.3 Szintillator

Szintillationsdetektoren sind ein wichtiges Hilfsmittel zum Teilchennachweis in der Kern- und Teilchenphysik. Auch bei dem SkyView-Luftschauerdetektor sollen geladene Teilchen mit Hilfe von organischen Szintillatoren nachgewiesen werden.

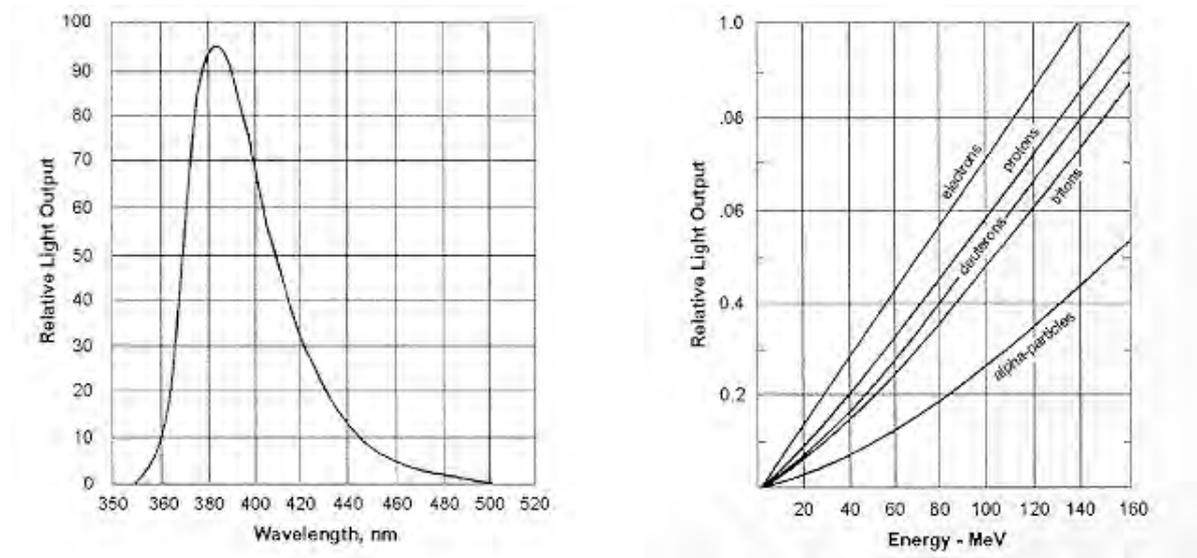
Da in diesem Zusammenhang nur Plastik-Szintillatoren relevant sind, soll im Folgenden deren Funktionsweise näher beschrieben werden. Allen gemeinsam ist, dass sie die Ionisation, die durch geladene Teilchen verursacht wird, zur Erzeugung von optischen Photonen nutzen. Dieses Emissionsspektrum ist in Abbildung 3.11(a) zu sehen. Das Maximum der Lichtausbeute sollte dabei näherungsweise gleich dem Maximum der Quanteneffizienz des Photomultipliers sein. Durchquert ein geladenes Teilchen einen Szintillator, so hinterlässt es eine Spur angeregter Moleküle. Bestimmte Arten von Molekülen, besonders solche, die aromatische Ringe enthalten, wie Polystyrole oder Polyvinyltoluole, werden einen Teil ihrer Energie in Form von optischen Photonen freisetzen. Die Menge an umgesetzter Energie hängt von der Art des durchfliegenden Teilchens ab. Abbildung 3.11(b) zeigt ein lineares Verhalten gegenüber der deponierten Energie. Damit ist die Pulshöhe direkt proportional zur Teilchenenergie.

Diese Basisverbindung allein würde die Photonen nur im UV-Bereich mit einer sehr großen Zerfallszeit (16 ns für reines Polyvinyltoluol) und einer sehr kurzen Abschwächungslänge von nur wenigen Millimetern emittieren. Durch Zusatz fluoreszierender Verbindungen in einer Konzentration von etwa 1 % Gewichtsanteil lassen sich diese Eigenschaften jedoch deutlich verbessern.

Da der mittlere Abstand zwischen einem angeregten Molekül und einem Molekül des Zusatzes etwa 10 nm beträgt, das heißt, viel kleiner als die Wellenlänge des Lichts ist, wird der Energietransfer zwischen diesen nicht mehr dominiert durch die Abstrahlung von Photonen, sondern durch resonante Dipol-Dipol-Wechselwirkungen. Die Zerfallszeiten werden um eine Größenordnung kleiner und die Wellenlängen der emittierten Photonen liegen nun im Bereich um 340 nm.

Durch eine zweite und manchmal auch dritte Zugabe von anderen sogenannten Wellenlängenschiebern in kleineren Konzentrationen verschiebt sich das Spektrum in den

Bereich um 400 nm (siehe Abbildung 3.11(a)). Hier ist der Szintillator deutlich transparenter (die Abschwächungslänge liegt bei etwa 1 m) und man ist in der Lage wesentlich dickere Szintillatoren zu verwenden.



(a) Relative Lichtausbeute des Szintillators in verschiedenen Wellenlängen. Das Emissionsmaximum trifft näherungsweise auf das Maximum der Quanteneffizienz des Photomultipliers

(b) Relative Lichtausbeute für verschiedene Teilchen die den Szintillator treffen. Entscheidend ist das lineare Verhalten gegenüber der deponierten Energie. Damit ist die Pulshöhe direkt proportional zur Teilchenenergie

Abbildung 3.11:

Kapitel 4

Detektor

Der Detektor muss folgenden Voraussetzungen genügen. Die Aufbauweise sollte möglichst einfach zu verstehen sein, da die Detektoren in mehreren Ausbaustufe an Schulen aufgestellt und von Lehrern und Schülern betreut werden sollen (siehe Anhang B). Die Schüler müssen in der Lage sein, den Aufbau und das Messprinzip zu verstehen. Die zweite grundlegende Voraussetzung war die kostengünstige Umsetzung. Da in letzter Ausbaustufe mehr als 5000 Detektoren aufgestellt werden sollen war dies ein wichtiges Kriterium bei der Auswahl der verwendeten Bauteile. In den folgenden Kapiteln wird der genaue Aufbau der Detektors beschrieben so, wie er an der Universität Wuppertal voll funktionsfähig steht.

4.1 Technische Realisierung

Um die Sekundärelektronen eines Luftschauers zu messen und somit den gesamten Luftschauer rekonstruieren zu können wird bei dem SkyView- Detektor Szintillatormaterial zur Teilchendetektion eingesetzt. Mittels eines Photomultipliers, auch Photonenvervielfacher oder Sekundärelektronenvervielfacher genannt, ist es möglich die vom Szintillator emittierten Photonen in ein messbares elektrisches Signal umzuwandeln. Diese Art des Nachweises ist in der Teilchen- und Astroteilchenphysik weit verbreitet.

Bei den SkyView Detektoren werden organische Plastiksintillatoren verwendet, da sich diese optimal dafür eignen. Flüssigszintillatoren kamen bei dieser speziellen Anwendung nicht zum Einsatz, da das dabei verwendete Lösungsmittel toxisch ist und bei allen weiteren Ausbaustufen Schüler und Lehrer an dem Aufbau beteiligt werden sollen. Ökonomische Kriterien waren ebenfalls entscheidend bei der Auswahl der verschiedenen Bauteile. Es war darauf zu achten, dass der Aufbau so konstruiert ist, dass er auf bzw. an Schulen und öffentlichen Gebäuden ohne Einschränkung stehen kann. Dies stellte zum

einen besondere Anforderungen an die Stromversorgung und den Datentransfer, zum anderen an die Brandsicherheit.

4.1.1 Photomultiplier und Spannungsteiler

Für die SkyView-Detektoren werden zwölfstufige Photomultiplier der Firma *HAMAMATSU R329-02* (für das Datenblatt siehe Anhang A.4) verwendet. Diese Photomultiplier zeichnen sich durch ihre hohe Verstärkung und damit durch ihre hohe Lichtempfindlichkeit aus. Die Verstärkung reicht von 10^3 bis 10^8 . Dieser Photomultiplier hat die Eigenschaft, kleinste Lichtmengen bis hin zu einzelnen Photonen zu detektieren. Die Photokathoden bestehen aus Bialkali und erreichen eine maximale Effizienz bei einer Wellenlänge von 420 nm. Dies entspricht dem vom Szintillator emittierten Licht.

Speziell für diese Photomultiplier wurde von der Firma ISEG Spezialelektronik GmbH ein Spannungsteiler entwickelt (PHQ 329-02) welcher sich durch zwei herausragende Eigenschaften auszeichnet:

- Zum einen wird die Hochspannung direkt auf der Platine erzeugt. Dadurch ist es nicht nötig, hochspannungsführende Kabel von außen an den Detektor zu führen. Die Spannung kann zusätzlich von außen durch eine Niedervoltspannung geregelt und über eine Monitorspannung kontrolliert werden.
- Zum anderen wird die Spannung der letzten Dynoden aktiv über Transistoren stabilisiert. Dies gewährleistet eine hohe Linearität auch bei starker Impulsbelastung (Datenblatt siehe Anhang A.1).



Abbildung 4.1: Spannungsteiler PHQ 329-02 der Firma ISEG. Dieser wurde speziell für den Photomultiplier R329-02 entwickelt.

Der Spannungsteiler wird durch eine Steuereinheit geregelt und mit ± 5 V Spannung versorgt.

4.1.2 Gehäuse und Befestigung der Bauteile

Zur Befestigung der Szintillatorplatte, des Photomultipliers und weiterer Geräte wurde ein Aluminiumgestänge der Firma *ITEM*¹ verwendet. Dieses Konstruktionsprofil ist



Abbildung 4.2: Als licht- und luftdichtes sowie wetterbeständiges Gehäuse dienen spezielle Metallfässer.

beständig gegen Witterungseinflüsse und viele Chemikalien. Die Oberflächen sind durch Veredelungsprozesse dauerhaft kratzfest und zusätzlich gegen Korrosion geschützt. Die Profile sind so gestaltet, dass sie höchstmögliche Festigkeit bei minimalem Materialeinsatz erzielen.

Mit den Aluminiumprofilen lassen sich beliebige Konstruktionen ohne weitere Oberflächenbearbeitungen sauber und schnell aufbauen. Charakteristisch für die Profile sind

¹ITEM Industrietechnik und Maschinenbau GmbH, 42699 Solingen

die Längsnuten zur Aufnahme von Verbindungselementen und zur Befestigung von Zubehör. Die Profalnuten eignen sich auch zur Verlegung von Strom- und Signalkabeln. Da jeder Detektor unter freiem Himmel steht war es wichtig, die Elektronik vor Witterungseinflüssen zu schützen. Dazu wurde der komplette Aufbau in Metallfässer mit einem Volumen von 410 Litern so plaziert, dass man in der Lage ist, den Aufbau ohne Demontagearbeiten entnehmen und verändern zu können. Durch ein BNC-Kabel werden die Signale von den Messstationen zu der Ausleseelektronik geleitet. Ein witterungsbeständiges Kabel versorgt die Detektoren mit Strom. Der Photomultiplier befindet sich in einer Hülle aus Mu-Metall (**M**agnetisch **u**ndurchlässig), was dazu dient, äußere Magnetfelder abzuschirmen. Mu-Metall besteht aus einer hochpermeablen 80 % igen Nickel-Eisen-Legierung, welche zur Gewährleistung der maximalen Permeabilität nach der mechanischen Bearbeitung zur Rekristallisation unter Schutzgas schlussgeglüht wird. In Abbildung 4.3 ist der Weg der Elektronen von der Photokathode bis zur ersten Dynode dargestellt. Eingezeichnet sind die Äquipotentiallinien des elektrischen Feldes, das die Elektronen zur Dynode hin beschleunigt. Der verehrte Leser kann sich vorstellen, dass ein zusätzliches äußeres Magnetfeld die Elektronen ablenkt und damit zu einer Änderung der Flugzeit einzelner Elektronen führt. Eine Verschlechterung der Zeitauflösung der Photomultipliers wäre die Folge.

Mittels dieser Elemente wurden im Rahmen dieser Arbeit zwei verschiedene Bauarten realisiert. Sie unterscheiden sich in der Anordnung und Anzahl der Photomultiplier und

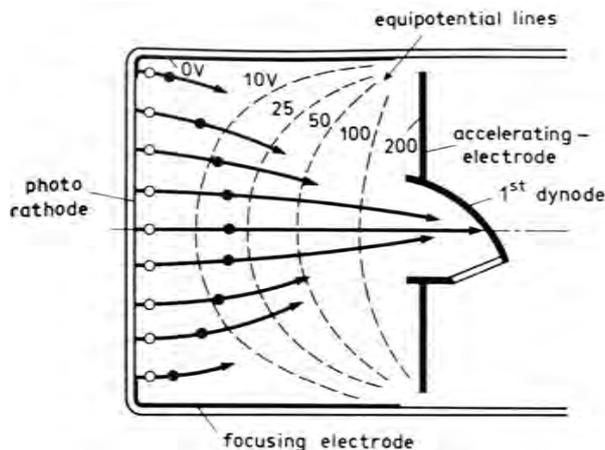


Abbildung 4.3: Elektrisches Feld zwischen Kathode und 1. Dynode in dem die ausgelösten Elektronen beschleunigt werden. Ein äußeres Magnetfeld würde die Bahn einzelner Elektronen ablenken und die Laufzeit verändern.

Szintillatoren.

4.2 Detektordesign

Bei dem SkyView-Detektor kommen zwei verschiedene Detektorbauarten zum Einsatz deren Vor- und Nachteile hier diskutiert und miteinander verglichen werden.

4.2.1 Vertikales Design

Bei dieser Bauart kommt jeweils ein Photomultiplier pro Einzeldetektor zum Einsatz. Dieser ist wegen der thermischen und elektrischen Isolation in einer Halterung aus Acrylglas befestigt. In Abbildung 4.4 ist ein Bild eines in einer Acrylglashalterung montierten Photomultipliers samt Spannungsteiler zu sehen.

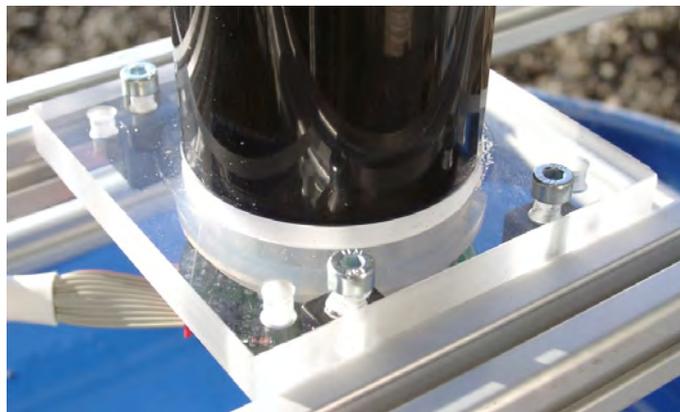


Abbildung 4.4: Bild der Acrylglashalterung zur elektrischen und thermischen Isolation des Photomultipliers.

Die Röhre des Photomultipliers zeigt mit der Photokathode senkrecht nach oben auf eine im Abstand von etwa 40 cm darüber befindliche Szintillatorplatte der Dicke 5 cm. Eine Skizze sowie ein Bild des Aufbaus zeigen die beiden Abbildungen 4.5 und 4.6. Die Größe der Szintillatorplatte (39 cm x 39 cm) ist bei diesem Aufbau durch die Grundfläche des Gehäuses vorgegeben. Zu erkennen ist ein Zylinder mit Trockenmittel zur Senkung der Luftfeuchtigkeit im Gehäuse. Die Szintillatorplatte sowie die Acrylglashalterung des Photomultipliers sind modular auf einem Aluminiumgestell befestigt. Dies ermöglicht einen schnellen Austausch der einzelnen Elemente bei Reparatur- und Wartungsarbeiten, sowie eine flexible Positionierung des Photomultipliers. Hierfür wurden spezielle kraftschlüssige Verbindungselemente eingesetzt mit der Möglichkeit der nachträglichen Verschiebung,

da die Bearbeitung nur an *einem* Profil erfolgt. Der nachträgliche Einbau in bestehende Konstruktionen ist uneingeschränkt möglich. Auf dem Szintillator ist zu Testzwecken eine blaue Leuchtdiode angebracht. Eventuelle Laufzeitunterschiede zwischen den einzelnen Detektoren können damit bestimmt werden.

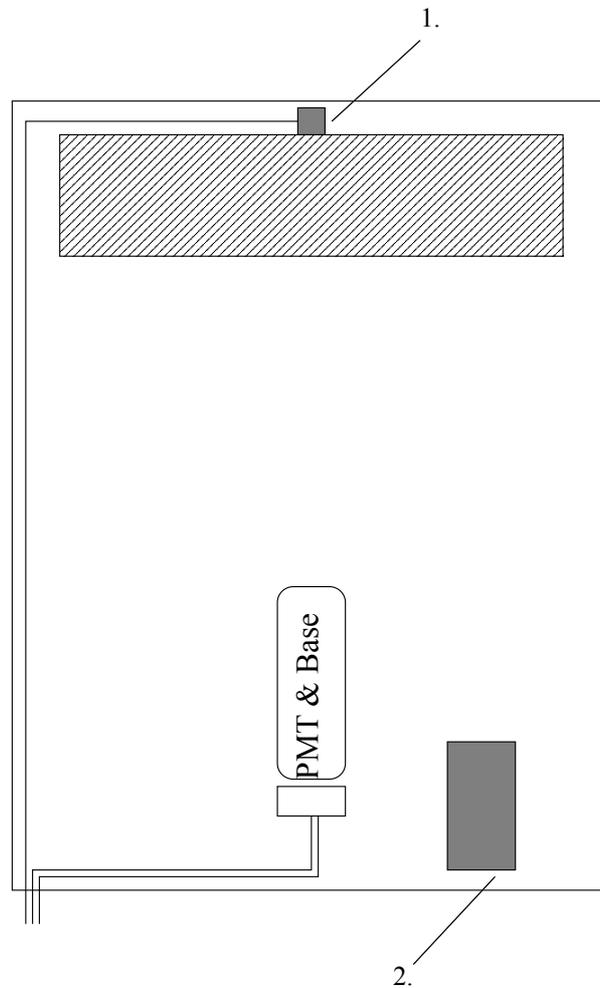


Abbildung 4.5: Skizzierter Aufbau des vertikalen Detektors. (1) Ultraviolette Leuchtdiode zu Testzwecken. (2) Trockenmittel (PermaPack® Trockenmittelzylinder) zur Minimierung der Luftfeuchtigkeit.



Abbildung 4.6: Ein einzelner Photomultiplier ist senkrecht in einer Halterung aus Aluminium und Acrylglas montiert und blickt auf eine im Abstand von ca. 40 cm darüber befindliche Szintillatorplatte.

Abbildung 4.6 zeigt ein Photo des Detektors in vertikaler Bauart. Mittig, links neben des Zylinders mit Trockenmittel ist der Photomultiplier zu erkennen. Ein Kegel aus Aluminiumblech dient dazu Licht, das von außen in die Tonne eindringt von der Photokathode fern zu halten.

Drei Kabel führen in das Gehäuse des Detektors. Hierzu wurden in die Außenwand spezielle witterungsbeständige und lichtdichte Kabeldurchführungen eingelassen. Zum einen führt ein vielpoliges Niedervoltkabel zur Strom- und Spannungsversorgung sowie zur Steuerung und Überwachung des Spannungsteiles und des Photomultipliers, zum anderen führen zwei Signalkabel in den Detektor. Eines dient der Signalübertragung

und mit dem anderen kann eine ultraviolette Leuchtdiode angesteuert werden die zu Testzwecken auf dem Szintillator angebracht ist. Der gesamte Aufbau ist so konstruiert, dass alle Teile extern montiert werden und als eine Einheit in die Metallfässer eingesetzt werden können.

Die Lichtmenge in der Photokathode sinkt durch den größeren Raumwinkel bei dem gewählten Abstand von 40 cm ab. Für die weitere Analyse der Daten ist es wichtig, dass die Lichtmenge im Photomultiplier unabhängig vom Ort ist, an dem das Teilchen den Szintillator trifft. Diese Unterschiede in der Lichtmenge bei verschiedenen Trefferpunkten werden mit größerem Abstand zum Szintillator kleiner. Mit dem realisierten Aufbau wurde versucht, einen Kompromiss dieser beiden Effekte zu erzielen.

4.2.2 Horizontales Design

Bei dieser Anordnung werden zwei Photomultiplier pro Detektor verwendet. Im Gegensatz zur vertikalen Anordnung, bei der ein Abstand zwischen Szintillator und Photomultiplier von etwa 40 cm bestand, werden hier beide Photomultiplier direkt an die jeweils gegenüberliegende Stirnseite des Szintillators angelegt.

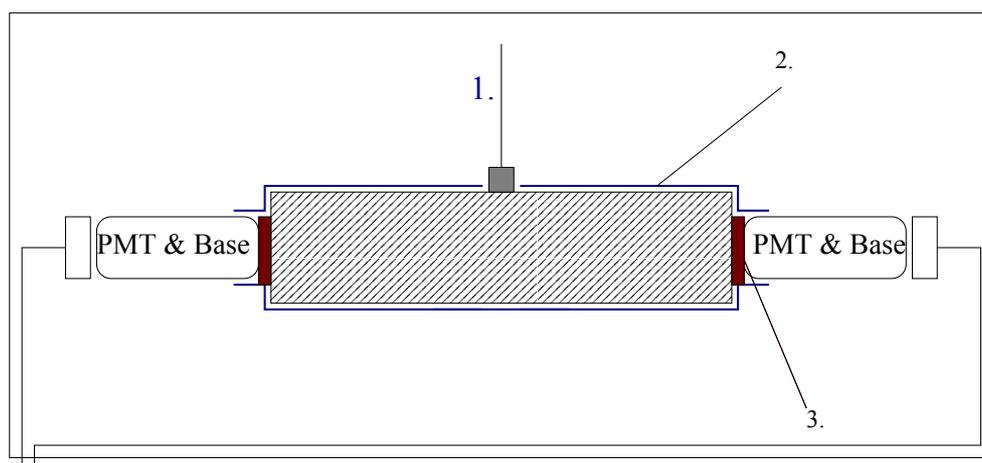


Abbildung 4.7: Schematischer Aufbau einer Messstation die, wie hier skizziert, in horizontaler Anordnung mit zwei Photomultipliern ausgestattet ist. Beide Photomultiplier sind seitlich an den Szintillator angelegt, wobei die Kontaktflächen zur Verbesserung der Lichtleitfähigkeit mit einem "Optischen Fett" bestrichen sind (3). Der Szintillator ist mit einer Aluminiumfolie umwickelt um die Verluste durch Streulicht gering zu halten (2). Angebracht ist wahlweise ein Glasfaserkabel das zum Stickstofflaser führt, oder eine Leuchtdiode (1).

In Abbildung 4.7 ist dieser Aufbau skizziert. Um Verluste an den Kanten durch Reflexion zu vermeiden sind die Kontaktflächen zwischen Photomultiplier und Szintillator mit “Optischem Fett” bestrichen (*BICRON OPTICAL GREASE BC-630*). Der Szintillator ist mit Aluminiumfolie ummantelt, um den Intensitätsverlust an diesen Flächen zu reduzieren. Während des Messbetriebs abfindet sich auf den Szintillator eine Leuchtdiode die zum Test von außen angesteuert werden kann. Der Verlust der Lichtmenge aufgrund des Raumwinkels ist in diesem Fall minimal. Zusätzlich wird Intensität dadurch gewonnen, dass die Flächenlichtdichte (Anzahl Photonen pro Fläche) an den Seitenflächen größer ist als an der Ober- und Unterseite.

Die Signale der beiden Photomultiplier werden durch ein logisches UND verknüpft. Dieser Detektor registriert somit nur einen Treffer, wenn beider Photomultiplier ein Signal ausgegeben haben. Geht man aus von einer Rauschrate eines einzelnen Photomultipliers von 1000 Hz und einer Signallänge von 10 ns, so ergibt sich durch die logische UND-Verknüpfung beider Signale eine Rauschrate von 1/100 Hz. Aufgrund dessen, konnte die Rauschrate dieses Detektors stark reduziert werden.

Abbildung 4.8 ist ein Bild dieses Detektors. Aufgenommen ist der Innere des De-

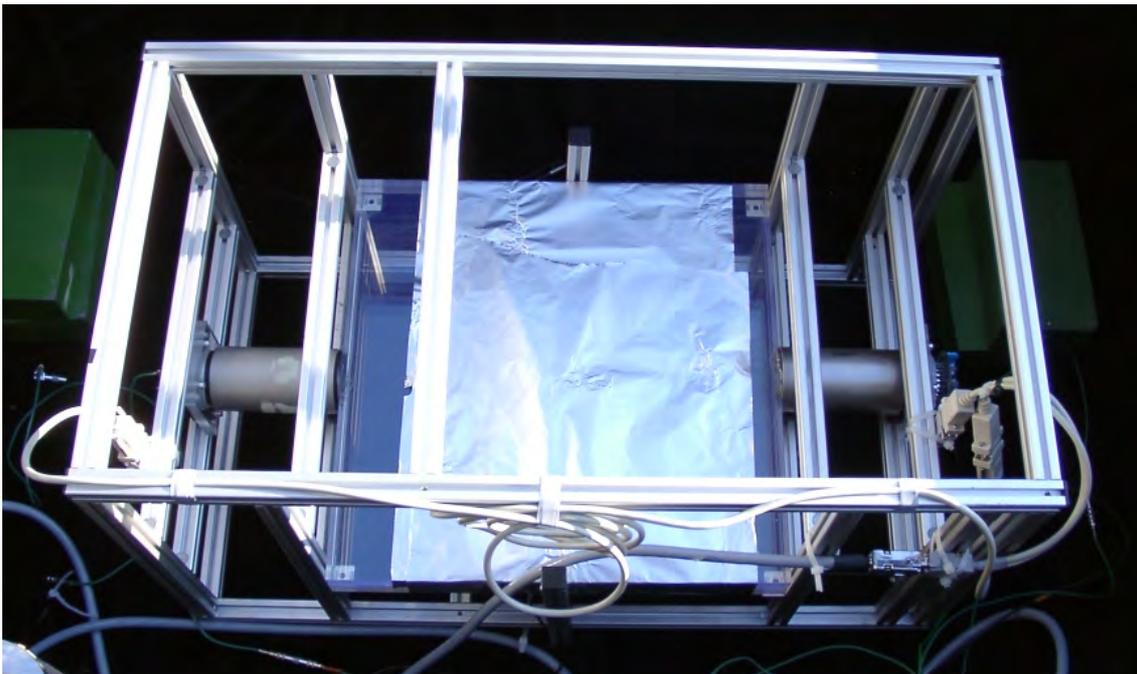


Abbildung 4.8: Bild des Detektors in horizontaler Bauweise.

tektors frontal von oben. Mittig ist die Szintillatorplatte, ummantelt mit reflektierender Aluminiumfolie zu sehen. Links und rechts davon kann man die Photomultiplier in den Mu-Metallhülsen erkennen. Am rechten Photomultiplier kann ein Teil des Spannungsteilers erahnt werden. Die sichtbaren Kabel dienen der Stromversorgung (dickere graue Kabel), sowie der Signalübertragung (dünnere schwarze Kabel).

Diese Station wurde auch dazu verwendet um die intrinsische Zeitaufösung der Photomultiplier zu messen. Dazu wurde der Szintillator über ein Glasfaserkabel durch einen Stickstofflaser angeregt.

4.3 Elektronik zur Datennahme und Analyse

Die entwickelte Messstation bestehend aus fünf einzelnen Detektoren und ist auf dem Dach der Universität Wuppertal aufgestellt. Vier Detektoren mit vertikalem Messaufbau sind in einer Linie angeordnet. Dies ermöglicht eine maximale Auflösung des Zenitwinkels in dieser Richtung auf Kosten der Auflösung orthogonal dazu.

In dem fünften Detektor befinden sich, wie im vorherigen Kapitel beschrieben zwei

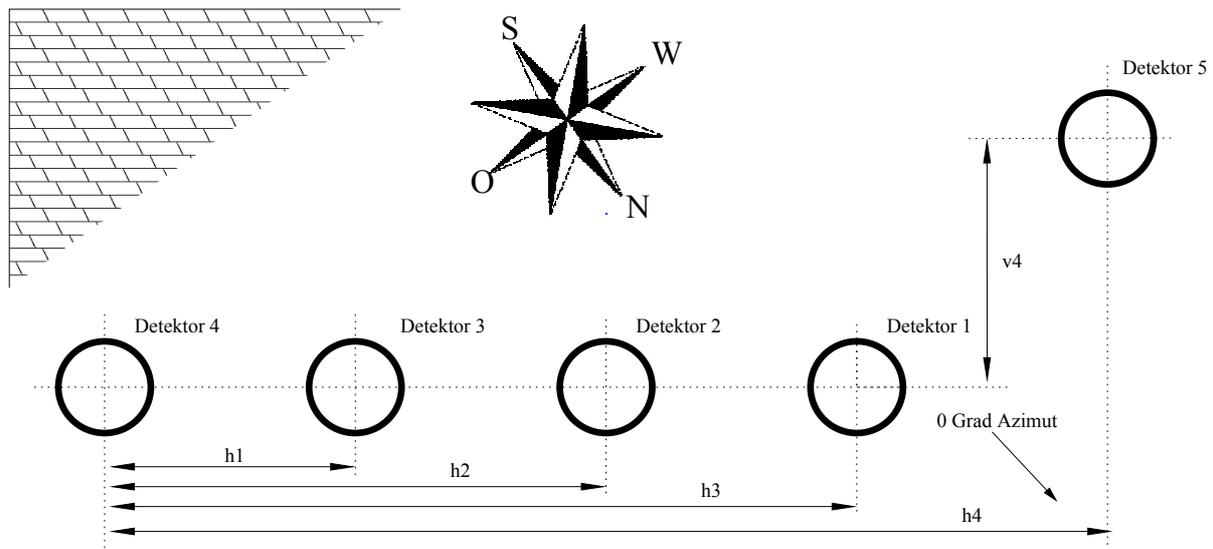


Abbildung 4.9: Aufsicht auf die Anordnung der fünf Detektoren wie sie auf dem Dach der Universität Wuppertal aufgebaut sind. Detektor 1-4 sind die Detektoren mit vertikaler Anordnung, Detektor fünf enthält den horizontalen Messaufbau. Die Abstände sind $h_1 = 3.6 \pm 0.4$ m, $h_2 = 7.2 \pm 0.4$ m, $h_3 = 11.0 \pm 0.4$ m, $h_4 = 14.6 \pm 0.4$ m, $v_4 = 4.3 \pm 0.4$ m.

Photomultiplier in horizontaler Anordnung. Diese Station ermöglicht mit den anderen Stationen zusammen eine Messung des Azimut- sowie des Zenitwinkels. In Abbildung 4.9 ist die Anordnung der einzelnen Detektoren skizziert. In südost-nordwest-Ausrichtung stehen vier einzelnen Detektoren. Der fünfte Detektor ist etwas in westlicher Richtung versetzt. In Abbildung 4.9 ist nicht zu erkennen, dass der Detektor auf drei Seiten von hohen Gebäuden umgeben ist. Lediglich in südwestlicher Richtung, auf dem Abbildung "oben", ist dies nicht der Fall.

Ein Bild der Messstation auf einem Dach der Universität Wuppertal zeigt Abbildung 4.10. In einer Reihe stehend sind die Metallfässer mit den Detektoren horizontaler Bauweise zu erkennen. Links hinten auf dem Bild ist der Detektor mit horizontaler Bauweise untergebracht in einer Aluminiumkiste zu sehen. Die weitere Analyse und Aufarbeitung der Signale ist in Abbildung 4.11 skizziert und wird im Folgenden näher beschreiben.

Um die Originalsignale mehrfach verwenden zu können, werden diese im *Linear Fan in Fan out* (LeCroy, Model 428) dupliziert. Die Signale werden in einem Diskriminator (LeCroy, Model 623) in logische negative Signale von 0 V bis -0.8 V (NIM, Nuclear In-



Abbildung 4.10: Bild der Messstation an der Universität Wuppertal

strument Module) umgewandelt. Ein logisches Signal jedes Photomultipliers führt in eine *Logische Einheit* (LeCroy, Model 365 AL). Die Funktionsweise der logischen Einheiten werden im folgenden Kapitel näher erläutert.

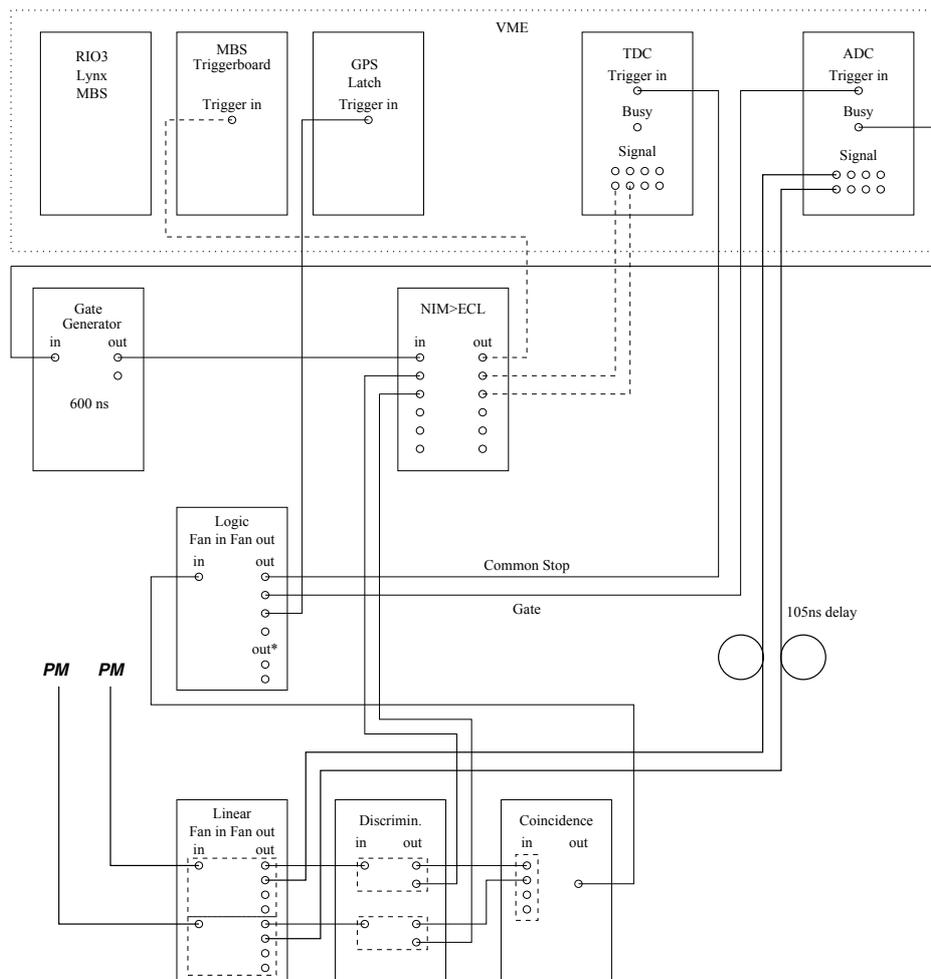


Abbildung 4.11: Abbildung des elektronischen Aufbaus wie er an der Universität Wuppertal verwendet wird. Hier sind aus Gründen der Übersichtlichkeit nur zwei Photomultiplier aufgeführt. Der Prototypenaufbau besteht aus fünf Detektoren mit insgesamt sechs Photomultipliern.

Dieses Auslösesignal, auch *Triggersignal* genannt, startet den **Time to Digital Converter** (C.A.E.N., Model V 488 A, 8 Channel Multievent TDC) und den **Analog to Digital Converter** (C.A.E.N., Model V 265, 8 Channel Charge Integrating ADC).

Der ADC benötigt das Originalsignal mit einer Zeitverzögerung von 65 ns zwischen Auslöse- und Messsignal. Aufgrund der Verzögerung durch den Diskriminator und der Logischen Einheit ergibt sich eine gesamte Zeitverzögerung von 105 ns. Der TDC bekommt Signale direkt aus den Diskriminatoren. Die beiden Module ADC und TDC werden erst ausgelesen, wenn beide mit der Analyse der Daten fertig sind. Die Daten werden über einen Computer ausgelesen und gespeichert.

4.3.1 Ausleselogik

Es sind zwei verschiedene logische Einheiten verwendet worden, um die Auslese zu starten. Zum einen wird die Elektronik ausgelöst, wenn 2 aus 4 Detektoren angeschlagen haben (siehe Abbildung 4.12(a)). Zum anderen wird die Ausleseelektronik ausgelöst, wenn 3 aus 4 Photomultipliern aus den Detektoren 1 und 2 und den beiden Photomultipliern des

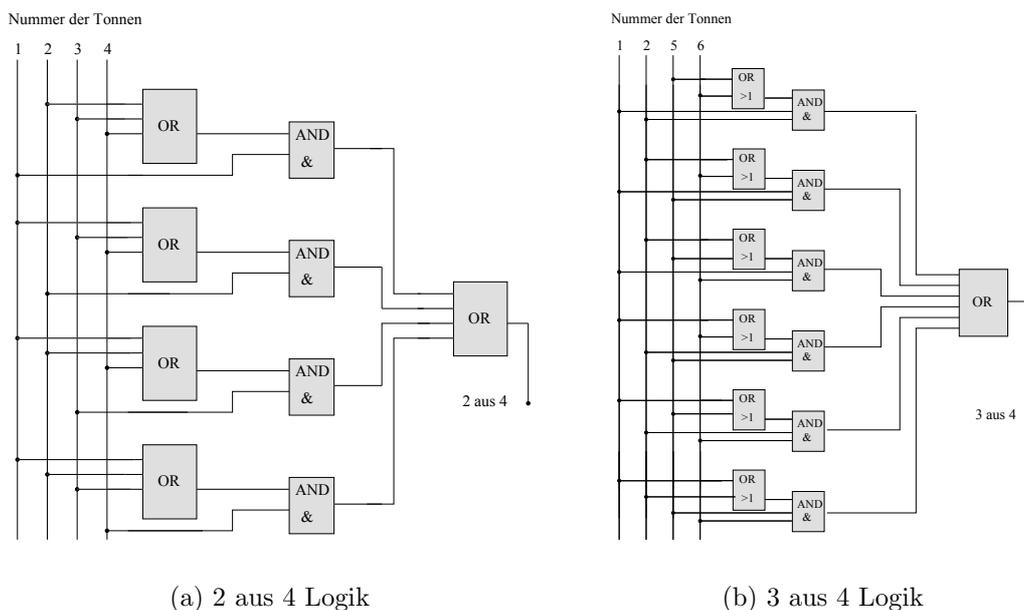


Abbildung 4.12: Schaltbilder der Logischen Einheiten für eine (a) 2 aus 4 Logik aus den Detektoren 1 bis 4 und eine (b) 3 aus 4 Logik aus den Photomultipliern der Detektoren 1 und 2 und den beiden Photomultipliern des horizontal angeordneten Detektors.

horizontalen Detektors angeschlagen haben (siehe Abbildung 4.12(b)).

In den Abbildungen 4.12(b) und 4.12(a) ist die Bauweise einer Logischen Einheit dargestellt. Diese bestehen aus einer Vielzahl von OR- und AND- Gattern. Die Verknüpfungen werden durch bipolare Transistorstufen erzeugt und haben folgende logische Verknüpfungen :

- AND: Funktionsgleichung $Q = A \wedge B$
 - Der Ausgang Q ist nur dann 1, wenn alle Eingänge (hier A und B) 1 sind.
 - Der Ausgang Q ist dann 0, wenn mindestens ein Eingang 0 ist.
- OR: Funktionsgleichung $Q = A \vee B$
 - Der Ausgang Q ist dann 1, wenn mindestens ein Eingang 1 ist.
 - Der Ausgang Q ist nur dann 0, wenn alle Eingänge 0 sind.

Das Koinzidenzfenster der Ausleselogik wurde auf 300 ns eingestellt.

4.4 Intrinsische Zeitauflösung

Um eine genaue Aussage über die Winkelauflösung der fünf Detektoren machen zu können ist es wichtig, die intrinsische Zeitauflösung des Photomultipliers zu kennen. Besondere Aufmerksamkeit gilt der Abhängigkeit der Zeitauflösung von der Photonenzahl auf der Kathode.

4.4.1 Beeinflussende Faktoren

Die zeitliche Verteilung von Elektronen $R(t)$ an der letzten Dynode des Photomultipliers lässt sich durch eine Gaußverteilung beschreiben:

$$R(t) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(t-t_m)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (4.1)$$

Die Elektronen haben eine mittlere Laufzeit t_m mit einer Schwankung σ . Die mittlere Laufzeit t_m ist durch die Anzahl der Dynoden bestimmt. Bei dem hier verwendeten Photomultiplier ist die mittlere Laufzeit $t_m = 48$ ns (siehe Anhang C). Die Breite der Verteilung wird bestimmt durch die Laufzeitunterschiede der Elektronen im Photomultiplier. Diese ergeben sich hauptsächlich durch die Feldunterschiede zwischen Photokathode und der ersten Dynode sowie den unterschiedlichen Anfangsenergien der Elektronen.

Differentiell betrachtet ergibt sich eine weitere Schwankung zwischen mehreren Pulsen, welche durch die Variation der Mittelwerte der Pulse bedingt durch den Laser dominiert wird. Beides sind statistische Prozesse und somit proportional zur einfallenden Photonenzahl [33].

4.4.2 Messaufbau zur Bestimmung der Zeitauflösung

Für jeden Photomultiplier einzeln wurde die Zeitdifferenz zwischen dem Auslöser und dem Photomultiplier bestimmt. Damit fällt bei der Bildung der Zeitdifferenz die Variation des Auslösers heraus

$$\Delta t = (t_{PM}^1 - t_{Trigger}) - (t_{PM}^2 - t_{Trigger}) . \quad (4.2)$$

Die beiden Photomultiplier wurden während den gesamten Messungen mit identischen Spannungen betrieben sodass angenommen werden kann dass die Verstärkung für beide etwa gleich war. Somit kann die Annahme gemacht werden, dass sich die Variation in der Laufzeit nicht wesentlich unterscheidet.

Da der Laser immer auf dieselbe Stelle des Szintillators pulste, wurde angenommen, dass es keine Variationen in der Position bei der Erzeugung des Szintillationslichtes gab. Durch die Gaußverteilung erhält man für die Breiten zweier unabhängiger Größen:

$$\begin{aligned} \sigma_{gesamt}^2 &= \sigma_{PM1}^2 + \sigma_{PM2}^2 \\ \sigma_{PMi} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sigma_{gesamt} \end{aligned} \quad (4.3)$$

Als Zeitauflösung des Photomultipliers bezeichnet man also die durch $\sqrt{2}$ geteilte Variation der Zeitdifferenz der beiden Photomultiplerröhren. Um die intrinsische Zeitauflösung der Photomultiplier zu bestimmen wurde mittels eines gepulsten Stickstofflasers der Szintillator angeregt. Der Messaufbau ist in Abbildung 4.13 skizziert und wird im Folgenden näher beschreiben. Durch einen Diskriminator wurden die Start- und Stop- Pulse für den TDC² (Time to Digital Converter) erzeugt. Dieser hat eine maximale Zeitauflösung von < 25 ps. Die Schwellen der Leading Edge Diskriminatoren waren jeweils auf 20 % der Signalgröße eingestellt. Es wurde darauf geachtet, dass die Schwellen während den gesamten Messungen konstant geblieben sind, da sich herausgestellt hat, dass die Höhe der Schwellen starken Einfluss auf die Messergebnisse und somit auf die Zeitauflösung hatten. Um eine Aussage über die Abhängigkeit der Zeitauflösung von der Signalhöhe bzw. Lichtmenge machen zu können wurden beide abgeschwächten Originalsignale in einem ADC³ (Analog to Digital Converter) digitalisiert. Die Lichtmenge des

²C.A.E.N. MOD. V 488 A

³C.A.E.N. MOD. V 265

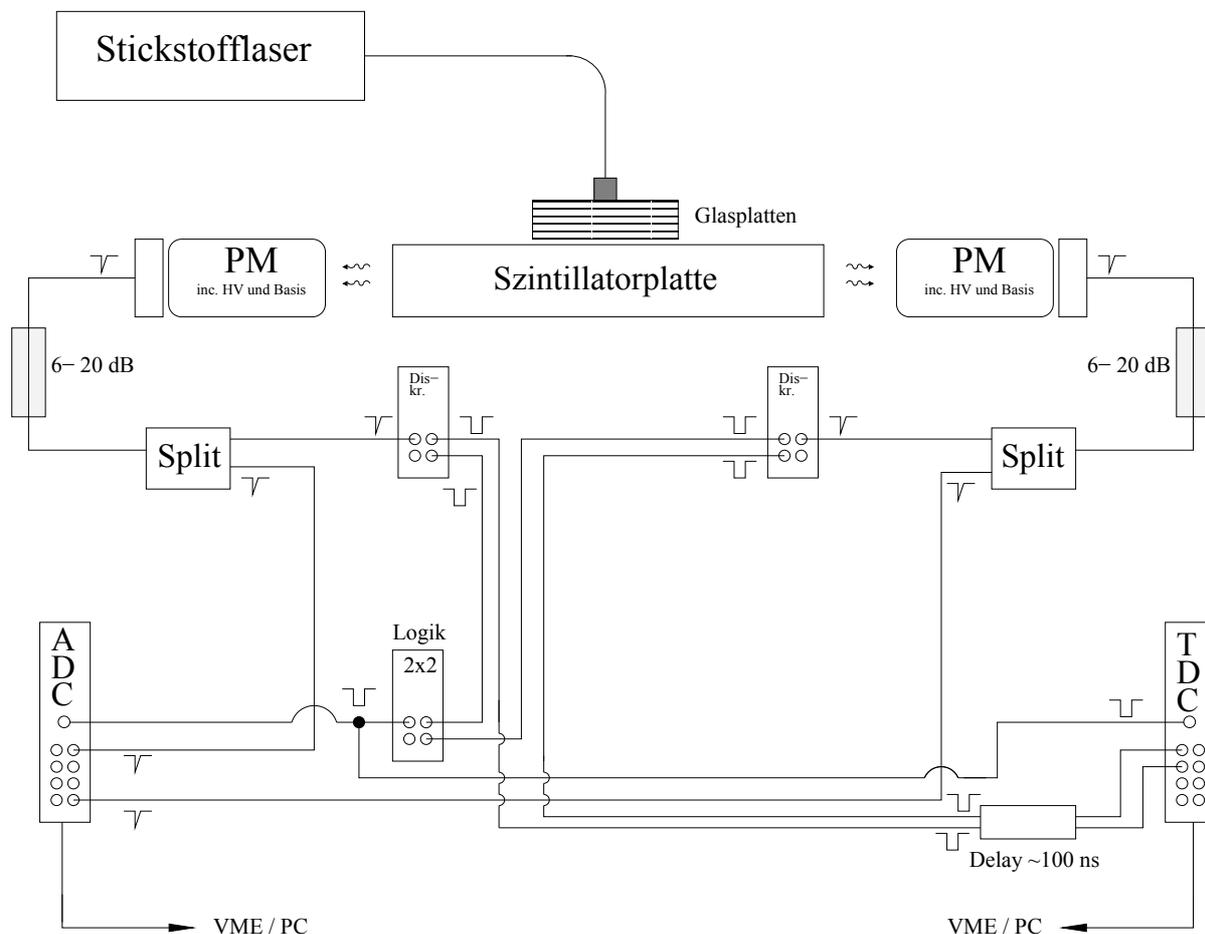


Abbildung 4.13: Abgebildet ist der Messaufbau zur Bestimmung der intrinsischen Zeitaufösung. Um den Szintillator anzuregen, wurde ein Stickstofflaser verwendet. Die Intensität des Laserlichtes wurde mit mehreren Lagen aus dünnem Glas variiert.

Lasers konnte variiert werden, indem mehrere Lagen von dünnem Glas zwischen Glasfaserkabel und Szintillator plaziert wurden. Die Anzahl der Glasschichten bestimmte die Menge an Licht. Alle aufgenommenen Daten konnten mit dem Datenaufnahmesystem VME über einen PC ausgelesen werden.

4.4.3 Ergebnisse

Um die Einflüsse der Kathodenspannung auf die Zeitauflösung zu ermitteln, wurde diese bei zwei verschiedenen Spannungen (2.0 kV und 2.4 kV) gemessen. Der Messaufbau blieb bei allen Messungen gleich. Damit immer im gleichen ADC-Bereich gemessen wurde, musste die eingestrahelte Lichtintensität variiert werden.

Wie man im Anhang dem Datenblatt A.4 entnehmen kann ändert sich die Verstärkung zwischen 2.0 kV und 2.4 kV um etwa eine halbe Größenordnung. Die auf den Photomultiplier einfallende Photonenzahl musste zwischen den Messungen um diesen Wert geändert werden. Die so erzielten Daten sind in Abbildung 4.14 aufgeführt. Aufgetragen ist die Zeitauflösung gegen die Ladung bei zwei unterschiedlichen Spannungen (2.0 kV und 2.4 kV) in einem Ladungsbereich von 2000 pC bis 18000 pC. Um annähernd gleiche Ladungen bei unterschiedlichen Spannungen zu erzielen musste die Lichtmenge stark variiert werden. Da die Zeitauflösung mit abnehmender Lichtmenge schlechter wird, sollte es nicht verwundern, dass der Photomultiplier bei einer Spannung von 2.4 kV eine scheinbar schlechtere Zeitauflösung als bei einer Spannung von 2.2 kV hat. Unter der Annahme, dass die Zeitauflösung durch die Photonenstatistik dominiert wird, wurde an diese Messwerte ein Potenzgesetz der Form

$$\sigma(Q) \propto Q^\alpha \quad (4.4)$$

angepasst, wobei Q die Ladung über die letzte Dynode bezeichnet. Dabei ergaben sich für die Ausgleichskurven folgende Werte:

Spannung [kV]	Potenzfaktor α	Fehler [\pm]
2.0	-0.98	0.04
2.4	-1.03	0.06

Daraus resultierend lässt sich eine allgemeine Funktion der Zeitauflösung in *ps* in Abhängigkeit der ADC- Werte bei gegebener Spannung ableiten.

$$\sigma(Q)[ps] = A(HV) \cdot Q^\alpha \quad (4.5)$$

$$\begin{aligned} \text{mit: } A(HV) &= \left(4.3(\pm 1.9) \cdot HV[kV] - 7.7(\pm 3.8) \right) \cdot 10^6 \\ \alpha &= -1.00 \pm 0.03 \end{aligned}$$

Nach dieser Formel lässt sich nun für jedes im Detektor gemessene Ereignis die Zeitauflösung jedes einzelnen Photomultipliers und damit auch jeder einzelnen Detektorstation bestimmen. Aufgrund dieser Zeitauflösung kann die Winkelauflösung für jedes Ereignis berechnet werden.

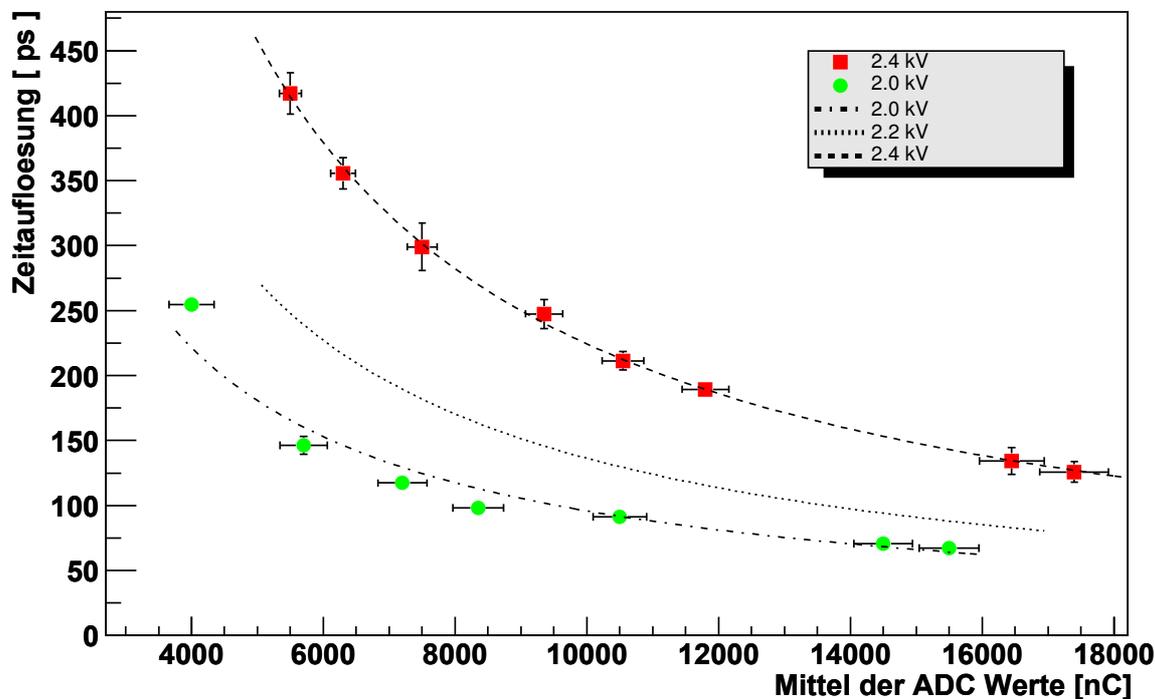


Abbildung 4.14: Die Zeitaufloesung aufgetragen gegen die Signalgröße über die letzte Dynode bei zwei unterschiedlichen Spannungen (2.0 kV und 2.4 kV). Um für beide Spannungen in den gleichen Ladungsbereich zu kommen musste die Lichtmenge variiert werden. An die Messwerte wurde ein Potenzgesetz $\sigma(Q) \propto Q^\alpha$ angepasst, wobei Q die abgeführte Ladung und damit die ADC- Werte bezeichnet. Die gepunktete Linie ist die nach Formel 4.6 konstruierte Zeitaufloesung bei einer vorgegebenen Spannung von hier 2.2 kV

Zum Vergleich der beiden in Abbildung 4.14 dargestellten Messungen wurden die einzelnen ADC- Werte durch die jeweilige Verstärkung der Photomultiplerröhren geteilt. Das ergibt einen Wert, der proportional zur Photonenzahl ist. Dieser Wert ist von der Kathodenspannung unabhängig und die beiden Messungen bei verschiedenen Spannungen können miteinander verglichen werden. In Abbildung 4.15 sind die so erhaltenen

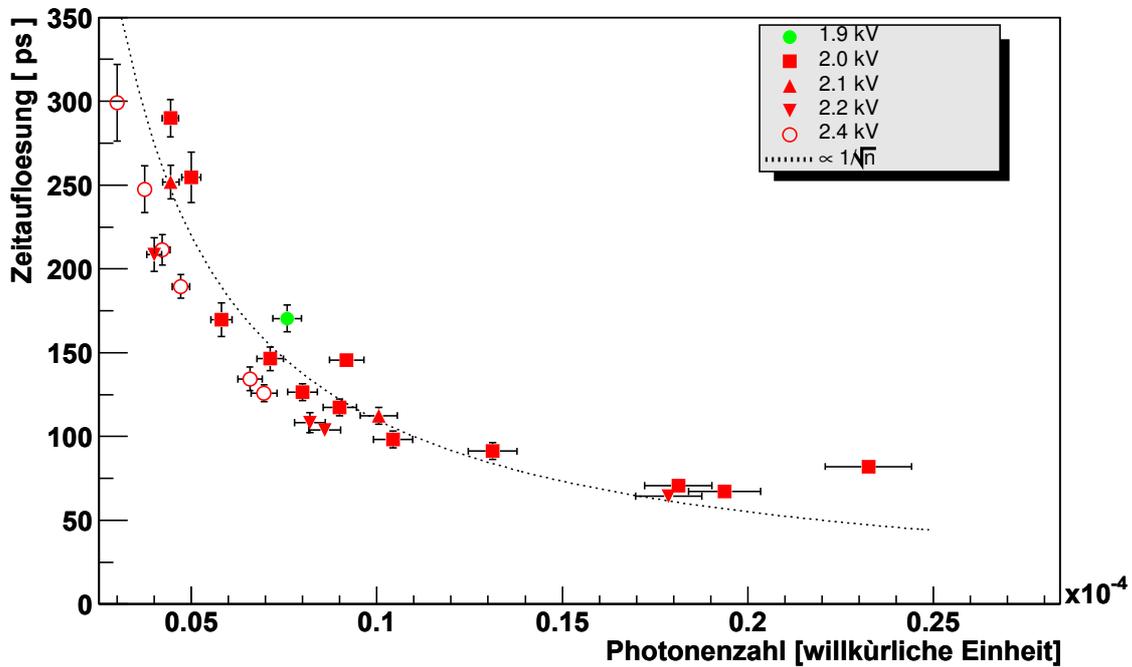


Abbildung 4.15: Zum Vergleich der beiden in Abbildung 4.14 dargestellten Messungen wurde die Zeitaufloesung gegen den Quotient aus ADC- Wert und Verstärkung der Photomultipliers aufgetragen. Die so berechnete Größe ist proportional zur Photonenzahl

Werte dargestellt. Aufgetragen ist die Photonenzahl gegen die Zeitaufloesung in Pikosekunden für fünf verschiedenen Spannungen. An die Messwerte ist ein Kurve der Form $1/\sqrt{\text{Photonenzahl}}$ angenähert. Es ist zu erkennen, dass für unterschiedliche Spannungen die Zeitaufloesungen bei gleicher Photonenzahl gleich sind. Die Zeitaufloesung nimmt mit steigender Lichtintensität ab und mit dem hier verwendeten Photomultiplier werden minimale Zeitaufloesungen von ≈ 60 ps erreicht.

Beim späteren Einsatz der Photomultiplier in den Detektoren können diese Lichtintensitäten nie erreicht werden, und die Zeitaufloesung wird stark von den hier erreichten 60 ps abweichen. Mit der aus diesen Werten bestimmen Abhängigkeit der Zeitaufloesung von der Ladung kann allgemein die Zeitaufloesung auch für geringste Lichtmengen berechnet werden.

Als Ergebnis dieser Messungen kann festgehalten werden, dass die Zeitaufloesung hauptsächlich von der Photonenzahl abhängig ist. Alle Messwerte zeigen ein Verhalten,

welches proportional zur statistischen Abhängigkeit ($\propto 1/\sqrt{n}$) von der Photonenzahl n ist (siehe gepunktete Linie in Abbildung 4.15). Aus diesem Grund ist es wichtig bei der Wahl der Szintillatoren auf große Lichtausbeute und hohe Qualität zu achten.

Kapitel 5

Ergebnisse der Prototypstation

In diesem Kapitel wird die Datennahme und Auswertung beschrieben. Durch die Ermittlung des Signals des *Minimum ionization particle* (MIP) kann die Rauschrate unterdrückt werden. Im letzten Teil dieses Kapitels wird die Zenitwinkelverteilung der gemessenen Daten ermittelt.

5.1 Unterdrückung der Rauschrate

Aus der Photokathode der Photomultiplier werden nicht nur beim Auftreffen von Photonen Elektronen ausgelöst, sondern auch durch thermische Bewegungen der Atome können Elektronen emittiert werden. Diese werden zwischen den einzelnen Dynoden beschleunigt und vervielfacht und erzeugen ein messbares Signal. Dieses sogenannte *thermische Rauschen* des Photomultipliers lässt sich nicht unterdrücken. Um das Verhältnis aus Rausch zu Signalrate möglichst gering zu halten, wurde aufgrund folgender Tatsache eine Logik in das Ausleseprogramm implementiert.

Die Ladungswerte eines Detektors wurden aufgezeichnet. Das Ergebnis dieser Messung ist in Abbildung 5.1 als ausgefüllter Graph eingezeichnet. Aufgetragen ist Häufigkeit gegen die Ladung in pC in einem Bereich von 0 pC bis 50 pC. Aus dem selben Detektor wurde der Szintillator entfernt und die Messung wiederholt. Die Signale der zweiten Messung konnten dabei nur aufgrund des thermischen Rauschens zustande kommen. Die Ergebnisse dieser Messung sind als schraffierte Verteilung in die gleiche Abbildung eingezeichnet. Bei der zweiten Messung traten keinerlei Wert über 10 pC auf. Dies zeigt eindeutig, dass der erste Peak durch das Rauschen des Photomultipliers zustande kommt. Der zweite etwas kleiner Peak sind Szintillationspulse des sogenannten "Minimum Ionizing Particle" bei einer Energie, die gerade ausreicht um messbare Szintillationspulse auszulösen.

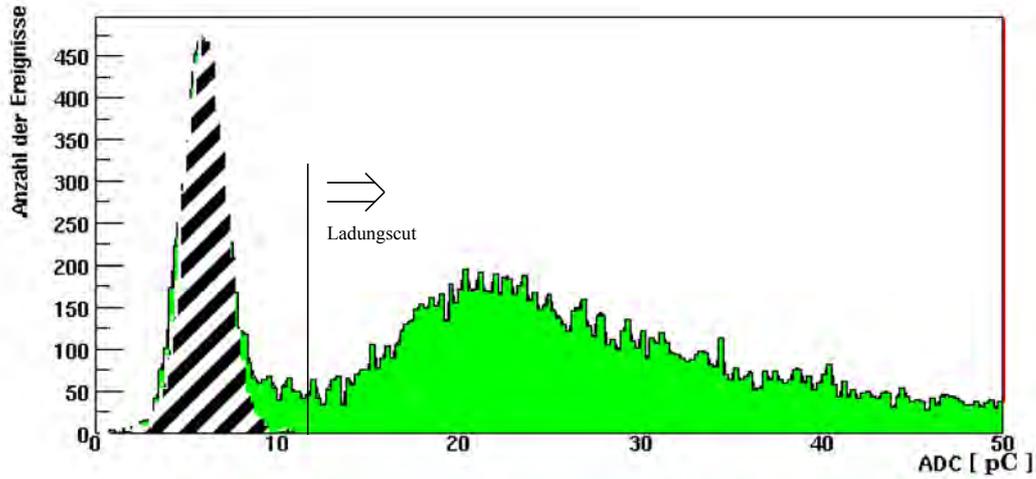


Abbildung 5.1: Histogramm der ADC Werte einer Station. Die schraffierte Verteilung ist das Ergebnis einer Messung ohne Szintillator, dem überlagert ist eine Messung mit Szintillator. Dies zeigt, dass der erste Peak durch das Rauschen des Photomultipliers zustande kommt. Der zweite Peak sind Szintillationspulse aus kosmischen Ereignissen.

Diese Struktur in den gemessenen Ladungen tritt bei jedem Detektor auf. Für die weitere Analyse wurden nur Signale verwendet, die eine Ladung als der Rauschpeak hatten. Bei diesem Photomultiplier wären das ≈ 10 pC. In der Abbildung ist dies als Pfeil angedeutet.

5.2 Winkelbestimmung der Messstation

Der Winkel unter dem ein Luftschauer den Detektor trifft, lässt sich anhand der Zeitinformationen (TDC-Daten) berechnen. Die Winkelbestimmung zwischen zwei Detektoren ist in Abbildung 5.2 skizziert. Die Schauerfront breitet sich nahezu mit Lichtgeschwindigkeit aus. Die Streckendifferenz kann mit $c \cdot \Delta t$ abgeschätzt werden. Für den Winkel α in Abhängigkeit der Laufzeit Δt und des Abstands d der Zähler gilt:

$$\alpha = \arcsin\left(\frac{c \cdot \Delta t}{d}\right) \quad (5.1)$$

Die größte Unsicherheit bei der Winkelbestimmung liegt in den Zeitbestimmung, und somit in den TDC-Daten. Aufgrund der in Kapitel 4.4 gemachten Messungen lässt sich

die Zeitauflösung der Photomultiplier anhand der ADC-Signale bestimmen.

Mittelt man über alle ADC-Werte während der gesamten Messzeit, berechnet sich ein ADC-Wert von $\langle 30 \rangle$ pC. Nach Formel 4.6 ergibt sich daraus eine mittlere Zeitauflösung von 73 ns. Weitere systematische Unsicherheiten, in der Ortsbestimmung und bei der Datennahme, sind im Vergleich zu der Unsicherheit in der Zeitbestimmung vernachlässigbar klein.

Berechnet man die Detektorgeometrie mit ein, kann der Zenitwinkel bis auf eine Unsicherheit von minimal 7 Grad bestimmt werden. Mit größer werdendem Zenitwinkel vergrößert sich auch die Unsicherheit in der Winkelbestimmung. Bei der folgenden Analyse

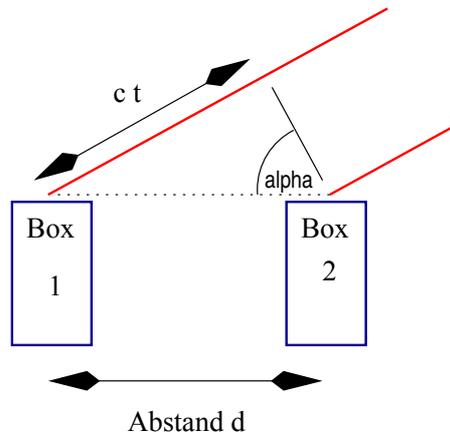


Abbildung 5.2: Skizze zur Berechnung des Zenitwinkels ankommender Luftschauer. $\alpha = 0^\circ$ Grad bezeichnet senkrecht nach oben.

wurden aufgrund der gemessenen Zeitinformationen jeweils der Zenit- und der Azimutwinkel berechnet. Abbildung 5.4 zeigt, dass die Häufigkeit der Ereignisse mit steigendem Zenitwinkel stark abnimmt. Dies entspricht der Erwartung aufgrund der im Folgenden berechneten, schnell zunehmenden, atmosphärischen Dicke.

In einer sphärischen Atmosphäre wird der Abstand l beschrieben durch

$$l = -(R + h2) \cos \Theta + \sqrt{(R + h1')^2 - (R + h2)^2 \sin^2 \Theta} \quad (5.2)$$

Die Dichte $\rho(h)$ ist hauptsächlich durch die Höhe bestimmt. Deswegen lassen sich die atmosphärische Tiefe sowie Tiefenunterschiede, welche ein Teilchen auf seinem Weg durchläuft, durch Integration nach der Höhe berechnen:

$$\Delta T = \int_{h1}^{h2} \rho(h) dl = \int_{h1}^{h2} \rho(h) \frac{\partial l}{\partial h} dh \quad (5.3)$$

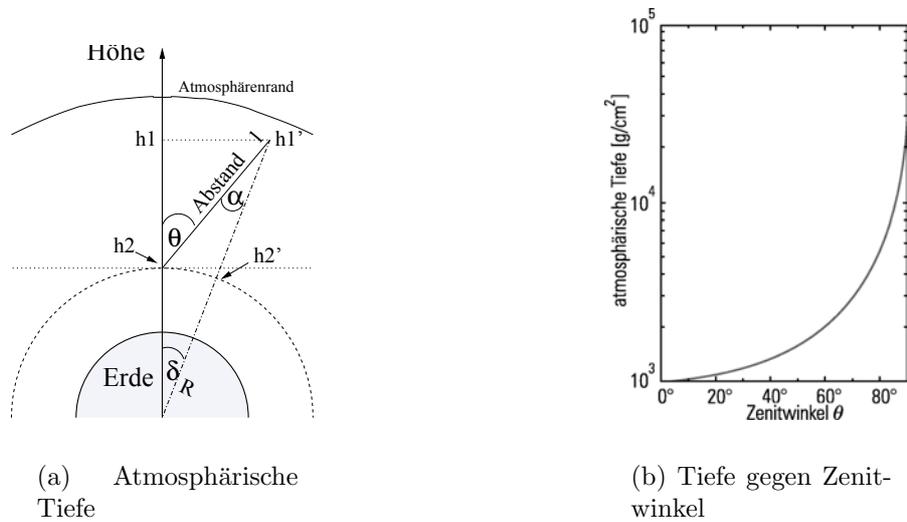


Abbildung 5.3: (a) Skizze zur Berechnung der atmosphärischen Tiefe bei einer gekrümmten Atmosphäre. (b) Atmosphärische Tiefe aufgetragen gegen den Zenitwinkel. Zu erkennen ist, dass mit steigendem Winkel die Tiefe stark zunimmt, und damit auch die Absorption der Teilchen in der Atmosphäre [50].

In Abbildung 5.3(b) ist die atmosphärische Tiefe, welche ein Schauer bei verschiedenen Zenitwinkeln durchlaufen muss um bis auf Meeressniveau zu gelangen, gegen den Zenitwinkel aufgetragen. Die atmosphärische Tiefe beginnt bei 1000 g/cm^2 was einer Wassersäule von 10 Meter entspricht und nimmt mit steigendem Zenitwinkel stark zu. Die Grundlage für diese Kurve ist die Parametrisierung der US-Standardatmosphäre [50].

Die gemessene Winkelverteilung muss noch mit dem Raumwinkel gewichtet werden, da mit größerem Zenitwinkel sich das zugehörige Raumwinkelement vergrößert. Aus den gesamten Daten gemessen über einen Zeitraum von ≈ 90 Tagen wurde eine Winkelverteilung der eintreffenden Luftschauer bestimmt. Abbildung 5.4 zeigt die Häufigkeitsverteilung der Luftschauer gegen den Zenitwinkel. Logarithmisch aufgetragen ist der Betrag des Zenitwinkels in einem Bereich von null Grad bis drei Grad. Null Grad bezeichnet die Richtung senkrecht nach oben. Dabei ist zu beachten, dass die Winkelauflösung zunehmend mit dem Zenitwinkel minimal bei 7 Grad liegt.

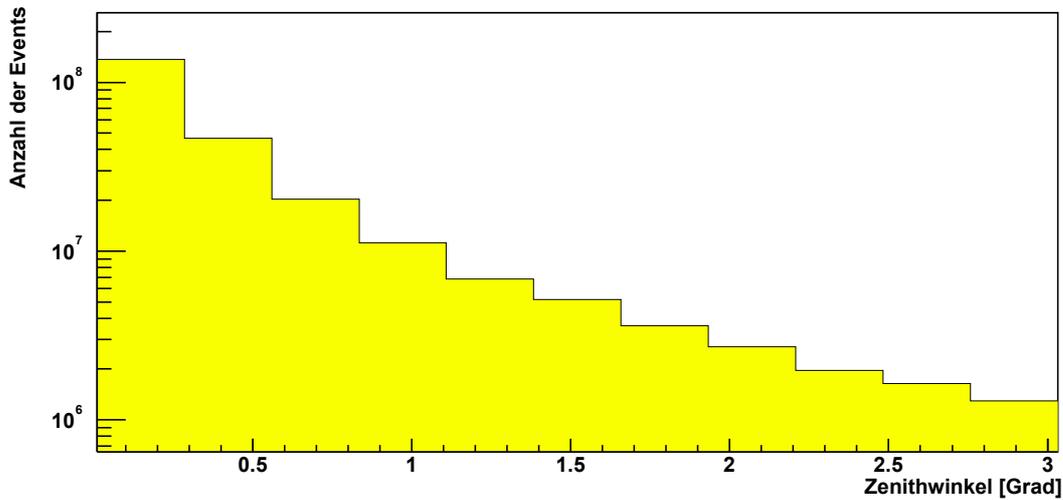


Abbildung 5.4: Häufigkeitsverteilung der ankommenden Luftschauer gegen den Zenitwinkel. Der starke Abfall erklärt sich durch die hohe Umbauung des Detektors auf drei Seiten und aus der Winkelauflösung von 7 Grad. Der Abfall entspricht den theoretischen Erwartungen aufgrund der zunehmenden atmosphärischen Tiefe. Die Messzeit der hier verwendeten Daten betrug etwa 90 Tage.

Vergleich mit der Winkelverteilung der simulierten Ereignisse zeigt einen zu steilen Abfall der Häufigkeit zu größeren Winkeln hin. In Abbildung 6.2 ist diese Winkelverteilung aufgetragen. Eine Erklärung dafür ist die hohe Umbauung des Detektors an drei Seiten und die damit verbundene Abschirmung schräg eintreffender Luftschauer.

In Abbildung 5.5 ist die Häufigkeit der eintreffenden Luftschauer bei verschiedenen Zenit- und Azimutwinkeln aufgezeigt. Nullpunkt des Azimutwinkels wird wie üblich im Norden festgelegt und läuft im Uhrzeigersinn von 0 Grad bis 360 Grad. Der Zenitwinkel ist aufgetragen in einem Bereich von 0 Grad bis 5.73 Grad. Bei einem frei stehenden Detektor würde man eine Gleichverteilung im Azimutwinkel erwarten. Beachtet man den Standort der Detektors, so ist zu sagen, dass dieser an drei Seiten von höheren Gebäuden umgeben ist. Lediglich in südwestlicher Richtung befindet sich kein hohes Gebäude in unmittelbarer Nähe. Die leichte Häufung aus 220 Grad Azimut (\approx Süd- Westen) kommt vermutlich dadurch zustande.

Sieht man davon ab, entspricht die Verteilung den theoretischen Erwartungen aufgrund der größer werdenden Absorptionsdicke.

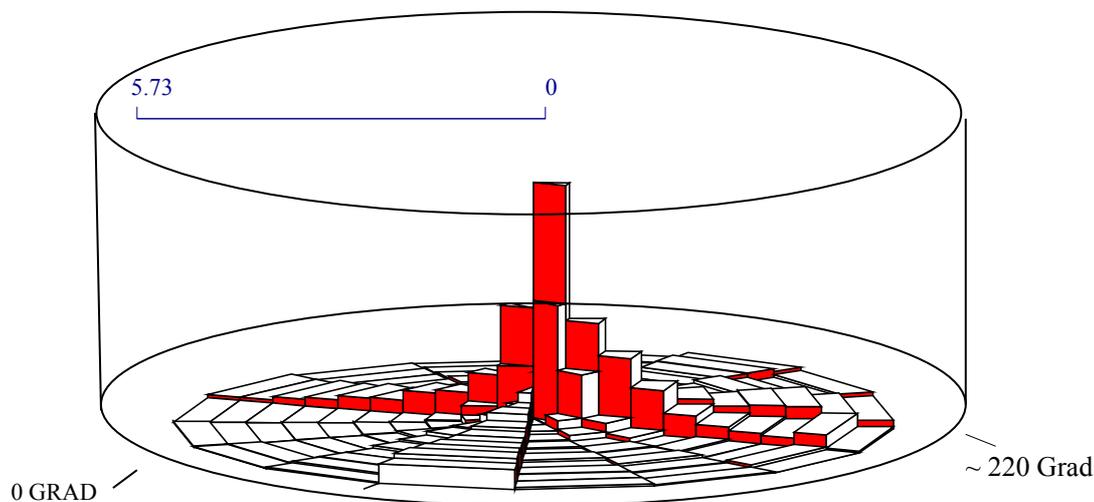


Abbildung 5.5: Die Häufigkeitsverteilung, aufgetragen gegen die Zenit- und den Azimutwinkel. Der Zenitwinkel läuft von 0 - 5.73 Grad. Die leichte Häufung aus 220 Grad Azimut (\approx Süd- Westen) kommt vermutlich dadurch zustande, da dies die einzige Seite ist, in deren unmittelbarer Nähe keine höheres Gebäude steht.

Der Detektor lief über einen Zeitraum von ≈ 90 Tagen, von Ende November 2002 bis Ende Februar 2003, ohne dass wesentliche Veränderungen vorgenommen wurden. Während dieser Messzeit wurde die Hochspannung konstant bei 2.3 kV gehalten. In dieser Zeit wurde der Detektor zeitweise außer Betrieb genommen, um die Auslesehhardware zu optimieren. In Abbildung 5.6 ist die Ereignisrate pro Stunde gegen die Messzeit in Tagen in einem Bereich von 90 Tagen aufgetragen. Betrachtet man die Datenrate im Verlauf der Zeit, erkennt man, dass diese bei konstant ≈ 80 Ereignisse pro Stunde ist. Die Schwankungen erklären sich aus den starken Temperaturschwankungen, bzw. den Wetterverhältnisse, da sich in den Deckeln eine etwa 3-4 cm dicke Wasserschicht sammelt.

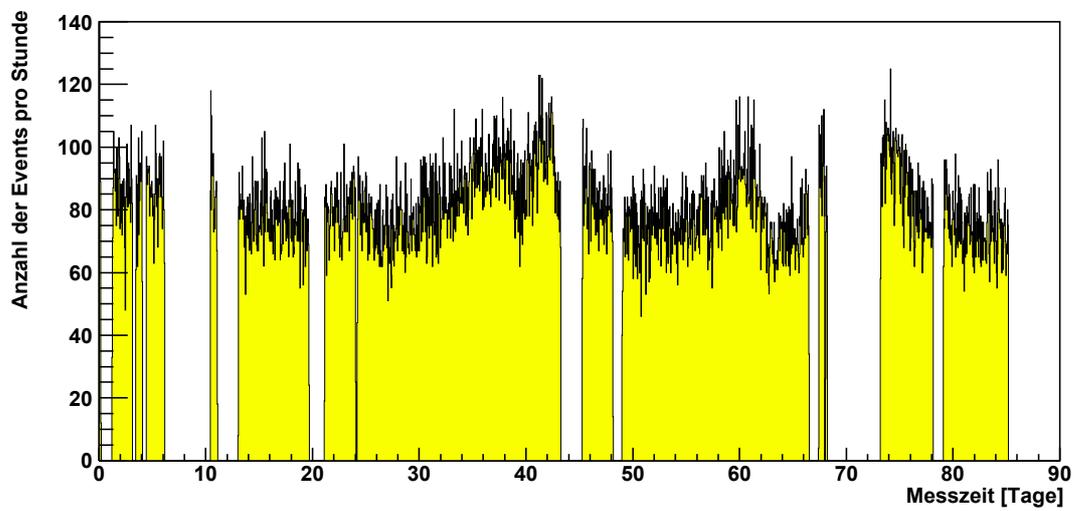


Abbildung 5.6: Zeitlicher Verlauf der Ereignisrate in der Messzeit von ≈ 90 Tagen. Bei den hier genommenen Daten, wurde die Hochspannung auf 2,3 kV konstant gehalten. Die Lücken ergeben sich dadurch, dass der Detektor zeitweise außer Betrieb war. Es ergibt sich eine mittlere Ereignisrate von etwas mehr als einem Ereignis pro Stunde.

5.3 Erkenntnisse

Bei der Entwicklung und während der bisherigen Messzeit sind Ergebnisse gewonnen worden, die für eine weitere Ausbaustufe des Projekts wichtig sind.

→ *Stellung der Tonnen:* Die Anordnung der einzelnen Detektoren innerhalb einer Messstation wie sie hier existiert und in Abbildung 4.9 dargestellt ist, ist für eine genauere Winkelbestimmung nicht ideal. Diese Anordnung ergab sich aufgrund der vorhandenen baulichen Gegebenheiten. Eine für alle Messstationen einheitliche quadratische Orientierung wie in Abbildung 5.7 dargestellt ist erstrebenswert, da somit die Winkelauflösung für alle Azimutwinkel gleich wäre.

→ *Metallfässer als Gehäuse:* Die Unterbringung in Metallfässern ist äußerst kostengünstig. Der Neupreis für ein Metallfass wie sie hier zum Einsatz kamen liegt bei 38 EUR, jedoch ist die Szintillatorfläche auf $\approx 40 \text{ cm} \times 40 \text{ cm}$ beschränkt. In den Deckeln sammelt sich eine etwa 3 - 4 cm dicke Wasserschicht in der die Teilchen zusätzlich Energie verlieren. Der Betrag des Energieverlustes in dieser Wasserschicht entspricht der Größenordnung des Verlustes an Energie im Szintillator, da die mittleren freie Weglängen ähnlich sind.

→ *Kabel für Power-supply & Daten:* Die komplette Spannungsversorgung aller Stationen befindet sich hier im Gebäude. Dazu musste für jede Tonne ein etwa 40 m langes vielpoliges, witterungsbeständiges Kabel gelegt werden. Die Kosten hierfür könnten wesentlich reduziert werden, wenn die Steuereinheiten und das Netzgerät ortsnah untergebracht wird. Lediglich ein Anschluss an das örtliche Stromnetz wäre notwendig. Bei der Datenübertragung ist eine kabellose Lösung angedacht und eine Machbarkeitsstudie darüber ist in Arbeit.

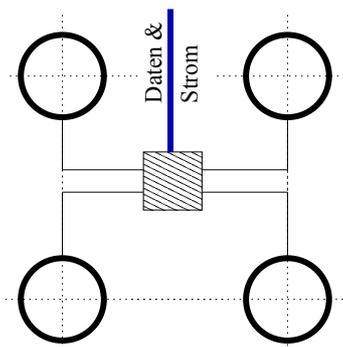


Abbildung 5.7: Erstrebenswerte Anordnung der einzelnen Messpunkte innerhalb einer Station.

Kapitel 6

Luftschauersimulation

Zur Simulation der Entwicklung der Luftschauer in der Erdatmosphäre wurde das Programm CORSIKA¹ [1, 35, 36] verwendet. Es ist ein Programm zur Simulation von ausgedehnten Luftschauern, die von Photonen, Protonen oder Kernen mit Energien bis zu 10^{17} eV in der Atmosphäre ausgelöst werden. Dabei können die meisten bekannten Teilchenwechselwirkungen innerhalb von CORSIKA behandelt werden, mit Ausnahme der Behandlung schwerer hadronischer Wechselwirkungen², sowie den Zerfall der τ Leptonen.

Der Startpunkt der Teilchen liegt am festgesetzten Rande der Atmosphäre³ in 112.8 km Höhe. Beim Transport der Teilchen durch die Atmosphäre wird der Energieverlust durch Ionisation und Strahlung, die Vielfachstreuung sowie die Ablenkung im Erdmagnetfeld berücksichtigt. Beim Zerfall der Teilchen werden alle bekannten Zerfallskanäle mit Verzweungsverhältnissen > 1 % berücksichtigt.

Für die Behandlung der elektromagnetischen Komponente gibt es zwei Möglichkeiten. Zum einen können alle Teilchen mit dem Programm EGS4 explizit durch die Atmosphäre verfolgt werden. Um Rechenzeit zu sparen, kann die elektromagnetische Komponente auch analytisch beschrieben werden. Die Lateralverteilungen der Elektronen werden dann mittels einer NKG-Funktion (Gleichung 2.7) berechnet. Für diese Arbeit wurde die erste Option gewählt, da für die sich anschließende Detektorsimulation Ort, Energie und Richtung jedes einzelnen Teilchens auf dem Beobachtungsniveau benötigt werden (Kapitel 6.1).

Die niederenergetischen hadronischen Wechselwirkungen können entweder mit dem

¹COsmic Ray SIMulations for KAscade, Version 6.016

²charm-, bottom- oder top-Kanäle sind nicht implementiert

³Der Aufbau der Atmosphäre orientiert sich an der US-Standardatmosphäre. Sie besteht aus 78.5 % Stickstoff, 21,0 % Sauerstoff und 0.5 % Argon.

ISOBAR-Modell oder mit dem Programm GHEISHA [20] simuliert werden, letzteres wird für die hier behandelten Rechnungen verwendet, da es bei höheren Energien die zuverlässigeren Ergebnisse ergibt [51].

Bei allen Rechnungen liegt der Zenitwinkel Θ zwischen 0° und 90° , für den Azimutwinkel gilt $0^\circ \leq \varphi \leq 360^\circ$. Hadronen und Myonen werden bis zu Energien von 200 MeV verfolgt. Die Energieschwelle für Elektronen und Photonen beträgt 314 keV bzw. 50 keV. Die Energie der Primärteilchen verläuft zwischen 10^{11} eV und 10^{20} eV nach dem Primärspektrum von B. Wiebel-Sooth [64]. Das Beobachtungsniveau und das Erdmagnetfeld entsprechen der geographischen Lage von Wuppertal. Die Informationen aller Teilchen, die den Erdboden erreichen, werden in eine Datei ausgegeben und können anschließend weiter verarbeitet werden [21, 22, 30].

6.1 Ergebnisse der Simulationen

Zum Verständnis und zur Interpretation der Luftschauer-Messdaten sind Computersimulationen nach der Monte-Carlo-Methode eine Notwendigkeit. Zur Simulation wurde das Programm CORSIKA verwendet, dessen Funktionsweise im vorherigen Abschnitt näher beschreiben ist.

Ein Auswertungsprogramm ermöglichte es, die simulierten Daten mit den Messdaten zu vergleichen. Hierbei wurde folgendermaßen vorgegangen:

Alle geladenen Teilchen, die ein Signal im Detektor verursachen könnten, wurden aussortiert. In das Auswertungsprogramm wurde die Detektorgeometrie implementiert wodurch unterschieden werden konnte, ob ein Detektor getroffen wurde oder nicht.

Ereignisweise wurden für die einzelnen Treffer die Zeitinformationen rausgeschrieben. Somit hatte man wie bei den realen Messdaten die Zeitinformation der einzelnen Detektoren. Die beim Detektor realisierte Ausleselogik (Kapitel 4.3.1) konnte auf diese Daten angewendet werden. Die Zenitwinkelbestimmung erfolgte exakt gleich, wie bei den gemessenen Daten, da sich nun die simulierten Daten nicht mehr von den Messdaten unterscheiden.

Mit den Koordinaten der Detektoren und den Zeitinformationen konnte der Zenitwinkel des Luftschauers berechnet werden. Die Daten mussten noch mit dem Raumwinkel gewichtet werden, um auf eine unverfälschte Zenitwinkelverteilung zu kommen.

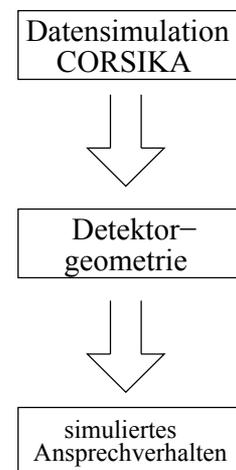


Abbildung 6.1: Schema der Simulation

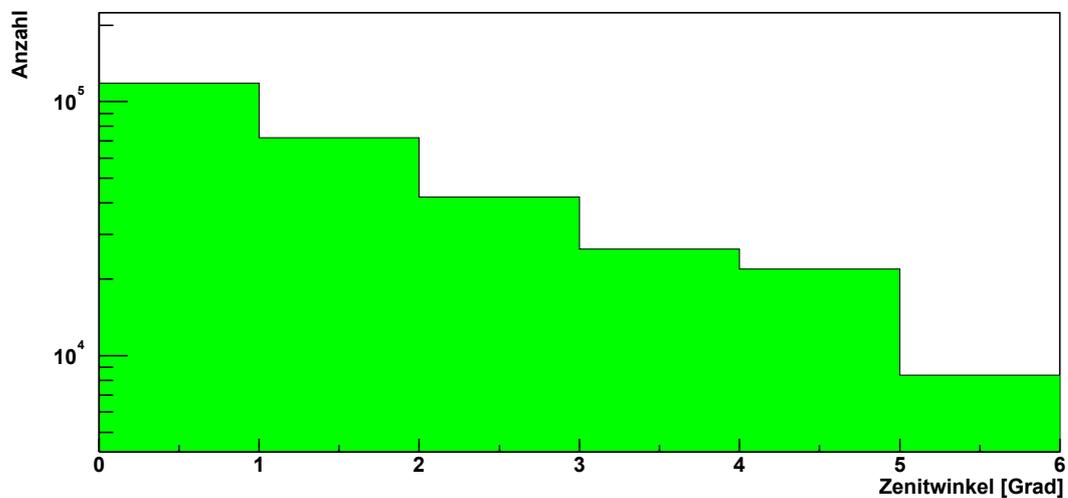


Abbildung 6.2: Simulierte Zenitwinkelverteilung des SkyView-Detektors in logarithmischer Darstellung.

Hier bestätigt sich die theoretische Erwartung des mit dem Zenitwinkel abnehmenden Teilchenflusses. Die Winkelverteilung ist in Abbildung 6.2 gezeigt. Aufgetragen ist der Logarithmus der Häufigkeit aller rekonstruierten Luftschauer gegen den Zenitwinkel in einem Bereich von Null Grad bis sechs Grad. Die gemessene Verteilung, gezeigt in Abbildung 5.4, fällt steiler ab als die hier simulierten Ereignisse. Dies kann einerseits damit zusammenhängen, dass der Standort der Messstation von 3 Seiten von Gebäuden umbaut ist, andererseits liegt die Winkelauflösung bei 7 Grad. Zukünftig wird ein anderer Standort und eine winkelsensitivere Anordnung diese Diskrepanz zwischen gemessener Winkelverteilung und simulierter Verteilung beheben.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Im Rahmen der vorgelegten Arbeit wurden die Themen "Entwicklung eines Prototypen für eine Messstation", "Inbetriebnahme der Messstation" und "Erste Messungen und Auswertung der Daten" behandelt und folgende Resultate erarbeitet:

- Entwicklung eines Detektorkonzeptes: Es wurde ein Konzept einer Detektorstation zur Messung von hochenergetischer Luftschauer entwickelt. Dabei sind unter Verwendung von Standardkomponenten die Kosten minimiert worden.
- Aufbau einer Messstation: An der Universität Wuppertal wurde eine Messstation aufgebaut, die als Prototyp für weitere Stationen verwendet werden kann. Seit Oktober 2002 ist dieser Detektor in Betrieb und bedurfte keiner Wartung. Dies ist bedeutend, da in Zukunft einige tausend Messstationen aufgebaut werden sollen und diese dann zuverlässig über einen längeren Zeitraum funktionieren müssen.
- Realisierung verschiedener Detektorformen: Bei dem Aufbau wurden zwei alternative Designformen verfolgt, eine horizontale und eine vertikale. Es hat sich gezeigt dass die Lichtintensität im Photomultiplier bei horizontalem Design signifikant höher ist, diese aber stark von dem genauen Auftreffpunkt des Teilchens im Szintillator abhängt. Die Homogenität der Lichtstärke bei gleichen Teilchen ist aber eine wichtige Annahme in der späteren Analyse und ist bei dem vertikalen Design besser erfüllt. Aus diesem Grund ist für weitere Entwicklungen in "SkyView" das vertikale System zu favorisieren.
- Studien zur Bestimmung der Photomultipliereigenschaften: Im Labor wurde die Zeitauflösung der Photomultiplier gemessen. Es konnte ein eindeutiger Zusammenhang der Zeitauflösung mit der Lichtintensität gezeigt werden. Daraus resultierend wurde eine allgemeine Funktion der Zeit- bzw. Winkelauflösung in Abhängigkeit

der integralen Signalgrößen bei gegebener Spannung ableiten. Dies ermöglicht, eine individuelle Winkelauflösung für jedes aufgezeichnete Ereignis anzugeben.

- Erst Datennahme: Für den Detektor wurde ein Datennahmesystem (DAQ) entwickelt und eine Auslesesoftware geschrieben. Während einer 90-tägigen Messzeit von Ende November 2002 bis Anfang Februar 2003 wurde das erste Datensample aufgenommen.
- Analyse der Daten: Mit den gemessenen Daten wurde eine Zenitwinkelverteilung ermittelt. Die gemessene Winkelverteilung der Luftschaer stimmt mit den theoretischen Erwartungen durch die atmosphärische Tiefenabhängigkeit innerhalb der Systematik überein.

Nun ist es möglich in einer weiteren Ausbaustufe eine Vielzahl von Detektoren aufzubauen, um längerfristig die Flächenabdeckung auf mehr als 5000 km^2 zu erweitern und somit einen Beitrag zur Lösung des Rätsels der kosmischen Teilchen bei höchsten Energien zu leisten.

Anhang A

Datenblätter

A.1 Datenblatt des Spannungsteilers

Technical Data:

Cathode voltage V_{OUT}		(0) to - 600 V to - 2400 V								
Stability ΔV_{OUT}		$< 1 * 10^{-4}$ (in the range $600 \text{ V} \leq V_{OUT} \leq 2400 \text{ V}$)								
Temperature coefficient		$< 5 * 10^{-5}$								
Ripple and noise		$< 10 \text{ mV}_{P-P}$								
Power Dissipation P_V		$0,5 \text{ W}^{11}$ at $V_{OUT} = - 2400 \text{ V}$								
Power requirements		+5 V ($< 50 \text{ mA}$) and -5 V ($< 50 \text{ mA}$)								
Analog control Input voltage V_{SET}		0 to 2,4 V ($V_{OUT} \Rightarrow 0 \dots - 2400 \text{ V}$)								
Analog control	V_{MON}	0 to 2,4 V	$V_{OUT} \Rightarrow 0 \text{ to } - 2400 \text{ V}$						$R_i = 10 \text{ k}\Omega$	
Output voltages	I_{MON}	0 to 2,5 V	$I_V = I_{\text{Voltage Divider}} + I_{PMT} \Rightarrow 0 \text{ to } \sim 140 \mu\text{A}$						$R_i \sim 150 \text{ k}\Omega$	
Digital remote control	HV-off	Input	(TTL-Level)					Low = HV-off High or nc = HV-on ¹²		
	HV _{stat}	Output	(Open Collector)					Low = HV-off		
Protection		Current limit ¹³								
		Voltage limit ¹⁴								
		Monitoring Power requirements								
Operating temperature		0 °C to + 40 °C								
Storage temperature		-5 °C to + 60 °C								
Pin - assignment	Signed cable									
	nc	+5 V	GND	HV _{stat}	I_{MON}	V_{MON}	GND	V_{SET}	HV-off	-5 V
PIN	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
see component side										
¹¹ : I_{PMT} is generated at V_{OUT} with a efficiency at $\sim 75\%$. The Total Power Dissipation can increased by 50 to 200 mW according to I_{PMT} .										
¹² : Attention! If you shut on V_{OUT} with this signal, the rate of change of V_{OUT} is $\sim 20 \text{ V/ms}$.										
¹³ : Integral Output current is limited at $\sim 140 \mu\text{A}$										
¹⁴ : $V_{OUT \text{ max}} = 2400 \text{ V}$; independent limit										

We reserve all rights and the right to change the product design !

File: PHQ 329-02___; 2002-03-26

A.2 Signalkabel RG-58

Koaxialkabel 50 Ω RG58

Technische Daten

Wellenwiderstand:	50 Ω
Kapazität ca.:	101 pF/m
Dämpfung ca.:	24 dB/100m bei 200 MHz
Max. HF-Spannung :	1.9 kV eff.
Ausbreitungsgeschwindigkeit	66 %
Außendurchmesser ca.:	4.95 mm
Gewicht ca.:	3.8 kg/km
Innenleiter:	Cu verzinnt 19 x 0.2
Isolierung:	PE, 2.95 mm \varnothing
Außenleiter bzw. Abschirmung:	Geflecht Cu verzinnt
Mantel:	PVC, schwarz

A.3 Versorgungskabel Ölflex 400P 12G0075

Technische Daten

PUR-Steuerleitung mit numerierten Adern
Feindrähtige Litzen, Aderisolation aus Spezial-PVC P8/1
Schwarze Adern mit weißen Nummern
Außenmaterial aus Spezial-Polyurethan
UV-beständig, ölbeständig, abriebfest, mikrobefest
4000 V Prüfspannung
Temperaturbereich: -40°C bis $+80^{\circ}\text{C}$

A.4 Datenblatt des Photomultipliers R329-02

HAMAMATSU

PHOTOMULTIPLIER TUBE R329-02

**For Scintillation Counting, Fast Time Response
51 mm (2 Inch) Diameter, Bialkali Photocathode, 12-stage Head-On Type**

GENERAL

Parameter		Description/Value	Unit
Spectral Response		300 to 650	nm
Wavelength of Maximum Response		420	nm
Photocathode	Material	Bialkali	—
	Minimum Effective Area	46	mm dia.
Window	Material	Borosilicate glass	—
	Shape	Plano-concave	—
Dynode	Structure	Linear focused	—
	Number of Stages	12	—
Base		21-pin glass base	—
Suitable Socket		E678-21A (supplied)	—

MAXIMUM RATINGS (Absolute Maximum Values)

Parameter		Value	Unit
Supply Voltage	Between Anode and Cathode	2700	Vdc
Average Anode Current		0.2	mA
Ambient Temperature		-80 to +50	°C

CHARACTERISTICS (at 25°C)

Parameter		Min.	Typ.	Max.	Unit
Cathode Sensitivity	Luminous (2856K)	60	90	—	μA/lm
	Blue (CS 5-58 filter)	—	10.5	—	μA/lm-b
	Radiant at 420nm	—	85	—	mA/W
Anode Sensitivity	Luminous (2856K)	30	100	—	A/lm
	Radiant at 420nm	—	9.4×10^4	—	A/W
Gain		—	1.1×10^6	—	—
Anode Dark Current (after 30min. storage in darkness)		—	6.0	40	nA
Time Response	Anode Pulse Rise Time	—	2.6	—	ns
	Electron Transit Time	—	48	—	ns
	Transit Time Spread (T.T.S.)	—	1.1	—	ns
Pulse Linearity	at 2% Deviation	—	100	—	mA
	at 5% Deviation	—	200	—	mA

NOTE: Anode characteristics are measured with the voltage distribution ratio shown below.

VOLTAGE DISTRIBUTION RATIO AND SUPPLY VOLTAGE

Electrodes	K	G	Dy1	Dy2	Dy3	Dy4	Dy5	Dy6	Dy7	Dy8	Dy9	Dy10	Dy11	Dy12	P
Ratio	4	0	1	1.4	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1

Supply Voltage: 1500Vdc, K: Cathode, Dy: Dynode, P: Anode, G: Grid

* The shield pin should be connected to Dy5.

SPECIAL VOLTAGE DISTRIBUTION RATIO FOR PULSE LINEARITY MEASUREMENTS

Electrodes	K	G	Dy1	Dy2	Dy3	Dy4	Dy5	Dy6	Dy7	Dy8	Dy9	Dy10	Dy11	Dy12	P
Ratio	4.3	0	1	1.6	1	1	1	1.2	1.5	2	2.4	3	3.9	3	

Supply Voltage: 2000Vdc, K: Cathode, Dy: Dynode, P: Anode, G: Grid

Subject to local technical requirements and regulations, availability of products included in this promotional material may vary. Please consult with our sales office. Information furnished by HAMAMATSU is believed to be reliable. However, no responsibility is assumed for possible inaccuracies or omissions. Specifications are subject to change without notice. No patent rights are granted to any of the circuits described herein. © 1999 Hamamatsu Photonics K.K.

PHOTOMULTIPLIER TUBE R329-02

Figure 1: Typical Spectral Response

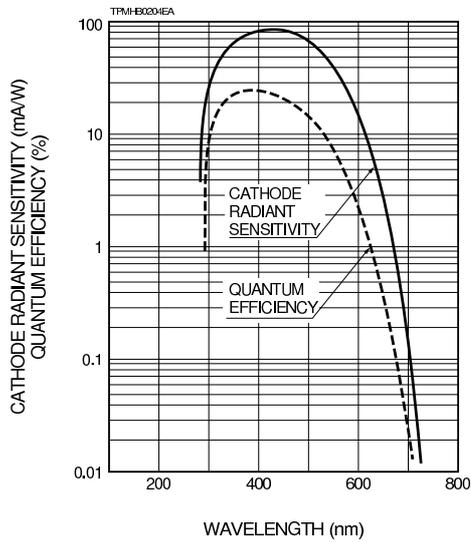


Figure 2: Typical Gain Characteristics

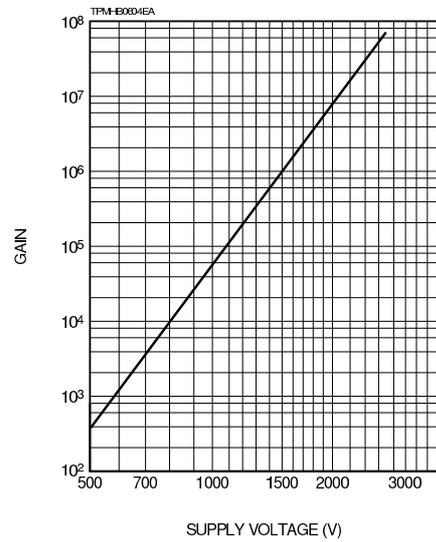
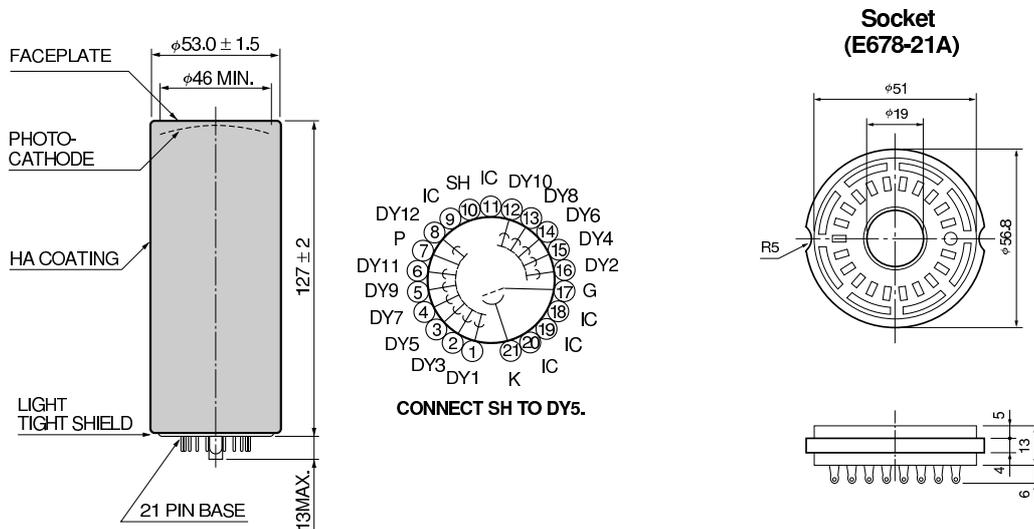


Figure 3: Dimensional Outline and Basing Diagram (Unit: mm)



TPM-H0123ED

TACCA0011EA

HAMAMATSU

HAMAMATSU PHOTONICS K.K., Electron Tube Center

314-5, Shimokanzo, Toyooka-village, Iwata-gun, Shizuoka-ken, 438-0193, Japan, Telephone: (81)539/62-5248, Fax: (81)539/62-2205

U.S.A.: Hamamatsu Corporation: 390 Foothill Road, P. O. Box 6910, Bridgewater, N.J. 08807-0910, U.S.A., Telephone: (1)908-231-0960, Fax: (1)908-231-1218

Germany: Hamamatsu Photonics Deutschland GmbH: Arzbergerstr. 10, D-82211 Hersching am Ammersee, Germany, Telephone: (49)8152-375-0, Fax: (49)8152-2658

France: Hamamatsu Photonics France S.A.R.L.: 8, Rue du Saule Trape, Parc du Moulin de Massy, 91882 Massy Cedex, France, Telephone: (33)1 69 53 71 00, Fax: (33)1 69 53 71 10

United Kingdom: Hamamatsu Photonics UK Limited: Lough Point, 2 Gladbeck Way, Windmill Hill, Enfield, Middlesex EN2 7JA, United Kingdom, Telephone: (44)181-367-3560, Fax: (44)181-367-6384

North Europe: Hamamatsu Photonics Norden AB: Smidesvägen 12, SE-171-41 SÖLNA, Sweden, Telephone: (46)8-509-031-00, Fax: (46)8-509-031-01

Italy: Hamamatsu Photonics Italia S.R.L.: Strada della Moia, 1/E, 20020 Arese, (Milano), Italy, Telephone: (39)02-935 81 733, Fax: (39)02-935 81 741

TPM-H1254E01
MAR. 1999

Anhang B

SkyView als Schulexperiment

In einer Zeit, in der sich wenige Schüler für ein technisch-naturwissenschaftliches Studium entschließen, ist es für High-Tech-Unternehmen schwierig, qualifiziertes Personal zu bekommen.

Deshalb ist es wichtig, schon früh den Kontakt zwischen Schülern und Universitäten herzustellen. Die Schüler können das Großexperiment verstehen und die Bedeutung ihrer Arbeit innerhalb des Experimentes erkennen.

Veranstaltungen an den Schulen und den Universitäten bieten ihnen Einblicke in das akademische Leben. Durch den Umgang mit den Daten eines Großexperimentes wird dem Schüler die Forschung mit allen verbundenen Problemen (Vernetzung, Datentransfer, Datenverarbeitung) als etwas Vertrautes erscheinen und ihn zu einer Berufswahl in technisch-naturwissenschaftlicher Richtung animieren.

Im Bereich der Grundlagenforschung sind Schulexperimente wegen des großen experimentellen Aufwands fast unmöglich. Das hier vorgeschlagene Experiment macht jedoch die Schüler einerseits mit dem Fachgebiet der kosmischen Strahlung vertraut, ist aber andererseits aus den dargelegten Gründen auch von größter physikalischer Relevanz. Den Schülern werden moderne Teilchendetektoren, mit denen sie selber experimentieren können, und statistische Methoden der Datenauswertung nahe gebracht.

Soweit unterscheidet sich eine einzelne Anordnung nicht stark von typischen Praktikumsversuchen an den Universitäten. Die entscheidende Idee ist jedoch, dass eine große Zahl von Schulen mit solchen Detektoren ausgerüstet wird. Wissenschaftlich relevant werden die Messungen durch die große insgesamt erfasste Fläche.

Ein wichtiger Aspekt um mit den Schülern und Lehrer in Kontakt zu treten ist die Präsenz dessen im Internet. Abbildung B.1 zeigt die Eingangsseite des Internet-Portals

www.sky-view.de

Auf dieser und weiteren 11 Seiten kann sich der interessierte Leser über folgende Dinge ausführlich informieren: Forschungsbereich der Projekts, Zielsetzung des Projekts, Aufbau des Detektors, Schulischer Beitrag, Schulische Aufgaben, Chancen für Schüler, Ähnliche Experimente, Beteiligungen anderer Universitäten und Institute und das Lagegebiet sowie Literatur zum Thema. Diese Seiten wird fortlaufend aktualisiert und stehen im Kontakt mit mehreren Schulen in ganz NRW, die sich zu einer Mitarbeit bereiterklärt haben.



Abbildung B.1: Abbildung der Internetseite <http://www.sky-view.de> bzw. <http://SkyView.uni-wuppertal.de>

Anhang C

Aufbau und Funktionsweise eines Photomultipliers

Photomultiplier stellen seit ca.60 Jahren äußerst sensitive Nachweisgeräte von Licht im Spektralbereich von Ultraviolett bist zu Infrarot dar.

Mit einem Photomultiplier, auch Photomultiplier Tube oder PMT genannt, ist es möglich einen Lichtpuls, der nur aus einigen Photonen besteht, zu einem messbaren elektrischen Signal aus $10^6 - 10^8$ Elektronen zu verstärken. Dabei erhält man als Antwort auf einen kurzen (< 3 ns) Lichtpuls (meist Szintillatorpuls) nach ca. 40-50 ns einen elektrischen Puls mit einer Breite von einigen ns.

Abbildung C.1 zeigt das Funktionsschema eines Photomultipliers:

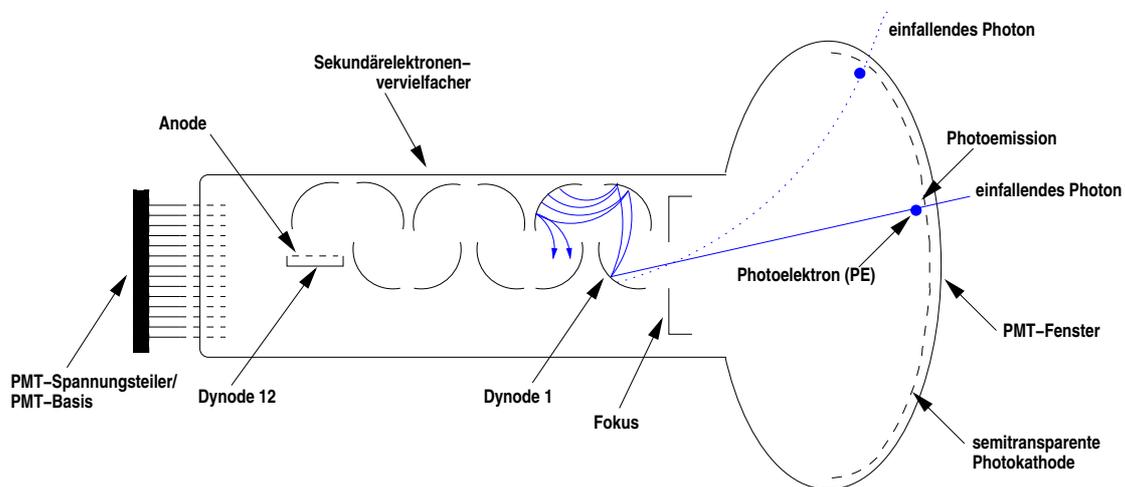


Abbildung C.1: Konstruktion eines Photomultipliers [49].

Licht fällt durch das Fenster der Vakuumröhre auf die semitransparente Photokathode, die von innen auf das Fensterglas aufgedampft ist. Die Photonen regen dabei die Elektronen im Kathodenmaterial an, woraufhin einzelne sogenannte Photoelektronen in das Vakuum emittiert werden (*Photoemission*).

Diese Photoelektronen werden durch die Opto-Elektronik fokussiert und im elektrischen Feld einer Hochspannung zur ersten Dynode hin beschleunigt, wo sie durch die Emission von Sekundärelektronen vervielfacht werden. Dieser Prozess wiederholt sich an allen darauf folgenden Dynoden stetig, bis die Sekundärelektronen der letzten Dynode an der Anode ankommen. Ein einzelnes Photoelektron wird so bis zu $\approx 10^9$ -fach verstärkt und ist als elektrisches Signal wieder zu verarbeiten [39, 49].

Der Photoeffekt (auch photoelektrischer Effekt), bezeichnet die Bildung und Freisetzung von elektrisch geladenen Teilchen aus Materie, wenn diese mit Licht oder anderer elektromagnetischer Strahlung bestrahlt wird. Beim äußeren Photoeffekt werden Elektronen durch Photonen aus der Oberfläche eines metallischen Leiters freigesetzt. Diesen Effekt nutzt man bei der Photozelle.

Die so aus der Photokathode ausgelösten Elektronen werden mittels eines elektrischen Feldes auf die Dynode beschleunigt. Durch ihren Energieverlust beim Auftreffen werden weitere Elektronen aus den Bindungen gelöst. Die Verstärkung an einer Dynode ist definiert als das Verhältnis der Anzahl der emittierten Sekundärelektronen zur Anzahl der auftreffenden Elektronen. Um eine Gesamtverstärkung von 10^6 bis 10^7 zu erreichen sind in einem Photomultiplier mehrere Dynoden (8 - 12) hintereinander angeordnet. Auf der Anode werden die auf den Dynoden erzeugten Elektronen gesammelt und als Signal abgegriffen. Die Geometrie muss so ausgelegt sein, dass ein hoher Prozentsatz der produzierten Elektronen an der Anode gesammelt wird und Raumladungseffekte zwischen den Anoden und letzter Dynode minimiert werden.

Neben den Bestandteilen eines Photomultipliers spielt der angeschlossene Spannungsteiler eine entscheidende Rolle bei dem Betrieb. Dieser meist aus Widerständen aufgebaute Teiler versorgt die einzelnen Dynoden mit unterschiedlichen Spannungen, bestimmt somit die Verstärkung der Röhre und damit auch das Zeit- Amplitudenverhalten [33].

Abbildungsverzeichnis

2.1	Energiespektrum	4
2.2	Teilchenzahl mit zunehmender Höhe	8
2.3	Schema Luftschauer	9
3.1	V/C für Elektronen	15
3.2	Differentieller Energieverlust im Szintillator	17
3.3	Totaler Energieverlust im Szintillator	18
3.4	Spektrum der Sekundärelektronen	19
3.5	Energieverlust von Elektronen in 5 cm Szintillator	21
3.6	Lichtemission bei zwei verschiedenen Bauweisen	22
3.7	Anzahl der Photonen im Photomultiplier bei horizontaler Bauart	23
3.8	Anzahl der Photonen im Photomultiplier bei vertikaler Bauweise	23
3.9	Spannungsspitzen der Signale für eine horizontale Bauart	24
3.10	Spannungsspitzen der Signale für eine vertikale Bauart	24
3.11	Szintillatoreigenschaften	26
4.1	Spannungsteiler	28
4.2	Tonne als Detektorgehäuse	29
4.3	Elektrisches Feld zwischen Kathode und erster Dynode	30
4.4	Acrylglasshalterung des Photomultipliers	31
4.5	Skizze der vertikalen Bauart	32
4.6	Bild des vertikalen Detektors	33
4.7	Schematischer Aufbau der vertikalen Bauweise des Detektors	34
4.8	Zargeskiste als Gehäuse für einen Detektor	35
4.9	Anordnung der Messstation	36
4.10	Bild der Messstation	37
4.11	Elektronik des Aufbaus	38
4.12	Schaltbild der Logischen Einheit	39
4.13	Messung der Zeitauflösung	42
4.14	Zeitauflösung bei gleichen ADC- Werten	44

4.15	Zeitauflösung gegen Photonenzahl	45
5.1	ADC-Messung mit und ohne Szintillator	48
5.2	Winkelauflösung	49
5.3	Tiefe gegen Zenitwinkel	50
5.4	Winkelverteilung	51
5.5	Häufigkeitsverteilung gegen Azimut- Zenitwinkel	52
5.6	Zeitlicher Verlauf der Ereignisrate	53
5.7	Anordnung zukünftiger Detektoren	54
6.1	Schema der Simulation	56
6.2	Simulierte Zenitwinkelverteilung	57
B.1	Internetpräsenz	68
C.1	Funktionsweise PMT	69

Literaturverzeichnis

- [1] AL., J. N. CAPDEVIELLE ET: *The Karlsruhe Extensive Air Shower Simulation Code CORSIKA*. Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1992.
- [2] AL., R. M. BARNETT ET: *Review of Particle Physics*. Phys. Rev. D, 54:1–708, Juli 1996.
- [3] AL., W. I. AXFORD ET: *Proc. of the 15th Int. Cosmic Ray Conference*. Band 11, Seite 132, 1977.
- [4] ANCHORDOQUI, L., T. PAUL, S. REUCROFT und J. SWAIN: *Ultrahigh Energy Cosmic Rays: The state of the art before the Auger Observatory*. In: *eprint arXiv:hep-ph/0206072*, Seiten 6072–+, Juni 2002.
- [5] BAHCALL, J. N. und E. WAXMAN: *Has the GZK cutoff been discovered?* In: *eprint arXiv:hep-ph/0206217*, Seiten 6217–+, Juni 2002.
- [6] BATTISTONI, G.: *Proceedings of the 4th School Non-Accelerator Particle Astrophysics*. In: *World Scientific*. eds. E.Bellotti et al., 1996.
- [7] BEATTY, J. J. und PIERRE AUGER COLLABORATION: *The Auger Project: an Observatory for the Highest Energy Cosmic Rays*. Bulletin of the American Astronomical Society, 31:723–+, April 1999.
- [8] BELL, A. R.: *Mon. Not. Rev. Astr. Soc.*, 182:147, 1978.
- [9] BETHE, H. A.: *Theory of the Passage of Fast Corpuscular Rays Through Matter*. Ann. Physik, 5:325, 1930.
- [10] BIERMANN, P. L.: *Proc. of the 23rd Int. Cosmic Ray Conference, Calgary*. Seite 45. World Scientific, eds D.A. Leahy et al., 1994.
- [11] BLANDFORD, R. D. und J. P. OSTRIKER: *Particle acceleration by astrophysical shocks*. Astrophysical Journal, Letters, 221:L29–L32, April 1978.

- [12] BLOCH, F. *Ann. Physik*, 6:285, 1933.
- [13] CAPELLE, K. S., J. W. CRONIN, G. PARENTE und E. ZAS: *On the detection of ultra high energy neutrinos with the Auger observatory*. *Astroparticle Physics*, 8:321–328, April 1998.
- [14] CRONIN, J. W.: *Ultra high energy cosmic rays: The Pierre Auger Observatory*. In: *Observing Ultrahigh Energy Cosmic Rays from Space and Earth. AIP Conference Proceedings, Vol. 566. Metepec, Puebla, Mexico, 9-12 Aug, 2000. Edited by Humberto Salazar, Luis Villaseñor and Arnulfo Zepeda. American Institute of Physics, 2001, p.1-10, Seiten 1–10, 2001.*
- [15] DAS-PIERRE-AUGER-OBSERVATORIUM: *Web-Seiten.*
www.astroteilchenphysik.de/topics/cr/auger/, März 2003.
- [16] DELIGNY, O.: *Auger status report*. In: *SF2A-2002: Semaine de l’Astrophysique Francaise*, Juni 2002.
- [17] EPSTEIN, R. I., P. BLASI und A. V. OLINTO: *A Galactic Source for the Ultra-High-Energy Cosmic Rays*. *Bulletin of the American Astronomical Society*, 31:734–+, April 1999.
- [18] FARGION, D.: *Ultra high-energy neutrino at GZK energy: Z-WW showering in dark halo and tau airshowers emerging from the Earth*. In: *eprint arXiv:hep-ph/0208093*, Seiten 8093–+, August 2002.
- [19] FERMI, E.: *On the Origin of the Cosmic Radiation*. *Physical Review*, 75:1169–1174, April 1949.
- [20] FESEFELDT, H.: *The Simulation of hadronic Showers - Physics and Applications*. Rheinisch Westfälische Technische Hochschule Aachen, 1985.
- [21] FOWLER, J. W.: *Composition and spectrum of cosmic rays at the knee measured by the CASA-BLANCA experiment*. Ph.D. Thesis, Juli 2000.
- [22] FOWLER, J. W., L. F. FORTSON, C. C. H. JUI, D. B. KIEDA, R. A. ONG, C. L. PRYKE und P. SOMMERS: *A measurement of the cosmic ray spectrum and composition at the knee*. *Astroparticle Physics*, 15:49–64, März 2001.
- [23] FREUDENREICH, H. T., A. I. MINCER, D. BERLEY, J. A. GOODMAN, S. TONWAR, A. WROTNIAC, G. B. YODH und R. W. ELLSWORTH: *Study of hadrons at the cores of extensive air showers and the elemental composition of cosmic rays at 10^{15} eV*. *Phys. Rev. D*, 41:2732–2750, Mai 1990.

- [24] GEENEN, H.: *Energy reconstruction and spectral unfolding of atmospheric leptons with the AMANDA detector*, November 2002.
- [25] GREISEN, K.: *Progress in Cosmic Ray Physics*. In: *The extensive air showers*, Band 3. North Holland Publ., 1956.
- [26] GREISEN, K.: *End to the Cosmic-Ray Spectrum?* . Physical Review Letters, 16:748–750, April 1966.
- [27] G. T. ZATSEPIN, V. A. KUZ'MIN. JETP Lett., 4:78, 1966.
- [28] HECK, D. und J. KNAPP: *Extensive Air Shower Simulation with CORSIKA*. Forschungszentrum Karlsruhe, Version 6.016 Auflage, Juni 2002.
- [29] HILLAS, A. M.: *Angular and energy distributions of charged particles in electron-photon cascades in air* . Journal of Physics G Nuclear Physics, 8:1461–1473, Oktober 1982.
- [30] HÖRANDEL, J. R.: *Untersuchung der hadronischen Komponente ausgedehnter Luftschauer und Messung der Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung*. Dissertation, Universität Münster, März 1998.
- [31] HÖRANDEL, J. R.: *On the knee in the energy spectrum of cosmic rays*. In: *eprint arXiv:astro-ph/0210453*, Seiten 10453–+, Oktober 2002.
- [32] K. KAMATA, J. NISHIMURA: *The Lateral and the Angular Structure Functions of Electron Showers*. Prog. Theoret. Phys. Suppl., 6:93, 1958.
- [33] KLEINEVOSS, U.: *Aufbau eines Startdetektors für hohe Strahlraten und schwere Projektile*. Diplomarbeit, Universität Münster, März 1996.
- [34] KLEINKNECHT, K.: *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Band 3. Teubner Studienbücher, Stuttgart, 1987.
- [35] KNAPP, J.: *Extensive Air Shower Simulation with CORSIKA: A User's Manual*. Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1993.
- [36] KNAPP, J.: *Vergleich hadronischer Wechselwirkungsmodelle zur Simulation ausgedehnter Luftschauer der kosmischen Strahlung*. Technischer Bericht, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1997.
- [37] KRYMSKY, G. G.: *Dok. Acad. Nauk*. Doktorarbeit, USSR, 1977.

- [38] LAGAGE, P. O. und C. J. CESARSKY: *The maximum energy of cosmic rays accelerated by supernova shocks*. A&A, 125:249–257, September 1983.
- [39] LEO, W. R.: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag, 1994.
- [40] LETESSIER-SELVON, A.: *Highest Energy Cosmic Rays and the Auger Observatory Antoine Letessier-Selvon*. In: *ASP Conf. Ser. 241: The 7th Taipei Astrophysics Workshop on Cosmic Rays in the Universe*, Seiten 27–+, Januar 2001.
- [41] MESSARIUS, T.: *Analyse von zufällig getriggerten Daten des AMANDA Detektors*. Diplomarbeit, Universität Wuppertal, Februar 2003.
- [42] MIKULSKI, P. T.: *Extensive air showers: Model dependence and the longitudinal profile*. Ph.D. Thesis, September 2000.
- [43] NAGANO, M.: *Extremely High Energy Cosmic Rays: AGASA Results*. In: *Eighteenth Texas Symposium on Relativistic Astrophysics*, Seiten 48–+, 1998.
- [44] OLINTO, A. V.: *The Highest Energy Cosmic Rays*. Bulletin of the American Astronomical Society, 31:967–+, Mai 1999.
- [45] OLINTO, A. V.: *Puzzling Cosmic Rays at the Highest Energies*. American Astronomical Society Meeting, 201:0–+, Dezember 2002.
- [46] PERKINS, D. H.: *Introduction to high energy physics*, Band 4. ed. Cambridge Univ. Press, 2000.
- [47] RHODE, W.: *Untersuchung der Energiespektren hochenergetischer Muonen im Frejusdetektor*. Doktorarbeit, Universität Wuppertal, Oktober 1993.
- [48] SCHINARAKIS, K.: *Untersuchung von Myon- und Neutronenflüssen mit AMANDA*. Diplomarbeit in Arbeit, Universität Wuppertal, 2003.
- [49] SCHMIDT, T.: *Aufbau und Funktionsweise eines Optischen Moduls mit optisch-analoger Pulsübertragung für den AMANDA-II und ICECUBE-Detektor*. Doktorarbeit, DESY, Zeuthen, 2002.
- [50] SCHRÖDER, F.: *Simulation und Beobachtung von Luftschauern unter großen Zenitwinkeln*. Doktorarbeit, Universität Wuppertal, November 2001.
- [51] SCHRÖDER, F. private Mitteilung, August 2002.

- [52] SCHWARZSCHILD, B.: *Auger project seeks to study highest energy cosmic rays*. Physics Today, 50:19–21, Februar 1997.
- [53] SIGL, G., D. N. SCHRAMM und P. BHATTACHARJEE: *On the origin of highest energy cosmic rays*. Astroparticle Physics, 2:401–414, Oktober 1994.
- [54] SNYDER, H. S.: *Comparison of Calculations on Cascade Theory*. Physical Review, 76:1563–1571, Dezember 1949.
- [55] SOKOLSKY, P.: *The Observation of Ultra High Energy Cosmic Rays by HiRes*. In: *American Physical Society, April Meeting, Jointly Sponsored with the High Energy Astrophysics Division (HEAD) of the American Astronomical Society April 20 - 23, 2002 Albuquerque Convention Center Albuquerque, New Mexico Meeting ID: APR02, abstract #E3.005*, April 2002.
- [56] TANCO, G. A. M., J. E. HORVATH und E. M. DEGOUVEIADALPINO: *Origin of Ultra High Energy Cosmic Rays*. In: *Workshop on Plasma Astrophysics*, Seiten 187–+, Januar 1996.
- [57] TESHIMA, M.: *Future projects for the highest energy cosmic rays*. In: *Abstracts of the 19th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics and Cosmology, held in Paris, France, Dec. 14-18, 1998*. Eds.: J. Paul, T. Montmerle, and E. Aubourg (CEA Saclay)., Dezember 1998.
- [58] TESHIMA, M.: *The Highest Energy Cosmic Rays Observed by AGASA*. In: *AIP Conf. Proc. 516: 26th International Cosmic Ray Conference, ICRC XXVI*, Seiten 365–+, 2000.
- [59] TESHIMA, M.: *The Observation of Ultra High Energy Cosmic Rays by AGASA*. In: *American Physical Society, April Meeting, Jointly Sponsored with the High Energy Astrophysics Division (HEAD) of the American Astronomical Society April 20 - 23, 2002 Albuquerque Convention Center Albuquerque, New Mexico Meeting ID: APR02, abstract #E3.004*, April 2002.
- [60] TINYAKOV, P. und I. TKACHEV: *Sources of sub-GZK cosmic rays*. In: *eprint arXiv:hep-ph/0212223*, Seiten 12223–+, Dezember 2002.
- [61] *The Particle Detector BriefBook*. <http://rkb.home.cern.ch/rkb/PH14pp/node1.html>.
- [62] V. L. GINZBURG, S. I. SYROVATSKII: *The Origin of Cosmic Rays*. Pergamon Press, 1964.

- [63] WATSON, A. A.: *The Highest Energy Cosmic Rays and the Auger Project*. Nuclear Physics B Proceedings Supplements, 60:171–180, Januar 1998.
- [64] WIEBEL-SOOTH, B.: *Measurement of the allparticle energy spectrum and chemical composition of cosmic rays with HEGRA detector*. Dissertation, September 1998. BUGH Wuppertal.
- [65] ZAS, E.: *ZeV Air Showers: The View from Auger*. In: *AIP Conf. Proc. 579: Radio Detection of High Energy Particles*, Seiten 286–+, 2001.
- [66] ZAVRTANIK, D.: *The Pierre Auger Project: an Observatory for Measuring Extremely High-Energy Cosmic Rays*. In: *AIP Conf. Proc. 444: Particle Physics and Cosmology, First Tropical Workshop*, Seiten 95–+, 1998.

Danksagung

Zum Gelingen dieser Diplomarbeit haben eine Vielzahl von Personen indirekt bzw. direkt beigetragen. Ich möchte mich hiermit besonders bedanken bei:

- Herrn Priv.-Doz. Dr. Dr. Wolfgang Rhode, der mich während der gesamten Diplomzeit betreut hat. Dankbar bin ich für die zahlreichen, konstruktiven Diskussionen, seine physikalischen Ratschläge und für die fortwährende Unterstützung des Projekts.
- Prof. Dr. Ronald Frahm für das Engagement an dem Projekt "SkyView" und für die Ermöglichung dieser Arbeit. Weiter möchte ich dafür danken, dass ich in seiner Arbeitsgruppe immer und jederzeit praktische Hilfe in Anspruch nehmen konnte.
- Dr. Ulf Kleinevoß, der mein Projekt ein Jahr lang begleitet hat. Während dieser Zeit sowie davor und danach leistete er maßgebliche Beiträge an dieser Arbeit. Ich kann ehrlich behaupten, dass ich ohne ihn nie so weit gekommen wäre.
- Wolfgang Wagner, der auf "good-will"-Basis viel Zeit und Arbeit in die Entwicklung des Datenformates gesteckt hat und die Auslesesoftware geschrieben hat.
- Ingrid Schaarwächter dafür, dass sie sich immer und 100 %-tig zuverlässig um "alles nicht wissenschaftliche" gekümmert hat. Ohne sie wäre so manches auf der Strecke geblieben.
- meinen Bürokollegen, Heiko Geenen, Kosta Schinarakis und Timo Mesarius zeigen. Sie haben viel dazu beigetragen, dass ich die ganze Zeit über morgens (!) immer gerne in die Uni gekommen bin.
- Marcus Richter für das Spiel *X-BLAST*, das uns immer viel Spaß gebracht, aber auch "unendlich" viel Zeit gekostet hat.
- Patrik Ekström für kurzweilige Wochenenden im Büro, und eine ewig volle Kaffeekanne.
- Prof. Jacobi der es mir durch eine Studentische Hilfskraftstelle ermöglicht hat, mein finanzielles Budget aufzubessern. Danke auch für seine immer offenen Art und Arbeitsweise.

- der gesamte Wuppertaler Arbeitsgruppe für die nette Arbeitsatmosphäre. Besonders zu erwähnen sind: Julia Becker, K.H. Becker, Heidi Bojahr, Torsten Harenberg, Prof. Dr. Kampert und Frank Schröder.
- all meinen Freunde, die mir die ganze Zeit viel Abwechslung und Spass gebracht haben, und immer ein offenes Ohr für so manche Probleme hatte.

Schließlich gilt der Dank meinen Eltern, ohne deren Hilfe und ständige Unterstützung weder das Studium, noch diese Arbeit möglich gewesen wären.

Hiermit versichere ich, dass ich diese Arbeit nur unter Zuhilfenahme der angegebenen Quellen und Hilfsmittel selbständig angefertigt habe.

Wuppertal, im Februar 2003

Matthias Deeg

