

BESTIMMUNG DES VERHÄLTNISSSES ZWISCHEN DER ZAHL DER PHOTONEN UND DER ZAHL DER ELEKTRONEN IN DEN AUSGEDEHNTEN LUFTSCHAUERN DER KOSMISCHEN STRAHLUNG MITTELS EINER WILSONKAMMER

Von

I. DOHÁN,* T. GÉMESY, T. SÁNDOR und A. SOMOGYI

ZENTRALFORSCHUNGSINSTITUT FÜR PHYSIK DER UNGARISCHEN AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN
BUDAPEST, ABTEILUNG FÜR KOSMISCHE STRAHLEN

(Vorgelegt von L. Jánossy. — Eingegangen : 14. X. 1957)

In eine Wilsonkammer, deren effektiver Querschnitt 300 cm^2 war, wurden 7 Bleiplatten von insgesamt 33 mm Dicke gelegt. Die Kammer wurde von einer Apparatur für ausgedehnte Luftschauer gesteuert, und die Zahl der primären Elektronen und primären Elektronenpaare gezählt. Nach Anbringung einer Korrektur für die Anzahl der durchdringenden Photonen wurde das Verhältnis der Zahl der Photonen zu der Zahl der Elektronen in den ausgedehnten Luftschauern zu $1,16 \pm 0,04$ erhalten.

I

Eine grosse Zahl von Forschern beschäftigt sich bereits mit der Bestimmung des Verhältnisses der Zahl der Photonen zu der Zahl der Elektronen in den ausgedehnten Luftschauern [1]—[7], jedoch kann die Frage noch nicht als endgültig gelöst angesehen werden. Die bisherigen Messungen nämlich, die ausschliesslich mit Zählrohren durchgeführt wurden, ergaben für dieses Verhältnis einen meist wesentlich kleineren Wert als 1, obwohl man auf Grund der Theorie einen 1 nahestehenden Wert erwarten sollte.

Unsere neuerdings mit der Zählrohrmethode durchgeführten Messungen [6] weisen auf eine prinzipielle Schwierigkeit dieser Methode hin, die kaum zu überwinden ist. In dem folgenden Abschnitt geben wir eine kurze Beschreibung dieser Schwierigkeit.

II

Die Bestimmung des Verhältnisses der Anzahl von Photonen zur Anzahl der Elektronen in ausgedehnten Luftschauern (im folgenden : der Quotient p/e) mit Hilfe von Zählrohren beruht, wie bekannt, auf der Messung des sogenannten Übergangsfaktors, mit welchem Namen wir die Grösse

$$R(\vartheta) = p(\vartheta) + a q(\vartheta) \quad (1)$$

bezeichnen. $p(\vartheta)$ bedeutet hier die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein Elektron entweder selbst eine Bleischicht der Dicke ϑ durchdringt oder in dieser Schicht

* Äusserer Mitarbeiter.

wenigstens ein solches ionisierendes Sekundärteilchen erzeugt, das die Schicht durchdringen kann. $q(\theta)$ bedeutet die Wahrscheinlichkeit, mit welcher ein Photon in der Bleischicht θ wenigstens ein solches ionisierendes Sekundärteilchen erzeugt, das die Bleischicht zu durchdringen vermag, und endlich α bedeutet den Quotienten p/e . Die Werte von $p(\theta)$ und $q(\theta)$ sind auf Grund der Berechnungen von ARLEY [8] als bekannt vorausgesetzt. Es sei hier bemerkt, dass ARLEY diese Berechnungen nicht für das Energiespektrum der Elektronen und Photonen der ausgedehnten Luftschauer, sondern für das Energiespektrum der Elektronen- und Photonenkomponenten der totalen kosmischen Strahlung durchgeführt hat.

Der Wert von $R(\theta)$ kann experimentell ermittelt werden und mittels $R(\theta)$, $p(\theta)$ und $q(\theta)$ kann α aus (1) bestimmt werden. Antikoinzidenzmessungengestatten auch die experimentelle Bestimmung von $\alpha q(\theta)$. Die Berechnung des α Wertes aus $\alpha q(\theta)$ geschieht prinzipiell ebenso wie aus $R(\theta)$.

Die Messung von $R(\theta)$ kann folgendermassen durchgeführt werden: Man misst die Anzahl der ausgedehnten Luftschauer pro Stunde mit einer bestimmten Apparatur ohne Absorber [$C(0)$], und dann diese Anzahl mit derselben Apparatur, jedoch unter einer Bleischicht der Dicke θ . [$C(\theta)$]. Wie bekannt ist dann

$$C(\theta)/C(0) = R(\theta)^\gamma,$$

wo γ den Exponenten des Dichtespektrums der ausgedehnten Luftschauer bedeutet.

Unsere Messungen ergaben, dass der Quotient $C(\theta)/C(0)$ von der Grösse der Oberfläche der Beobachtungszählrohre abhängt. Ein ähnliches Resultat, obzwar weniger ausgeprägt, erhielten bereits andere Verfasser [1], [2]. Ein solcher Effekt kann möglicherweise durch die Geometrie der Anordnung hervorgebracht werden, z. B. Streuung und Multiplikation der Schauerteilchen im Blei. Der Effekt kann aber auch eine Folge der Struktur der ausgedehnten Luftschauer sein, d. h. es ist möglich, dass der Übergangsfaktor der Luftschauer verschiedener durchschnittlicher Dichte tatsächlich verschieden ist. Unsere Kontrollmessungen und die ausführliche Analyse, durchgeführt von einem der Verfasser [7], ergaben, dass der Effekt in erster Linie mit der Struktur der ausgedehnten Luftschauer verknüpft ist. Dies bedeutet aber, dass die Berechnungen von ARLEY für die Ermittlung von $p(\theta)$ und $q(\theta)$ nicht benützt werden können; und weiter dass der Quotient p/e wohl kaum aus dem Übergangsfaktor bestimmt werden kann.

III

Diese Bedenken führten uns dazu, den Quotienten p/e mit der Wilsonkammer zu bestimmen. Die Wilsonkammermethode erübrigt theoretische Berechnungen: der Quotient p/e kann durch einfache Abzählung der Elek-

tronenspuren und der von Photonen stammenden Elektronenpaare leicht ermittelt werden. Ausser der Bestimmung des Quotienten p/e ist die Wilsonkammer prinzipiell auch zur direkten Messung des Übergangsfaktors geeignet und bietet so eine Möglichkeit zur Prüfung der mit Zählrohren erhaltenen Resultate, also zur Entscheidung dessen, ob der Übergangsfaktor tatsächlich von der Schauerstruktur abhängig ist. Andererseits treten bei der Wilsonkammermethode gewisse Schwierigkeiten auf: Wegen der endlichen Ausdehnung der Kammer und der Wirkung der die Kammer umhüllenden Materie müssen gewisse nicht leicht abschätzbare Korrekturen gemacht werden.

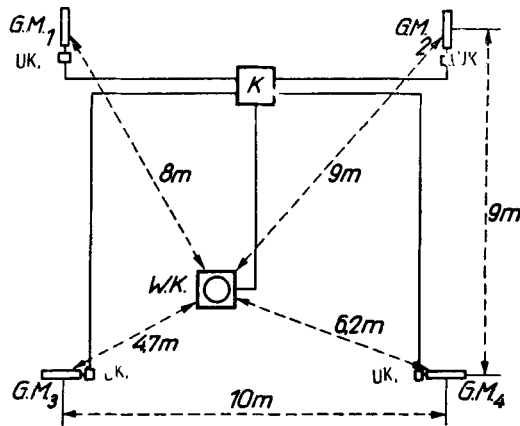


Abb. 1. Anordnung der Wilsonkammer und der GM-Röhre

GM — G.M. Zählröhre
 UK — Umformungskreis
 K — Koinzidenzgerät
 WK — Wilsonkammer

Wir haben nun mit der Wilsonkammer zunächst den Quotienten p/e bestimmt. Wir setzten in unsere Zylinderförmige Wilsonkammer von 300 cm^2 Oberfläche 3 Stück 3 mm dicke und 4 Stück 6 mm dicke Bleiplatten untereinander ein. Die Glaswand der Kammer hatte eine Dicke von $0,8 \text{ g/cm}^2$, und die Dicke des Deckels des temperierten Holzkastens, der die Kammer enthielt, betrug ungefähr 1 g/cm^2 , während der Deckel der Holzkiste, in welcher sich der ganze Apparat befand, ungefähr eine Dicke von 8 g/cm^2 hatte. Die Materiemenge über dem wirksamen Volumen der Kammer betrug somit etwa 10 g/cm^2 . Die Messungen erfolgten in 410 m Meereshöhe. Eine ausführliche Beschreibung der Konstruktion und der technischen Angaben der Wilsonkammer ist in den Arbeiten [9] zu finden.

Die Kammer wurde von einem Viererkoinzidenzsignal gesteuert, welches von den vier Zählrohren von je 320 cm^2 Oberfläche einer Messanordnung für ausgedehnte Luftschauer kam. Die Zählrohre befanden sich in den Ecken eines Quadrats von 10 m Seitenlänge (siehe Abb. 1).

Die Messungen wurden im Herbst 1956 begonnen und mit einer Unterbrechung von etwa 3 Monaten bis April 1957 fortgesetzt. Im Laufe dieser Zeit machten wir während 970 Stunden insgesamt 2350 Aufnahmen. Wir haben jene Aufnahmen die nur ein Primärteilchen aufwiesen, ausser acht gelassen, denn abgesehen von den von der Radioaktivität der Umgebung stammenden Spuren, die leicht erkennbar sind, besteht noch immer eine ungefähr 10%-ige Wahrscheinlichkeit dafür, dass auf einer Aufnahme ein »fremdes« Teilchen aus der kosmischen Strahlung vorkommt, d. h. ein solches, das mit dem ausgedehnten Luftschauer, der die Kammer steuert, nichts zu tun hat. Auch jene Aufnahmen wurden nicht ausgewertet, die mehr als 7 Primärelektronen zeigten. Auf solchen Aufnahmen kann nämlich die Zahl der Primärphotonen nicht bestimmt werden, da man nicht eindeutig feststellen kann, ob ein Elektronenpaar aus einem Primärphoton oder aber aus einem durch die Elektronen erzeugten Sekundärphoton entstanden ist.

Die Zahl der mit diesen Beschränkungen ausgewerteten Aufnahmen betrug 948. Tabelle I enthält die Gruppierung dieser Aufnahmen nach der

Tabelle I

$p \backslash e$	0	1	2	3	4	4—7
0			80	19	3	0
1		222	82	27	7	0
2	127	105	44	33	16	1
3	31	40	26	21	9	2
4	9	6	8	8	12	4
4—7	0	0	1	1	1	3

Anzahl der auf denselben sichtbaren Primärelektronen und Photonen. Von den weggelassenen Aufnahmen waren 1016 solche, auf denen gar kein Luftschauerteilchen zu beobachten war, 332 wiesen nur ein Primärteilchen auf und 54 konnten wegen der grossen Zahl der Primärteilchenspuren nicht ausgewertet werden.

Infolge der erwähnten Bedingungen zeigten die ausgewerteten Aufnahmen ausgedehnten Luftschauer, deren durchschnittliche Dichte zwischen 30 Elektronen/m² und 200 Elektronen/m² lag. Auf den Aufnahmen wurden insgesamt 1635 primäre Elektron-Positron Paare und 1458 primäre Elektronenspuren gezählt. Der Wert des Quotienten p/e ergibt sich daher ohne jedwede Korrektur zu $1,12 \pm 0,04$.

IV

Der auf diese Weise ermittelte Zahlenwert bedarf jedoch aus mehreren Gründen einer Korrektur.

a) Die wichtigste Korrektur ist darauf zurückzuführen, dass in den Bleiplatten der Kammer nicht alle Primärphotonen Elektronenpaare erzeugen. Die in der Kammer angebrachten 3 Stück 3 mm dicken und 4 Stück 6 mm dicken Platten entsprechen ungefähr 5,75 Kaskadeneinheiten (siehe die in [10] mitgeteilten Daten). Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein Photon, das eine Energie über 1 MeV besitzt, im Blei der besagten Dicke weder durch einen Compton-effekt noch durch Paarbildung ein Elektron erzeugt, schwankt je nach der Energie zwischen 28% und 1,1%. Der zuerst erwähnte Wert bezieht sich auf Photonen von 2,6 MeV, der zweiterwähnte auf Photonen von einer Energie über 10^3 MeV. Wenn man annimmt, dass die durchschnittliche Energie der Photonen der auf die Luft bezogenen kritischen Energie, d. h. 84 MeV [10], gleich ist, so erhält man für die Wahrscheinlichkeit des spurlosen Durchdringens von über 5,75 Kaskadeneinheiten 3,4%.

Die durchschnittliche Reichweite der Photonen im Blei ist teils wegen der Form der Kammer, teils zufolge dessen, dass Schauer auch aus seitlichen Richtungen eintreffen, prinzipiell nicht gleich den vorher erwähnten 33 mm. Annähernde Berechnungen ergeben aber, dass die Grösse der Reichweite dennoch in der Nähe von 33 mm liegt, und zwar wahrscheinlich weil das Anwachsen der Reichweite in den einzelnen Platten — was die Folge der schrägen Einfälle ist — grösstenteils durch die Abnahme der Reichweite jener aus Seitenrichtungen einfallenden Photonen, die nicht jede einzelne Platte durchlaufen, kompensiert wird.

b) Auch der etwaige Effekt der über der Kammer angebrachten Materie muss in Betracht gezogen werden. Dieser Effekt kann zweierlei sein. Reine Absorption (ohne Aussendung eines Sekundärteilchens) oder Umwandlung von Elektronen in Photonen und vice versa.

Die reine Absorption hat zur Folge, dass der von uns ermittelte Quotient p/e nur die Anzahl jener Photonen und Elektronen darstellt, die eine Materiemenge von mehr als 10 g/cm^2 zu durchdringen vermögen; dies bedeutet, dass der ganz niedrigen Energien entsprechende Spektralbereich durch die über der Kammer befindliche Materie absorbiert wird.

Die gegenseitige Umwandlung von Elektronen und Photonen hat auf den Quotienten p/e keinen bedeutenden Einfluss, da der in Rede stehende Absorber von 10 g/cm^2 zum grössten Teil aus Holz d. h. aus leichten Elementen besteht, also insgesamt höchstens $1/3$ Kaskadeneinheit darstellt. Es sei noch bemerkt, dass der grösste Teil (8 g/cm^2) des Absorbers ziemlich hoch (2,5 m) über der Kammer liegt und dass deshalb auch der Einfluss des Dichteeffektes vernachlässigt werden kann.

V

Aus unseren Messungen und mit der im Kapitel IV/a erwähnten Korrektur ergibt sich das Verhältnis zwischen der Anzahl von Photonen und Elektronen der Reichweite über 10 g/cm^2 in ausgedehnten Luftschauern, deren mittlere Dichte zwischen $30 \text{ Elektronen/m}^2$ und $200 \text{ Elektronen/m}^2$ liegt zu

$$\alpha = 1,16 \pm 0,04,$$

wenn bei der Abschätzung der Anzahl der unbeobachtet gebliebenen Photonen als durchschnittliche Photonenenergie 84 MeV angenommen wird. Der angegebene Fehler ist der statistische. Berücksichtigt man die für Photonen über 10^3 MeV Energie gültige Korrektur, so erhält man $p/e = 1,13 \pm 0,04$. Berücksichtigung der Korrektur, die sich auf die Photonen grössten Durchdringungsvermögens (von der Energie um $2,6 \text{ MeV}$) bezieht, ergibt $p/e = 1,43 \pm 0,04$. Der genaue Korrektionswert könnte nur errechnet werden, wenn das Energiespektrum der Photonen bekannt wäre. Die Wilsonkammer ist im Prinzip zur Bestimmung dieses Spektrums geeignet und wir haben die Absicht, unsere Untersuchungen in dieser Richtung zu erweitern.

Es sind uns keine früheren mit Wilsonkammern durchgeführte Messungen von p/e in ausgedehnten Luftschauern bekannt und wir können daher zum Vergleich nur die Messresultate der mit Zählrohren durchgeführten Messungen angeben (Tabelle II).

Tabelle II

Verfasser	Oberfläche der Beobachtungszählrohre	Gemessene p/e Werte
BASSI, BIANCHI,	400 cm^2	$\sim 0,3$
MANDUCHI [1]	1200 cm^2	$\sim 0,12$
MILONE [2]	600 cm^2	$0,75 \pm 0,15$
	1800 cm^2	$0,75 \pm 0,20$
MASSALSKI [4]	3000 cm^2	~ 1

Das Messresultat der Wilsonkammermethode zeigt eine erhebliche Divergenz gegenüber dem der Zählrohrmessungen. Es ist beachtenswert, dass das Ergebnis der Wilsonkammermessungen mit der Kaskadentheorie, nach welcher der Wert des Quotienten p/e nahe 1 liegt, gut übereinstimmt. Die Abweichung zwischen den Resultaten der beiden Methoden ist wahrscheinlich der bei den Zählrohren verwendeten Messmethode zuzuschreiben; die im

Kapitel II beschriebene Mangelhaftigkeit dieser Methode mag wohl der Grund der grossen Abweichung sein.

Die Verfasser sind Herrn Professor L. JÁNOSSY für seine wertvollen Hinweise zu Dank verpflichtet.

LITERATUR

1. P. BASSI, A. M. BIANCHI und T. MANDUCHI, *Nuovo Cimento*, **8**, 735, 1951; **9**, 358, 1952.
2. C. MILONE, *Nuovo Cimento*, **9**, 549, 1952; **11**, 241, 1954 und *Phys. Rev.*, **87**, 680, 1952.
3. D. D. MILLAR, *Nuovo Cimento*, **8**, 279, 1951.
4. J. M. MASSALSKI, *Bull. Ac. Pol. Sci.*, **2**, 335, 1954.
5. BRUIN, Thesis, Amsterdam, 1952.
6. L. JÁNOSSY, T. SÁNDOR und A. SOMOGYI, *Acta Phys. Hung.*, **6**, 455, 1957.
7. A. SOMOGYI, *Acta Phys. Hung.*, **7**, 189, 1957.
8. N. ARLEY, *On the Theory of Stochastic Processes*, Wiley, New York, 1948, p. 165.
9. K. KÁNTOR, *Mitteilungen des Zentralforschungsinstitutes für Physik, Budapest*, **2**, 155, 1954; und K. KÁNTOR—K. ZSDÁNSZKY, *Magyar Fizikai Folyóirat*, im Druck.
10. B. ROSSI, *High-Energy Particles* (Prentice Hall, New York, 1952); p. 295.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ ЧИСЛА ФОТОНОВ И ЭЛЕКТРОНОВ В ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЯХ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ КАМЕРОЙ ВИЛЬСОНА

И. ДОГАН, Т. ГЕМЕШИ, Т. ШАНДОР и А. ШОМОДИ

Резюме

В камере Вильсона, с эффективной поверхностью 300 см², было помещено 7 пластин свинца с общей толщиной 33 мм. Камера управлялась аппаратурой для широких атмосферных ливней, затем производился счет первичных электронов и электронно-позитронных пар. принимая во внимание поправку из-за проникающих фотонов, полученное отношение числа фотонов к электронам в широких атмосферных ливнях составляет $1,16 \pm 0,04$.