

Das Impulsspektrum der Ultrastrahlungs-Muonen und das Ladungsverhältnis in 5200 m Höhe

O. C. ALLKOEFER und E. KRAFT

Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Universität Kiel

(Z. Naturforschg. **21 a**, 1205–1210 [1966]; eingegangen am 23. Februar 1966)

The momentum spectrum of cosmic ray muons and the charge ratio at 5200 m above sea level have been measured. To separate the spectrum of muons from the total spectrum a lead absorber was used. From theoretical models the spectrum of muons is calculated. Good agreement is found between the calculated and measured muon spectrum.

Um den Erzeugungsmechanismus der verschiedenen Komponenten der Ultrastrahlung erforschen zu können, ist es notwendig, den Verlauf der Impulsspektren in verschiedenen Höhen der Atmosphäre zu untersuchen. Aus diesem Grunde wurden von uns bisher die Spektren in drei Höhen gemessen: a) auf Meereshöhe in Kiel¹, b) in 2960 m auf der Zugspitze², c) in 5200 m auf dem Chacaltaya (Bolivien)³. Bei all diesen Messungen wurde ein magnetischer Impulsspektrograph benutzt. Er besteht aus einem Ablenkmagnet und sechs Funkenkammern, von denen drei oberhalb und drei unterhalb des Magneten angeordnet sind. Eine genaue Beschreibung des Gerätes wurde von ALLKOEFER u. a. in¹ und² gegeben. Die Verwendung von Funkenkammern in einem magnetischen Spektrographen ermöglicht es, bei gleich gutem Auflösungsvermögen des Gerätes dessen geometrische Dimensionen relativ klein zu halten. Dieser Umstand ist für Messungen in Bergeshöhe sehr wichtig.

In dieser Arbeit werden die Messungen, die auf dem Chacaltaya in 5200 m Höhe durchgeführt wurden, beschrieben und diskutiert. Eine kurze Zusammenfassung der Meßergebnisse ist schon in³ veröffentlicht. Zur theoretischen Herleitung des Muonenspektrums werden die Verfahren von RODGERS⁴ und SANDS⁵ herangezogen.

1. Das berechnete Muonenspektrum in 5000 m Höhe

Die Annahmen, die bei jeder einzelnen Rechenmethode gemacht werden müssen, erlauben es nicht,

das Muonenspektrum in dem ganzen uns interessierenden Impulsintervall ($0,1 \text{ GeV}/c \leq p \leq 50 \text{ GeV}/c$) nach einer Methode allein zu berechnen. Deswegen werden zwei verschiedene Rechenverfahren angewandt: Nach der Methode von RODGERS wird das Muonenspektrum für den Impulsbereich $1 \text{ GeV}/c \leq p \leq 50 \text{ GeV}/c$ berechnet, während für das Intervall $0,1 \text{ GeV}/c \leq p \leq 5 \text{ GeV}/c$ das nach SANDS berechnete Spektrum herangezogen wird.

a) Das Impulsintervall $1 \text{ GeV}/c - 50 \text{ GeV}/c$

Zur Bestimmung des Pionen-Erzeugungsspektrums wird ausgegangen von einem integralen Protonenspektrum $N_p(E)$, das von BARRETT u. a.⁶ in der folgenden Form angegeben wird:

$$N_p(E) = \text{const } E^{-s}. \quad (1)$$

Der Exponent s in Gl. (1) hat folgende Gestalt:

$$s = 1,35 + 0,04 \cdot \ln(E_p/3,2 \cdot 10^9) \quad (2)$$

für Protonenenergien $E_p \gg 10^9 \text{ eV}$.

Benutzt man bei der Erzeugung der Pionen für die Multiplizität n die Beziehung $n = k E_p^{1/4}$ und benutzt man weiter die folgende Relation zwischen der Protonenenergie E_p und der Pionenenergie E_π

$$E_p = 8,62 \cdot 10^{10} (E_\pi/10^{10})^{4/3}, \quad (3)$$

so erhält man ein differentielles Pionen-Erzeugungsspektrum $S'(\pi, p) dp_\pi$. Es wird dargestellt durch die folgende Gleichung

$$S'(\pi, p) dp_\pi = (2,65 + 0,33 \log p_\pi) \cdot \exp\{-6,1 \log p_\pi + 0,33 (\log p_\pi)^2\} dp_\pi. \quad (4)$$

¹ O. C. ALLKOEFER, Atomkernenergie **4**, 389 [1959].

² O. C. ALLKOEFER u. J. TRÜMPER, Z. Naturforschg. **19 a**, 1304 [1964].

³ O. C. ALLKOEFER u. E. KRAFT, Nuovo Cimento **39**, 1051 [1965].

⁴ A. L. RODGERS, Proc. Phys. Soc. London **78**, 918 [1961].

⁵ M. SANDS, Phys. Rev. **77**, 180 [1950].

⁶ P. H. BARRETT, L. M. BOLLINGER, G. COCCONI, Y. EISENBERG u. K. GREISEN, Rev. Mod. Phys. **24**, 133 [1952].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

Dabei bedeutet p_π (eV/c) den Impuls des entstandenen Pions. Der Verlauf von $S'(\pi, p)$ wird in Abb. 1 gezeigt.

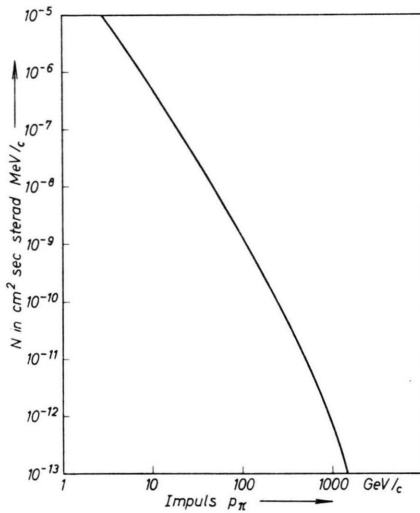


Abb. 1. Das Pionenerzeugungsspektrum $S'(\pi, p)$.

Zur Berechnung des Muonenspektrums ist eine genaue Kenntnis des Pionenspektrums in allen Schichten der Atmosphäre notwendig. Eine exakte Erfassung des Pionenspektrums in Abhängigkeit der atmosphärischen Tiefe führt zu einer schwer löslichen Diffusionsgleichung. Um den Rechenvorgang zu vereinfachen, werden folgende Annahmen gemacht, die jedoch eine gute Approximation darstellen:

α) Alle Pionen sollen in den ersten 100 g/cm² der Atmosphäre durch die Absorption der gesamten primären Protonenkomponente erzeugt werden.

β) Die Atmosphäre wird in homogene Schichten zu je 100 g/cm² eingeteilt. Die Werte für die Dichte ϱ (g/cm³) der Atmosphäre in den jeweiligen Tiefen werden aus ⁷ entnommen. Die Aufteilung der Atmosphäre ist in Abb. 2 dargestellt.

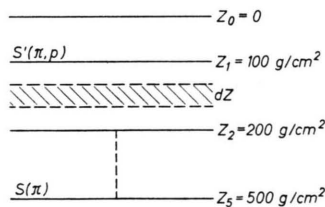


Abb. 2. Schichtung der Atmosphäre zur Berechnung des Pionen-Spektrums in 5000 m Höhe. $S'(\pi, p)$: differentielles Erzeugungsspektrum der Pionen, $S(\pi)$: differentielles Spektrum der Pionen auf 5000 m Höhe.

⁷ B. Rossi, Rev. Mod. Phys. **20**, 537 [1948].

γ) Für den Impuls p_μ des entstandenen Muons gelte immer die Beziehung $p_\mu = 0,8 p_\pi$, wobei p_π den Impuls des Eltern-Pions darstellt. Ferner sei der Energieverlust der Muonen in der Atmosphäre immer $2,2 \text{ MeV} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{cm}^2$.

Mit diesen Vereinfachungen läßt sich nun das Muonenspektrum ableiten: Beim Durchlaufen der Atmosphäre können Pionen zerfallen und Kernwechselwirkung erleiden. Durch beide Prozesse verschwinden in einer differentiell kleinen Schicht dZ (g/cm²) der Atmosphäre $dN(\pi, Z)$ Pionen, wenn $N(\pi, Z)$ Pionen an der Stelle Z (g/cm²) vorhanden sind:

$$-dN(\pi, Z) = N(\pi, Z) \left(\frac{1}{\lambda_\pi} + \frac{1}{L \cdot \varrho} \right) dZ. \quad (5)$$

Dabei bedeutet λ_π (g/cm²) die Kernwechselwirkungslänge der Pionen in Luft und L (cm) die mittlere Zerfallslänge. Die numerischen Werte sind:

$$L = 5,13 \cdot 10^{-6} p_\pi \text{ cm}, \quad \lambda_\pi = 120 \text{ g/cm}^2.$$

Die Anzahl der Pionen $N(\pi, Z_i)$, die bis zur Tiefe Z_i überlebt haben, ergibt sich durch Integration der Gl. (5) zwischen den Grenzen Z_{i-1} und Z_i :

$$N(\pi, Z) = N(\pi, Z_{i-1}) \cdot \exp \left\{ - (Z_i - Z_{i-1}) \left(\frac{1}{\lambda_\pi} + \frac{1}{L \cdot \varrho_{i-1}} \right) \right\}. \quad (6)$$

Drückt man $N(\pi, Z_{i-1})$ durch $N(\pi, Z_1)$ aus und ersetzt $N(\pi, Z_1)$ durch das Erzeugungsspektrum $S'(\pi, p)$, so erhält man die Anzahl der Pionen $N(\pi, Z_i)$ in der Tiefe Z_i der Atmosphäre in der folgenden sehr einfachen Form:

$$N(\pi, Z_i) = S'(\pi, p) \cdot \exp \left\{ \frac{(Z_i - Z_1)}{\lambda_\pi} - \frac{100}{L} \sum_{r=1}^i \frac{1}{\varrho_r} \right\}. \quad (7)$$

In einer differentiellen Schicht dZ (g/cm²) zerfallen $dN(\pi, Z)$ Pionen in Muonen. Es gilt folgende Beziehung:

$$-dN(\pi, Z) = dN(\mu, Z) = \frac{1}{L \cdot \varrho} N(\pi, Z) dZ. \quad (8)$$

Die Anzahl der Muonen $N(\mu, Z_i, Z_{i+1})$, die in der Schicht zwischen Z_i und Z_{i+1} erzeugt werden, ergibt sich durch Integration der Gl. (8) mit den entsprechenden Integrationsgrenzen.

Unter dem Erzeugungsspektrum $S'(\mu)_i$ der Muonen in der i -ten Lage sei der Ausdruck

$N(\mu, Z_i, Z_{i+1})$ verstanden. Durch Integration ergibt sich:

$$S'(\mu)_i = \frac{S'(\pi, p)}{1 + L \frac{p}{\bar{Q}_i \lambda_\pi}} \cdot \exp \left[-100 \left(\frac{i-1}{\lambda_\pi} + \frac{1}{L} \sum_{r=i}^4 \frac{1}{\bar{Q}_r} \right) \right] \cdot \left\{ 1 - \exp \left[-100 \left(\frac{1}{\lambda_\pi} + \frac{1}{L \bar{Q}_i} \right) \right] \right\}. \quad (9)$$

Ein Teil der Muonen geht durch Zerfall verloren. Hierfür gilt eine der Gl. (8) analoge Formel:

$$-dN(\mu, Z) = N(\mu, Z) \cdot \frac{1}{M_Q} dZ. \quad (10)$$

M (cm) stellt die Zerfallslänge der Muonen dar: $M = 5,8 \cdot 10^{-4} \cdot p_\mu$ cm. Eine Integration der Gl. (10) liefert die Anzahl $S(\mu)_i$ der Muonen, die in der i -ten Schicht entstanden sind und anschließend bis zu einer atmosphärischen Tiefe von 500 g/cm² überleben:

$$S(\mu)_i = S'(\mu)_i \cdot \exp \left[-\frac{100}{M} \sum_{r=i}^4 \frac{1}{\bar{Q}_r} \right]. \quad (11)$$

Aus Gl. (11) läßt sich die Wahrscheinlichkeit $P(\mu)_i$ dafür angeben, daß ein in der i -ten Schicht entstandenes Muon bis zu einer atmosphärischen Tiefe von 500 g/cm² überlebt:

$$P(\mu)_i = \frac{S(\mu)_i}{S'(\mu)_i} = \exp \left[-\frac{100}{M} \sum_{r=i}^4 \frac{1}{\bar{Q}_r} \right]. \quad (12)$$

Die Funktionen $P(\mu)_i$ werden in Abb. 3 in Abhängigkeit vom Impuls des Muons dargestellt.

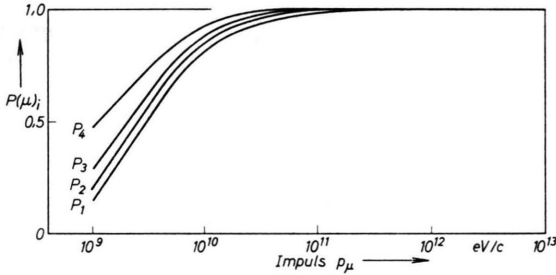


Abb. 3. Die Überlebenswahrscheinlichkeit $P(\mu)_i$ aus den Schichten 1–4.

Jetzt kann auch das differentielle Impulsspektrum der Muonen in 5000 m Höhe, $S(\mu)_{5000}$, angegeben werden. Es stellt sich dar als eine Summe der Anteile aus den vier Schichten der Atmosphäre:

$$S(\mu)_{5000} = \sum_{i=1}^4 S'(\mu)_i P(\mu)_i. \quad (13)$$

Das Ergebnis dieser Summe, das Spektrum der Muonen im Impulsbereich 1–50 GeV/c, ist in Abb. 8 dargestellt.

b) Das Impulsintervall 0,1–5 GeV/c

In diesem Abschnitt soll kurz das Rechenverfahren von SANDS⁵ beschrieben werden. Die Energie eines Muons in einer atmosphärischen Tiefe x (g/cm²) kann eindeutig durch seine Reichweite $R(x)$ beschrieben werden. Für die Reichweite $R(x)$ können wir folgende Beziehung angeben: $R(x) = x_0 - x$. Dabei bedeutet x_0 eine Konstante, die die Energie eines Muons in allen Tiefen der Atmosphäre charakterisiert. x_0 wird „Endpunkt“ eines Muons genannt. Diese Zusammenhänge werden in den Abb. 4 und 5 graphisch dargestellt.

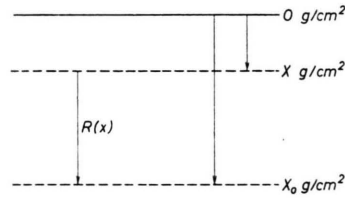


Abb. 4. Die Reichweite eines Muons in der Atmosphäre. $R(x) = (x_0 - x)$ = Reichweite eines Muons, x_0 = der sogen. „Endpunkt“ eines Muons, x = die Tiefe der Atmosphäre.

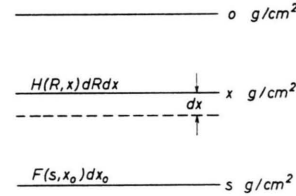


Abb. 5. Die Erzeugung der Muonen in der Atmosphäre. $H(R, x) dR dx$ = Erzeugungsfunktion der Muonen in der Schicht dx mit Reichweiten zwischen R und $R + dR$, $F(s, x_0) dx_0 = \int_{x=0}^s H(x_0 - x, x) w(x, s, x_0) dx$ = Anzahl der Muonen in der Tiefe s mit Endpunkten zwischen x_0 und $x_0 + dx_0$.

Es sei $H(R, x) dR dx$ die Anzahl der Muonen, die in der Schicht dx an der Stelle x mit Reichweiten zwischen R und $R + dR$ erzeugt werden. Dann ist die Anzahl der Muonen mit Endpunkten zwischen x_0 und $x_0 + dx_0$ gegeben durch $H(x_0 - x, x) dx_0 dx$. Es sei ferner $w(x, s, x_0)$ die Wahrscheinlichkeit, daß ein Muon mit einem Endpunkt x_0 in der Tiefe x bis zu einer Tiefe s der Atmosphäre vordringt ohne zu zerfallen. Dann können wir die Anzahl der Muonen, $F(s, x_0) dx_0$, in der Tiefe s mit Endpunkten zwischen x_0 und $x_0 + dx_0$ angeben:

$$F(s, x_0) = \int_{x=0}^s H(x_0 - x, x) \cdot w(x, s, x_0) dx. \quad (14)$$

Die Überlebenswahrscheinlichkeit wird durch Auswerten des folgenden Integrals erhalten:

$$-\ln w(x, s, x_0) = \frac{1}{\tau_0 \cdot c} \int_{x'=x}^s \frac{dx'}{p(x', x_0) \cdot \varrho(x')} \quad (x < s < x_0). \quad (15)$$

$p(x', x_0)$ stellt den Impuls eines Muons an der Stelle x' in der Atmosphäre mit einem Endpunkt x_0 dar, während $\varrho(x')$ die Dichte der Luft an der Stelle x' bedeutet. τ_0 ist die mittlere Lebensdauer eines Muons im Ruhssystem und c die Lichtgeschwindigkeit. Die Funktion $p(R)$, die zur Auswertung des Integrals in Gl. (15) benötigt wird, wird von SANDS in ⁵ angegeben.

Zur Bestimmung der Quellfunktion $H(R, x)$ wird hier angenommen, daß die Erzeugung der Muonen in der Atmosphäre mit wachsender Tiefe x (g/cm^2) nach der Exponentialfunktion $e^{-x/L}$ abnimmt, wobei $L = 125 \text{ g}/\text{cm}^2$ gelte. Dann läßt sich die Funktion $H(R, x)$ als Produkt zweier Faktoren schreiben:

$$H(R, x) = G(R) \cdot e^{-x/L}. \quad (16)$$

Jetzt ist noch die Reichweitenfunktion $G(R)$ festzulegen: Im Bereich mit Reichweiten R , die größer als $1000 \text{ g}/\text{cm}^2$ sind, wird der Verlauf von $G(R)$ durch Vergleich mit dem gut bekannten Meereshöhen-Muonenspektrum gefunden, während bei kleineren Reichweiten R die von SANDS gemessene Höhenabhängigkeit der Intensitäten von langsamen und schnellen Muonen zur Festlegung von $G(R)$ herangezogen wird. Die gemessenen Muonenintensitäten in einer bestimmten Tiefe s der Atmosphäre – sie seien hier mit $f(s)$ bezeichnet –, die zur Bestimmung von $G(R)$ herangezogen werden, stehen mit der gesuchten Funktion $G(R)$ in der folgenden Beziehung:

$$f(s) = \int_{x_0=0}^{\infty} \int_{x=0}^s G(x_0 - x) \cdot e^{-x/L} \cdot w(x, s, x_0) dx_0 dx \quad (17)$$

Die experimentellen Werte der Muonenintensitäten $f(s)$ in den atmosphärischen Tiefen $s = 300, 600$ und $1000 \text{ g}/\text{cm}^2$ wurden zum Vergleich herangezogen. Am besten werden die Meßergebnisse von $f(s)$ durch die folgende Funktion $G(R)$ wiedergegeben:

$$G(R) = 210 \cdot (R + 2,1)^{-2,91} - 0,04 \cdot G_1(R) \quad (18)$$

$$\text{mit} \quad G_1(R) = 10^2 \cdot \begin{cases} R^{-2,91} & \text{für } R > 1. \\ 1 & \text{für } R \leq 1, \end{cases}$$

In dieser Formel werden die Reichweiten R in Einheiten von $100 \text{ g}/\text{cm}^2$ angegeben.

Das differentielle Reichweitenspektrum $G(R)$ der Gl. (18) und das integrale Spektrum

$$g(R) = \int_{R'=R}^{\infty} G(R') dR'$$

werden in Abb. 6 wiedergegeben.

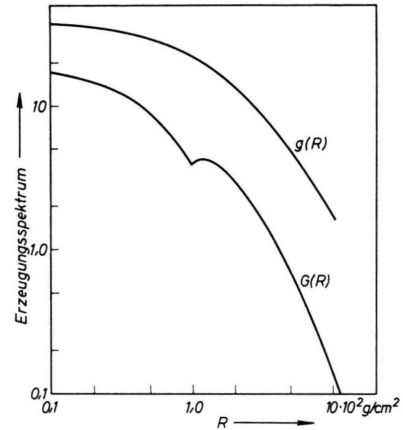


Abb. 6. Das Erzeugungsspektrum der Muonen in der Atmosphäre. R = Reichweite, $G(R)$ = Differentielles Erzeugungsspektrum, $g(R) = \int_{R'=R}^{\infty} G(R') dR' =$ Integrales Erzeugungsspektrum.

Mit dem Ergebnis der Gl. (18) und der dann bekannten Erzeugungsfunktion $H(R, x)$ in Gl. (16) lassen sich jetzt die differentiellen Reichweitenspektren $F(s, x_0)$ in verschiedenen atmosphärischen Tiefen s berechnen, indem man noch die Beziehung aus Gl. (14) benutzt. Die Ergebnisse der Rechnung, die von SANDS ⁵ durchgeführt wurde, werden in Abb. 7

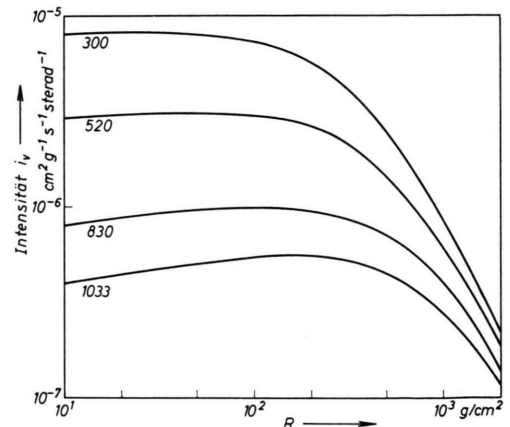


Abb. 7. Differentielle Reichweiten-Spektren der Muonen. Die Zahlen an den Kurven stellen die jeweilige atmosphärische Tiefe (g/cm^2) dar.

für Tiefen $s = 300, 520, 830$ und 1030 g/cm^2 angegeben. In ⁸ wurden diese Reichweitenspektren noch in differentielle Impulsspektren umgerechnet. Das Impulsspektrum für die uns hier interessierende Tiefe $s = 520 \text{ g/cm}^2$ ist in Abb. 8 aufgeführt.

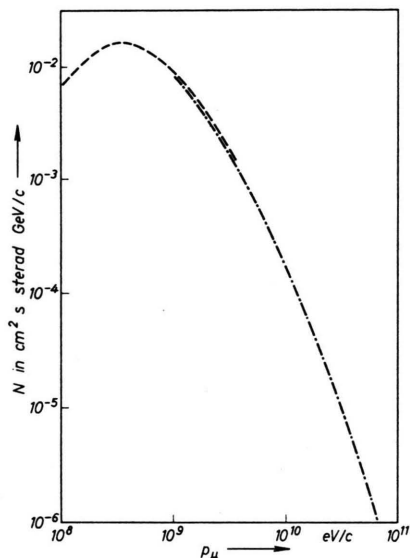


Abb. 8. Das berechnete Spektrum der Muonen in 5000 m Höhe. — — — Berechnet von SANDS ⁵, — — — berechnet nach RODGERS ⁴.

Aus Abb. 8 ist zu ersehen, daß die beiden verschiedenen Rechenmethoden in ihrem gemeinsamen Gültigkeitsbereich ($1 - 5 \text{ GeV/c}$) gut übereinstimmende Werte des Impulsspektrums liefern. Im nächsten Abschnitt werden wir das berechnete und das gemessene Impulsspektrum vergleichen.

2. Das in 5200 m Höhe gemessene Impulsspektrum der Muonen

Bei der Aufnahme der Spektren mit einem magnetischen Impulsspektrographen erhält man zunächst das Spektrum der gesamten Ultrastrahlung, die zum größten Teil aus einem Gemisch von Elektronen, Protonen und Muonen besteht. Um nun das Muonenspektrum allein zu erhalten, müssen die beiden anderen Komponenten vom Gesamtspektrum absepariert werden. Zur Abtrennung der Elektronen wurden die Spektren zusätzlich noch unter einer Absorberschicht von 3 cm Blei aufgenommen. Die Protonen werden auf andere Art abgetrennt.

Ein Blei-Absorber von 3 cm Dicke stellt für Elektronen ungefähr sechs Strahlungslängen dar. (In Blei ist die Strahlungslänge $X_0 = 5,83 \text{ g/cm}^2$ und die kritische Energie $E_c = 7,8 \text{ MeV}$.) Ist die Energie eines Elektrons vor Eintritt in einen Absorber E_0 , so ist seine Energie E nach Durchlaufen einer Strecke $x \text{ (g/cm}^2\text{)}$ im Absorber durch folgende Beziehung gegeben:

$$E = E_0 \cdot e^{-x/X_0}. \quad (19)$$

Nach Durchlaufen von 6 Strahlungslängen ($x = 6 X_0$) in unserer Meßanordnung ist die Energie eines Elektrons $E = E_0 \cdot e^{-6}$. Da unser Gerät nur Impulse, die größer als $0,2 \text{ GeV/c}$ sind, messen kann, muß ein Elektron, das unter dem Absorber noch im Spektrographen registriert werden soll, mindestens eine ursprüngliche Energie E_0 von 80 GeV ($= 0,2 \cdot e^6 \text{ GeV}$) besitzen. Da aber das Verhältnis der Elektronen-Intensität für Energien, die größer als 80 GeV sind, zur Muonen-Intensität mit Muonenenergien E_μ , die größer als $0,2 \text{ GeV}$ sind, ungefähr 10^{-4} beträgt, kann mit guter Genauigkeit das unter 3 cm Blei erhaltene Spektrum als ein Spektrum ohne Elektronenkomponente betrachtet werden.

Zur Abtrennung des Protonenanteils gehen wir von der Annahme aus, daß sich das Verhältnis von positiven zu negativen Muonen in 5200 m Höhe von dem Verhältnis auf Meereshöhe nicht unterscheidet. Diese Annahme soll nur in dem Impulsintervall $0,2 - 20 \text{ GeV/c}$ Gültigkeit haben. Das Ladungsverhältnis $k_\mu = \mu^+/\mu^-$ hat in diesem Bereich den Wert 1,25. Dann läßt sich die Protonenkomponente I_p^i im i -ten Impulsintervall durch folgende Formel angeben:

$$I_p^i = I_+^i - k_\mu I_-^i. \quad (20)$$

Dabei bedeutet I_+^i die gemessene Intensität der Protonen und Muonen und I_-^i die gemessene Intensität der negativen Muonen jeweils im i -ten Impulsintervall. Das mit Hilfe der Gl. (20) erhaltene Protonenspektrum ist in ³ dargestellt.

Wir haben jetzt die Anteile der Elektronen und Protonen vom Gesamtspektrum absepariert und können nun ein reines Spektrum der Muonen in 5200 m Höhe angeben. In Abb. 9 sind die experimentell erhaltenen Werte dieses Spektrums eingezeichnet. Die durchgezogene Linie stellt das im vorigen Abschnitt berechnete Muonenspektrum dar. Ein Vergleich der beiden Spektren zeigt eine gute Übereinstimmung zwischen Rechnung und Experiment. Lediglich im oberen Grenzbereich des Spektrums, bei Impulsen

⁸ I. G. WILSON, Progr. in Cosmic Ray Physics, Vol. I, 340 [1957].

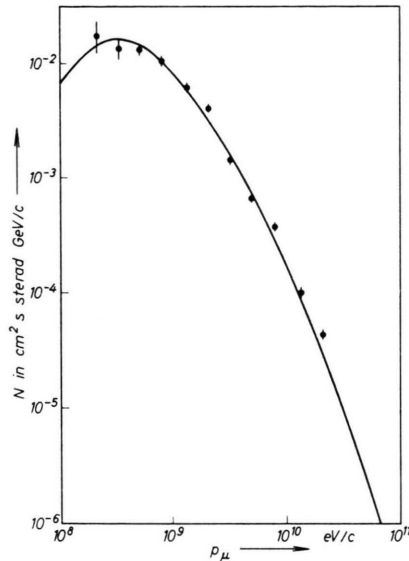


Abb. 9. Das berechnete und das gemessene Muonen-Spektrum.
● Experimentelle Werte, — gerechnetes Spektrum.

$p_\mu > 10 \text{ GeV/c}$, erscheint eine deutliche Abweichung. Hier ist die gemessene Intensität um 30% höher als die nach der Rechnung erwartete. Abb. 10 gibt die auftretenden Abweichungen in Prozentzahlen an. Die gestrichelt eingezeichneten Linien geben in etwa die Fehler an, mit denen die beiden Rechenmethoden behaftet sind: $\pm 10\%$ im Impulsbereich $1 - 50 \text{ GeV/c}$ und $\pm 20\%$ im Bereich $0,1 - 5 \text{ GeV/c}$.

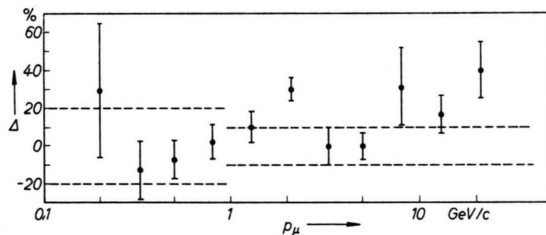


Abb. 10. Die Differenz Δ (%) zwischen gerechnetem und gemessenem Spektrum.

3. Das Ladungsverhältnis der Ultrastrahlungsteilchen in 5200 m Höhe

Bei der Aufnahme der Spektren mit magnetischen Impulsspektrographen erhält man direkt auch das

Ladungsverhältnis N^+/N^- in Abhängigkeit vom Impuls der Teilchen. Die Abb. 11 und 12 zeigen das Ladungsverhältnis, das einmal ohne Absorberschicht und zum andern unter 3 cm Blei erhalten wurde. In Abb. 11 sehen wir im Bereich bis zu 1 GeV/c einen starken Anstieg des Ladungsverhältnisses. Er wird durch den hohen Protonenanteil hervorgerufen. Für den ersten Meßpunkt, also bei $p = 0,2 \text{ GeV/c}$, wird ein Ladungsverhältnis $N^+/N^- = 1$ erwartet, da in diesem Bereich der Anteil der Elektronen und Positronen, deren Anzahl gleich ist, die stärkste Komponente im Vergleich zu Muonen und Protonen darstellt.

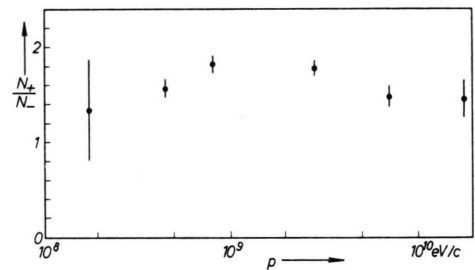


Abb. 11. Das Ladungsverhältnis der Ultrastrahlungsteilchen in 5200 m Höhe.

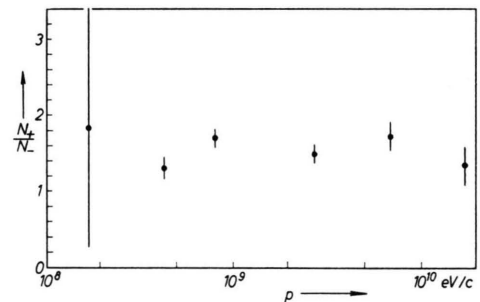


Abb. 12. Das Ladungsverhältnis unter einer Absorberschicht von 3 cm Pb.

Wir danken Herrn Prof. E. BAGGE für die Förderung dieser Arbeit. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft sind wir für die Bereitstellung der finanziellen Mittel und Herrn Prof. ESCOBAR (Universität La Paz) für die großzügige Unterstützung in seinen Laborräumen zu Dank verpflichtet.