

Mit Hilfe von (23 a) und Tab. 3 bekommen wir  $K_2(20) = 5,6 + 5,5 i$ .

Der Hauptterm in  $K_3(20)$  [Gl. (22 d)] ist  $K_{300}(20) \approx -3$ , so daß wir die Entwicklung (18) bei unserer Genauigkeit nach  $n=2$  abbrechen können. Dann wird

$$\sum_{n=0} K_n(20) (0,01 i)^n = 0,98424 + 0,03520 i.$$

Aus (5) folgt  $C_0 = 0,98433$  und damit schließlich nach Gl. (18)

$$F_0 = -0,5139, G_0 = -0,8584.$$

### Anhang

Nach Gl. (25) gilt

$$\begin{aligned} \frac{d}{dq} H_n(q) &\equiv H_n^{(1)}(q) = -\frac{1}{q} H_n(q) - \frac{n}{q^2} (A - \log q)^{n-1} \\ &= -\frac{1}{q} (H_n + n H_{n-1}). \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} H_n^{(m+1)}(q) &= \frac{(-1)^{m+1} n!}{q^{m+1}} \left\{ m \sum_{j=0}^m a_j^{(m)} \frac{H_{n-j}(q)}{(n-j)!} + \sum_{j=0}^m a_j^{(m)} \frac{1}{(n-j)!} [H_{n-j}(q) + (n-j) H_{n-j-1}(q)] \right\} \\ &= \frac{(-1)^{m+1} n!}{q^{m+1}} \left\{ \sum_{j=0}^{m+1} (m+1) a_j^{(m)} \frac{H_{n-j}(q)}{(n-j)!} + \sum_{j=0}^{m+1} a_{j-1}^{(m)} \frac{H_{n-j}(q)}{(n-j)!} \right\} \\ &= \frac{(-1)^{m+1} n!}{q^{m+1}} \sum_{j=0}^{m+1} [a_{j-1}^{(m)} + (m+1) a_j^{(m)}] \frac{H_{n-j}(q)}{(n-j)!}. \end{aligned}$$

Durch Vergleich mit (A. 1 a) ergibt sich die Rekursionsformel

$$a_j^{(m+1)} = a_{j-1}^{(m)} + (m+1) a_j^{(m)},$$

die zusammen mit  $a_j^{(m)} = 0$  für  $j > m$  und  $a_0^{(m)} = m!$  die  $a_j^{(m)}$  vollständig bestimmt. Insbesondere wird  $a_j^{(j)} = 1$ . Vergleicht man diese Eigenschaften der  $a_j^{(m)}$  mit denen

Durch fortgesetztes Differenzieren und Anwenden von (25) erhalten wir

$$H_n^{(m)}(q) = \frac{(-1)^m}{q^m} n! \sum_{j=0}^m a_j^{(m)} \frac{H_{n-j}(q)}{(n-j)!} \quad (\text{A. 1 a})$$

$$(H_n \equiv 0 \text{ für } n < 0)$$

$$= \frac{(-1)^m}{q^m} n! \sum_{j=0}^n a_j^{(m)} \frac{H_{n-j}(q)}{(n-j)!} \quad (\text{A. 1 b})$$

$$(a_j^{(m)} = 0 \text{ für } j > m).$$

Die Koeffizienten  $a_j^{(m)}$  bestimmen wir durch vollständige Induktion nach  $m$ . Die Gl. (A. 1 a) und (A. 1 b) gelten für  $m=0$  ( $H_n = H_n$ ) und für  $m=1$  [hier ist das Resultat Gl. (25), wenn  $a_0^{(1)} = a_1^{(1)} = 1$  gewählt wird]. Nehmen wir an, daß sie für  $m$  richtig sind, dann folgt durch Differenzieren und Anwendung von (25)

der  $A_j^{(m)}$  [Gln. (8), (9) und (10)], so findet man  $a_j^{(m)} = A_{j+1}^{(m+1)}$ . Damit wird aus (A. 1 a) und (A. 1 b):

$$H_n^{(m)}(q) = \frac{(-1)^m}{q^m} G_n^{(m)}(q),$$

$$G_n^{(m)}(q) = n! \sum_{j=0}^{\min(n,m)} A_{j+1}^{(m+1)} \frac{H_{n-j}(q)}{(n-j)!}.$$

## NOTIZEN

### Der außergewöhnliche Anstieg der kosmischen Ultrastrahlung am 23. Februar 1956

(2. Mitteilung)

Von A. SITTKUS

Physikalisches Institut der Universität Freiburg i. Br.

(Z. Naturforsch. 11 a, 604–606 [1956]; eingegangen am 25. April 1956)

In einer 1. Mitteilung<sup>1</sup> wurde über die Beobachtung der Ultrastrahlungseruption vom 23. 2. 1956 in Freiburg (48° N 8° E) berichtet, die annähernd mit einer

großen chromosphärischen Eruption auf der Sonne zusammenfiel. Aus den Registrierungen der 60 l-Ionisationskammer auf dem Schauinsland in 1200 m Höhe und den Messungen mit der 500 l-Kammer in Freiburg (240 m) ergab sich als erster erkennbarer Beginn der Eruption der Zeitpunkt 03.42 WZ. Der zeitliche Verlauf der Intensitätserhöhung folgt dabei annähernd einem Exponentialgesetz. Die Zunahme erfolgt zunächst langsam und beträgt um 03.44 WZ 10%. Sie wird danach

<sup>1</sup> A. SITTKUS, W. KÜHN u. E. ANDRICH, Z. Naturforsch. 11 a, 325 [1956].



sehr schnell größer und erreicht etwa 10 min nach dem ersten Einsatz ihr Maximum mit dem 4,9-fachen der Normalintensität (Kurve A der Abb. 1). Infolge der Unsicherheiten der Auswertung beträgt die Fehlergrenze der Zeitangaben  $\pm 1$  min. Der aus unseren Registrierungen bestimmte Einsatz der Eruption deckt sich innerhalb der Meßgenauigkeit mit der von ASSIES und JONGEN<sup>2</sup> angegebenen Zeit zwischen 03.43 und 03.45 WZ und dem von CRANSHAW<sup>3</sup> ermittelten Zeitpunkt 03.44 WZ  $\pm 1,5$  min. Es kann daher als sicher angenommen werden, daß im Bereich um  $50^\circ$  N und  $5^\circ$  E die Eruption zwischen 03.43 und 03.45 begann. Dagegen erfolgte der Einsatz in Chicago (etwa  $42^\circ$  N  $88^\circ$  W) nach den Messungen von MEYER und SIMPSON<sup>4</sup> mit einem Neutronendetektor um 03.50:30 WZ  $\pm 0,00$ , also deutlich 5–8 min später (Kurve B der Abb. 1).

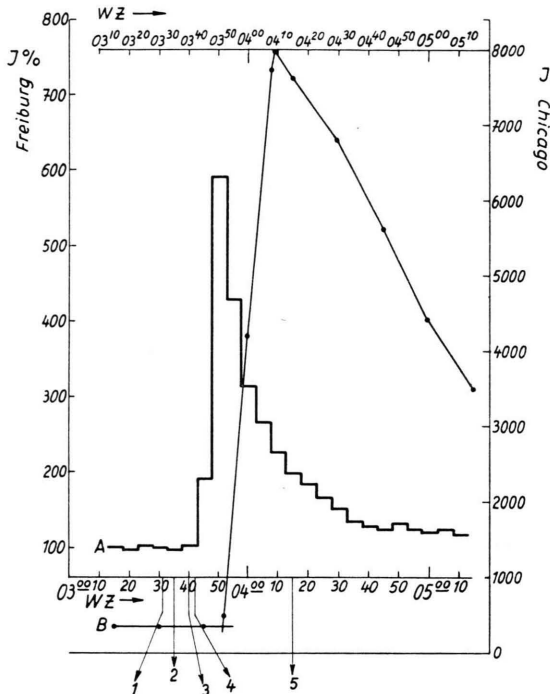


Abb. 1. Verlauf der U. S.-Eruption am 23. 2. 1956 in Freiburg (A) und Chicago (B).

- 1 Sichtbarer Einsatz der chromosphärischen Eruption,
- 2 Radiowellen-Ausbruch,
- 3 Einsatz des MÖGEL-DELLINGER-Effektes,
- 4 Maximum der sichtbaren Eruption,
- 5 Ende der sichtbaren Eruption.

Auch sonst ergaben sich deutliche Unterschiede im Verlauf der Eruption. Während in Freiburg der Ionisationsstrom sehr schnell zunimmt, und das Maximum der Ionisation etwa 10 min nach Beginn zwischen 03.48

und 03.53 WZ erreicht wird, erfolgt dort der Anstieg der Neutronenintensität langsamer und der Höchstwert wird erst 20 min nach dem Einsatz erreicht. Die Ursache für das unterschiedliche Verhalten kann nicht durch die Verschiedenheit der Apparaturen bedingt sein, denn die Neutronenmessungen von EHMERT und PFOTZER<sup>5</sup> in Weissenau ( $47^\circ$  N  $9^\circ$  E) zeigen das Maximum der Intensität ebenso wie die Freiburger Registrierungen vor 04.00 WZ (und auch sonst einen sehr gleichartigen Verlauf), während es bei MEYER und SIMPSON auch bei der Bildung von 20 min-Werten deutlich nach 4 Uhr auftritt. Im weiteren Verlauf nach dem Überschreiten des Maximums sind die Unterschiede ebenfalls sehr deutlich. In Freiburg und Weissenau erfolgt der Abfall viel schneller als in Chicago.

Die Zeitdifferenz der Eruptionseinsätze in Freiburg und Chicago besagt, daß die von der Sonne ausgeschleuderten U.S.-Teilchen 5–8 min länger gebraucht haben, um Chicago zu erreichen. Deshalb ist der in Chicago bestimmte Einsatz der Eruption sicher nicht der Zeitpunkt des Beginns der Emission der U.S.-Teilchen. Bei dem in der Eruptionsstrahlung vorkommenden und am Erdboden erfaßbaren Energiebereich von etwa 2 bis 10 GeV<sup>6</sup> bedeutet die Zeitverzögerung des Einsatzes, daß die in Chicago nachgewiesenen Teilchen einen Weg zurückgelegt haben, der ungefähr um die Strecke Sonne–Erde länger ist als der Weg der Teilchen, die in Freiburg wirksam wurden. Es scheint nicht möglich, derart große Laufzeitunterschiede zu erklären, wenn man annimmt, daß die Teilchen geradlinig von der Sonne bis in Erdnähe fliegen und daß dann durch die Wirkung des Erdfeldes allein die beobachtete Intensitäts- und Eintreffzeitverteilung auf der Erdoberfläche zustande kommt. Gegen eine solche Erklärung spricht auch der Vergleich der Maximalintensität der genügend gleichartigen Neutronenapparaturen in Chicago<sup>4</sup>, Weissenau<sup>5</sup> und Göttingen<sup>7</sup>. Nach den Zusammenstellungen und Rechnungen von FIROR<sup>8</sup> über den Einfall der Eruptionspartikel, die sich bei den vier vorangegangenen Eruptionen recht gut zur Erklärung der beobachteten Anstiege eignen, liegen die deutschen Stationen zur Zeit des Vorganges auf der Sonne in einer Längen- und Breitenzone, die bevorzugt Partikelstrahlung von der Sonne empfängt, dagegen trifft dies für Chicago nicht zu. Nach den von FIROR durchgeführten Abschätzungen sollte deshalb der Effekt in Weissenau und Göttingen wesentlich größer sein als in Chicago, dagegen zeigen die Messungen bei der Bildung von Intensitätswerten über gleiche Zeitintervalle, daß der Effekt in Chicago etwa die gleiche Amplitude hat wie in Weissenau und Göttingen.

Es scheint daher berechtigt anzunehmen, daß die in Chicago gemessene Eruptionsstrahlung nicht von Teilchen herrührt, die direkt von der Sonne zur Erde gelangten, sondern daß der gesamte dort beobachtete Effekt durch Teilchen verursacht wird, die ursprünglich

<sup>2</sup> M. A. ASSIES u. H. F. JONGEN, *Physica*, im Druck.

<sup>3</sup> Entnommen aus H. TREFALL u. B. TRUMPY, *Physica*, im Druck.

<sup>4</sup> P. MEYER u. J. A. SIMPSON, *Phys. Rev.*, im Druck.

<sup>5</sup> A. EHMERT u. G. PFOTZER, *Z. Naturforschg.* **11 a**, 322 [1956].

<sup>6</sup> I. FILOSOFO, I. MODENA, E. POHL u. J. POHL-RÜLING, *NUOVO Cim.*, im Druck.

<sup>7</sup> B. MEYER, *Z. Naturforschg.* **11 a**, 326 [1956].

<sup>8</sup> J. FIROR, *Phys. Rev.* **94**, 1017 [1954].

in andere Richtungen ausgeschleudert wurden und die durch Umlenkung (magnetische Ablenkung, Streuung) zur Erde zurückkehren. Damit erklärt sich die beobachtete Zeitdifferenz des Einsatzes zwanglos durch den längeren Weg der abgelenkten Partikel. Da die reflektierenden „Wolken“ sicherlich keine ideale Teilchenumlensysteme sind, werden die einzelnen U.S.-Partikel räumlich und zeitlich verschieden abgelenkt werden. Dadurch läßt sich der verschiedene Gesamtverlauf der U.S.-Eruption in Chicago und Freiburg bzw. Weissenau deuten. Die Existenz von Wolken im Sonnensystem, die energiereiche Teilchen beeinflussen, ist wegen der hohen Sonnenaktivität in der Zeit vor der Eruption sehr wahrscheinlich<sup>9</sup>. Auch zeigt der Verlauf der Intensität der allgemeinen Weltraum-U.S. im Laufe des Februar mehrere Intensitätsabnahmen, die sich nur durch den Einfluß solcher Wolken erklären lassen<sup>4</sup>. Über die Art der streuenden oder ablenkenden Wolken im Sonnensystem lassen sich aus den Messungen zunächst keine Schlüsse ziehen. Nimmt man aber an, daß die in Freiburg wirksam werdenden U.S.-Partikel bei der Eruption auf dem kürzesten Wege von der Sonne kamen und nur vom Erdfeld beeinflusst wurden, so bleibt für die Lage der streuenden Wolke bzw. Wolken nur die Möglichkeit, daß ihr Hauptteil im Bereich bis etwa 2 Erdbahnradien (aber nicht im Bereich des direkten Strahles Sonne–Erde) liegt, da sich sonst die kleinste auftretende Laufzeitdifferenz von 5–8 min, die maximal einer Verdoppelung des Weges der Teilchen entspricht, nicht erklären läßt. Außerdem muß das Reflexionsvermögen der Wolke sehr groß sein und evtl. sogar bezüglich der Erde ein Fokussierungseffekt vorliegen, oder die von der Sonne in Richtung der reflektierenden Wolke ausgesandte Intensität muß sehr viel größer gewesen sein als die der nahezu tangential zur Sonnenoberfläche direkt auf die Erde zu emittierten Teilchen, da sonst die Erklärung der hohen Intensität in Chicago nicht möglich sein dürfte.

Wenn man annimmt, daß Streuung der von der Sonne ausgeschleuderten U.S.-Partikel an Wolken im Sonnensystem stattfindet, so sollte man erwarten, daß auch in den Freiburger Registrierungen bzw. den Messungen in der Nähe des Längengrades 8° E solche Streuanteile enthalten sind. Dies läßt sich nicht nur aus der Länge der U.S.-Eruption wahrscheinlich machen. So beobachteten TREFALL und TRUMPY<sup>3</sup>, daß die Absorbierbarkeit der Strahlung im Verlauf der Eruption zunimmt. Sie führen dies darauf zurück, daß im Verlauf der Eruption der Streustrahlungsanteil zunimmt und daß die Strahlung beim Streuprozess energieärmer und daher leichter absorbierbar wird. Ein zweites Argument für Streuanteile gibt der Vergleich des Intensitätsanstieges in Freiburg 48° N 8° E und in Bergen 60° N 5° E. Tab. 1 gibt die Zweistundenwerte der ungefilterten U.S. für die Vertikalstrahlung mit 50° und 162° Zenitwinkelöffnung in Freiburg und zum Vergleich den Wert der ungepanzten Koinzidenzanordnung Kanal I mit dem Öffnungswinkel 70° × 114° in Bergen.

Während in Freiburg auch bei dieser Art der Wertezusammenfassung die Intensitäten von 2–4 h und 4 bis 6 h etwa gleich (oder im ersten Intervall größer)

Uhrzeit WZ	Freiburg		Bergen <sup>3</sup> 70° × 114°
	K 14 50°	K 23 162°	
00–02	100,00	100,2	100,0 ± 1,0
02–04	160,1	143,9	118,8 ± 1,0
04–06	139,1	146,0	136,3 ± 1,1
06–08	105,0	104,8	104,8 ± 1,0

Tab. 1.

sind, ist in Bergen der Wert im 2. Intervall deutlich höher, d. h. in Bergen tritt das Maximum des Eruptionseffektes später ein als in Freiburg. Der verspätete Eintritt des Maximums bei innerhalb der Meßgenauigkeit gleicher Einsatzzeit in höheren Breiten läßt sich schon beim Vergleich der Freiburger Ionisationskammermessungen und der Göttinger Neutronenregistrierung<sup>8</sup> erkennen. Während in Freiburg die maximale Intensität zwischen 03.48 und 03.53 WZ erreicht wird, geschieht dies in Göttingen, wie der Vergleich der Intensitätswerte zwischen 03.42 bis 03.57 und 03.57 bis 04.12 zeigt, erst später. Die Verzögerung der Zeit des Maximums zwischen 48° N und 60° N beträgt etwa 1/2 Stunde. Der verschiedene Verlauf läßt sich am einfachsten dadurch erklären, daß die nördlichen Stationen mehr Streustrahlung erhielten, als die weiter südlich liegenden. Der längere Weg der gestreuten Teilchen bedingt dann das spätere Eintreffen am Ort der Station und bedingt eine Verschiebung des Eintritts des Maximums auf einen späteren Zeitpunkt.

Das bisher vorliegende Beobachtungsmaterial zeigt, daß neben den U.S.-Teilchen, die unter Berücksichtigung des magnetischen Erdfeldes auf dem kürzesten Wege von der Sonne zur Erde fliegen und deren Auftreffpunkte nach FRIOR<sup>8</sup> bestimmt werden können, auch Eruptionsteilchen, die auf großen Umwegen zur Erde gelangen, erheblich zur Intensität beitragen und den zeitlichen Verlauf des U.S.-Effektes beeinflussen. Es ist deshalb nur sehr schwer möglich, aus den Beobachtungen auf der Erde auf den zeitlichen Verlauf der Emission der Quelle auf der Sonne zu schließen. Aus den Freiburger Beobachtungen läßt sich entnehmen, daß die Aussendung der U.S.-Teilchen um 03.42 WZ ± 1 min, also zum Zeitpunkt der maximalen Intensität der chromosphärischen Eruption begann. Die Teilchen wurden in einem einzigen Impuls ausgesandt, dessen Zeitdauer sich nicht abschätzen läßt. Die Dauer der Aussendung von U.S.-Teilchen erstreckt sich aber wahrscheinlich nicht über das Ende der sichtbaren chromosphärischen Eruption (04.15 WZ) hinaus, da zu diesem Zeitpunkt die maximale Erhöhung des Ionenstromes schon auf 20% abgeklungen war, und sich ein Streuanteil dieser Größe aus dem Vergleich mit anderen Stationen abschätzen läßt.

Ich danke der Deutschen Forschungsgemeinschaft für ihre dauernde finanzielle Unterstützung der U.S.-Registrierung, ebenso den Herren, die uns ihre Manuskripte vor der Drucklegung überließen, und dem Direktor des Instituts, Prof. Dr. W. GENTNER für wertvolle Anregung und Hinweise.

<sup>9</sup> Fraunhofer Institut, Daily maps of the sun.