

## NOTIZEN

**Messung des Ultrastrahlungs- $\gamma$ -Spektrums  
von 0,2 bis 12 GeV in einer atmosphärischen  
Tiefe von 26 g/cm<sup>2</sup>**

DIEDERICH KÖHN UND KLAUS RÖHRS

Institut für Reine und Angewandte Kernphysik  
der Universität Kiel

(Z. Naturforsch. **22 a**, 138—139 [1967]; eingeg. am 19. Dezember 1966)

The integral and differential energy spectra of the secondary cosmic ray photons in the energy range 0,2...12 GeV are measured at an atmospheric depth of 26 g/cm<sup>2</sup> using a balloon-borne lead-scintillator-sandwich-spectrometer. The shape of the integral spectrum can be approximated by a power law  $I_\gamma(>E) \sim E^{-0.85 \pm 0.05}$  between 0,2 and 8 GeV. The production-rate of photons in the upper atmosphere is derived. A comparison is made with the results of other authors.

In einer vorangegangenen Arbeit<sup>1</sup> (im folgenden mit A bezeichnet) wurde über eine Messung berichtet, die mit einem  $\gamma$ -Spektrometer innerhalb der Atmosphäre ausgeführt wurde, wobei als Transportmittel ein Stratosphärenballon diente. Inzwischen wurde ein zweites Experiment unternommen. Das verwendete Spektrometer unterschied sich von dem in A beschriebenen lediglich durch einen weiteren Szintillationszähler im Teleskop, der die Zahl der zufälligen Koinzidenzen verringern sollte, und durch eine Elektronik mit verbessertem zeitlichen Auflösungsvermögen. Die Umrechnungskurve zur Bestimmung der  $\gamma$ -Energie, deren Herstellung in A angegeben wurde, wurde unter Zuhilfenahme der Untersuchungen von VÖLKEL<sup>2</sup> bis zu einer Photonenergie von 12 GeV erweitert.

Der zweite Meßflug fand am 31. August 1965 von Bergen/Niedersachsen aus statt (geomagn. cutoff 2,5 GeV). Die Flugdauer betrug 225 min, davon waren 116 min Schwebeflug in einer Höhe von 25 km entsprechend einer Restatmosphäre von 26 g/cm<sup>2</sup>.

Abb. 1 zeigt das gemessene integrale Photonenspektrum, während das differentielle Spektrum in Abb. 2 wiedergegeben ist. Da in den obersten Atmosphärenschichten die Zahl der erzeugten  $\gamma$ -Quanten linear mit der Tiefe ansteigt (vgl. A), kann man die Erzeugungsrate berechnen. Sie ist eine wichtige Größe für alle Geräte, mit denen extraterristische  $\gamma$ -Quanten innerhalb der Atmosphäre gemessen werden sollen und ist in Abb. 2 ebenfalls wiedergegeben.

Das integrale Spektrum verläuft zwischen 0,2 und 8 GeV ziemlich glatt mit einem Exponenten von  $0,85 \pm 0,05$ . Dieser Wert ist mit dem von FRYE<sup>3</sup> für das Energieintervall von 100 bis 500 MeV angegebenen in

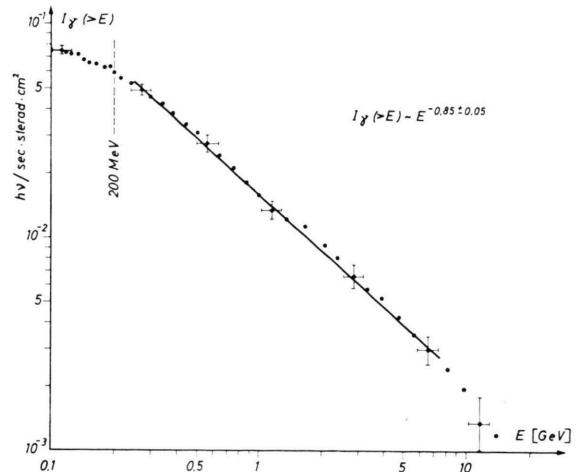


Abb. 1. Integrales Energiespektrum der Photonen in 26 g/cm<sup>2</sup> atmosphärischer Tiefe.

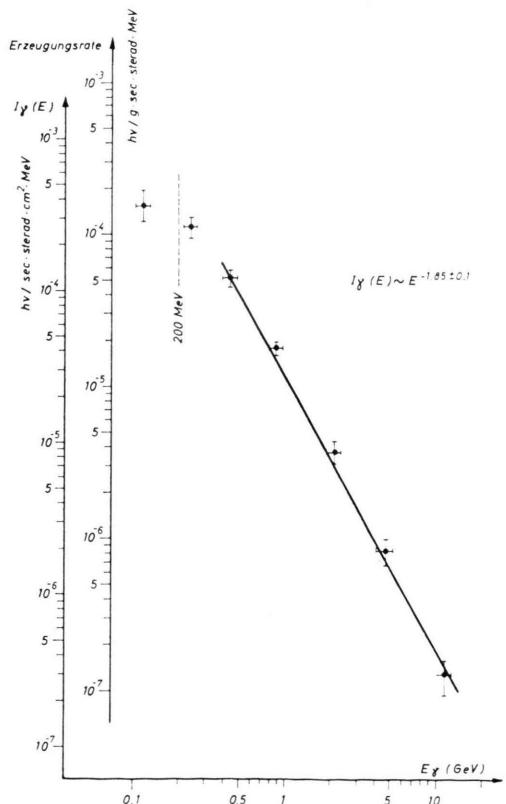


Abb. 2. Erzeugungsrate der Photonen und differentielles Energiespektrum in 26 g/cm<sup>2</sup> atmosphärischer Tiefe.

<sup>1</sup> D. KÖHN, K. PINKAU u. G. WIBBERENZ, Z. Physik **193**, 443 [1966].

<sup>2</sup> U. VÖLKEL, DESY 65/6, Juli 1965.

<sup>3</sup> G. M. FRYE u. F. REINES, J. Geophys. Res. **71**, 3119 [1966].



guter Übereinstimmung und auch mit den Messungen von SVENSSON<sup>4</sup> verträglich. Oberhalb von etwa 3–5 GeV wird das Spektrum allerdings langsam steiler, und bei einer Energie von ca. 10 GeV erreicht der Exponent einen Wert von  $\approx 1,1$ .

Die Kaskadentheorie sagt aus, daß sich die Form der  $\gamma$ -Spektren innerhalb der Atmosphäre nicht ändern sollte, wenn die erzeugenden Teilchen ein Potenzspektrum haben. Die mit unserem Spektrometer während des Aufstieges gemessenen Spektren und die Angaben anderer Autoren (z. B. LOVATI<sup>5</sup> und A) ergeben für den Energiebereich von etwa 400 bis 2000 MeV und atmosphärischen Tiefen  $> 300 \text{ g/cm}^2$  einen Exponenten des integralen Spektrums von  $1,4 \pm 0,1$ . Dieser Unterschied zum theoretisch zu erwartenden Verhalten röhrt möglicherweise daher, daß Photonen einer bestimmten Energie infolge der Kaskadenprozesse in der Atmosphäre von Teilchen immer größerer Primärenergie stammen, je tiefer in der Atmosphäre sie gemessen werden und daß sich so das Steilerwerden des Primärspktrums bei größeren Energien wiederspiegelt. Genaue Untersuchungen hierüber liegen noch nicht vor.

Der bei unserem Experiment beobachtete  $\gamma$ -Quantenfluß stimmt mit dem kürzlich von FRYE et al.<sup>6</sup> angegebenen

näherungsweise überein. Diese Autoren haben, allerdings mit einem größeren Öffnungswinkel ihres Spektrometers, einen Fluß von  $(5,2 \pm 0,2) \cdot 10^{-3} \text{ h } \nu/\text{cm sec sterad}$  in einem Energiebereich von  $30 > E_\gamma > 500 \text{ MeV}$  und einer atmosphärischen Tiefe von 3,5 mb gemessen. Daraus ergibt sich eine Erzeugungsrate für  $\gamma$ -Quanten dieser Energie von  $1,5 \cdot 10^{-3} \text{ h } \nu/\text{g sec sterad}$ . Aus unseren Messungen läßt sich für den Energiebereich von  $125 > E_\gamma > 500 \text{ MeV}$  eine Erzeugungsrate von  $1,8 \cdot 10^{-3} \text{ h } \nu/\text{g sec sterad}$  angeben.

DUTHIE et al.<sup>7</sup> haben für  $\gamma$ -Energien  $> 60 \text{ MeV}$  einen Wert von  $1,7 \cdot 10^{-3} \text{ h } \nu/\text{g sec sterad}$  gemessen. Der Unterschied läßt sich vermutlich auf die verschiedenen geomagnetischen Breiten der Meßorte und die unterschiedlichen Spektrometergeometrien zurückführen.

Wir danken Herrn Professor Dr. E. BAGGE für sein fördern des Interesse an dieser Arbeit. An dem gelungenen Meßflug waren Fräulein E. MEYER und die Herren W. ENGE, J. FOX, E. KERKOVUS, H. KUNOW, J. MÜLLER-GLEWE, Dr. H. RÖHRS und H. SELK beteiligt. Für die Hilfe bei der Wiederbeschaffung der Apparatur danken wir der Akademie der Wissenschaften in Berlin sowie der Physikalischen Gesellschaft und der Zentralstelle des Radiosondendienstes der DDR. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft gilt unser Dank für die Bereitstellung der finanziellen Mittel für die Durchführung des Experiments.

<sup>4</sup> G. SVENSSON, Arkiv Fysik **13**, 347 [1958].

<sup>5</sup> A. LOVATI, A. MURA, C. SUCCI e G. TAGLIAFERRI, Nuovo Cimento **12**, 526 [1954].

<sup>6</sup> G. M. FRYE u. L. H. SMITH, Phys. Rev. Letters **17**, 733 [1966].

<sup>7</sup> J. G. DUTHIE, E. M. HAFNER, M. F. KAPLON u. G. G. FAZIO, Phys. Rev. Letters **10**, 364 [1963].

## Einfluß des metastabilen HeI $2^3S$ -Niveaus auf die Heliumplasmakomponenten

W. L. BOHN

DVL-Institut für Plasmodynamik, Stuttgart

(Z. Naturforsch. **22 a**, 139–141 [1967]; eingegangen am 18. März 1966)

In zahlreichen Experimenten der Plasmaphysik, insbesondere bei schnellen Expansionen von Gasen, haben die metastabilen Quantenzustände einen erheblichen Einfluß auf den Ionisationszustand, sowie auf die Abstrahlung des Plasmas. Eine allgemeine Ionisationsgleichung für optisch dünne Plasmen<sup>1</sup> wird im Falle eines Heliumplasmas unter Berücksichtigung des HeI  $2^3S$ -Niveaus erweitert. Zu diesem Zweck wurde das in Abb. 1 aufgezeichnete Modell für das Helium herangezogen. Die angeregten Quantenzustände sind auf Grund ihrer kurzen Lebensdauer im Vergleich zu denen des Grundzustandes und des metastabilen Zustandes vernachlässigt worden. Ionisations- und Rekombinationsprozesse gehen sowohl vom Niveau HeI  $1^1S$  als auch vom Niveau HeI  $2^3S$  aus. Der metastabile Zustand steht durch Elektronenstoß-An- und -abregung in direkter Wechselwirkung mit dem nächst höher liegenden Term HeI  $2^3P$ . Eine weitere Änderung in der Population des metastabilen Zustandes ist über das Niveau HeI  $2^3P$  durch Abstrahlung der spektralen Interkombinations-

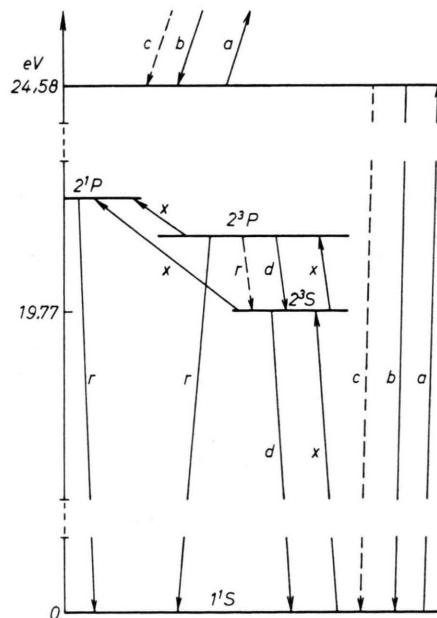


Abb. 1. Schema des Heliumatoms. a: Stoßionisation; b: Dreierstoß-Rekombination; c: Strahlungsrekombination; x: Anregung; d: Abregung; r: Linienstrahlung.

<sup>1</sup> W. L. Bohn, Z. Naturforsch. **21 a**, 4, 377 [1966].