

Abb. 6. Die ausgezogene Kurve gibt den Verlauf der charakteristischen Temperatur $\Theta = f(C_v)$ für das Niob wieder. Die gestrichelte Kurve zeigt, daß die zur Gitterwärme gehörende charakteristische Temperatur $\Theta = f(C_v - C_e)$ oberhalb von 100°K mit $C_e = 5,2 \cdot 10^{-4} T$ keine merkliche Temperaturabhängigkeit mehr besitzt.

fallen sollen. Das anomale Verhalten des Niobs geht aus Abb. 6 hervor, die den Verlauf der Θ -Werte bis Zimmertemperatur zeigt. Oberhalb der Temperatur

der flüssigen Luft erhält man einen einigermaßen konstanten Θ -Wert, wenn eine Elektronenwärme von $5,2 \cdot 10^{-4} T$ abgezogen wird. Der Koeffizient γ ist hier aber rund 4-mal kleiner als unterhalb 14°K , wo ein Wert von $20,5 \cdot 10^{-4} T$ mit den amerikanischen und unseren Ergebnissen recht gut verträglich ist.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danken wir für die Überlassung einer Präzisionsmeßbrücke und dem Schweizerischen Nationalfonds für finanzielle Mittel zur Durchführung der vorliegenden Untersuchung. Herrn Dr. M. Auwärter von der Balzers A.G., Liechtenstein, sind wir für die Herstellung des vakuumgeschmolzenen Vanadinstabes zu vielem Dank verpflichtet.

NOTIZEN

Zur täglichen Periode der Kosmischen Strahlung¹

Von W. MESSERSCHMIDT *

Institut für experimentelle Physik der Universität und Arbeitsstelle f. Kosmische Strahlung der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin, Halle (Saale)
(Z. Naturforsch. 15 a, 734—736 [1960]; eingegangen am 18. Juli 1960)

In einer kürzlich veröffentlichten Arbeit² hatte der Verfasser ausführlich über Fragen der täglichen Periode der Kosmischen Strahlung an Hand eigener Messungen berichtet. Inzwischen sind die Neutronenregistrierungen im Rahmen des Internationalen Geophysikalischen Jahres für die Zeit vom 1. Juli 1957 bis 30. Juni 1958 erschienen³, so daß sich nun Aussagen über das Verhalten der täglichen Periode der Kosmischen Strahlung auf der ganzen Erde während eines Jahres machen lassen.

Zur Untersuchung der Breitenabhängigkeit wurden die Stationen nach magnetischer Breite in Gruppen zusammengefaßt und nach Ortszeit (LT) gemittelt. Die einzelnen Gruppen sind:

1. Polnähe $\varphi > 70^\circ$, 5 Stationen (Thule, Resolute-Bay, Murchison-Bay, Churchill und Mawson).
2. Mittlere nördliche Breiten $70^\circ > \varphi > 25^\circ$
 - a) Nordamerika, 8 Stationen (Sulphur Mt., Mt. Washington, Climax, Deep River, Ottawa, Chicago, Lincoln und Berkeley),
 - b) Europa und Asien, 10 Stationen (Uppsala, Leeds, London, Herstmonceux, Göttingen, Weißnau, Zugspitze, Rom, Alma Ata und Jakutsk).
3. Äquatorgebiet $+25^\circ > \varphi > -25^\circ$, 7 Stationen (Mt. Norikura, Huancayo, Buenos Aires, Makapuu Point, Lae, Kodaikanal und Ahmedabad).

¹ Teil eines Vortrages vom Symposium „Geomagnetismus und Aeronomie“ der DAdW zu Berlin, gehalten am 13. 6. 1960 in Berlin.

4. Mittlere südliche Breiten $\varphi \sim 50^\circ$, 2 Stationen (Mt. Wellington, Ushuaia).

Abb. 1 zeigt das Jahresmittel der täglichen Periode. In den nördlichen und südlichen mittleren Breiten sind die täglichen Amplituden etwa gleich groß. In den großen Breiten ist die Schwankung wesentlich kleiner und nahezu sinusförmig. Im Äquatorgebiet liegt der Anstieg der Strahlung nur zwischen 9 und 18 Uhr mit dem Maximum gegen 13 Uhr, während zu den übrigen Zeiten die Werte praktisch konstant sind. Bezeichnet man den Unterschied zwischen kleinstem und größtem Strahlungswert als Amplitude der täglichen Periode, so ist sie also am Äquator und in den mittleren Breiten etwa gleich groß und nimmt nach den Polen zu ab. Hierbei scheint mehr die geographische als die geomagnetische Breite ausschlaggebend zu sein, weil die fast am magnetischen Pol liegende Station Thule ($\varphi_{\text{magn}} = 88^\circ$, $\varphi_{\text{geogr.}} = 76,5^\circ$) im Jahresmittel noch eine tägliche Periode mit einer Amplitude von etwa 3% besitzt.

Zur Ermittlung der jahreszeitlichen Abhängigkeit wurden die monatlichen Kurven der einzelnen Gruppen gezeichnet, aus denen dann die Amplituden entnommen wurden. Aus Abb. 2 geht hervor, daß überall das Maximum im August bzw. September 1957 eintritt. Es folgt eine schnelle Abnahme im Oktober. Die Werte bleiben dann nahezu konstant, um im Frühjahr 1958 wieder anzusteigen. Bei dem Verlauf ist besonders bemerkenswert, daß zwischen der nördlichen und südlichen Halbkugel keine jahreszeitlichen Unterschiede bestehen, d. h. daß die Neigung der Erdachse gegenüber der Ekliptik keinen Einfluß hat. Das Maximum im Herbst 1957 geht weitgehend mit der Eruptionstätigkeit der Sonne parallel, während bei der Zunahme im Frühjahr 1958 die

* Halle (Saale), Friedemann-Bach-Platz 6.

² W. MESSERSCHMIDT, Z. Naturforsch. 15 a, 470 [1960].

³ Cosmic-Ray Intensity during the International Geophysical Year, No. 1 und 2, Sc. Council Japan, Tokyo 1959.



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 digitized 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.

Sonnenaktivität nicht in dem Maße zunimmt. Ohne Zweifel bestehen aber dabei Zusammenhänge. Auch die eigenen Messungen⁴ mit 2 Ionisationskammern über dem Erdboden [K(1+2)] und unter 14 m Wasseräquivalent (K 4) stehen mit den Ergebnissen in Einklang.

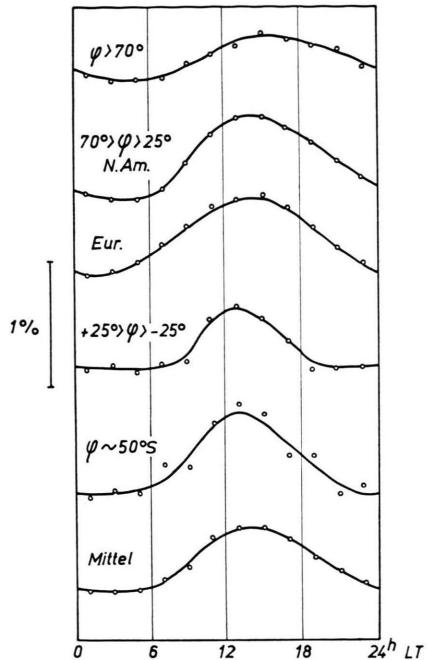


Abb. 1. Neutronenregistrierungen der täglichen Periode in Abhängigkeit von der magnetischen Breite. Jahresmittel vom 1. 7. 1957 – 30. 6. 1958 nach dem Material des IGJ.

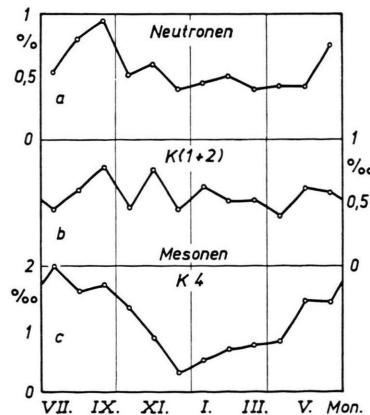


Abb. 3. Vergleich der mittleren monatlichen Amplituden der Neutronen vom Juli 1957 bis Juni 1958 mit dem dreijährigen Mittel der Ionisationskammermessungen. a) Neutronen Juli 1957 bis Juni 1958; b) Mesonen, Mittelwerte von 1956 bis 1959 über dem Erdboden; c) Mesonen, Mittelwerte von 1956 bis 1959 unter 14 m Wasseräquivalent.

⁴ Einzelheiten über die Ionisationskammern mit den verschiedenen Aufstellungen s. Anm. ².

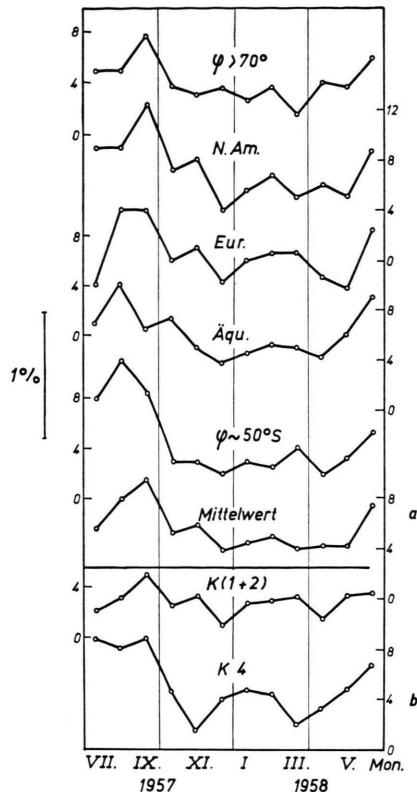


Abb. 2. a) Mittlere monatliche Amplituden der täglichen Periode der Neutronen in Abhängigkeit von der magnetischen Breite. b) Messungen des Verfassers: K(1+2)=2 Ionisationskammern 100 m über NN; K 4=Ionisationskammer unter 14 m Wasseräquivalent.

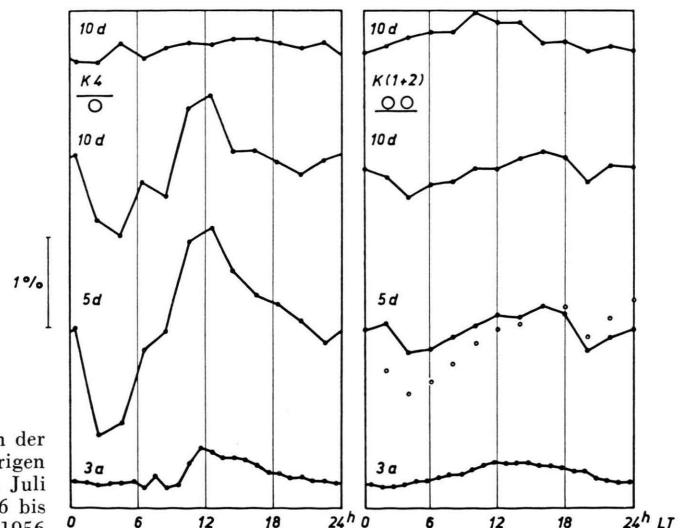


Abb. 4. In K 4 unter 14 m Wasseräquivalent ausgesuchte Tage ohne und mit ausgeprägter täglicher Periode im Vergleich mit K(1+2) 100 m über NN. 1. Quartal 1957. 3a=dreijähriges Mittel.

Über eine jährliche Wiederholungstendenz der monatlichen Amplituden der täglichen Periode kann soviel gesagt werden, daß nach dem 3-jährigen Mittel von 1956 bis 1959 der Messungen des Verfassers⁵ am Erdboden eine Schwankung der Amplitude nur wenig, eine Schwankung der Phase aber mit einem Pendeln des Maximums zwischen 11 und 15 Uhr Ortszeit deutlich ausgeprägt ist, während unter 14 m Wasseräquivalent bei kleinerer Änderung in der Phase die Amplitudenvariation groß ist. Ein Vergleich des einen Jahres der Neutronenmessungen mit den Mittelwerten der Mesonenregistrierungen aus 3 Jahren läßt also noch keinen Schluß über eine evtl. periodische jährliche Schwankung der Neutronenintensität zu (Abb. 3).

Bezüglich des Verhaltens der täglichen Periode unter 14 m Wasseräquivalent können an Hand des eigenen Materials weitere Aussagen gemacht werden. Es wurde gezeigt², daß Tage, die über dem Erdboden eine ausgeprägte tägliche Periode besitzen, unter 14 m Wasseräquivalent nur zum Teil hervortreten und bei einer Mittelwertsbildung schließlich die gleiche Größe wie das mehrjährige Mittel haben. Es konnte jetzt auch der umgekehrte Fall festgestellt werden. Hierzu wurden in Abb. 4 aus dem 1. Quartal 1957 in K 4 unter der Erde je 10 ruhige und 10 ausgeprägte Tage ausgewählt und mit K(1+2) am Erdboden verglichen, wo, abgesehen

von einer Verschiebung des Maximums, keine nennenswerten Änderungen in der Amplitude auftreten. Bei den 5 Tagen mit größter Amplitude in K 4 findet sich in K(1+2) eine steigende Tendenz der Strahlung (offene Kreise in Abb. 4). Die Kurve wurde deshalb etwas gedreht. Dieser Befund deutet darauf hin, daß diese Tage in die Erholungszeit nach magnetischen Stürmen fallen.

Zusammenfassung

Die tägliche Periode der Kosmischen Strahlung hat weltweiten Charakter. Es muß eine Anisotropie der primären Strahlung bestehen, die u. U. eine Reihe von Tagen anhält und deren Maximum mit Phasenverschiebungen bis zu wenigen Stunden zur Sonne gerichtet ist. Sie erstreckt sich auch auf die energiereichen Anteile der Strahlung, da die tägliche Periode unter 14 m Wasseräquivalent prozentual größer als am Erdboden ist. Das z. Tl. zeitlich verschiedene Auftreten der großen täglichen Perioden über bzw. unter der Erde deutet auf Schwankungen in der Energieverteilung in der Anisotropie der Strahlung. Diese Fragen sollen am vorhandenen Material noch näher untersucht werden.

Herrn W. GEBHARDT dankt der Verfasser für die Durchführung der statistischen Berechnungen.

⁵ W. MESSERSCHMIDT, l. c.², Abb. 12 und 22.

Elimination of the radial second order angular aberrations in inhomogeneous field mass spectrometers by inclined plane boundaries

By H. A. TASMAN and A. J. H. BOERBOOM

Laboratorium voor Massaspektrografie, Amsterdam, Holland
(Z. Naturforsch. 15 a, 736—738 [1960]; eingegangen am 9. März 1960)

In previous papers^{1—4} the ion-optical properties of inhomogeneous magnetic sector fields were discussed. The rather complicated expressions derived there, reduce considerably if the discussion is restricted to a symmetric arrangement with plane boundaries, where object and image distances are equal, and the plane

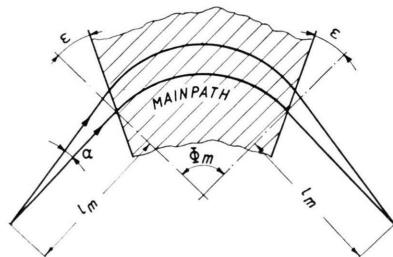


Fig. 1.

¹ H. A. TASMAN and A. J. H. BOERBOOM, Z. Naturforsch. 14 a, 121 [1959].

² H. WACHSMUTH, A. J. H. BOERBOOM and H. A. TASMAN, Z. Naturforsch. 14 a, 818 [1959].

³ H. A. TASMAN, A. J. H. BOERBOOM and H. WACHSMUTH, Z. Naturforsch. 14 a, 822 [1959].

$w = \Phi_m/2$ is a plane of symmetry. (See¹, sect. 9, and^{3, 4}.)

The projection on the median plane of such an arrangement is presented in Fig. 1. α is the radial aperture angle, and α_z is the axial aperture angle (normal to the plane of the paper in Fig. 1.) The radial second order angular aberration causes an image broadening in radial direction proportional to α^2 , whereas the sagittal second order angular aberration causes a radial image broadening proportional to α^2 .

1. Elimination of the α^2 -aberration

It was derived in⁴, that the coefficient A_{11} of the α^2 -aberration vanishes with conical pole faces ($X = 2n$, see⁵) and plane boundaries ($\varrho = 0$), if:

$$t^3 - \frac{3}{2} K t^2 + n t - n K - \frac{1}{6} K^3 \frac{4n-3}{1-n} = 0, \quad (1)$$

where

$$t = \tan \epsilon; \\ K = (1-n)^{1/2} \tan \frac{1}{2}(1-n)^{1/2} \Phi_m.$$

For $n=0$ (homogeneous field), (1) has two trivial coinciding roots $t=K$ and one non-trivial root $t=-\frac{1}{2}K$. (See^{6—8}.) At small positive n , the trivial roots become non-trivial; one of these ($t > K$) corresponds to a (large) negative value of l_m/r_m .

The solutions of (1) are represented graphically in

⁴ H. A. TASMAN, A. J. H. BOERBOOM and H. WACHSMUTH, Z. Naturforsch. 15 a, 78 [1960].

⁵ A. J. H. BOERBOOM, H. A. TASMAN and H. WACHSMUTH, Z. Naturforsch. 14 a, 816 [1959].