

Luftschauer

Teil 1: Zenitwinkelspektrum

Manuel Hohmann
Joachim Brod

19. September 2004

Inhaltsverzeichnis

1	Vorbemerkungen	2
2	Luftschauer	2
2.1	Grundlagen	2
2.2	Das Zenitwinkelspektrum	3
3	Die Apparatur	4
3.1	Allgemeines	4
3.2	Szintillatoren	4
3.3	Photomultiplier	4
3.4	Winkelmessung	4
4	Fehlerbetrachtung	6
5	Eichung	6
6	Auswertung	7
6.1	Winkelberechnung eines Schauers	7
6.2	Das Zenitwinkelspektrum	8
7	Zusammenfassung	9

1 Vorbemerkungen

In dem Versuch geht es um die Untersuchung ausgedehnter Luftschauer, die eine Folge der kosmischen Strahlung sind und einen Teil der natürlichen Strahlenbelastung darstellen. Zum Nachweis der Luftschauer dient eine Anordnung aus acht Szintillatoren. Eine Datenelektronik zeichnet die registrierten Ereignisse zur späteren Auswertung mit einem Computer auf. Innerhalb einer Messdauer von zwei Tagen sollen etwa 1000 Schauer aufgezeichnet werden, um daraus das Zenitwinkelspektrum und die Abklinglänge für Luftschauer zu bestimmen.

2 Luftschauer

2.1 Grundlagen

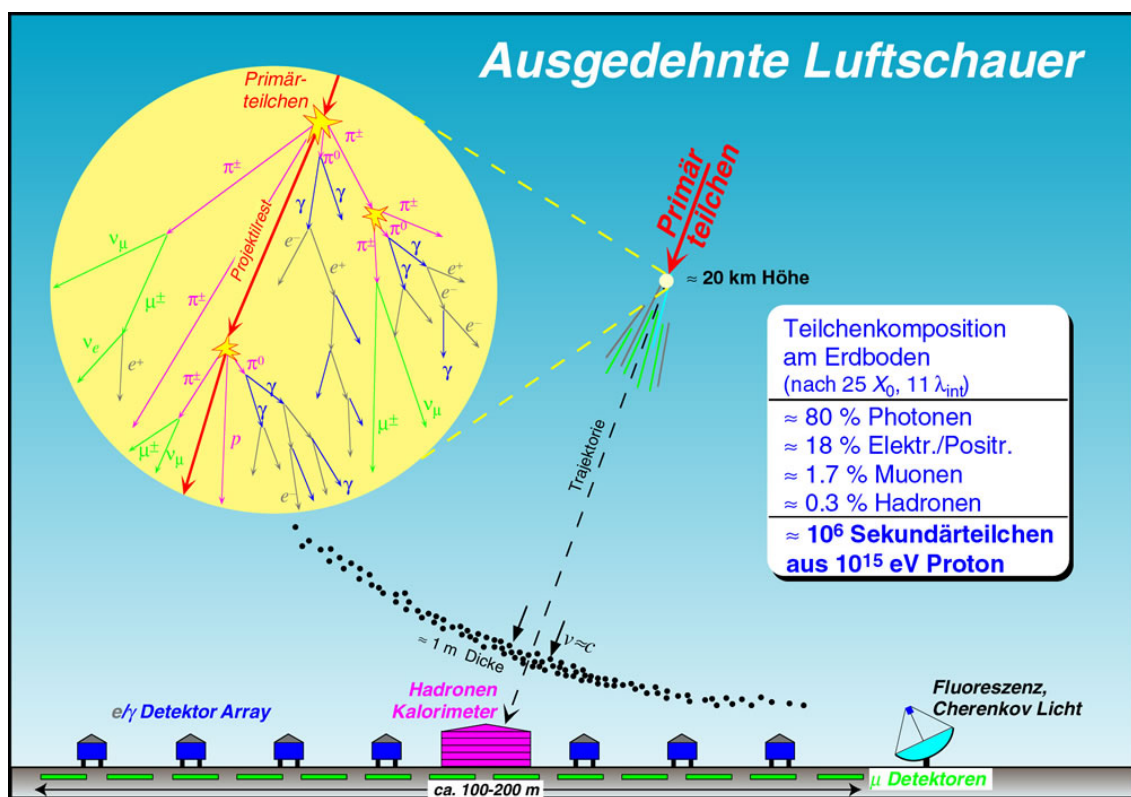


Abbildung 1: Entstehung von Luftschauern.

Luftschauer entstehen durch Wechselwirkung hochenergetischer Teilchen aus der kosmischen Strahlung mit Atomen der oberen Atmosphäre. Es handelt sich dabei überwiegend um vollständig ionisierte Atomkerne, davon 85% Wasserstoffkerne und 12.5% Heliumkerne.[3] Die Entstehung eines Luftschauers ist in Abbildung 1 dargestellt. Bei dieser Reaktion werden Nukleonen aus den getroffenen Kernen freigesetzt und durch starke Wechselwirkung Hadronen, vor allem Pionen und Kaonen erzeugt. Die emittierten hochenergetischen Hadronen führen zu weiteren Kernwechselwirkungen in der Atmosphäre. Dies bezeichnet man als *hadronische Kaskade*. Die charakteristische Wegstrecke eines Nukleons zwischen zwei Kernreaktionen bezeichnet man als *Wechselwirkungslänge* λ . In Luft beträgt sie $5,49 \cdot 10^4 \text{ cm}$ bzw. $70,8 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$. [2]

Die in der hadronischen Kaskade erzeugten geladenen Pionen und Kaonen zerfallen schwach und erzeugen überwiegend Myonen. Diese leben lange genug, um in großer Zahl die Erdoberfläche zu

erreichen. Da sie keine Bremsstrahlung erzeugen, verlieren sie nur wenig Energie.

Die neutralen Pionen zerfallen in zwei Gammaquanten, die den Ausgangspunkt für die *elektromagnetische Kaskade* bilden. Diese wächst durch zwei Prozesse:

- *Paarerzeugung*: Photonen, deren Energie größer als die Ruheenergie zweier Elektronen ist, können im elektrischen Feld eines Kerns ein Elektron-Positron-Paar erzeugen.
- *Bremsstrahlung*: Elektronen bzw. Positronen sind leicht genug, um im elektrischen Feld eines Kernes eine signifikante Geschwindigkeitsänderung zu erfahren. Da es sich folglich um beschleunigte Ladungen handelt, verlieren diese Energie in Form elektromagnetischer Strahlung. Diese Strahlung bezeichnet man als Bremsstrahlung.

Der Bremsstrahlungsprozess steht in Konkurrenz zum Energieverlust durch Ionisation. Bei niedrigeren Energien überwiegt die Ionisation, während bei höheren Energien die Bremsstrahlung überwiegt. Die Energie, bei der die Verluste durch Ionisation und Bremsstrahlung gleich sind, nennt man *kritische Energie* E_k . Für Luft beträgt sie 84MeV.

Die charakteristische Länge für die oben genannten Prozesse bezeichnet man als *Strahlungslänge* X_0 . Für Luft beträgt sie $2,93 \cdot 10^4 \text{cm}$ bzw. $37,8 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$. Im Mittel verdoppelt sich die Anzahl der Teilchen im Schauer nach Durchlaufen der Strecke X_0 , bis die Energie der einzelnen Teilchen die kritische Energie erreicht.

2.2 Das Zenitwinkelspektrum

Beim Durchlaufen der Atmosphäre wächst die Zahl der Teilchen im Schauer zunächst an, bis $N_m = \frac{E_0}{E_k}$ Teilchen vorhanden sind. Dies ist der Fall in der atmosphärischen Tiefe $t_m = X_0 \ln N_m$. In größeren Tiefen klingt der Schauer exponentiell ab, sodass die Anzahl der Teilchen als Funktion der atmosphärischen Tiefe t gemäß $N = N_m \exp\left(-\frac{t-t_m}{\lambda}\right)$ abnimmt. Dies gilt insbesondere auf Meereshöhe $t = t_s \approx 1030 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$.

Wenn die Schauer unter einem von 0 verschiedenen Zenitwinkel θ einfallen, verlängert sich ihr Weg durch die Atmosphäre um einen Faktor $\frac{1}{\cos \theta}$. Man erhält also eine Teilchenzahl von $N(\theta) = N_m \exp\left(-\frac{1}{\lambda} \left(\frac{t_s}{\cos \theta} - t_m\right)\right)$. Damit ein geneigt einfallender Schauer die gleiche Größe erreicht wie ein senkrecht einfallender Schauer, muss folglich die Anzahl der im Maximum vorhandenen Teilchen um einen Faktor $\exp\left(\beta \left(\frac{1}{\cos \theta} - 1\right)\right)$ größer sein mit $\beta := \frac{t_s}{\lambda}$. Damit das der Fall ist, muss die Primärenergie E_0 um den gleichen Faktor größer sein. Für kleine Zenitwinkel kann man dies nähern durch

$$\exp\left(\beta \left(\frac{1}{\cos \theta} - 1\right)\right) = \left(\exp\left(\frac{1}{\cos \theta} - 1\right)\right)^\beta \approx \left(1 + \frac{1}{\cos \theta} - 1\right)^\beta = \cos^{-\beta} \theta \quad (2.1)$$

Die Energie der einfallenden kosmischen Strahlung folgt einem Potenzgesetz der Form $\frac{dH}{dE} \sim E^{-\gamma-1}$. Einsetzen von $E = E(\theta) = E(0) \cos^{-\beta} \theta$ liefert

$$\frac{dH}{dE(\theta)} \sim (E(0) \cos^{-\beta} \theta)^{-\gamma-1} = (E(0))^{-\gamma-1} \cos^{\beta(\gamma+1)} \theta \quad (2.2)$$

Einsetzen von $\frac{dE}{d \cos \theta} \sim \cos^{-\beta-1} \theta$ liefert

$$\frac{dH}{d \cos \theta} = \frac{dH}{dE(\theta)} \frac{dE}{d \cos \theta} \sim \cos^{\beta\gamma-1} \theta =: \cos^{\alpha-1} \theta \quad (2.3)$$

Zur Bestimmung des Exponenten $\alpha := \beta\gamma$ wird eine doppelt logarithmische Skalierung verwendet. Mit $\frac{d \ln \cos \theta}{d \cos \theta} = \frac{1}{\cos \theta}$ erhält man

$$\frac{dH}{d \ln \cos \theta} = \frac{dH}{d \cos \theta} \left(\frac{d \ln \cos \theta}{d \cos \theta}\right)^{-1} \sim \cos^\alpha \theta \quad (2.4)$$

3 Die Apparatur

3.1 Allgemeines

Für die Messung wird eine Anordnung von acht organischen Szintillatoren und zwölf Photomultipliern verwendet. Dieser Aufbau eignet sich wegen seiner Sensitivität auf hochenergetische, geladene Teilchen und seiner hohen zeitlichen Auflösung. Letztere ist für die Koinzidenzmessung und die Bestimmung des Zenitwinkels erforderlich.

3.2 Szintillatoren

Die Funktion eines Szintillators besteht in der Umwandlung der durch ionisierende Strahlung verursachten Anregung eines Festkörpers in sichtbares Licht und der Weiterleitung dieses Lichts zu einem Detektor. Man verwendet anorganische und organische Szintillatoren, deren Funktionsweise auf unterschiedlichen Mechanismen beruht.

In einem anorganischen Szintillator werden durch hochenergetische Teilchen Elektronen vom Valenzband in das Leitungsband gehoben und somit freie Elektronen, freie Löcher und Elektron-Loch-Paare (Exzitonen) erzeugt. Diese rekombinieren an Dotierungsatomen, die dadurch in einen angeregten Zustand übergehen. Dieser Zustand zerfällt unter Emission von optischen Photonen. Ihre Abklingzeit ist durch die Lebensdauer des angeregten Zustands gegeben und liegt im Bereich einiger 100ns.

In einem organischen Szintillator werden durch die einfallenden Teilchen angeregte Molekülzustände erzeugt. Diese zerfallen unter Emission von UV-Photonen mit Abklingzeiten im Bereich 1 – 100ns. Da der Hauptbestandteil des Szintillators das gleiche Material ist, das diese Photonen emittiert, können diese Photonen im Szintillator wieder absorbiert werden. Organische Medien sind somit undurchsichtig für UV-Licht. Man benutzt daher fluoreszierende Beimischungen, die UV-Photonen absorbieren und sichtbares Licht emittieren, für das der Szintillator durchlässig ist. Die Abklingzeit solcher Wellenlängen-Schieber liegt im Bereich weniger ns.

Im Versuch werden minimalionisierende Teilchen untersucht. Diese deponieren im Mittel eine Energie von $3 \frac{\text{MeV cm}^2}{\text{g}}$ im Szintillator, unabhängig von der Art und Energie des Teilchens. Die tatsächliche Energieabgabe pro Teilchen folgt einer Landauverteilung.[1]

3.3 Photomultiplier

Zum Nachweis der Photonen aus einem Szintillator werden Photomultiplier (Abbildung 3) eingesetzt. Der schematische Aufbau eines Photomultipliers ist in Abbildung 2 dargestellt. Ein einfallendes Photon löst durch Fotoeffekt ein Elektron aus der Kathode. Durch ein elektrisches Feld wird das Elektron zur ersten Dynode beschleunigt und löst dort weitere Elektronen durch Sekundäremission, die zur nächsten Dynode beschleunigt werden. Dies führt zu einer Vervielfachung der freien Elektronen, die schließlich auf die Anode treffen und dort einen Spannungspuls erzeugen.[1]

3.4 Winkelmessung

Zur Messung des Zenit- und Azimutwinkels sind vier Detektoren in Form eines Rechtecks mit den Kantenlängen $a = 5,8\text{m}$ und $b = 5,0\text{m}$ angeordnet, wie in Abbildung 4 dargestellt. Die Signale dieser Detektoren werden vier Diskriminatoren zugeführt, um die Ereignisse nach der im Szintillator deponierten Energie zu selektieren. Die Impulse werden dann zu Zeit-zu-Amplituden-Konvertern weitergeleitet, die jeweils durch das Signal eines Photomultipliers gestartet und durch das um 45ns verzögerte Signal eines weiteren Photomultipliers gestoppt werden. Dies ermöglicht die Messung der Zeitdifferenzen $t_{14}, t_{21}, t_{32}, t_{43}$. Nur wenn alle vier Zähler ansprechen, wird das Ereignis aufgezeichnet. Aus den Zeitdifferenzen kann man die Richtungscosinus der Schauerachse mit den

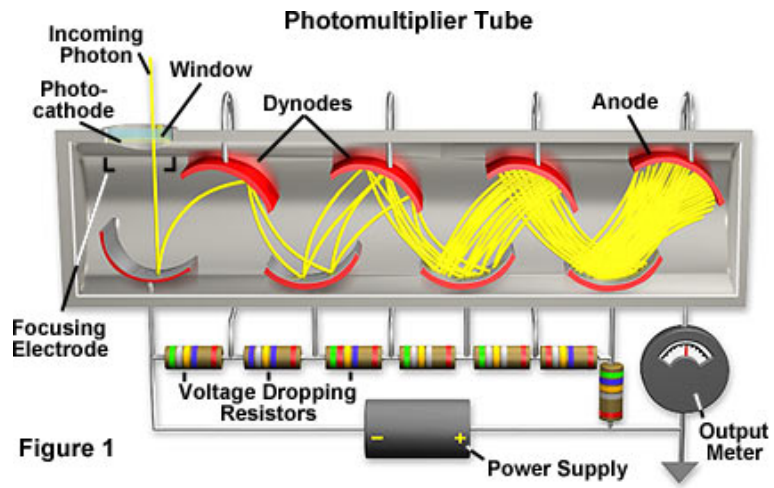


Abbildung 2: Aufbau eines Photomultipliers.



Abbildung 3: Photomultiplier-Röhre.

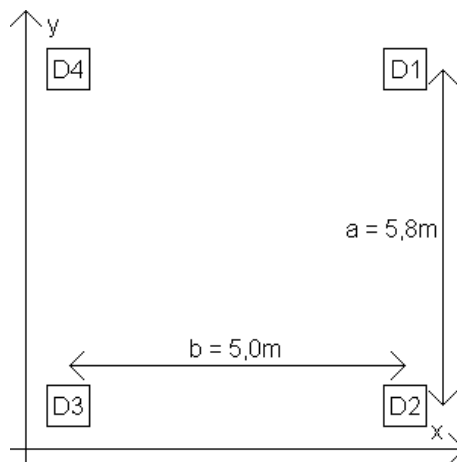


Abbildung 4: Die Detektor-Anordnung.

Koordinatenachsen berechnen. Es gilt für einen Schauer, dessen Achse parallel zum Einheitsvektor (l, m, n) ist

$$l = c \frac{t_{14} - t_{32}}{2b} \quad (3.1a)$$

$$m = c \frac{t_{43} - t_{21}}{2a} \quad (3.1b)$$

Daraus erhält man den noch fehlenden Richtungscosinus gemäß

$$n = \sqrt{1 - l^2 - m^2} \quad (3.2)$$

Den Zenitwinkel θ und den Azimutwinkel ϕ erhält man aus

$$\cos \theta = n \quad (3.3a)$$

$$\cos \phi = \frac{l}{\sqrt{l^2 + m^2}} \quad (3.3b)$$

$$\sin \phi = \frac{m}{\sqrt{l^2 + m^2}} \quad (3.3c)$$

4 Fehlerbetrachtung

Den größten Fehler für die Zeitmessung stellt die Reaktionszeit der Photomultiplier dar, die statistischen Schwankungen unterliegt. Das ist darauf zurückzuführen, dass die Elektronen die Strecke zwischen den Dynoden in verschiedenen Winkeln zurücklegen, wodurch sich ihre Wegstrecke und damit auch ihre Flugzeit ändert.

Die zeitliche Verteilung der Schauer genügt einer Poisson-Statistik. Dadurch sind die gemessenen Zählraten H mit einem Fehler der Größe \sqrt{H} versehen. Dieser stellt den größten Beitrag zum Fehler des Endergebnisses dar. Da insgesamt etwa 1000 Schauer gemessen werden, ist für das Endergebnis ein Fehler in der Größenordnung von 3% zu erwarten.

5 Eichung

Vor dem Beginn der Messung ist die Apparatur einzustellen und zu eichen. Für den ersten Teil werden unkorrelierte Myonen benutzt, die Bestandteil der Höhenstrahlung sind. Die Pulshöhen der durch die Myonen ausgelösten Signale werden einem ADC zugeführt und als Pulshöhenspektrum dargestellt. Die Hochspannung an den Photomultipliern (und damit ihre Verstärkung) wird so eingestellt, dass das Maximum der Landauverteilung im Kanal 180, bei einer Spannung von 1758mV erscheint. Um das Detektorrauschen auszufiltern, wird ein Constant-Fraction-Discriminator (CFD) zwischengeschaltet. Die Diskriminatorschwellen werden so eingestellt, dass das Rauschen maximal unterdrückt wird, während das Integral über die Landauverteilung der Myonenrate von $160 \frac{1}{\text{m}^2\text{s}}$ entspricht. Da die Fläche der Detektoren $0,25\text{m}^2$ beträgt, entspricht dies 40 Myonen pro Sekunde.

	HV [Poti]	Teilchen-Peak [Kanal]	CFD [mV]	CFD [Poti]	μ -Rate [$\mu/40\text{s}$]
Z1	150	180	1758	300	1574
Z2	300	180	1758	0	1583
Z3	450	180	1758	400	1607
Z4	275	180	1758	350	1618

Als nächsten werden die Zeit-Amplituden-Konverter geeicht. Dafür werden Schauer simuliert, indem alle Detektoren gleichzeitig durch LED-Pulse getriggert werden. Durch diese Signale werden die TACs gestartet und über Verzögerungsleitungen nach 45ns wieder gestoppt. Das Ausgangssignal der TACs wird wieder einem ADC zugeführt und als Pulshöhenspektrum dargestellt. Man erhält eine Gaußverteilung, deren Mittelpunkt den Nullpunkt der Zeitmessung darstellt und deren

Breite dem Messfehler durch die schwankende Reaktionszeit der Photomultiplier entspricht. Um die Anstiegsrate der TACs zu bestimmen, werden die Signale der Photomultiplier durch zusätzliche Verzögerungsleitungen um 20ns verzögert. Man erhält somit weitere Gaußverteilungen, die Zeitdifferenzen von 25ns bzw. 65ns entsprechen. Mittels linearer Regression erhält man die Anstiegsraten.

	Verzögerung Δt			Auflös. $\sigma(45\text{ns})$	Steigung		$\Delta t(45\text{ns})$ [mV]
	25ns	45ns	65ns		[Kanal/ns]	[mV/ns]	
Z1	94	212	329	5,2	5,875	57,4	2070
Z2	135	225	317	3,5	4,55	44,4	2197
Z3	89	216	343	4,3	6,35	62,0	2109
Z4	107	216	328	4,8	5,525	54,0	2109

Schließlich sind die Pedestal-Werte (die von ADC gelieferten Werte bei einer Eingangsspannung von 0V) des für die Messung benutzten ADCs zu bestimmen. Dafür werden die ADC-Eingänge mit Abschlusswiderständen versehen und Messungen durchgeführt.

	Pedestal
Z1	13
Z2	14
Z3	17
Z4	15

6 Auswertung

6.1 Winkelberechnung eines Schauers

Als Beispiel wird Schauer Nr. 11 von Hand ausgewertet. Als Primärdaten stehen vier ADC-Werte zur Verfügung:

$$z_1 = 829, \quad z_2 = 959, \quad z_3 = 908, \quad z_4 = 775$$

Von diesen Werten sind die Pedestal-Werte der ADCs abzuziehen. Das Resultat wird in eine Spannung umgerechnet, indem man durch die Anzahl der Kanäle (in diesem Fall 4096) teilt und mit dem Spannungsbereich (10V) multipliziert. Man erhält die vier Spannungen:

$$u_1 = 1992,19\text{mV}, \quad u_2 = 2307,13\text{mV}, \quad u_3 = 2175,29\text{mV}, \quad u_4 = 1855,47\text{mV}$$

Nun bildet man die Differenz aus diesen Werten und den Spannungswerten für $\Delta t = 0$. Den Messfehler erhält man aus der statistischen Schwankung der Reaktionszeit der Photomultiplier. Man erhält:

$$\Delta u_1 = -78,13 \pm 50,78\text{mV}, \quad \Delta u_2 = 109,86 \pm 34,18\text{mV}, \quad \Delta u_3 = 65,92 \pm 41,99\text{mV}, \quad \Delta u_4 = -253,91 \pm 46,88\text{mV}$$

Um die Laufzeiten des Schauers zwischen den Zählern zu erhalten, teilt man dies durch die Anstiegsraten der TACs:

$$t_{14} = -1.36 \pm 0.88\text{ns}, \quad t_{21} = 2.47 \pm 0.77\text{ns}, \quad t_{32} = 1.06 \pm 0.68\text{ns}, \quad t_{43} = -4.70 \pm 0.89\text{ns}$$

Aus den Laufzeiten erhält man zwei Richtungscosinus:

$$l = c \frac{t_{14} - t_{32}}{2b} = -0.072 \pm 0.033, \quad m = c \frac{t_{43} - t_{21}}{2a} = -0.185 \pm 0.030$$

Für den fehlenden Richtungscosinus ergibt sich:

$$n = \sqrt{1 - l^2 - m^2} = 0.9799 \pm 0.0062$$

Die beiden Winkel erhält man zu

$$\theta = 11.5^\circ \pm 1.8^\circ, \quad \phi = 248.6^\circ \pm 10.9^\circ$$

Das Resultat stimmt mit dem Ergebnis der bereitgestellten Auswertesoftware überein.

6.2 Das Zenitwinkelspektrum

Da das Zenitwinkelspektrum einem Gesetz der Form $\frac{dH}{d \ln \cos \theta} = A \cos^\alpha \theta$ folgt, kann man den Parameter α durch lineare Regression von $\log H$ über $\log \cos \theta$ bestimmen. Die Fehler von H folgen aus der Poisson-Verteilung zu \sqrt{H} . Man wendet daher die Methode der gewichteten Regression an, bei der die gewichtete Summe der Fehlerquadrate

$$\chi^2 = \sum G_i (ax_i + b - y_i)^2 \quad (6.1)$$

durch Anpassung der Parameter a und b minimiert wird. Dies führt auf ein lineares Gleichungssystem mit den Lösungen

$$a = \frac{\sum G_i \sum G_i x_i y_i - \sum G_i x_i \sum G_i y_i}{\sum G_i \sum G_i x_i^2 - (\sum G_i x_i)^2} \quad (6.2a)$$

$$b = \frac{\sum G_i x_i^2 \sum G_i y_i - \sum G_i x_i \sum G_i x_i y_i}{\sum G_i \sum G_i x_i^2 - (\sum G_i x_i)^2} \quad (6.2b)$$

Die Gewichte G_i ergeben sich aus den Fehlern der Ordinatenwerte durch $G_i = \frac{1}{dy^2}$. Im Fall des Zenitwinkelspektrums gilt

$$x_i = \log \cos \theta_i, \quad y_i = \log H_i, \quad dy = \frac{1}{\sqrt{H_i} \ln 10}, \quad a = \alpha$$

Mit den gemessenen Werten erhält man:

Größe	Einzelwerte									Summe
$x_i = \log \cos \theta_i$	-0,01	-0,03	-0,05	-0,07	-0,09	-0,11	-0,13	-0,15	-0,17	
H_i	500	235	169	98	46	36	20	16	10	
$\sqrt{H_i}$	22,36	15,33	13,00	9,90	6,78	6,00	4,47	4,00	3,16	
$y_i = \log H_i$	2,699	2,371	2,228	1,991	1,663	1,556	1,301	1,204	1,000	
$dy_i = \frac{1}{\sqrt{H_i} \ln 10}$	0,019	0,028	0,033	0,043	0,064	0,072	0,097	0,109	0,137	
$G_i = \frac{1}{dy_i^2}$	2651	1246	896	520	244	191	106	85	53	5991
$G_i x_i$	-26,51	-37,38	-44,80	-36,37	-21,95	-21,00	-13,78	-12,72	-9,01	-223,53
$G_i y_i$	7155	2954	1996	1035	406	297	138	102	53	14136
$G_i x_i^2$	0,265	1,121	2,240	2,546	1,975	2,310	1,792	1,909	1,532	15,690
$G_i y_i^2$	19311	7005	4447	2060	674	462	179	123	53	34315
$G_i x_i y_i$	-71,55	-88,63	-99,81	-72,42	-36,50	-32,68	-17,93	-15,32	-9,01	-443,85
$v_i = ax_i + b - y_i$	-0,029	0,071	-0,013	-0,003	0,098	-0,023	0,005	-0,125	-0,149	
$G_i v_i$	-77,32	88,99	-11,38	-1,74	23,85	-4,40	0,52	-10,64	-7,88	0,00
$G_i v_i^2$	2,255	6,356	0,145	0,006	2,333	0,101	0,003	1,336	1,172	13,707

Aus diesen Werten erhält man die Regressionsparameter

$$a = \frac{\sum G_i \sum G_i x_i y_i - \sum G_i x_i \sum G_i y_i}{\sum G_i \sum G_i x_i^2 - (\sum G_i x_i)^2} \approx 11,37 \quad (6.3a)$$

$$b = \frac{\sum G_i x_i^2 \sum G_i y_i - \sum G_i x_i \sum G_i x_i y_i}{\sum G_i \sum G_i x_i^2 - (\sum G_i x_i)^2} \approx 2,783 \quad (6.3b)$$

Die zugehörige Regressionsgerade ist in Abbildung 5 dargestellt. Zur Überprüfung des Ergebnisses berechnet man die Summe der Fehlerquadrate

$$\chi_{\min}^2 = \sum G_i v_i^2 = \sum G_i y_i^2 - a \sum G_i x_i y_i - b \sum G_i y_i \approx 13,707 \quad (6.4)$$

Wenn nur statistische Fehler vorliegen, ist der Erwartungswert $\langle \chi_{\min}^2 \rangle = N - 2 \pm \sqrt{2(N - 2)}$, wobei N die Zahl der Messwerte ist. In diesem Fall ist $N = 9$ und somit $\langle \chi_{\min}^2 \rangle = 7 \pm 3,7$. Der aus der Regression bestimmte Wert ist etwas größer, was auf Messfehler zurückzuführen ist. Für die Abweichungen ergibt sich somit

$$da = \sqrt{\frac{\sum G_i}{\sum G_i \sum G_i x_i^2 - (\sum G_i x_i)^2} \frac{\chi_{\min}^2}{7}} \approx 0,52 \quad (6.5a)$$

$$db = \sqrt{\frac{\sum G_i x_i^2}{\sum G_i \sum G_i x_i^2 - (\sum G_i x_i)^2} \frac{\chi_{\min}^2}{7}} \approx 0,026 \quad (6.5b)$$

Der aus der linearen Regression gewonnene Koeffizient a ist der Parameter α des Zenitwinkelspektrums. Es gilt also $\alpha = 11,37 \pm 0,52$. Mit dem von der anderen Gruppe bestimmten Wert $\gamma = 1,599 \pm 0,022$ erhält man daraus $\beta = \frac{\alpha}{\gamma} = 7,11 \pm 0,25$. Für die Abklinglänge der Luftschauer ergibt sich somit $\lambda = \frac{t_s}{\beta} = 144,9 \pm 5,1 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$.

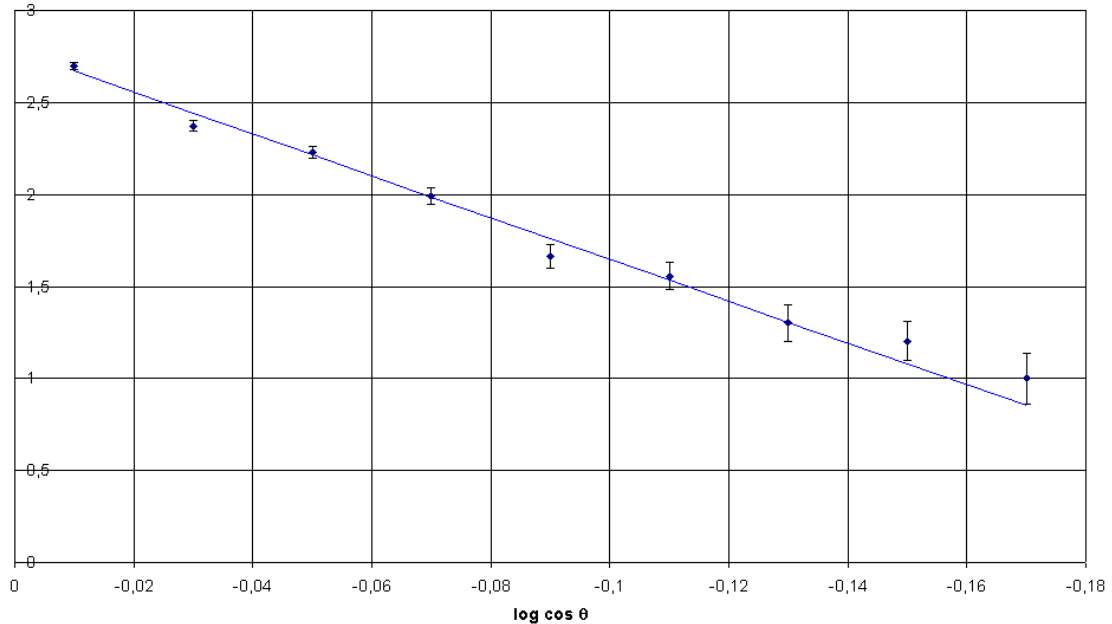


Abbildung 5: Graphische Darstellung des Zenitwinkelspektrums.

7 Zusammenfassung

Im Versuch konnten 1158 Schauer aufgezeichnet und ausgewertet werden. Das daraus erhaltene Zenitwinkelspektrum entspricht der erwarteten Verteilung $\frac{dH}{d \ln \cos \theta} = A \cos^\alpha \theta$. Der Parameter $\alpha = 11,37 \pm 0,52$ konnte mit angemessener Genauigkeit bestimmt werden. Zusammen mit dem Wert $\gamma = 1,599 \pm 0,022$, der von der anderen Gruppe bestimmt wurde, konnte die Abklinglänge für Luftschauer zu $\lambda = 144,9 \pm 5,1 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$ bestimmt werden. Dieser Wert ist etwas kleiner als der erwartete Wert von $185 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$. [4]

Literatur

- [1] K. Kleinknecht, Detektoren für Teilchenstrahlung, B. G. Teubner, Stuttgart 1992
- [2] O. C. Allkofer, Teilchen-Detektoren, München 1971
- [3] C. Grupen, Kosmische Strahlung, Physik in unserer Zeit 3/1985
- [4] T. Antoni, et al, for the KASCADE Collaboration, Measurements of Attenuation and Absorption Lengths with the KASCADE Experiment, Astropart. Phys. **19** (2003) 703-714