

# Das Verhältnis von neutralen zu geladenen Hadronen der kosmischen Strahlung in einer atmosphärischen Tiefe von $976\text{g cm}^{-2}$

Autor(en): **Le Coultre, Pierre**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **44 (1971)**

Heft 1

PDF erstellt am: **13.09.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-114271>

## **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

## **Haftungsausschluss**

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

# Das Verhältnis von neutralen zu geladenen Hadronen der kosmischen Strahlung in einer atmosphärischen Tiefe von $976 \text{ g cm}^{-2}$

von **Pierre Le Coultre**

Physikalisches Institut der Universität Bern

(15. VIII. 70)

*Abstract.* The ratio of neutral to charged hadrons in the cosmic rays at an atmospheric depth of  $976 \text{ g cm}^{-2}$  is measured with a spark chamber set-up. A value of  $0.73 \pm 0.03$  has been found for incoming particles with a weighted average energy larger than or equal to 12 GeV. At a minimum value of 15 GeV approximately the ratio is  $0.64 \pm 0.04$ . Provided that the neutron to proton ratio equals unity at the atmospheric depth of  $976 \text{ g cm}^{-2}$ , the  $\pi$ -meson to nucleon ratios for energies larger or equal to 12 GeV and 15 GeV are  $0.18 \pm 0.03$  and  $0.28 \pm 0.05$  respectively.

## I. Einleitung

Die in dieser Arbeit beschriebene Funkenkammer-Apparatur dient einer möglichst genauen Bestimmung des Verhältnisses neutral zu geladen einfallender  $N$ -Teilchen (Hadronen) der kosmischen Strahlung. Der gefundene Wert beträgt:  $0,73 \pm 0,03$  für Einfallenergien gleich oder grösser als ca. 12 GeV und einer atmosphärischen Tiefe von  $976 \text{ g cm}^{-2}$ . Für Einfallenergien grösser als ca. 15 GeV sinkt der Wert auf  $0,64 \pm 0,04$ . Folgende Nebenresultate können gewonnen werden:

das  $\pi^\pm$ -Mesonen zu Nukleonen-Verhältnis:

$$\frac{F_\pi}{N_p + N_n} = 0,18 \pm 0,03 \text{ für } E \gtrsim 12 \text{ GeV}$$

$$= 0,28 \pm 0,05 \text{ für } E \gtrsim 15 \text{ GeV}$$

unter der Annahme, dass das Neutronenspektrum oberhalb 5 GeV mit dem Protonenspektrum identisch ist.

die Wahrscheinlichkeit  $\omega$ , dass ein hochenergetisches Nukleon nach einem Stoss mit einem Kern in der Atmosphäre seinen Ladungszustand ändert, d.h. ein Proton zum Neutron bzw. ein Neutron zum Proton geworden ist:  $\omega = 0,65 \pm 0,30$ .

## II. Theorie zum Wert des Ladungsverhältnisses

### 1. Die Nukleonenkaskade in der Atmosphäre

Das differentielle Energiespektrum der in die Atmosphäre einfallenden Nukleonen lässt sich darstellen durch

$$N(0, E) dE = S_0 \frac{dE}{E^{\gamma+1}} \quad (1)$$

0 in  $N(0, E)$  bedeutet  $x = 0 \text{ gcm}^{-2}$  atmosphärische Tiefe,  
 $E$  = Totalenergie des Nukleons im Laborsystem,  
 $S_0$  = eine experimentell zu bestimmende Konstante,  
 $\gamma$  = Exponent des Energiespektrums; ist in dem uns interessierenden Energiebereich konstant  
 (= 1,67).

Der Fluss der Nukleonen mit der Energie  $E$  als Funktion der atmosphärischen Tiefe  $x$  lässt sich unter der Berücksichtigung, dass die Stosszahl beim Durchlaufen der Schichtdicke  $x$  einer Poissonverteilung gehorcht, aus (1) berechnen:

$$N(x, E) = N(0, E) e^{-x/\Lambda} \quad (2)$$

$$\text{mit } \Lambda = \frac{\lambda}{1 - \eta^\gamma}$$

$\Lambda$  = mittlere Absorptionslänge der Nukleonen in Luft (in  $\text{gcm}^{-2}$ ),

$\lambda$  = mittlere Stossweglänge der Nukleonen in Luft (in  $\text{gcm}^{-2}$ ),

$\eta$  = Elastizität der Nukleonstösse.

(Die Grössen  $\Lambda$ ,  $\lambda$ ,  $\eta$  sind in dem uns interessierenden Energiebereich praktisch als energieunabhängig erkannt worden.)

Die durch Stösse neu erzeugten Nukleonenpaare werden nicht mitgezählt. Dies lässt sich mit der Tatsache begründen, dass die Produktionsrate der Nukleonen bei Nukleon-Kernstössen viel geringer ist als diejenige anderer Teilchen (insbesondere der  $\pi$ -Mesonen).

Ferner ist die Energie der neu erzeugten Nukleonen klein im Vergleich zu derjenigen des Stossnukleons nach dem Stoss (leading nucleon), so dass erstere keinen wesentlichen Beitrag zur Nukleonenkaskade liefern.

Da die schweren Primärkerne praktisch schon nach dem ersten Stoss fragmentieren, dürfen die in ihnen ursprünglich gebundenen Nukleonen als einzeln einfallend betrachtet werden.

Kennt man die Komposition  $\delta_0 = (N_p - N_n)/(N_p + N_n)$  der Primärstrahlung und berücksichtigt man die Wahrscheinlichkeit  $\omega$ , dass ein Nukleon seinen Ladungszustand bei einem Stoss wechselt, so gilt für die Nukleonenkomposition  $\delta_x$  in der Tiefe  $x \text{ gcm}^{-2}$

$$\delta_x = \delta_0 e^{-\frac{2x}{\lambda} \langle \eta^\gamma \omega \rangle} = \frac{N_p(x, E) - N_n(x, E)}{N(x, E)}. \quad (3)$$

Dies zeigen Pal und Peters [1]. Damit lassen sich der Protonen- und Neutronenfluss einzeln als Funktion der Energie und der atmosphärischen Tiefe angeben. Für das Ladungsverhältnis findet man:

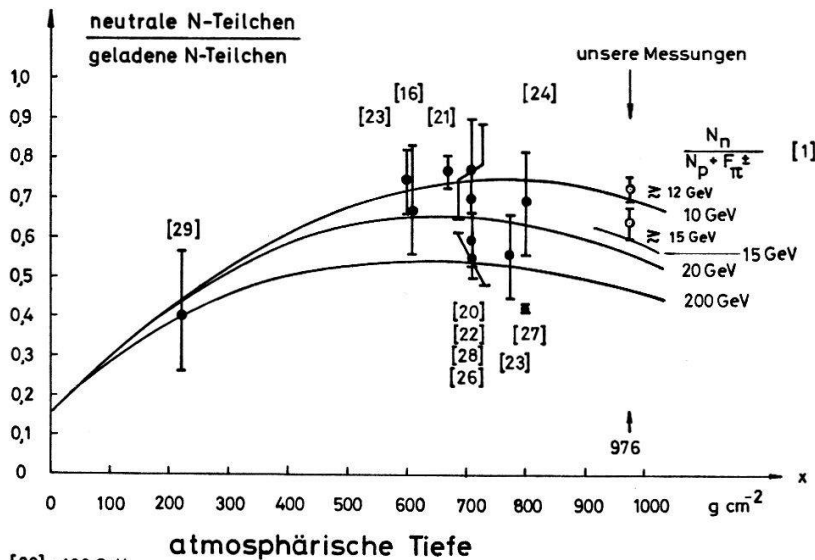
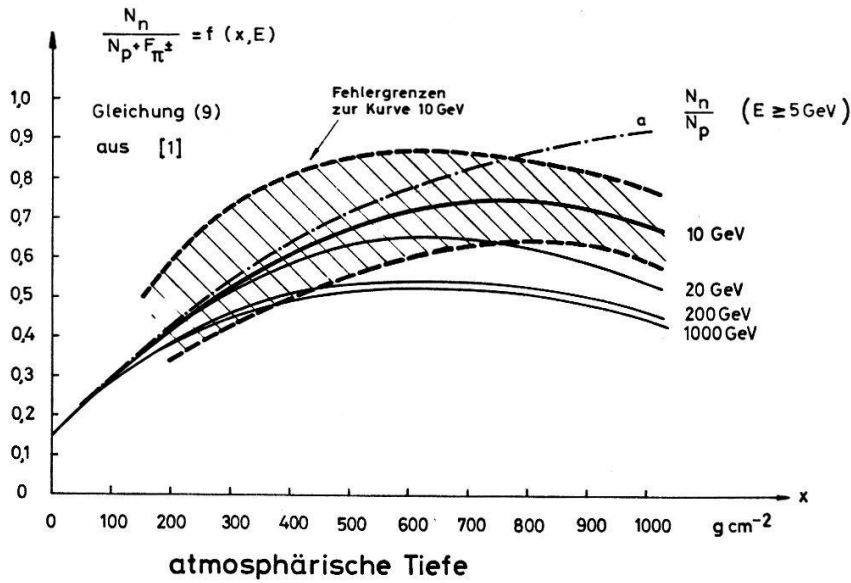
$$\frac{N_n(x, E)}{N_p(x, E)} = \frac{1 - \delta_x}{1 + \delta_x} \quad (4)$$

(Diese Grösse ist energieunabhängig oberhalb ca. 5 GeV.)

Kurve a der Figur 1 gibt die Beziehung (4) für alle Energien  $\geq 5 \text{ GeV}$  wieder.

Die verwendeten Parameter betragen:

$$\begin{aligned} \lambda &= 75 \text{ gcm}^{-2}, \quad \Lambda = 120 \text{ gcm}^{-2}, \quad \gamma = 1,67, \\ \eta &= 0,55, \quad \delta_0 = 0,74, \quad \omega = 0,3. \end{aligned}$$



- [20] : 100 GeV
- [21] : 10 GeV
- [23] : 200 - 2000 GeV
- [24] : 20 - 150 GeV
- [27] : 100 GeV
- [28] : 70 - 100 GeV
- [29] : >= 3000 GeV

Figur 1

## 2. Der $\pi$ -Mesonen-Fluss

Kennt man den in die Atmosphäre einfallenden Nukleonfluss und das Energiespektrum, so lassen sich anhand eines Nukleon-Kern-Stoßmodells (und weiter eines  $\pi$ -Kern-Stoßmodells) die Flüsse aller erzeugten Teilchen als Funktion der Energie und der atmosphärischen Tiefe berechnen. Es existieren bereits mehrere solcher Kaskadenrechnungen. In den folgenden Abschnitten soll als Beispiel die Theorie von Pal und Peters [1] so weit kurz zusammengefasst werden, dass der Zusammenhang mit unserer vorliegenden Arbeit ersichtlich ist. Bei den in Frage kommenden hohen Einfallenergien werden die Nukleon-Kernstöße als Nukleon-Nukleonstöße aufgefasst. Die erwähnten Autoren beschreiben letztere anhand des sogenannten Isobar-Modells [1]. Die erzeugten Sekundärteilchen, zur Hauptsache  $\pi$ -Mesonen, werden aus

zwei Zentren, den «Feuerbällen» isotrop im entsprechenden Schwerpunktsystem emittiert (Pionisation) [2]. Die zwei sich ursprünglich stossenden Nukleonen sind nach dem Stoss mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit angeregt. Eine Folge dieser Anregung ist die Beobachtung hochenergetischer Zerfallsteilchen. Ihre Energie ist grösser als die Energie der Feuerballmesonen, da die angeregten Nukleonen im CM-System bereits eine grosse Energie haben. Die Energie der Zerfallsteilchen ist proportional zur Einfallsenergie  $E_0$  und ihre Zahl unabhängig von  $E_0$ . Peters zeigt in [3], dass diese Mesonen praktisch allein für die sekundäre Strahlung massgebend sind. Die gesamte für die Vielfacherzeugung zur Verfügung stehende Energie teilt sich folgendermassen auf:  $0,2 E_0$  für die zwei Feuerbälle,  $0,25 E_0$  für die Isobaren. Dies entspricht der beobachteten mittleren Elastizität der Stösse  $\eta = 0,55$ .

Um nun den resultierenden  $\pi$ -Mesonenfluss  $F_\pi$  als Funktion der atmosphärischen Tiefe  $x$  und der Energie  $E$  zu gewinnen, muss die folgende Differentialgleichung gelöst werden:

$$\frac{dF_\pi}{dx} + F_\pi \left[ \frac{1}{\lambda_\pi} + \frac{u}{x} \right] = P_\pi + P'_\pi. \quad (5)$$

$\lambda_\pi$  ist die mittlere freie Stossweglänge von  $\pi$ -Mesonen in der Atmosphäre.

$u = (h_0 m_\pi)/c \tau_\pi E$ ;  $h_0$  ist die «scale height» der Atmosphäre,  $\tau_\pi$  = Lebensdauer der  $\pi^\pm$ -Mesonen.

$P_\pi$  ist das Produktionsspektrum geladener  $\pi$ -Mesonen vom Baryonenzerfall herrührend.

$P'_\pi$  ist das Produktionsspektrum geladener  $\pi$ -Mesonen aus  $\pi$ -Nukleonstössen.

Für die zwei Produktionsspektren setzen Pal und Peters:

$$P_\pi(x, E) dx = \langle B \rangle N(0, E) e^{-x/\lambda} \frac{dx}{\lambda}.$$

$\langle B \rangle$  beschreibt die Produktionsrate von Zerfalls- $\pi$ -Mesonen durch Mittelung über die verschiedenen Isobaren und ihren Zerfallskanälen. Details hierüber sind in der zitierten Arbeit [1] gegeben.

$N(0, E) e^{-x/\lambda} = N(x, E)$  = Nukleonenfluss bei  $x$  gcm<sup>-2</sup>.  $dx/\lambda$  = Wahrscheinlichkeit, dass in  $dx$  ein Stoss stattfindet.

$$P'_\pi(x, E) = (q_+ + q_-) \frac{t}{\lambda_\pi} (K E)^{2(t-1)} F_\pi(x, E)$$

Über hochenergetische  $\pi$ -Nukleon-Reaktionen ( $E > 50$  GeV) ist noch recht wenig bekannt. Pal und Peters führen deshalb einen Parameter  $t$  ein, nämlich die Elastizität des Stosses. Die Multiplizität lässt sich schreiben:

$$\nu = \nu_0 E_0^{\frac{t-1}{t}}$$

$t = 1$ : vollständig elastischer Stoss,

$t = 2$ : vollständig unelastischer Stoss,

$E_0$  = Einfallsenergie des  $\pi$  im Laborsystem.

Weiter wird angenommen, dass die Energie der sekundären  $\pi$  im Mittel  $E = E_0/(\nu/2)$  beträgt.

$$K = \left[ \frac{\nu_0}{2} \right]^{t/(t-1)}$$

$q_+$ ,  $q_-$  = Bruchteil der erzeugten  $\pi$  verschiedener Ladung, welche sich in die zur Verfügung stehende Energie teilen.

Von einer möglichen Anregung des gestossenen Nukleons und der Emission von Zerfallsmesonen wird abgesehen, da das gestossene Baryon im CM rückwärts fliegt und im Laborsystem praktisch keine Energie hat. Seine Zerfalls- $\pi$  werden also nicht zur Kaskade beitragen.

Für die exakte Lösung der Differentialgleichung finden die Autoren:

$$F_{\pi}(x, E) = \frac{S_0 \langle B \rangle}{E^{\nu+1}} \frac{x}{\lambda} e^{-x/\lambda_{\pi}} \sum_{i=0}^{\infty} a_i(E) \left[ \frac{x}{\lambda_{\pi}} \right]^i \quad (6)$$

$$a_i(E) = \sum_{n=0}^i \frac{[(q_+ + q_-) t]^n \left[ 1 - \frac{\lambda_{\pi}}{A} \right]^{i-n}}{(K E)^{(\nu-1)(t^n-1)} (i-n)!} \left[ \prod_{j=0}^n \left[ 1 + i - j + \frac{u}{(K E)^{t^j-1}} \right] \right]^{-1}$$

### 3. Das resultierende Ladungsverhältnis

Aus den in den letzten zwei Abschnitten gefundenen Teilchenspektren lässt sich das Verhältnis Neutronenfluss zu Protonen-plus  $\pi^{\pm}$ -Mesonenfluss berechnen. Dies stellt «ungefähr» die in unserer Arbeit gemessene Grösse dar.

Hierzu folgende Bemerkungen:

Die im folgenden Kapitel beschriebene Apparatur kann nur den Ladungszustand (geladen oder neutral) der einfallenden Teilchen und ihre Wechselwirkung mit Materie feststellen, d.h.  $\pi^{\pm}$ - und  $K^{\pm}$ -Mesonen, bzw. Antinukleonen und Nukleonen können nicht voneinander unterschieden werden. Das experimentelle Ladungsverhältnis ist also folgendermassen zu schreiben:

$$\frac{N_n + N_n^- + N_{x^0}}{N_p + N_p^- + F_{\pi^{\pm}} + N_{x^{\pm}}} \quad \text{x steht für K-Mesonen und Hyperonen.}$$

- $\pi^0$ -Mesonen werden ihrer sehr kurzen Lebensdauer wegen nicht aufgeführt.
- Myonen, welche vor allem aus den  $\pi$ -Zerfällen stammen, werden auf Grund ihrer elektromagnetischen Wechselwirkung mit Kernen selten eine Reaktion im Target auslösen (vgl. Abschnitt III,6.).
- Alle mit  $x$  bezeichneten Teilchen ( $K$ -Mesonen, Hyperonen) und die Antinukleonen leisten im uns interessierenden Energieintervall (zwischen 10 und 100 GeV) nur einen geringen Beitrag. Ihre Produktionsrate ist nämlich bei einem Nukleon-Nukleonstoss ca. 1/5 der total erzeugten Zahl Teilchen (4/5 sind  $\pi$ ) und damit die instabilen mit genügend hoher Energie wegfliegen, um nicht eher zu zerfallen als einen Stoss zu machen, muss das die Produktion auslösende Nukleon eine sehr hohe Energie ( $\geq 200$  GeV) gehabt haben.

Aus diesen Gründen dürfen wir behaupten, dass unser Experiment in erster guter Näherung das Verhältnis  $N_n/(N_p + F_{\pi^{\pm}})$  zu bestimmen versucht. Werden die von Pal und Peters gefundenen Flüsse eingesetzt, so erhält man:

$$\frac{N_n}{N_p + F_{\pi^{\pm}}} = \frac{1 - \delta_x}{1 + \delta_x + 2 \langle B \rangle \frac{x}{\lambda} e^{-x \left( \frac{1}{\lambda_{\pi}} - \frac{1}{A} \right)} \sum_{i=0}^{\infty} a_i \left( \frac{x}{\lambda_{\pi}} \right)^i} \quad (7)$$

In Figur 1 ist dieses Verhältnis als Funktion der atmosphärischen Tiefe und für verschiedene Energiewerte aufgetragen (aus [1]). Nachgerechnet durch Houtermans und

zusätzlich eingezeichnet wurde die Kurve für  $E = 10$  GeV, wie auch der dazugehörige Fehler unter Berücksichtigung der Parameterunsicherheiten (die Fehler der übrigen Kurven sind von der gleichen Grössenordnung). Die durch Pal und Peters [1] benutzten Parameterwerte sind:

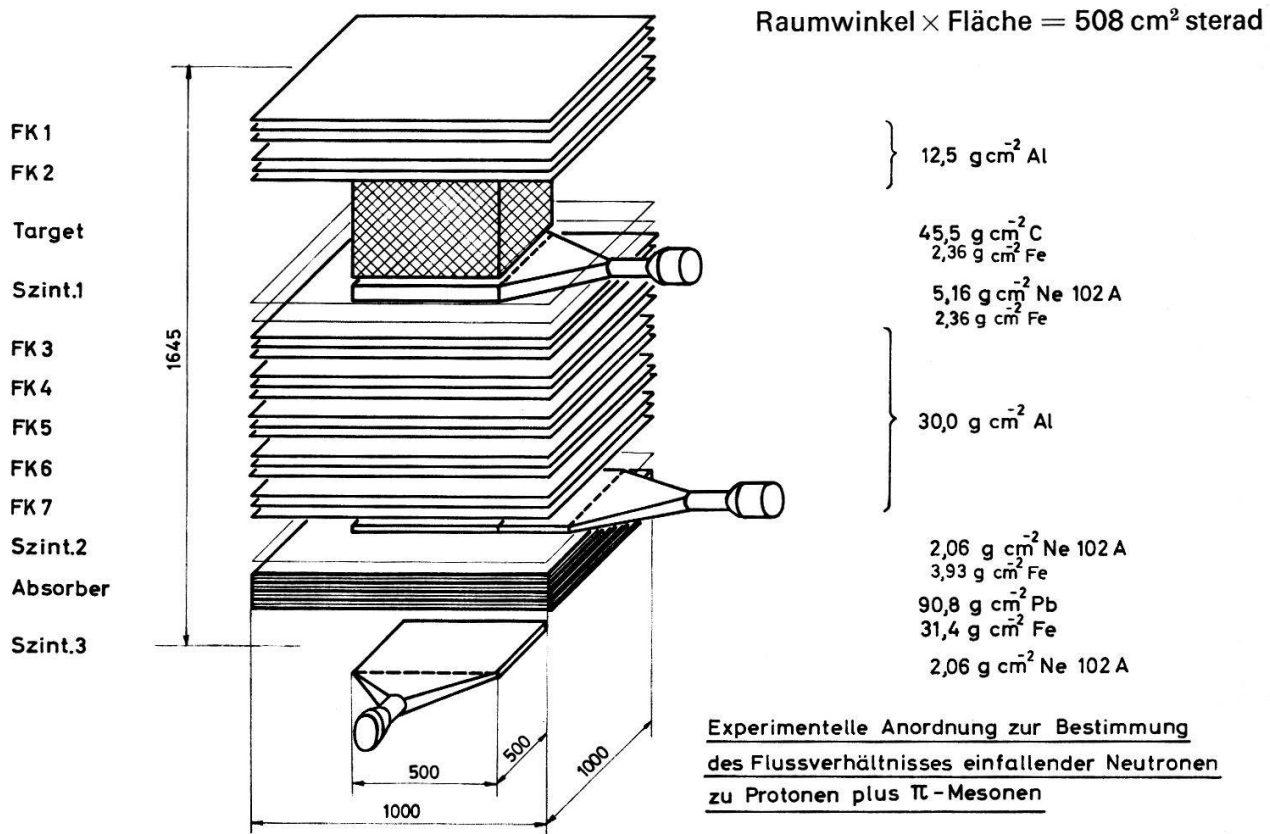
$$\delta_0 = 0,74 \pm 0,01, \omega = 0,3 \begin{pmatrix} +0,2 \\ -0,08 \end{pmatrix}, \lambda = 75 \pm 5 \text{ gcm}^{-2}, A = 120 \pm 5 \text{ gcm}^{-2}, \\ \gamma = 1,67 \pm 0,03, \lambda_\pi = 120 \text{ gcm}^{-2}, \eta = 0,55 \pm 0,03, t = 2 \text{ gesetzt } (\pi\text{-Nukleonstoss} \\ \text{vollständig unelastisch; für } E \gtrsim 100 \text{ GeV scheint dies wirklich der Fall zu sein} \\ [4]), \langle B \rangle = (3,35 \pm 0,3) \cdot 10^{-2}.$$

### III. Die experimentelle Bestimmung des Ladungsverhältnisses

#### 1. Das Experiment in Bern

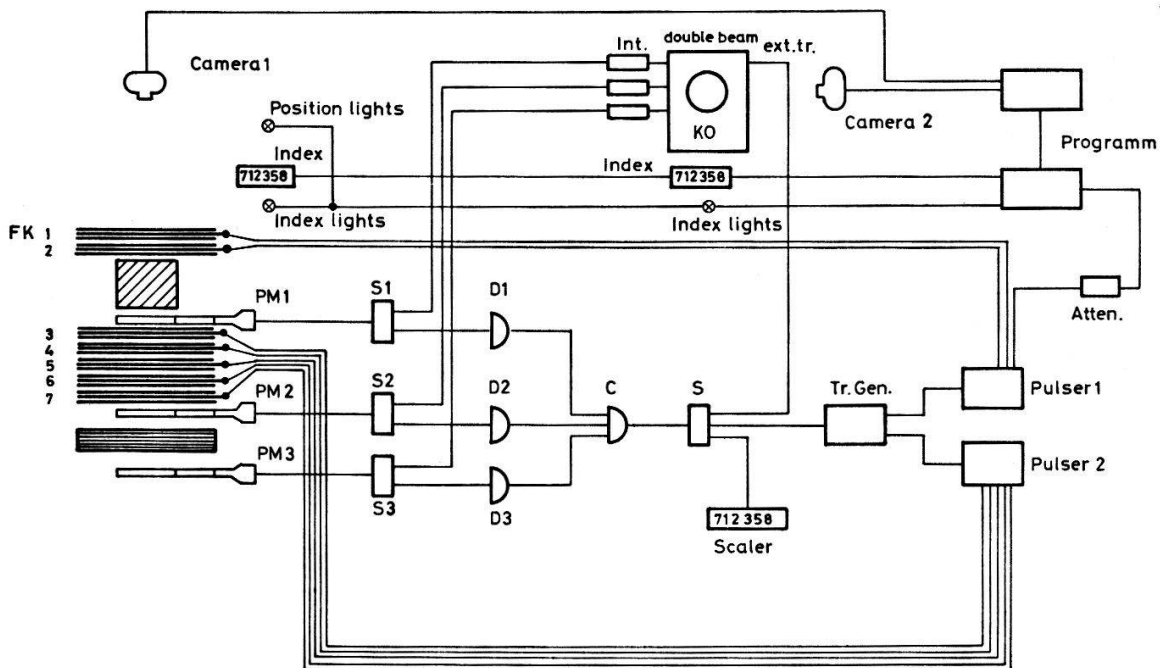
Es gilt den Einfall eines N-Teilchens (Hadron) zu registrieren und seinen Ladungszustand (neutral oder geladen) zu ermitteln. Die in Bern aufgestellte Apparatur (Fig. 2) benützt zur Ladungsidentifizierung des einfallenden Hadrons zwei Funkenkammern, FK 1 und FK 2. Der darunterliegende Kohlenstoff dient als Target. Durch Stösse werden neue Teilchen, vor allem  $\pi^+$ ,  $\pi^-$  und  $\pi^0$  Mesonen erzeugt. Fünf weitere Funkenkammern gestatten anhand der photographierten Spuren, den Vertex der Reaktion im Kohlenstoff zu rekonstruieren. Die  $\pi^\pm$  und das einfallende Teilchen durchqueren, falls sie genügend Energie besitzen, die gesamte Apparatur. Die  $\pi^0$  zerfallen noch im Target in  $\gamma$ -Strahlung, welche eine Photon-Elektron-Kaskade auslösen können. Das Kriterium zur Triggerung der Kammern liefern die Photomultiplikatorensignale dreier Plastikszintillatoren. Nr. 1 befindet sich unter dem Target, Nr. 2 unter den fünf Funkenkammern FK 3–7 und Nr. 3 unter dem Absorber. Die PM-Impulse sind über drei Diskriminatoren in Koinzidenz geschaltet (Fig. 3). Ein Triggergenerator führt einen Hochspannungsimpuls auf die mittlere Platte aller sieben Funkenkammern, so dass, falls das einfallende Teilchen geladen war, in FK 1 und 2 je ein Doppelfunke und in den fünf übrigen viele Funken aufleuchten. Falls das einfallende neutral war, zünden nur FK 3–7. Eine ca. 3 m oberhalb der ersten Funkenkammer angebrachte Kamera photographiert über ein auf beiden Seiten der Apparatur befestigtes Spiegelsystem die Spuren geladener Teilchen in den Funkenkammern. Aus der Zahl der Aufnahmen mit einer Spur und aus derjenigen ohne Spur in FK 1 und 2 kann auf das gesuchte Verhältnis geschlossen werden.

Gleichzeitig mit den Funkenkammeraufnahmen können auch Kathodenstrahloszillographenbilder der Photomultiplikatorenimpulse gemacht werden. Es lassen sich damit Kontrollen über die eingestellten Diskriminatorpegel durchführen. Die Höhe der Impulse gibt ein Mass für die Ionisation in den Szintillatoren an. Es lässt sich so die Zahl der durchfliegenden Teilchen (falls sie minimal ionisierend sind) und die Energie der einfallenden grob abschätzen. Die gewählten Triggerkriterien werden im Abschnitt III,3. diskutiert.



Figur 2

Experimentelle Anordnung zur Bestimmung des Flussverhältnisses einfallender Neutronen zu Protonen plus  $\pi$ -Mesonen.



Figur 3

Blockschema.



## 2. Bestandteile

### 2.1. Die Funkenkammern

Sie bestehen aus je drei 8 mm dicken Aluminiumplatten von 1 m<sup>2</sup> Fläche, welche durch fünf Plexiglasisolatoren im Abstand von 1 cm voneinander gehalten werden. FK 1–7 werden in Serie mit Henogal (70% Ne, 30% He) gespült ( $\sim 180 \text{ cm}^3/\text{min}$ ). Getriggert werden sie mit einem negativen Hochspannungsimpuls von 9,8 kV (die Kammern haben eine Kapazität von 1900 pF), einer Anstiegszeit von wenigen nsec und einer Abfallzeit von  $0,75 \mu\text{sec}$ . Diesen Impuls liefert ein Pulsgenerator, dessen auf 13 kV geladene Kondensatoren (total 6000 pF) über eine Funkenstrecke entladen werden. Letztere wird durch eine 5 C 22 Thyatronröhre gezündet. Die zeitliche Verzögerung zwischen dem Teilchendurchgang und dem Hochspannungsimpuls an der Kammer beträgt  $0,45 \mu\text{sec}$ . Der Wirkungsgrad für einzeln durchgehende Teilchen betrug für alle Funkenkammern praktisch 100% im ganzen Kammervolumen.

### 2.2. Die Szintillatoren

Alle drei Szintillatoren (inkl. Lichtleiter) sind in Aluminiumfolie gewickelt, in Aluminiumblech verpackt und sind mit 56 AVP Photomultiplikatoren ausgerüstet. Die Uniformität wurde mit Hilfe einer kleinen Zählerkoinzidenzanlage bestimmt. Sie beträgt für die Szintillatoren 1, 2 und 3 89,4, 64,7 bzw. 72%. Vorbereitende Versuche darüber sind in [5] beschrieben. Um das «Signal zu Rausch»-Verhältnis zu studieren, sind Zählraten versus Diskriminatorpegel-Kurven als Funktion der Photomultiplikatorenhochspannung aufgenommen worden. Benützt wurde auch die kosmische Strahlung. Die Lage des Plateaus entspricht der einfallenden Teilchenzahl pro Minute. In Figur 4 wird die Impulshöhenverteilung minimalionisierender Teilchen für alle drei Szintillatoren wiedergegeben sowie die Geometrie der Detektoren.

### 2.3. Das Target

Es besteht aus Kohlenstoff mit einer mittleren Dichte von  $1,17 \text{ gcm}^{-3}$ . Die Abmessungen sind  $53 \times 53 \times 39 \text{ cm}^3$ . Die Dicke entspricht  $45,5 \text{ gcm}^{-2} \text{ C}$  ( $= 0,75 \lambda_{coll}$  für Nukleonen;  $= 1,074 \lambda_{rad}$ ). Damit ist die Stosswahrscheinlichkeit für Hadronen nicht zu klein und die Wahrscheinlichkeit für die Auslösung von Photon-Elektron-Kaskaden, welche die Interpretation der Spuren in FK 3–7 erschweren nicht zu gross. Die Targetausmasse sind bezüglich der Funkenkammerdimensionen so gewählt worden, dass bei der Interpretation der Ereignisbilder keine Unsicherheiten auftreten können, insbesondere, was seitlich einfallende N-Teilchen angeht.

### 2.4. Der Absorber

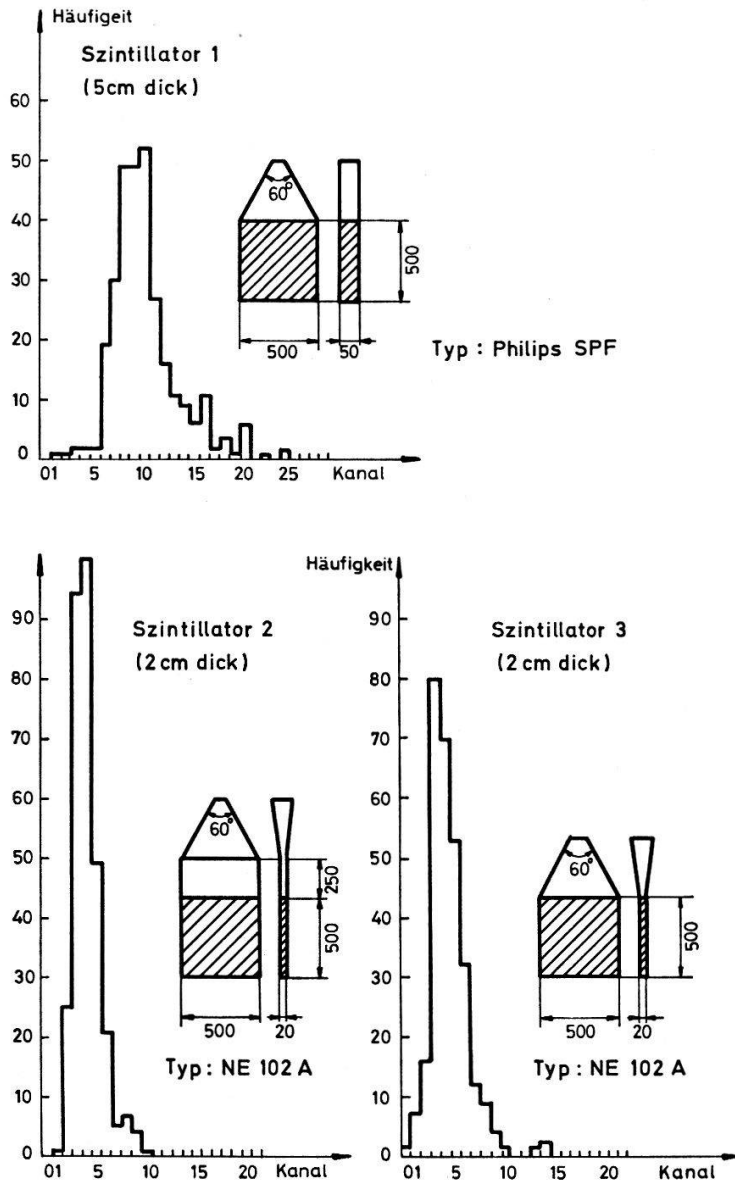
Er ist aus 1 m<sup>2</sup> grossen 10 bzw. 5 mm dicken Stahl- und Bleiplatten aufgebaut. Insgesamt 80 mm Pb und 40 mm Fe. Um den Absorber mit seinem  $120 \text{ gcm}^{-2}$  Material zu durchqueren, muss die minimale Energie für ein  $\mu$  oder ein  $\pi$  ca. 180 und für ein  $p$  ca. 350 MeV betragen.

### 2.5. Das Spiegelsystem, Optik

Auf zwei Seiten der Apparatur sind auf der Höhe der Funkenkammern 14 Spiegel befestigt, pro Spalt ein Stück. Die Kamera ist so weit weg angebracht, dass gerade Teilchenspuren auf dem Film nur leicht gekrümmt erscheinen. Die optische Achse geht durch eine Ecke der Funkenkammern. Eine um die gesamte Apparatur gebaute

Holzhütte hält alles im Dunkel, da die Kamera zwischen zwei Ereignissen geöffnet bleiben muss (Fig. 5).

### Impulshöhenverteilungen minimalionisierender Teilchen

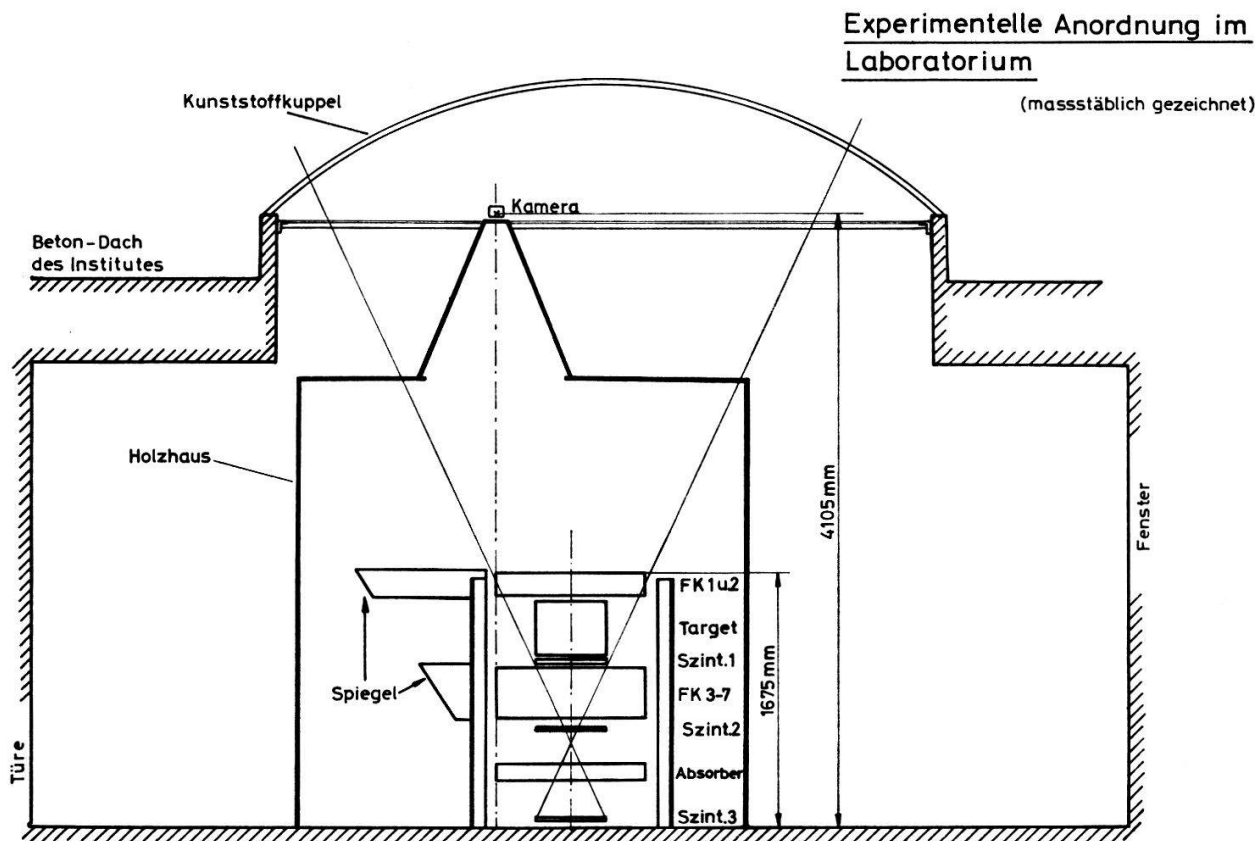


Figur 4  
Impulshöhenverteilungen minimalionisierender Teilchen.

## 2.6. Die Elektronik

Figur 3 gibt ein Blockschaema wieder. Die drei Photomultiplikatorensignale werden durch passive Splitter ( $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_3$ ) einerseits zur  $y$ -Ablenkung eines Doppelstrahl-oszillographen und andererseits geschwächt zu den Diskriminatoren  $D_1$ ,  $D_2$  und  $D_3$  geführt. Diese, den 56 AVP-Signalen angepassten, in weitem Bereich (0,1–5 V Eingangsspannung) linearen und temperaturkompensierten Diskriminatoren [6] geben am Ausgang je einen logischen Impuls ab, der eine dreifache Koinzidenzschaltung ( $C_0$ ) erreicht. Das Koinzidenzsignal wird durch einen aktiven Splitter ( $S$ ) auf einen

Zähler, auf den externen Triggereingang des KO und auf den Triggergenerator geführt. Dieser zündet die drei Funkenstrecken der Pulser 1 und 2, so dass ein Hochspannungsimpuls  $0,45 \mu\text{sec}$  nach einem Teilchendurchgang die Funkenkammern erreicht. Durch dieselbe Funkenstrecke, welche die Kondensatoren zu den Funkenkammern 1 und 2 entlädt, wird auch ein Impuls ausgelöst, der (geschwächt) in eine Programmeinheit gegeben wird. Die Kamera für die Funkenkammerbilder, die Kamera am KO, mechanische Zähler und Indexlämpchen werden damit gesteuert.



Figur 5  
Experimentelle Anordnung im Laboratorium (maßstäblich gezeichnet).

### 3. Messungen

Aus KO-Aufnahmen liess sich für die Photomultiplikatoren der drei Szintillatoren die mittlere Impulshöhe  $h_m$  von Myonen bestimmen, welche die gesamte Apparatur durchqueren. Letztere haben eine Energie von mindestens 340 MeV, d. h. sie sind sicher minimalionisierend. Figur 4 gibt die gefundenen Impulshöhenverteilungen wieder.

#### 1. Messung:

Die Diskriminatorpegel wurden so eingestellt, dass die minimale Höhe  $h$  des PM-Impulses

aus Szintillator 1:  $3 \times h_m$ ,

aus Szintillator 2:  $1 \times h_m$ ,

aus Szintillator 3:  $2 \times h_m$  betrug.

Zwei Kriterien führten zu dieser Wahl: Aus der Geometrie der Anlage erwartet man für relativ kleine Einfallenergien, dass die Zahl erzeugter Teilchen, welche Szintillator 1 (nahe am Target) durchqueren, grösser ist als die Zahl Teilchen, welche den

untersten Szintillator durchqueren. Szintillator 2 spielte für die erste Messung keine Rolle. Sein Diskriminatorpegel wurde deshalb auf ein oder mehr Teilchen eingestellt. Die verlangte dreifache statt nur zweifache Koinzidenz reduzierte die Zahl zufälliger Koinzidenzen. Das zweite Kriterium zur Wahl der Diskriminatorpegel waren Funkenkammerbilder, welche bei verschiedenem Diskriminatorpegel von Szintillator 1 und 3 vor der Messung gemacht wurden. Es sollten keine einzeln einfallende Teilchen beobachtet werden, welche nicht wenigstens eine Reaktion mit Teilchenerzeugung in der Apparatur auslösten.

## 2. Messung:

In einer zweiten Messung sollte mit unserer Apparatur festgestellt werden, wie sich das Ladungsverhältnis ändert, falls man im zweiten Szintillator, mittels hoch eingestelltem Diskriminatorpegel eine starke Ionisation verlangt (die Einstellung der Diskriminatoren 1 und 3 wurde so gelassen wie in der ersten Messung). Damit sollten bevorzugt Ereignisse grösserer Multiplizität oder mit sicherer  $\pi^0$ -Produktion, deren Photon-Elektron-Kaskade die Bedingung eines hohen Impulses aus Szintillator 2 erfüllte, beobachtet werden. Unter der Annahme, dass die  $\pi^0$ -Produktion im Mittel unabhängig vom Ladungszustand des einfallenden Hadrons ist, erwartet man keine Änderung im beobachteten Verhältnis einfallender Neutronen zu Protonen und  $\pi^\pm$ -Mesonen. Die Auswahl höher energetischer Ereignisse dagegen sollte den Wert des Verhältnisses verkleinern (vgl. Abschnitt II,3.).

Die gewählte Einstellung der Diskriminatorpegel war so, dass die minimale Höhe des Photomultiplikator-Impulses

aus Szintillator 1:  $3 \times h_m$ ,

aus Szintillator 2:  $9 \times h_m$ ,

aus Szintillator 3:  $2 \times h_m$  betrug.

(1 und 3 gleiche Werte wie in der 1. Messung.)

## 4. Auswertung

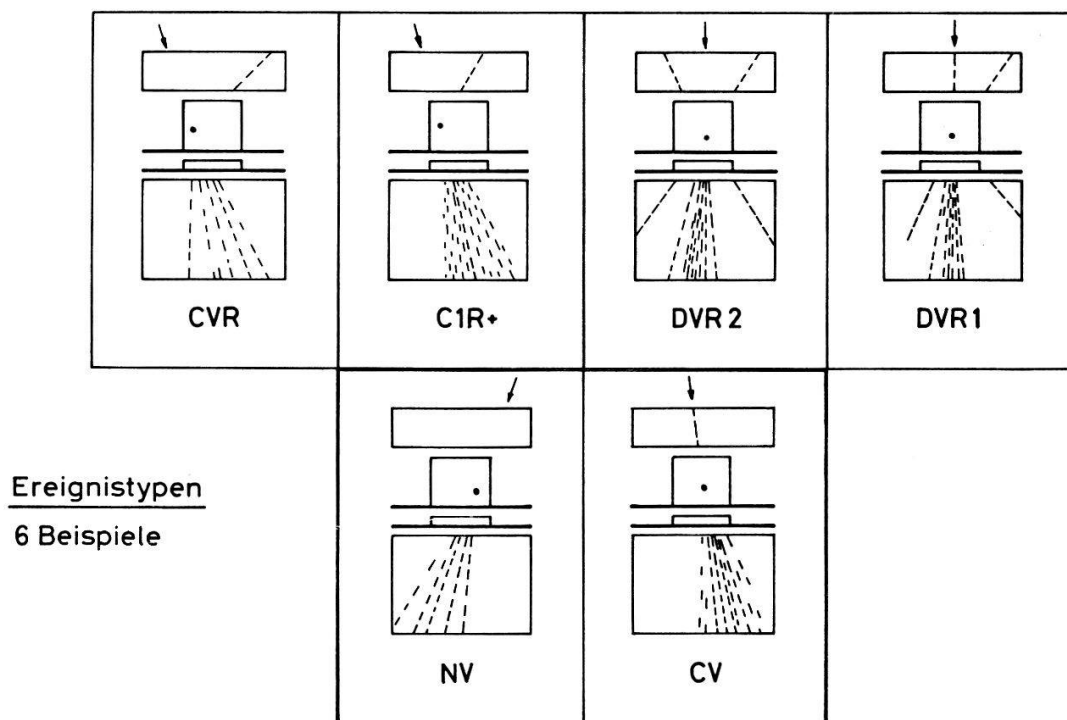
Die Auswertung der Filme wurde durch Scannerinnen vorgenommen. In Figur 6 sind die wichtigsten Ereignisklassen im Bild wiedergegeben. Figur 7 ist eine Originalaufnahme (ein geladen einfallendes Hadron hat im Target eine Reaktion ausgelöst – Aufriss und Seitenriss nebeneinandergestellt). Es wurde keine räumliche Rekonstruktion der Ereignisse vorgenommen, da im Aufriss und Seitenriss für unsere Zwecke genügend Information enthalten war. Alle Bilder wurden zur Kontrolle ein zweites Mal durchgesehen.

KO-Aufnahmen wurden nur zu ca. 1/4 aller Funkenkammer-Ereignisse gemacht und den Funkenkammer-Bildern entsprechend zugeordnet.

## 5. Erwartete und beobachtete Teilchenflüsse, Reaktionsraten, Energie der einfallenden, Luftschauerrate

### 5.1.

Die Zählraten der einzelnen Plastikszintillatoren sowie ihre Koinzidenzrate entsprachen dem in Bern ( $x = 976 \text{ g cm}^{-2}$ ) erwarteten Teilchenfluss. Der durch die beiden Szintillatoren 1 und 3 und Funkenkammer 1 definierte Raumwinkel beträgt 0,19 sterad. Vgl. Figur 5 (Raumwinkel mal Fläche =  $508 \text{ cm}^2 \text{ sterad}$ ).



Figur 6  
Ereignistypen (6 Beispiele).

## 5.2.

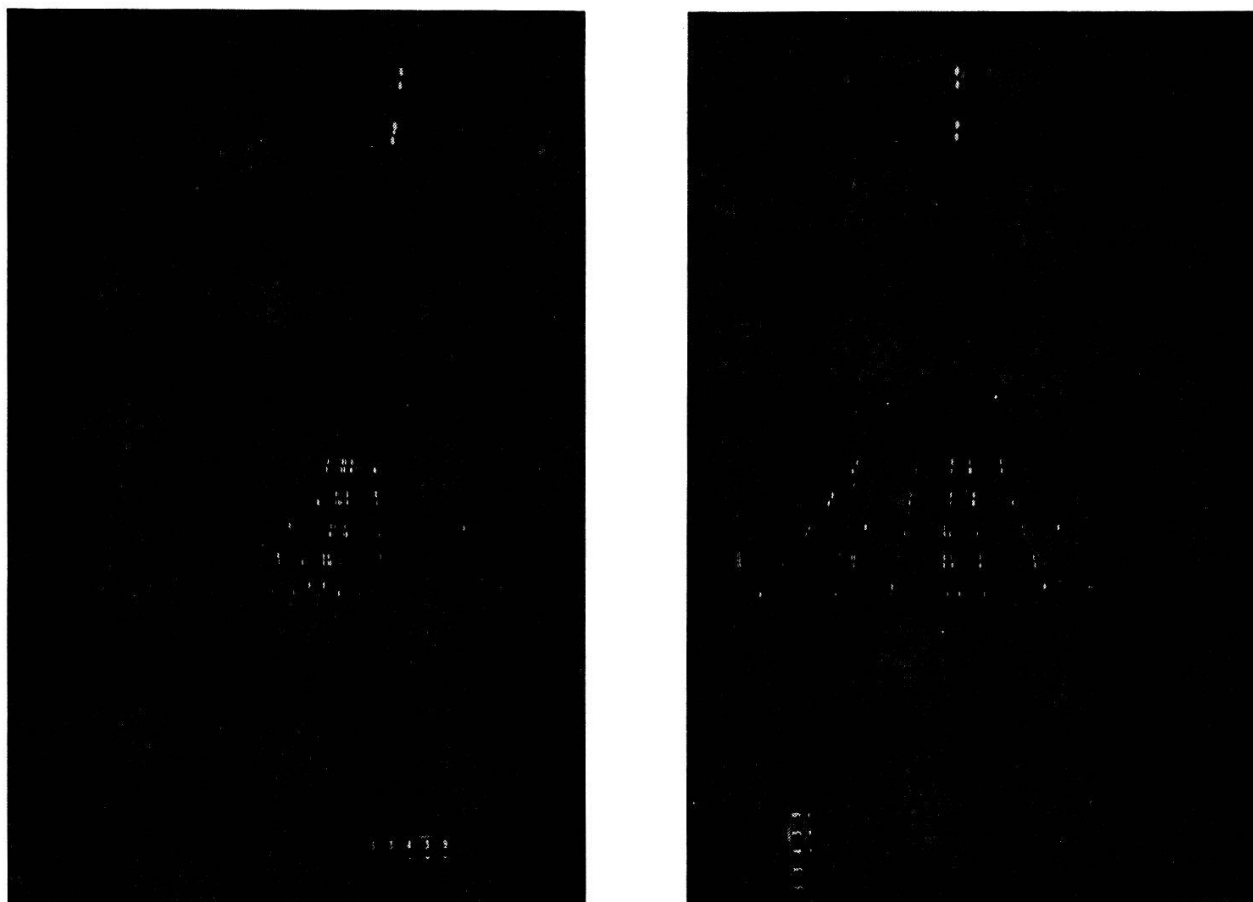
Die Abschätzung der Zahl  $Z$  der im Target stattfindenden Reaktionen wurde anhand der durch die Durhamgruppe gemessenen Protonen- und  $\pi^\pm$ -Mesonenspektren [7, 4] gewonnen:

$E$ (GeV)	10	15	20	30	50	70
$Z_c$ ( $\text{min}^{-1}$ )	0,037	0,020	0,012	0,0064	0,0025	0,00098
Fehler $\pm$	0,009	0,005	0,003	0,0017	0,0008	0,00040

$Z_c$  = Zahl Reaktionen pro Minute, welche im Target durch ein geladenes Hadron ausgelöst werden.

Die totale Zählrate während der 1. Messung betrug  $0,184 \text{ min}^{-1}$ . Darin sind zusätzlich zu den «guten» Ereignissen Luftschauer, Reaktionen ausserhalb des Targetvolumens, seitlich einfallende Teilchen enthalten. Werden diese von der totalen Zählrate abgezogen, so bleiben  $Z = 0,059 \text{ min}^{-1}$  ( $\approx 32\%$ ) für die gewünschten guten Ereignisse übrig und die Zahl Reaktionen darunter, welche durch ein geladenes Teilchen ausgelöst worden sind, beträgt  $Z_c = 0,031 \text{ min}^{-1}$ . Dieser Wert entspricht einer minimalen Einfallsenergie von ungefähr 12 GeV.

Diese Energieabschätzung gilt nur, falls die Detektionswahrscheinlichkeit von einfallenden  $\pi^\pm$  bzw. Nukleonen als identisch angenommen wird, d.h. wir nehmen an, dass sowohl die Winkel- und Impulsverteilungen der Sekundären als auch ihre Multiplizität bei von Nukleonen und  $\pi$ -Mesonen ausgelösten Reaktionen am Kohlenstoff im Energiegebiet zwischen 10 und 30 GeV ungefähr gleich seien. (Man vergleiche hierzu noch die Bemerkung im Abschnitt III,7.2., wo gezeigt wird, dass die minimale Einfallsenergie der  $\pi$ -Mesonen sich nur wenig von derjenigen der Nukleonen unterscheidet.)



Figur 7

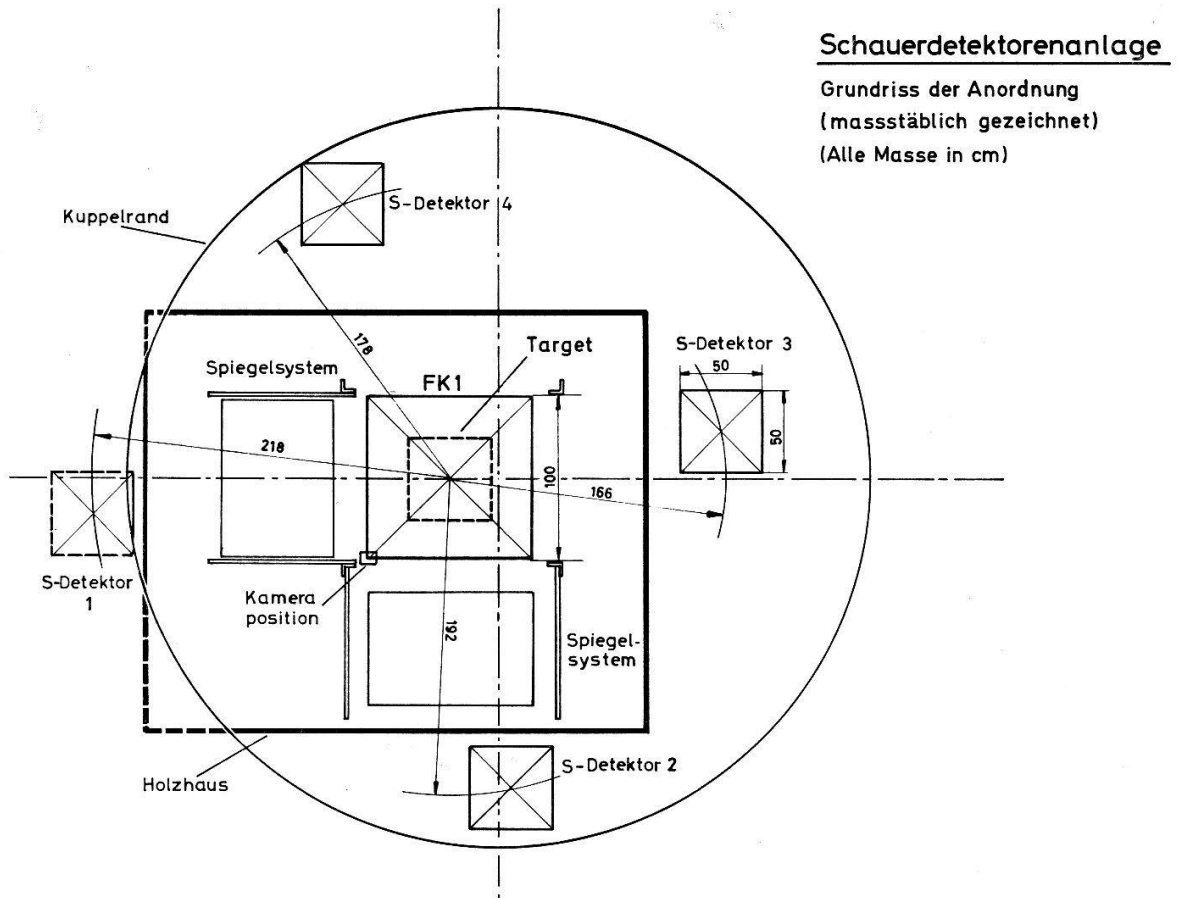
Während der zweiten Messung betrug die Triggerrate  $0,075 \text{ min}^{-1}$ ; davon sind 23% auf Hadronenstöße im Target zurückzuführen ( $Z = 0,017 \text{ min}^{-1}$ ). Die mittlere Einfallenergie würde gemäss der ca. vierfach verkleinerten Reaktionsrate der doppelten Energie der ersten Messung entsprechen. Die detaillierte Berechnung der Wahrscheinlichkeiten für das Eintreffen aller möglichen beobachtbaren Reaktionen im Target zeigt aber, dass in dieser zweiten Messung die Energie nicht wesentlich höher als in der ersten Messung sein kann (ca. 15 GeV). Die Auswahl der Ereignisse mit grösserer Multiplizität oder in welchen mindestens drei  $\pi^0$  erzeugt werden, reduziert die Reaktionsrate auf den beobachteten Wert. Dies konnte auch aus dem Vergleich der Impulshöhenanalyse der PM-Signale des Szintillators 2 für die beiden Messungen überprüft werden.

### 5.3.

Um den Begriff «einzeln einfallendes N-Teilchen» besser zu verstehen, wurde eine kleine Luftschaueranlage um unsere Apparatur eingerichtet. In Figur 8 ist die Anordnung der vier Zähler im Grundriss dargestellt. Die Abstände zwischen den Schauerdetektoren sind so gewählt, dass kleine lokale Schauer praktisch nicht registriert werden [8].

Die Schauerzähler sind quadratische NE 102 A Plastikszintillatoren ( $50 \times 50 \times 5 \text{ cm}^3$ ). Ein Photomultiplikator (56 AVP) ist zentral in einer Höhe von 40 cm oberhalb des Szintillators befestigt. Die Ansprechwahrscheinlichkeit betrug für alle vier Zähler mehr als 99% und die Uniformität auch mehr als 99% [9]. Die beobachteten Frequen-

zen der Luftschauer mit einer Teilchendichte grösser gleich  $x$  Teilchen pro  $m^2$  stimmen z.B. mit den Resultaten von Imai et al. [10] gut überein.



Figur 8  
Schauerdetektorenanlage. Grundriss der Anordnung (maßstäblich gezeichnet). (Alle Masse in cm.)

Die S-Detektoren 2 und 3, bzw. 2 und 4 wurden während der ersten Messung für ca. 2000 Ereignisse an den KO angeschlossen, so dass für alle FK-Bilder aus einer dazugehörigen KO-Aufnahme geschlossen werden konnte, ob das in die Apparatur einfallende und die Triggerbedingung erfüllende N-Teilchen zu einem Luftschauer gehörte oder nicht (assoziierte Ereignisse). Zusammenfassend lassen sich folgende Aussagen machen:

- Die Zahl nicht assoziierter C- und N-Ereignisse (C = charged, N = neutral; Bezeichnungen für das einfallende Hadron) beträgt ca. 86% aller C- und N-Ereignisse.
- Die assoziierten C- und N-Ereignisse (14%) sind nur von wenig Teilchen begleitet, welche die S-Detektoren gleichzeitig durchsetzen. Dies wurde aus einer detaillierten Auswertung der Impulshöhen der entsprechenden PM-Signale geschlossen.
- Ca. 60% aller in die Apparatur einfallenden Luftschauer lassen auch die S-Detektoren 2 und 3, bzw. 2 und 4 ansprechen. Ca. 20% nur einen von beiden.

## 6. Spezielle Ereignisse

Als solche können folgende angeführt werden:  $\mu$ - $e$  Stöße (hochenergetische « $\delta$ -rays»),  $\mu$ -Bremsstrahlung, direkte Paarbildung, welche zu einer elektromagnetischen Kaskade führen können; weiter  $\mu$ -Kernstöße. Die Wahrscheinlichkeit des Ein-

treten solcher Ereignisse musste abgeschätzt werden, da sie mit unserer Apparatur nicht immer von den uns interessierenden Nukleonen, bzw.  $\pi$ -Mesonen ausgelöst unterschieden werden konnten und der  $\mu$ -Fluss bekanntlich ca. 100mal grösser als der Hadronenfluss ist. Der Einfluss der  $\mu$ -induzierten Ereignisse auf das experimentell gefundene Verhältnis (neutral zu geladen) durfte vernachlässigt werden.

## 7. Resultate

### 7.1. Das Ladungsverhältnis

#### 7.1.1. Funkenkammerresultate der ersten Messung

Die totale effektive Messdauer betrug 2400 Stunden, welche insgesamt ca. 26 000 Funkenkammerbilder lieferte. Die Triggerrate betrug  $0,18 \text{ min}^{-1}$ .

Das Verhältnis neutral zu geladen einfallender Hadronen mit einer minimalen Energie von ungefähr 12 GeV wurde zu  $0,80 \pm 0,03$  gefunden. Im Fehler glauben wir neben dem rein statistischen auch die Unsicherheiten in der Auswertung der Funkenkammerbilder zu berücksichtigen. Dies konnte erreicht werden, indem das Verhältnis zuerst aus den eindeutig interpretierbaren Bildern (vgl. Fig. 6, Typ NV und CV) gewonnen wurde und anschliessend Ereignistypen mitgezählt wurden, welche schwächere Kriterien erfüllten. Das Verhältnis änderte sich dabei praktisch nicht.

#### 7.1.2. Funkenkammerresultate der zweiten Messung

Die totale effektive Messdauer betrug hier 1800 Stunden mit insgesamt ca. 8000 Funkenkammerbildern. Dies entspricht einer Triggerrate von  $0,075 \text{ min}^{-1}$ . Analog wie dies in 7.1.1 getan wurde, erhält man für das Verhältnis  $0,70 \pm 0,04$ . Aus der Kombination von Ereignisklassen schwächerer Auswahlkriterien gewonnene Werte liegen innerhalb des angegebenen Fehlers.

#### 7.1.3. Korrekturen des beobachteten Verhältnisses

Da die mittlere Stossweglänge der Nukleonen kleiner ist als diejenige der  $\pi^\pm$ -Mesonen, haben letztere eine kleinere Wahrscheinlichkeit, im Target unserer Apparatur eine Reaktion auszulösen, als die Nukleonen. Das Verhältnis

$$R_{obs} = \frac{N_n (1 - e^{-d/\lambda})}{N_p (1 - e^{-d/\lambda}) + F_{\pi^\pm} (1 - e^{-d/\lambda_\pi})} \quad (d = \text{mittlere Pfadlänge im Target})$$

ist somit etwas zu gross. Dies kann korrigiert werden, falls wir  $N_p$  und  $F_{\pi^\pm}$  als bekannt annehmen. Wir benützen die Protonen- und  $\pi$ -Flussmessungen der Durhamgruppe [7, 4]:

$$R_{corr} = \frac{N_n}{N_p + F_{\pi^\pm}}$$

$$R_{corr} = R_{obs} \frac{N_p (1 - e^{-d/\lambda}) + F_{\pi^\pm} (1 - e^{-d/\lambda_\pi})}{(N_p + F_{\pi^\pm}) (1 - e^{-d/\lambda})}$$

Für Einfallenergien grösser als 10 GeV wird der Korrekturterm  $0,91 \pm 0,01$ .

Die unter III,7.1 bzw. 2 angegebenen Resultate lauten in dieser Weise korrigiert:

$$\frac{N_n}{N_p + F_{\pi^\pm}} = 0,73 \pm 0,03 \text{ für die 1. Messung } E \gtrsim 12 \text{ GeV,}$$

$$\frac{N_n}{N_p + F_{\pi^\pm}} = 0,64 \pm 0,04 \text{ für die 2. Messung } E \gtrsim 15 \text{ GeV.}$$



## 7.2. Das $\pi^\pm$ -Mesonen zu Nukleonen-Verhältnis

Aus unserem gemessenen und korrigierten Wert  $R_{corr}$  und der üblichen Annahme, dass das Neutronen zu Protonen-Verhältnis auf Meereshöhe gleich 1 ist für Einfallenergien grösser ungefähr 5 GeV, lässt sich das  $\pi^\pm$ -Mesonen zu Nukleonenflussverhältnis ausrechnen:

$$\frac{F_{\pi^\pm}}{N_p + N_n} = 0,18 \pm 0,03 \text{ für die 1. Messung } E \gtrsim 12 \text{ GeV,}$$

$$\frac{F_{\pi^\pm}}{N_p + N_n} = 0,28 \pm 0,05 \text{ für die 2. Messung } E \gtrsim 15 \text{ GeV.}$$

Bemerkung:

Aus der beobachteten Reaktionsrate  $Z$  und dem mit Hilfe des gemessenen Verhältnisses neutral zu geladen gefundenen  $\pi^\pm$ -Mesonen zu Nukleonenverhältnis lassen sich einzeln der Nukleonenfluss und der  $\pi^\pm$ -Mesonenfluss berechnen (immer unter der Annahme, dass  $N_n = N_p$  ist und dass die Detektionswahrscheinlichkeit der einfallenden  $\pi^\pm$ -Mesonen gleich derjenigen der Nukleonen gewesen ist). Vergleicht man die gefundenen Flusswerte mit den Energiespektren von Brooke und Wolfendale [4, 7], so erhält man einzeln die minimalen Einfallenergien der Nukleonen und der  $\pi^\pm$ -Mesonen. Die gefundenen Werte stimmen mit denen in Abschnitt III,5.2 abgeschätzten überein, insbesondere unterscheiden sich die Einfallenergien der Nukleonen nur wenig von denen der  $\pi$ -Mesonen.

Die Ereignisse, welche durch Neutronen ausgelöst werden, weisen im Mittel ein geladenes Sekundärteilchen weniger auf als diejenigen, welche durch ein geladenes Hadron ausgelöst werden. Im Falle sehr kleiner Multiplizitäten werden deshalb die ersteren durch unsere Triggerbedingung während der ersten Messung eine kleinere Detektionswahrscheinlichkeit haben als die Protonen und  $\pi^\pm$ -Mesonen. Die Berechnung der Eintreffwahrscheinlichkeit aller im Energiegebiet von 12 GeV im Target auftretenden Ereignisse zeigt aber, dass dieser Unterschied vernachlässigbar ist, da der Beitrag der Ereignisse mit der minimal verlangten Multiplizität relativ klein ist.

Die KO-Aufnahmen der Photomultiplikatorensignale aus Szintillator 1 und 2 zeigten, dass sowohl in der ersten wie in der zweiten Messung die Impulshöhen der Ereignisse, welche durch ein neutrales Hadron ausgelöst wurden, sowie ihre Verteilung praktisch identisch mit denjenigen der Ereignisse waren, welche durch ein geladenes Hadron ausgelöst wurden.

## 7.3. Wahrscheinlichkeit $\omega$ für den Ladungsaustausch bei Nukleonenstößen in der Atmosphäre

Im Abschnitt II,1 wird die Nukleonenkomposition  $\delta_x$  in der Tiefe  $x$   $\text{gcm}^{-2}$  angeführt (Gleichung (3)). Kennt man das  $\pi^\pm$ -Mesonen zu Protonen-Verhältnis in der Tiefe  $x$   $\text{gcm}^{-2}$ , so lässt sich aus unserem gemessenen Ladungsverhältnis

$$R = \frac{N_n}{N_p + F_{\pi^\pm}} \delta_x, \text{ und damit } \omega \text{ bestimmen:}$$

$$\omega = \frac{\lambda}{2x} \eta^{-\gamma} \ln \left[ \delta_0 \frac{1 + \left(1 + \frac{F_\pi}{N_p}\right) R}{1 - \left(1 + \frac{F_\pi}{N_p}\right) R} \right].$$

Pal und Peters benützen in [1] folgende Parameterwerte, welche wir hier auch wieder verwenden wollen, um mit dem in ihrer Arbeit verwendeten  $\omega$  vergleichen zu können:

$$\lambda = 75 \pm 5 \text{ gcm}^{-2}, \eta = 0,55 \pm 0,03, \gamma = 1,67 \pm 0,03, \delta_0 = 0,74 \pm 0,01.$$

Wir dürfen hier jetzt nicht mehr annehmen, dass das Neutronen zu Protonen-Verhältnis in Bern = 1 ist und auch unser unter dieser Bedingung abgeleitetes  $\pi$ -Mesonen zu Nukleonen-Verhältnis verwenden. Wir setzen daher das von Brooke und Wolfendale gemessene  $F_\pi/N_p$  in die obige Formel ein und nicht  $F_\pi/N_p = 2 F_\pi/(N_n+N_p)$ .

$$\frac{F_\pi}{N_p} = 0,5 \pm 0,1 \text{ für } E \gtrsim 15 \text{ GeV, aus [4].}$$

Für das aus der zweiten Messung gefundene Ladungsverhältnis erhält man so

$$\omega = 0,65 \pm 0,30 .$$

Pal und Peters rechnen in ihrer Arbeit mit  $\omega = 0,3^{+0,2}_{-0,08}$  [1].

Wie der relativ grosse Fehler zeigt, ist die hier verwendete Methode zur Bestimmung von  $\omega$  nicht sehr zweckmässig. Dies lässt sich schon aus der Formel

$$\omega = \frac{\lambda}{2x} \eta^{-\gamma} \ln \left[ \frac{N_p(0, E) - N_n(0, E)}{N_p(x, E) - N_n(x, E)} \right]$$

ablesen, wenn in tieferen atmosphärischen Schichten  $N_p(x, E) \approx N_n(x, E)$  wird.

#### IV. Diskussion

Das gefundene Verhältnis neutral zu geladen einfallender Hadronen lässt sich z. B. mit der Theorie von Pal und Peters [1] vergleichen. In Figur 1 sind unsere zwei Messungen eingetragen. Die experimentellen Werte liegen innerhalb des theoretisch erwarteten Resultates (Gleichung (7)). Die verwendeten Parameter sind leider teilweise noch mit so grossen Fehlern behaftet, dass die Theorie keine genauen Voraussagen machen kann und unsere Werte dürfen deshalb nicht als Bestätigung eines besonderen Modells betrachtet werden.

Unser experimenteller Wert für das Flussverhältnis neutraler zu geladener Hadronen ist nicht in Widerspruch mit den Messungen der Durhamgruppe [4]. Unter der Annahme eines Neutronen- zu Protonenflussverhältnisses von 1 oberhalb 3 GeV erhält man aus ihren Messungen des  $\pi$ - zu Protonen-Verhältnisses oberhalb 15 GeV  $0,67 \pm 0,05$ .

In Figur 1 sind auch experimentelle Resultate anderer Autoren [11–29] eingetragen. Diese sind im Unterschied zu unserer Messung auf Bergeshöhe gewonnen worden. Die relativ grossen Fehler rühren vor allem von den Korrekturen her, welche bei Experimenten mit Geigerzählrohren oft beträchtlich sind. Insbesondere was z. B. rückwärtsfliegende Sekundärteilchen angeht. Diese sind nicht leicht von den geladen einfallenden primären zu unterscheiden. Dank unseren Funkenkammern waren diesbezüglich die photographierten Spuren der Ereignisse gut interpretierbar. Ebenfalls seitlich einfallende Teilchen konnten von den gewünschten deutlich getrennt werden.

## Verdankungen

Für die mir erteilte Hilfe und Unterstützung in Form nützlicher Gespräche und Anregungen zu dieser Arbeit sowie für die kritische Durchsicht des Manuskriptes danke ich Herrn Prof. Dr. B. Hahn herzlich. Auch Herrn Prof. Dr. K. Sitte, welcher dieses Experiment vorgeschlagen hat, möchte ich bestens danken. Herrn Dr. P. Grieder danke ich für die zur Verfügung gestellte Elektronik. Für die geduldige Auswertung der Funkenkammerbilder und das Zeichnen der Figuren durch unsere Scannerinnen, Frau S. Schilt, Frau M. Getzmann, Frau I. Boural und Fräulein M. Koller, und für die gute Arbeit und Initiative unserer Mechaniker, der Herren P. Oberli, H. Schütz und R. Schor, danke ich bestens. Freundlicherweise hat Herr J. Houtermans die Programmierung der Gleichung (7) mit ihrer Fehlergrenze ausgeführt und Fräulein M. B. Sauter und Fräulein E. Tank haben das Manuskript abgeschrieben. Die Arbeit wurde vom Schweizerischen Nationalfonds unterstützt.

## LITERATURVERZEICHNIS

- [1] Y. PAL, B. PETERS, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* 33, no. 15 (1964).
- [2] G. COCCONI, *Phys. Rev.* 111, 1699 (1958).
- [3] B. PETERS, CERN 66-22 (24 June 1966).
- [4] G. BROOKE, M. A. MEYER, A. W. WOLFENDALE, *Proc. Phys. Soc.* 83, 871 (1964).
- [5] P. K. F. GRIEDER, *Nucl. Instr. Meth.* 55, 295 (1967).
- [6] P. K. F. GRIEDER, *Nucl. Instr. Meth.* 56, 229 (1967).
- [7] G. BROOKE, A. W. WOLFENDALE, *Proc. Phys. Soc.* 83, 843 (1964).
- [8] G. COCCONI, *Handbuch der Physik, Kosmische Strahlung*, Bd. XLVI/1, 227 (1961).
- [9] A. MARKEES, private Mitteilung.
- [10] T. IMAI, K. KAMATA, S. KAWASAKI, K. MURAKAMI, N. OGITA, *Int. Conf. C.R. Kyoto* (1961), III-4-2.
- [11] L. JANOSSY, G. D. ROCHESTER, *Proc. Roy. Soc. (London) A* 182, 180 (1944).
- [12] R. H. BROWN, U. CAMERINI, P. H. FOWLER, H. HEITLER, D. T. KING, C. F. POWELL, *Phil. Mag.* 40, 862 (1949).
- [13] W. D. WALKER, *Phys. Rev.* 77, 686 (1950).
- [14] K. SITTE, *Phys. Rev.* 78, 721 (1950).
- [15] G. COCCONI, TONGIORGI, WIDGOTT, *Phys. Rev.* 79, 768 (1950).
- [16] K. GREISEN, W. D. WALKER, S. P. WALKER, *Phys. Rev.* 80, 535 (1950).
- [17] M. B. GOTTLIEB, *Phys. Rev.* 82, 349 (1951).
- [18] W. D. WALKER, N. M. DULLER, J. D. SORRELS, *Phys. Rev.* 86, 865 (1952).
- [19] A. LOVATI, A. MURA, G. TAGLIAFERRI, S. TERRANI, *Nuovo Cim.* 9, 946 (1952).
- [20] K. GREISEN, W. D. WALKER, *Phys. Rev.* 90, 915 (1953).
- [21] M. CERVASI, G. FIDECARO, L. MEZZETI, *Nuovo Cim.* 1, 300 (1955).
- [22] H. L. KASNITZ, K. SITTE, *Phys. Rev.* 94, 977 (1955).
- [23] L. FARROW, *Phys. Rev.* 107, 1687 (1957).
- [24] S. LAL, Y. PAL, R. RAGHAVAN, *Nucl. Phys.* 31, 415 (1962).
- [25] S. LAL, R. RAGHAVAN, SREEKANTAN, SUBRAMANIAN, *Proc. Int. Conf. C.R. Jaipur* (1963).
- [26] N. L. GRIGOROV et al., *Proc. Int. Conf. C.R. London* 2, 920 (1965).
- [27] A. V. ALAKOV, V. N. BOLOTOV et al., *Proc. Int. Conf. C.R. Calgary* (1967), S. 694.
- [28] V. V. AVAKIAN, M. P. PLESHKO, *Proc. Int. Conf. C.R. Calgary* (1967), S. 709.
- [29] J. G. DUTHIE, C. M. FISHER, P. H. FOWLER, A. KADDOURA, D. H. PERKINS, K. PINKALL, W. WOLTER, *Phil. Mag.* 6, 126 (1961).