

# Zeitschrift für Geophysik

Band 36

1970

Heft 1

## Inhaltsverzeichnis

Übersichtsartikel: BOLLE, H.-J.: Satellite Techniques for Observing Water Vapor-Height Profiles . . . . .	1
ACHTERMANN, E., S. C. FREDEN and D. HOVESTADT: Time Variation of Low Energy Protons in the Inner Radiation Belt . . . . .	27
SIEBERT, M.: Solarer Wind und Halbjahreswelle der erdmagnetischen Aktivität . . . . .	41
CUMME, G., R. KNUTH and C.-U. WAGNER: A Method for the Interpretation of Ionospheric Absorption Measurements during the Sunrise Effect in the D-Region . . . . .	57
CZECHOWSKY, P., H. KOCHAN, G. LANGE-HESSE, H. LAUCHE und H. G. MÖLLER: Simultane Beobachtungen verschiedener ionosphärischer Phänomene während des erdmagnetischen Sturmes vom 31. Oktober bis 2. November 1968 . . . . .	77
Briefe an den Herausgeber:	
RÖWER, P.: Laufzeitanomalien von P-Wellen, beobachtet an den Stationen Stuttgart und Strasbourg . . . . .	105
Buchbesprechungen . . . . .	111



PHYSICA - VERLAG · WÜRZBURG

# ZEITSCHRIFT FÜR GEOPHYSIK

als zweimonatliche Publikation herausgegeben im Auftrag der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft von

W. Dieminger, Lindau/Harz

und

J. Untiedt, Göttingen (als Stellvertreter)

unter Mitwirkung von

B. Brockamp †, Münster i. W. — A. Defant, Innsbruck — W. Hiller, Stuttgart — K. Jung, Kiel — W. Kertz, Braunschweig — E. A. Lauter, Kühlungsborn — O. Lucke †, Berlin — H. Menzel, Hamburg — O. Meyer, Hamburg — F. Möller, München — St. Müller, Karlsruhe — H. Reich, Göttingen

Veröffentlicht werden Originalarbeiten aus dem gesamten Gebiet der Geophysik und aus den Grenzgebieten in deutscher, englischer oder französischer Sprache. Außerdem erscheinen mehrmals im Jahr auf Einladung hin verfaßte Übersichtsartikel.

Jede Originalarbeit beginnt mit einer deutschen und einer englischen oder französischen Zusammenfassung.

Für kurze Mitteilungen, bei denen Interesse an raschem Erscheinen besteht, gibt es neben den normalen Veröffentlichungen die „Briefe an den Herausgeber“ (ohne Zusammenfassung). Sie werden nach Möglichkeit im nächsten Heft gebracht.

Die Autoren erhalten 50 Sonderdrucke ihrer Arbeit kostenlos. Weitere Exemplare können vom Verlag gegen Berechnung geliefert werden. Eine Honorierung der Beiträge erfolgt nicht.

Es wird gebeten, die Manuskripte in Maschinenschrift mit handschriftlich eingetragenen Formeln druckfertig einzureichen und gesondert die „Anweisung für den Setzer“ beizufügen, aus der zu ersehen ist, wie kursiver, gesperrter oder fetter Satz und griechische, gotische oder einander ähnliche Typen und Zeichen kenntlich gemacht sind (z. B. durch farbige Unterstreichung). Die Vorlagen für die Abbildungen sollen reproduktionsfertig (Tuschzeichnung) möglichst im Maßstab 2:1 eingesandt werden.

Die Zitate sollen entsprechend folgendem Beispiel angefertigt werden:

Im Text: Bei der ersten Zitierung [JUNG, MENZEL und ROSENBACH 1965], bei jeder folgenden Zitierung [JUNG et al. 1965].  
Im Literaturverzeichnis: JUNG, K., H. MENZEL und O. ROSENBACH: Gravimetermessungen im Nördlinger Ries. Z. Geophys. 31, 7—26, 1965.

Manuskripte sind zu senden an Prof. Dr. WALTER DIEMINGER, Max-Planck-Institut für Aeronomie, 3411 Lindau/Harz

Anschrift der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft:

2 Hamburg 13, Binderstr. 22. Postscheckkonto: Hamburg 55983

Bank: Neue Sparcasse, Hamburg 24/11528

Aufgenommen werden nur Arbeiten, die weder im In- noch im Ausland veröffentlicht wurden und die der Autor auch anderweitig nicht zu veröffentlichen sich verpflichtet. Mit der Annahme des Manuskriptes geht das ausschließliche Nutzungsrecht an den Verlag über.

Es ist ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages nicht gestattet, fotografische Vervielfältigungen, Mikrofilme, Mikrofotos u. ä. von den Zeitschriftenheften, von einzelnen Beiträgen oder von Teilen daraus herzustellen.

Bezugspreis je Band (6 Hefte) 78,— DM, Einzelheft je nach Umfang. Abonnements verlängern sich jeweils um einen Band, falls keine ausdrückliche Abbestellung zum Jahresende vorliegt.

Gedruckt mit Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft.

---

Bekanntmachung lt. Bayer Pressegesetz; Verlag: PHYSICA-VERLAG Rudolf Liebig K.-G., D 87 Würzburg, Werner-von-Siemens-Straße 5.  
Pers. haft. Ges.; Arnulf Liebig und Hildegund Haller, sämtlich Buchhändler in Würzburg. Kommanditistin: Gertrud Liebig, Würzburg

Druckerel: R. Oldenbourg, Graph. Betriebe GmbH, München

Printed in Germany



PHYSICA-VERLAG, Würzburg 1970

## **Satellite Techniques for Observing Water Vapor-Height Profiles<sup>1)</sup>**

By H.-J. BOLLE, München<sup>2)</sup>

Eingegangen am 11. März 1968

(In überarbeiteter Form am 18. Juni 1969)

*Summary:* Water vapor-height profiles can be derived from two different types of satellite measurements: firstly by analysing the spectrum of the outgoing thermal radiation, and secondly by measuring the absorption of solar radiation in the atmosphere.

The first method uses the remotely measured absolute intensities in the emission spectrum of the atmosphere. The vertical distribution of the emitting gas is inferred from these measurements with the aid of a mathematical inversion method. In a more direct approach this problem was first attacked by MÖLLER for TIROS II data. Because of the limited spectral resolution it is only possible to determine the humidity of one broad atmospheric layer in the upper troposphere from measurements obtained with filter radiometers of the MRIR (medium resolution infrared radiometer) type. More sophisticated procedures have been developed since then in order to infer vertical constituent distributions from measurements of high spectral resolution.

The second method uses the occultation technique, and is limited to sunset and sunrise conditions. The main absorption in an optical path tangential to the earth occurs in a layer of about 6 km thickness near the minimum distance between this optical path and the ground. Spectral regions for this experiment must carefully be selected, and very high spectral resolution is necessary to detect small amounts of water vapor. However, this technique is promising to give water vapor concentration even in mesospheric levels which are inaccessible by the emission method.

*Zusammenfassung:* Wasserdampf-Höhenprofile können durch Messungen von Satelliten aus auf zwei verschiedene Weisen gewonnen werden: Erstens durch Analyse des Spektrums der den Planeten verlassenden thermischen Strahlung und zweitens durch Bestimmung der Absorption von Sonnenstrahlung beim Durchgang durch die Atmosphäre.

Die erste Methode verwendet die am Orte des Satelliten gemessenen absoluten Intensitäten im Emissionsspektrum der Atmosphäre. Daraus erhält man die vertikale Verteilung des emittierenden Gases mit Hilfe mathematischer Inversionsmethoden. Durch Anwendung eines direkteren Verfahrens hatte MÖLLER diese Möglichkeit zuerst am Beispiel von Daten aufgezeigt, die mit dem Satelliten TIROS II gewonnen worden waren. Wegen der begrenzten

---

<sup>1)</sup> Vom Vorstand der DGG erbetener Übersichtsartikel.

<sup>2)</sup> Dr. Hans-Jürgen BOLLE, Meteorologisches Institut d. Universität München, 8 München 13, Amalienstr. 52/III.

spektralen Auflösung läßt sich aus Messungen mit Infrarot-Radiometern mittlerer Auflösung (MRIR) nur die Feuchtigkeit in einer ausgedehnten Schicht der oberen Troposphäre bestimmen. Inzwischen sind jedoch verfeinerte Methoden ausgearbeitet worden, die es auch erlauben, die vertikale Verteilung atmosphärischer Gase aus Messungen mit hoher spektraler Auflösung abzuleiten.

Die zweite Methode benutzt die Okkultationstechnik und ist dadurch nur bei Sonnenaufgang und Sonnenuntergang anwendbar. In einem tangential zur Erde verlaufenden optischen Weg wird der überwiegende Teil der Sonnenstrahlung in einer etwa 6 km hohen Schicht nahe dem Minimalabstand vom Boden absorbiert. Die in einem solchen Experiment zu verwendenden Spektralbereiche müssen sorgfältig ausgewählt werden und eine hohe spektrale Auflösung ist notwendig, um noch kleine Wasserdampfmenngen nachweisen zu können. Mit Hilfe dieser Technik sollte jedoch der Wasserdampfgehalt bis in die Mesosphäre hinein meßbar sein.

## 1. Introduction

The continuous sensing of the water vapor concentration in the atmosphere and its variations in space as well as in time is one of the principal tasks of meteorology in the age of satellite exploration. The reasons for this desire are easily recalled.

Water vapor is the most variable of all minor constituents of the atmosphere and is thus involved in many of the meteorological processes (see Table 1):

1. The water vapor is regulating the heat budget of the lower atmosphere by absorbing and emitting infrared radiation, and by condensation as well as evaporation processes. The inclusion of these effects in the mathematical model of the atmosphere promises improvements of numerical forecast capabilities.
2. Changes of tropospheric and lower stratospheric moisture are indicators for air mass boundaries, and for vertical convection.
3. The humidity of the stratosphere and mesosphere affects the radiation balance of these levels, and plays a rôle in the photochemistry of the upper atmosphere.

The humidity of the lower atmosphere up to the tropopause is relatively well known by routine soundings. However, there exist large gaps over the oceans. Much more difficult is the determination of stratospheric and mesospheric moisture by direct methods. In the application of hygrometers, mass spectrometers, and spectroscopic methods from balloons or rockets always contamination, radiation errors as well as effects of the individual instruments have carefully to be considered, and only sporadic measurements from a small number of fixed sites are possible. Satellite observations have the great advantage to give global observations with one and the same instrument, and much more geographical fine structure, when the problem of remote sensing is solved satisfactorily.

Satellite observations of water vapor are only possible by radiometric measurements in the infrared or in the microwave region. Performance and interpretation of such measurements require a detailed quantity of knowledge about water vapor and its infrared spectrum. The activity in this field was to a good deal pushed forward by GATES who made the first attempt to measure the spectrum of the stratosphere from a balloon [GATES, MURCRAY, SHAW and HERBOLD 1958].

Table 1: Atmospheric phenomena linked to water vapor distribution.

REGION	PROCESSES AFFECTED BY WATER VAPOR	PROCESSES AFFECTING WATER VAPOR DISTRIBUTION	CLOUDS
MESOSPHERE	HEAT BUDGET UV AND IR ABSORPTION IR EMISSION OH-EMISSION THROUGH $O(1D)+H_2O \rightarrow 2OH$ $O_3$ - CONCENTRATION (?)	DIFFUSION PHOTOCHEMICAL REACTIONS GENERAL CIRCULATION AND WAVE MOTIONS	NOCTILUCENT
STRATOSPHERE	THERMODYNAMIC EQUILIBRIUM ABSORPTION AND EMISSION OF IR RADIATION	LARGE SCALE MIXING, TRANSPORT	NACREOUS
TROPOSPHERE	THERMODYNAMIC EQUILIBRIUM ABSORPTION AND EMISSION OF IR RADIATION	CONDENSATION EVAPORATION PRECIPITATION CONVECTION ADVECTION	ICE AND WATER

This experimental work was continued by MURCRAY [MURCRAY, WILLIAMS, and LESLIE 1960], and was supported by extensive laboratory studies of the water vapor absorption spectrum [HOWARD, BURCH, and WILLIAMS 1956; PALMER 1957, 1960; BURCH, GRYVNAK, SINGLETON, FRANCE, and WILLIAMS 1962; BURCH, GRYVNAK and PATTY 1965; BURCH and GRYVNAK 1966; SAKAI 1964; OPPENHEIM and GOLDMAN 1966; PRINZ 1968]. At the same time most essential progress was made in the theoretical understanding of the spectrum [ANDERSON 1949; YAMAMOTO and ONISHI 1949, 1951; HERZBERG 1962; TSAO and CURNUTTE 1962; BENEDICT and KAPLAN 1959, 1964; GATES, CALFEE, HAUSER, and BENEDICT 1964; BENEDICT and CALFEE 1967], and in the theory of radiative transfer [CURTIS and GOODY 1956, GOODY 1964].

In this survey we will discuss the state of the art of two different experimental approaches: The first utilizing the emission, the second the transmission technique.

## 2. Emission Measurements

If a spectral radiometer looks down from a satellite into the atmosphere within spectral intervals where water vapor absorbs and emits infrared radiation, e.g. in the 6.3 micron band or the pure rotational spectrum beyond 16 micron, it will receive more or less radiation energy depending on whether the source—in our case the water vapor—is concentrated in warmer or colder levels of the atmosphere. Let us first consider a detector which is sensitive in a broad spectral band. In this case only the emission of the troposphere is of importance. A dry atmosphere is then associated with strong emission because lower and warmer levels of the atmosphere near the ground contribute strongly. A large amount of humidity in higher and colder levels create small radiation signals, because the emission of the lower levels is screened by these higher layers. With the MRIR (Medium Resolution Infrared Radiometer) there are observed patterns like those shown in Figures 1 and 2 from NIMBUS III. The picture of the 6.5–7.0 micron channel (the center of one of the  $\nu_2$  H<sub>2</sub>O branches) differs in some details from the simultaneous measurement in the 10–11 micron region which shows the bright cloud structure against the strong emitting dark ground. Though most of the structure to be seen in the 6.7 micron channel is due to high clouds (> 6 km), some of the brighter spots lead to the conclusion that the clouds are accompanied by clusters of water vapor at higher levels, and that the dark areas between these spots show dry spaces of subsiding air. This was especially obvious during orbit 391 of NIMBUS II. Here the hurricane Alma (1966) was already in the decaying stage with lower and warmer clouds (to be recognized in the 10–11 micron channel) but still high humidity at higher levels indicated by the bright picture in the water vapor channel. The spiral of the vortex was clearly to be seen with a dry band wound up several times in the storm [NORDBERG, McCULLOCH, FOSHEE and BANDEEN 1966]. A similar example is given in Fig. 2. The gray scale of the pictures can directly be calibrated into equivalent black body temperatures and from these temperatures the height of the emitting water vapor layer can be deduced if the temperature profile of the atmosphere is known.

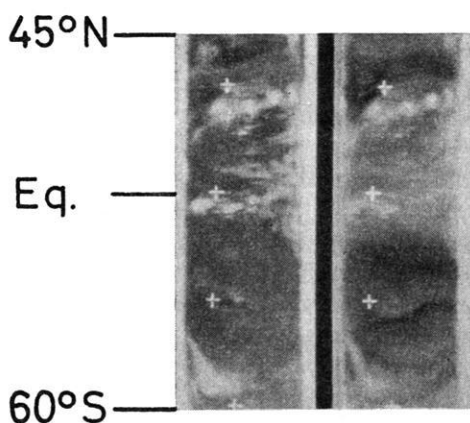


Fig. 1. Section of MRIR-picture from NIMBUS III, 7. 7. 1969, 18.10.—18.42 GMT (local night). Left part 10—11  $\mu$  channel, right part 6.5—7  $\mu$  channel. The strip ranges from approximately 60°E to 90°E at the equator. It shows an area with broken clouds and mostly high water vapor concentration at elevated levels (bright areas in the right picture) but marked subsidence zones (dark bands) of dry air in between. Courtesy A. W. McCULLOCH, GSFC.

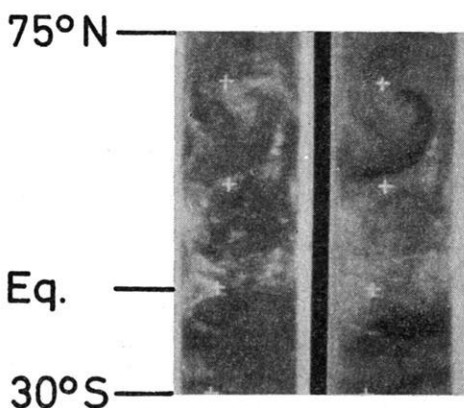


Fig. 2. Section of MRIR-picture from NIMBUS III, 18. 7. 1969, 16.05—16.37 GMT (local night). Left part 10—11  $\mu$  channel, right part 6.5—7  $\mu$  channel. The strip ranges from approximately 90°E to 120°E at the equator. A decaying vortex with humid air at elevated levels can clearly be distinguished between 30°N and 60°N. A band of dry air is wound up into the cyclone. Another area of subsiding air can be distinguished at 10°S, 95°E to 115° south of Sumatra and Java. Courtesy A. W. McCULLOCH, GSFC.

Let us now assume a cloud-free atmosphere with an uniform relative humidity and a known lapse rate. For this case MÖLLER [1961] could show, by computing various models, that the equivalent emission temperature in the 6.5 micron channel is mainly

a function of relative humidity and surface temperature, but depends only slightly on the actual atmospheric temperatures. Based on this simple model MÖLLER [1962] worked out a method to infer the relative humidity from measured radiances. The principle of this method is demonstrated in Figure 3 where the emission function is plotted against height for 100% and 5% humidity. The area under these curves gives the emitted radiance, which is regarded as a function of the mean relative humidity in the 5–15 km layers only. No radiation of the earth's surface penetrates through the atmosphere in the considered spectral region of the 6.3 micron water vapor band. This situation can be different if high clouds are present. One and the same measured radiance may then suit a dry atmosphere with a cold cloud top as well as a humid atmosphere with a warm cloud top. To make a decision between these possibilities a second independent measurement is necessary which MÖLLER found in the 8–12 micron channel that gives the nearly genuine surface temperature. The method has further been developed by RASCHKE [1965] for TIROS III observations. The work culminated in quasi-global representations of mean relative humidity in the upper troposphere,

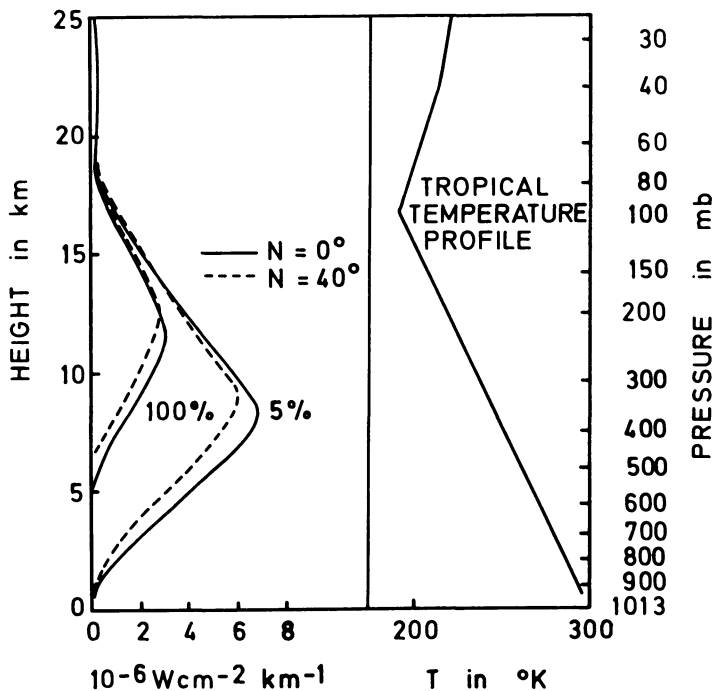


Fig. 3: Emission function for channel 1 ( $6.3 \pm 0.5$  micron) of TIROS IV in a tropical model atmosphere with constant relative humidity (100% and 5%). After RASCHKE and BANDEEN [1966].



and the determination of the water vapor mass above 500 mb for six months from TIROS IV measurements by RASCHKE and BANDEEN [1966]. Figures 4 and 5 show examples of this serie.

On principle it is not possible to derive from measurements in one spectral channel only a more detailed picture of the vertical water vapor distribution than one mean value for the upper troposphere. Spectral measurements with high resolution as firstly proposed by HANEL [1965] and presently obtained from NIMBUS III give a much more detailed picture of the water vapor emission spectrum, and offer therefore the possibility to apply more sophisticated mathematical inversion methods to water vapor distribution. The problem has recently been formulated by CONRATH [1966, 1967, 1968]. The spectral radiance  $N_v$  reaching the satellite is given by

$$N_v = \int_{h_\infty}^{h_0} \frac{\partial B_v [T(h)]}{\partial h} \tau_v [m(h, h_\infty)] dh \quad (1)$$

where  $B$  is the PLANCK function,  $T$  the temperature,  $\tau$  the transmission function,  $\nu$  the wavenumber,  $h$  the height, and  $m(h, h_\infty)$  the water vapor mass between the height  $h$  and the top of the atmosphere, which has to be inferred. Ground contribution has been neglected in equation (1) for simplicity. With  $m(h, h_\infty) = u(x)$  it follows

$$\tau_v [m(h, h_\infty)] = \tau_v [u(x)] = \tau_v [u_0(x)] + \left( \frac{\partial \tau}{\partial u} \right)_{u_0(x)} \delta u(x) \quad (2)$$

where  $u_0(x)$  is a "first guess" at the solution. With  $x_s$  being the value of  $x$  at the surface, equation (1) can be written:

$$N_v = \int_0^{x_s} \frac{\partial B_v(x)}{\partial x} \tau_v [u_0(x)] dx + \int_0^{x_s} \frac{\partial B_v(x)}{\partial x} \left( \frac{\partial \tau_v}{\partial u} \right)_{u_0(x)} \delta u(x) dx. \quad (3)$$

$x$  is the pressure  $P$ ,  $\log P$  or another single valued function of  $P$ . The problem reduces to the solution of

$$g_{0,v} = \int_0^{x_s} K_{0,v}(x) \delta u(x) dx \quad (4)$$

if the following abbreviations are used:

$$g_{0,v} = N_v - \int_0^{x_s} \frac{\partial B_v(x)}{\partial x} \tau_v [u_0(x)] dx \quad (5)$$

$$K_{0,v} = \frac{\partial B_v(x)}{\partial h} \left( \frac{\partial \tau_v}{\partial u} \right)_{u_0(x)} \quad (6)$$

From the first approximation  $u_0(x)$  an initial weighting function can be derived. By an iterative process of setting

$$u_n(x) = u_{n-1}(x) + \delta_n u(x) \quad (7)$$

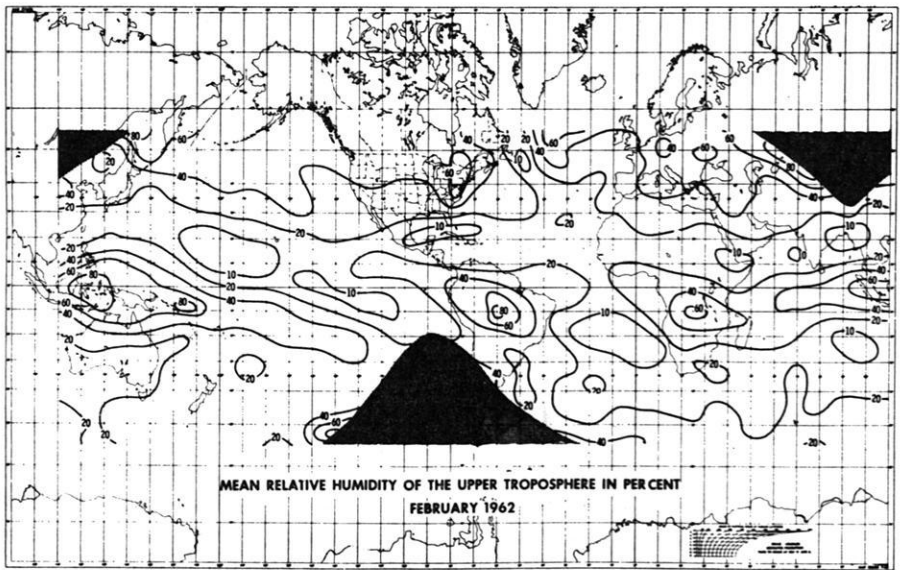


Fig. 4: Mean relative humidity of the upper troposphere in percent from TIROS IV measurements. February 1962. After RASCHKE and BANDEEN [1966].

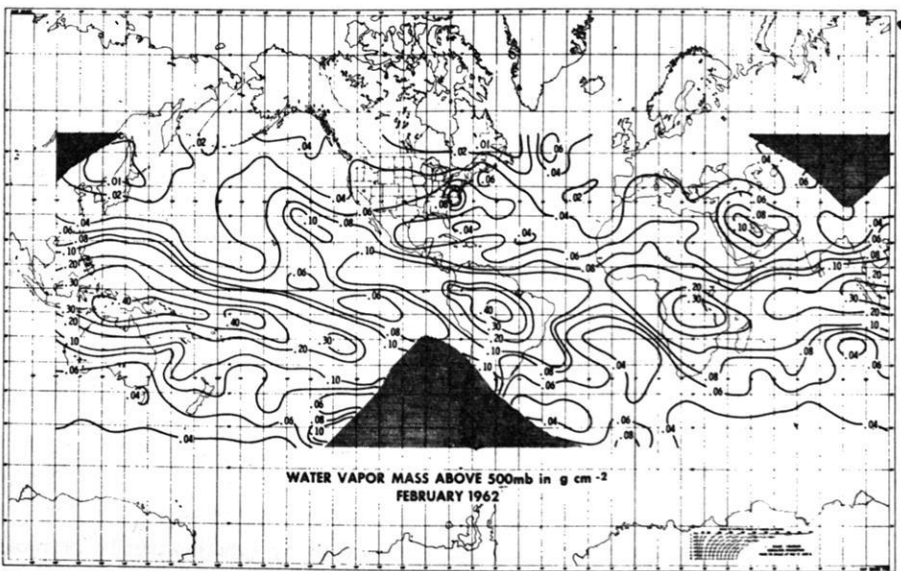


Fig. 5: Mean water vapor mass above 500 mb in  $\text{g cm}^{-2}$  from TIROS IV measurements. February 1962. After RASCHKE and BANDEEN [1966].

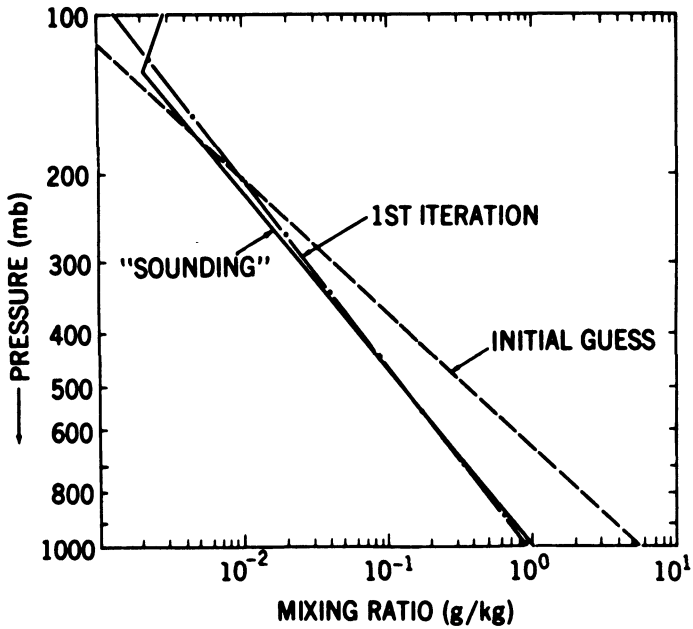
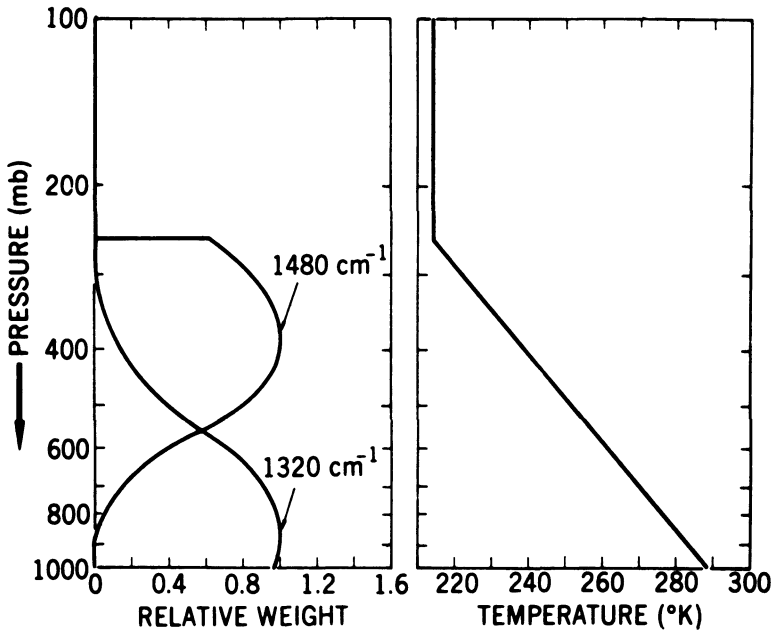


Fig. 6: Weighting functions and temperature profile employed by CONRATH [1967] in the water vapor inversion (upper part). The resulting inversion of synthetic data is shown in the lower figure.

# BALLOON DATA INVERSION OF WATER VAPOR

AVE. OF 14 AVE. OF 13 SPECTRA

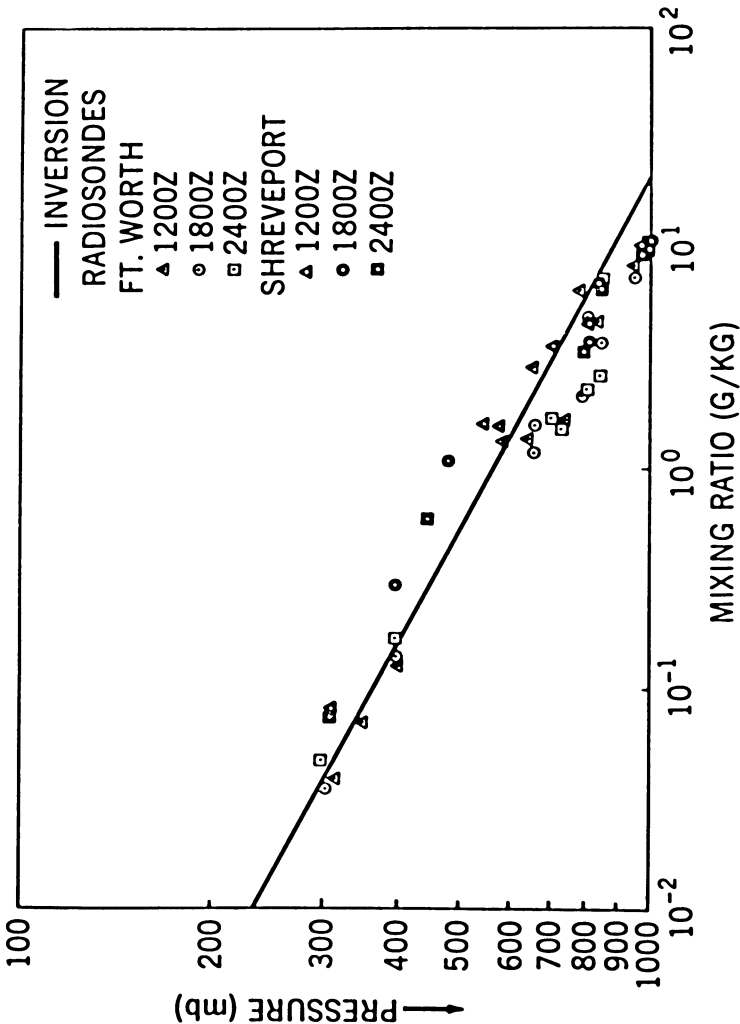


Fig. 7: Water vapor inversion of IRIS balloon data. Radiosonde data from nearby stations are shown for comparison. After CONRATH [1967].

equation (4) can in principle be solved for as many parameters (e.g. mixing ratio in different levels or gradients) as measurements in spectral regions with different weighting functions are available. However, the precision of the measurements sets severe limits to the number of available informations. The solution becomes more and more instable with increasing numbers of inferred parameters if the experimental error is not infinitely small.

Figure 7 shows the water vapor mixing ratio which was inferred from balloon-borne interferometer-spectrometer measurements, using a very simple two-parameter model (Fig. 6) of the water vapor distribution:

$$q(P) = q_s \left( \frac{P}{P_s} \right)^r, \quad (8)$$

where  $q(P)$  is the mixing ratio at pressure  $P$ ,  $q_s$  the mixing ratio at surface pressure  $P_s$ , and  $r$  the pressure exponent of the mixing ratio. This notation is equivalent to

$$u(x) = u(P) = u_s \exp[-2.303(r+n+1) \log(P/P_s)] \quad (9)$$

with  $u_s = q_s P_s / g(r+n+1)$ .  $n$  is the pressure exponent for the reduced absorber mass, this reduction being necessary because of the dependency of linewidth on pressure.  $q_s$  and  $r$  are the parameters to be determined.

There are different other mathematical constituent inversion methods proposed (see e.g. KING [1963], SMITH [1967, 1968], KUHN and McFADDEN [1967]), but the discussion of these methods lies beyond the scope of this review. It shall be sufficient to state here that constituent inversion is possible, and has already been applied to the tropospheric water vapor. A difficulty exists for the isothermal region in the lower stratosphere, because here a change in humidity does not have much influence in the effective radiation temperature. Only the total amount of water vapor can be derived for isothermal layers, if channels with weighting functions below and above this layer are provided.

The stratospheric water vapor can only be considered if measurements are made in very narrow spectral intervals of high absorption as occur in the center of the pure rotation band. It is therefore highly recommended to extend spectral measurements to wavenumbers down to  $200 \text{ cm}^{-1}$  or less. These longer wavelengths may also be favoured because of the following reasons: (i) the influence of atmospheric dust decreases with increasing wavelength, and (ii) the longer wavelengths are less affected by the emission of other atmospheric constituents. The 6.3 micron water vapour band is superimposed by  $\text{CH}_4$ ,  $\text{N}_2\text{O}$ , and  $\text{O}_3$  bands, and an emission of still unknown origin (PICK and HOUGHTON [1968]). Figure 9 shows the emission spectrum to be expected from different model atmospheres as shown in Figure 8, around  $202 \text{ cm}^{-1}$  wavenumber with a magnification of the part around the very strong lines near  $202.67 \text{ cm}^{-1}$  in Figure 10. Figure 11 gives the weighting function for different bandwidths. The variation of the weighting functions in different atmospheres is demonstrated in Figure 12.

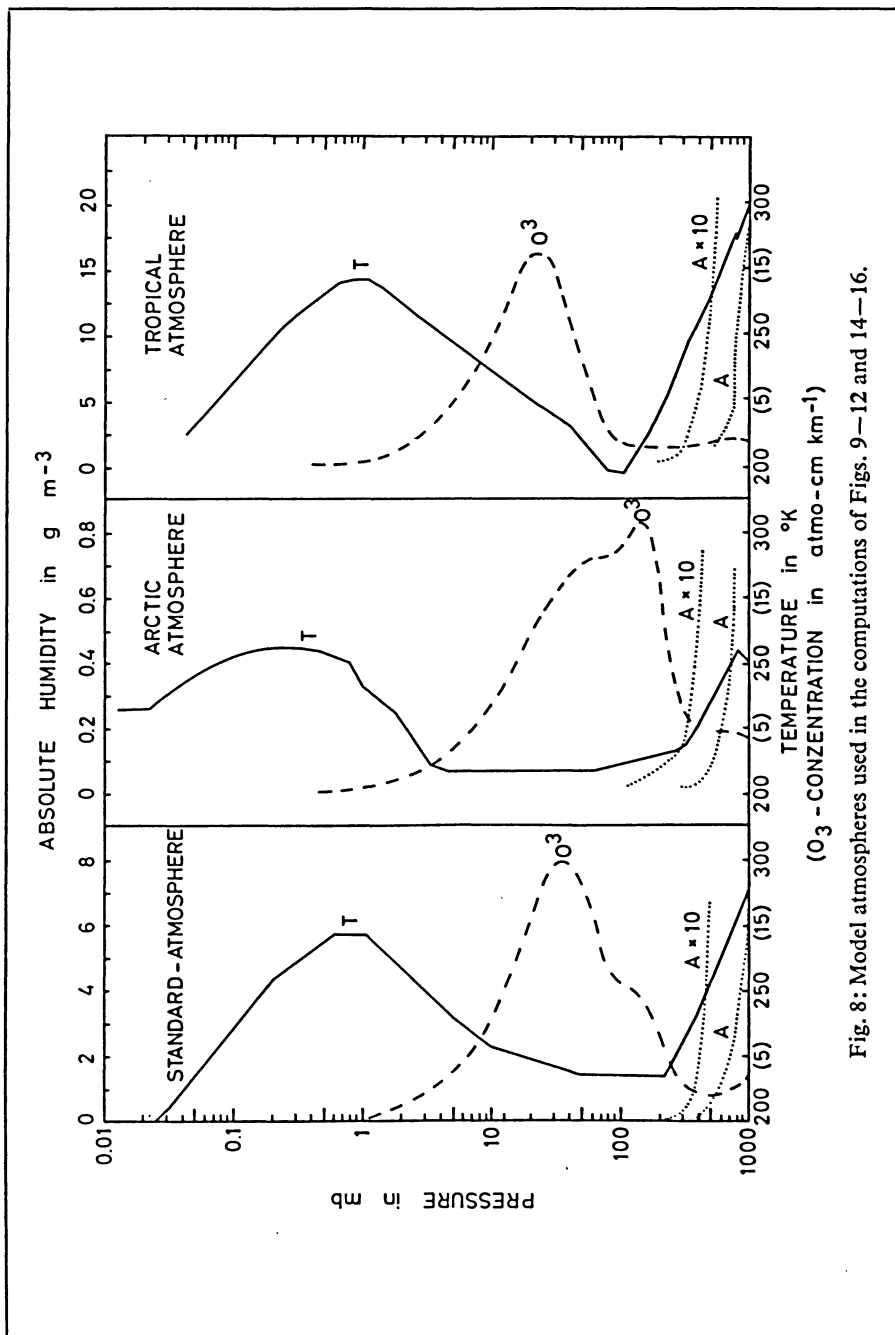


Fig. 8: Model atmospheres used in the computations of Figs. 9—12 and 14—16.

At higher levels than approximately 30 km, however, the emission is concentrated to such narrow intervals in the cores of the strongest lines that its measurement is hopeless with the techniques in practice. The selective filter method of HOUGHTON [1961] and SMITH [SMITH and PIDGEON 1964] seems to be very difficult to apply for water vapor because condensation and evaporation in the cell would probably cause severe trouble.

### 3. Transmission Measurements

In the stratosphere and perhaps also in the mesosphere another technique is promising for the future: the occultation experiment. The principle is demonstrated in Figure 13. In this experiment the sun is taken as source for a measurement of the atmospheric transmission in an optical path tangential to the earth. In the long optical paths obtained in this way a small water vapor concentration still gives a measurable absorption. The measurement, however, is restricted to sunrise and sunset. The method was first proposed for  $O_3$  by FRITH [1962].

The inversion of the data is strongly facilitated if one can choose spectral regions where the temperature has a negligible effect on the transmission functions [BOLLE 1965]. Such regions occur for lines of distinct rotational transitions. One of the most prominent line groups which satisfies this condition consists of the three strongest

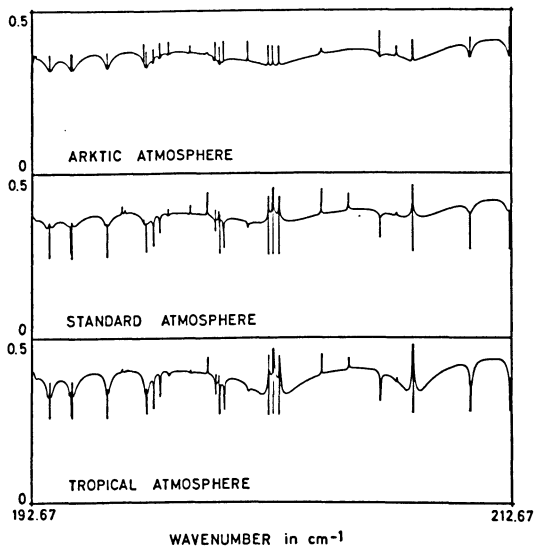


Fig. 9: Computed emission spectra of atmospheric water vapor in the 193–213  $\text{cm}^{-1}$  region for the three model atmospheres of Fig. 8 in the sequence arctic, standard and tropical atmosphere. Water vapor mixing ratio is  $10^{-5} \text{ g/g}_{\text{air}}$  for standard and tropical atmosphere, and  $2 \cdot 10^{-6} \text{ g/g}_{\text{air}}$  for arctic atmosphere. Line data of BENEDICT and KAPLAN [1963] have been used.

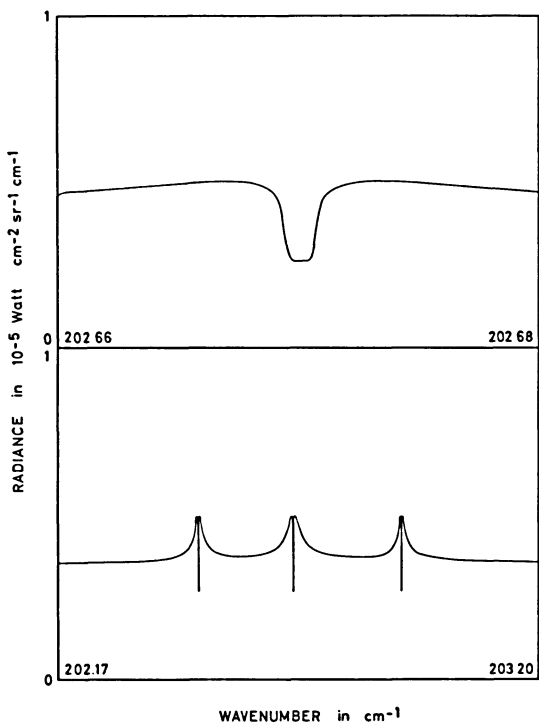


Fig. 10: Computed emission of atmospheric water vapor near  $202.67 \text{ cm}^{-1}$  from a standard atmosphere into space. Data from Fig. 9 in extended wavenumber scale.

water vapor lines between  $202.46$  and  $202.97 \text{ cm}^{-1}$ . The computed transmission of a model atmosphere in this spectral interval for different minimum heights of the optical path above ground (see Figure 13) is shown in Figure 14. The Figure also demonstrates the height resolution obtainable without application of mathematical inversion methods: the weighting functions are plotted at the right side of the transmission spectra. They are concentrated around the point of minimum height and their half widths reach from  $0.5$  to  $6 \text{ km}$  above this level. The equivalent widths of the strongest lines and line groups in the pure rotational band, the  $\nu_2$  and the  $\nu_3$  band, are given in Figures 15 and 16. From these figures it is obvious that the lines with the largest intensity do not always give highest absorption at high levels, because in the upper atmosphere not the LORENTZ-broadening but the DOPPLER-broadening is the dominant effect, and the DOPPLER-half width increases with the wavenumber. However, the transmission becomes nearly independent of absorbed mass in the transition region between collision and DOPPLER-broadening, and this transition occurs at lower levels for higher frequencies. This effect favours the longer wavelengths for measurements in the D-region.



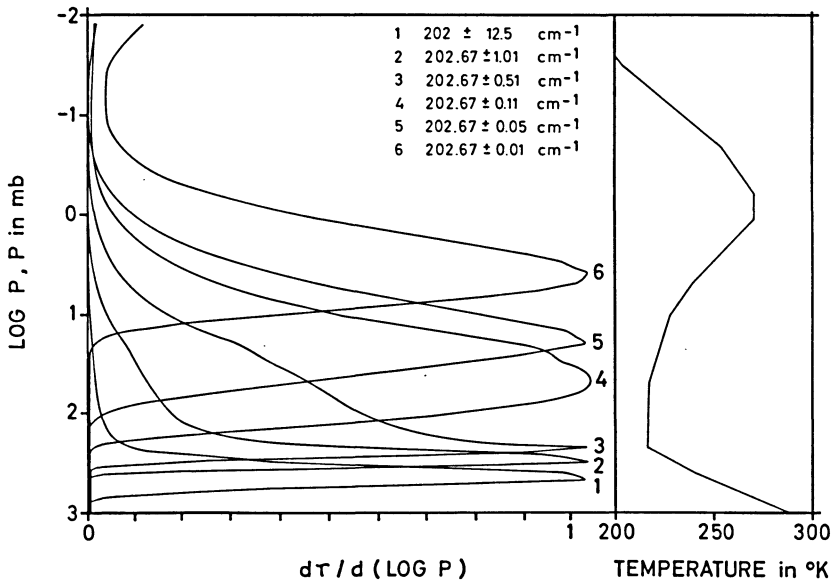


Fig. 11: Normalized weighting functions for emission of atmospheric water vapor in the  $200\text{ cm}^{-1}$  region for different bandwidths. Standard atmosphere (see Fig. 8) with  $10^{-5}\text{ g/g}_{\text{air}}$  water vapor in the stratosphere.

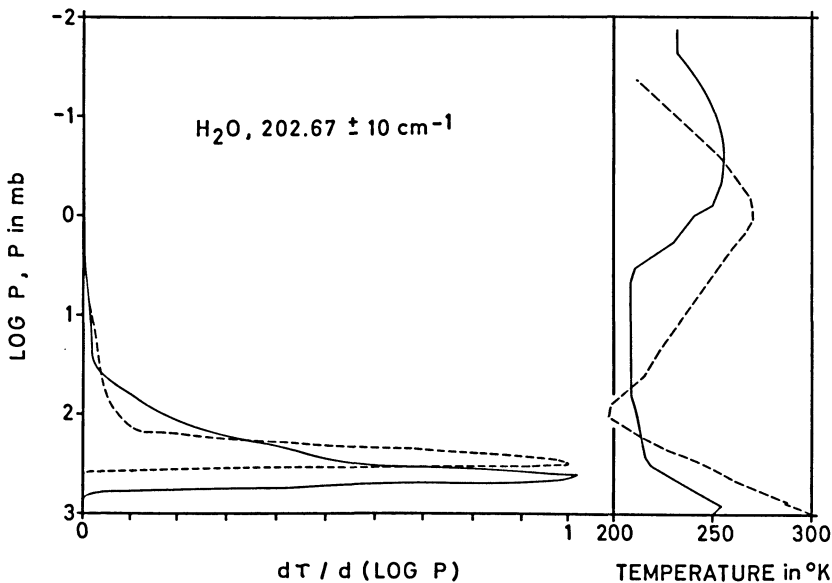


Fig. 12: Normalized weighting functions for emission of atmospheric water vapor in the  $202.67 \pm 10\text{ cm}^{-1}$  region in an arctic and a tropical atmosphere. Stratospheric mixing ratio  $2 \cdot 10^{-6}\text{ g/g}_{\text{air}}$  respectively  $10^{-5}\text{ g/g}_{\text{air}}$ .

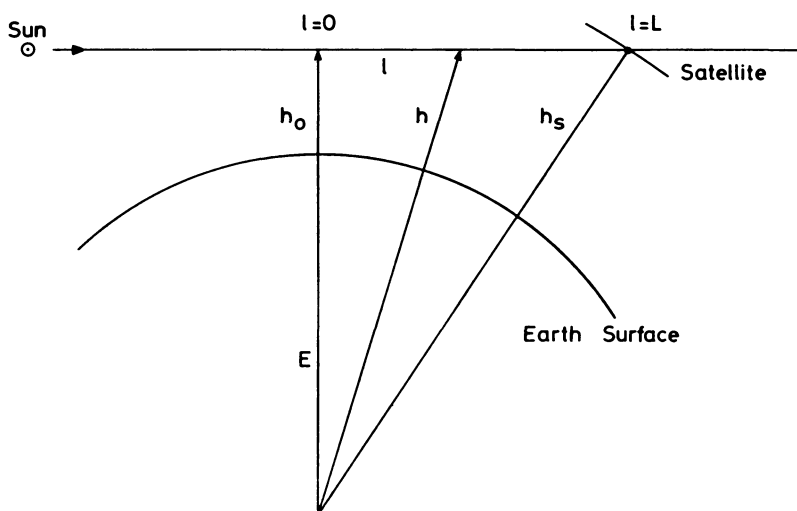


Fig. 13: Scheme of occultation experiment.  $H_0$  is the minimum distance of the optical path from the earth surface.

The height limit for the application of the occultation technique is set by the spectral resolution as well as the available solar energy. The solar radiation is approximately that one of a black body of  $6000\text{ }^\circ\text{K}$  in the near and medium infrared but seems to drop to  $4500\text{ }^\circ\text{K}$  beyond  $200\text{ cm}^{-1}$  [BEER 1966]. From this point of view near infrared wavelengths are superior to longer wavelengths, though the far infrared spectrum is less affected by other absorbers and scattering due to possibly existing aerosol layers. With the techniques in development it seems to be possible to measure equivalent line widths of  $0.5\text{ cm}^{-1}$  to an accuracy of  $1\text{--}2\%$ , or to "detect" lines down to  $\sim 0.01\text{ cm}^{-1}$  equivalent width. This will be enough to measure stratospheric water vapor to  $\pm 10\%$  if the mixing ratio lies between  $10^{-6}\text{ g/g}_{\text{air}}$  and  $10^{-5}\text{ g/g}_{\text{air}}$ . At  $80\text{ km}$  the magnitude of water vapor concentration can still be determined if larger than  $10^{-6}\text{ g/g}_{\text{air}}$ . Table 2 summarizes some of the data on which this statement is based. A promising inversion method for this type of data has recently been developed [LATKA 1969], and its capability to invert simulated measurements has been demonstrated even with a strong inversion in the vertical water vapor distribution—like case 3 in Fig. 15. The instrument proposed for the measurements is a SISAM-type interferometer [CONNES 1959, 1960; VÖLKER 1969].

A problem exists in the proper alignment between the optical axis of a spectral radiometer and the solar pointing control necessary for this experiment. While the sun sensors are operating in absorption-free regions in the visible, the absorption measurement has to be done in very narrow spectral intervals of high absorption where large and rapid changes of the refractive index occur as demonstrated in Figure 17. This

Table 2: Requirements for the water vapor occultation experiment.

HEIGHT in km	PRESSURE in mb	H <sub>2</sub> O - MASS IN OPTICAL PATH FOR MIXING RATIO 10 <sup>-5</sup> g/g <sub>air</sub>	DETECTABLE H <sub>2</sub> O - MASS			
			202 cm <sup>-1</sup>	3638 cm <sup>-1</sup>		
			FOR MEASURABLE EQUIVALENT WIDTH OF			
			0.01	0.1	0.01	0.1
			cm <sup>-1</sup>			
16	100		1.0 · 10 <sup>-7</sup>	4.0 · 10 <sup>-6</sup>	1.0 · 10 <sup>-6</sup>	$\frac{2.0 \cdot 10^{-5}}{2.0 \cdot 10^{-5}}$
31	10	1 · 10 <sup>-4</sup>	4.0 · 10 <sup>-7</sup>	$\frac{4.0 \cdot 10^{-5}}{4.0 \cdot 10^{-5}}$	1.4 · 10 <sup>-6</sup>	$\frac{2.0 \cdot 10^{-4}}{2.0 \cdot 10^{-4}}$
49	1	9 · 10 <sup>-6</sup>	$\frac{4.0 \cdot 10^{-6}}{4.0 \cdot 10^{-6}}$	4.0 · 10 <sup>-4</sup>	1.5 · 10 <sup>-6</sup>	2.7 · 10 <sup>-3</sup>
66	0.1	1 · 10 <sup>-6</sup>	3.5 · 10 <sup>-5</sup>	3.5 · 10 <sup>-3</sup>	$\frac{1.5 \cdot 10^{-6}}{1.5 \cdot 10^{-6}}$	2.0 · 10 <sup>-2</sup>
80	0.01	1 · 10 <sup>-7</sup>	2.0 · 10 <sup>-4</sup>	2.0 · 10 <sup>-2</sup>	$\frac{1.5 \cdot 10^{-6}}{1.5 \cdot 10^{-6}}$	0.15
SOLAR FLUX in watts cm <sup>-2</sup> cm			10 <sup>-8</sup>		3 · 10 <sup>-6</sup>	
NECESSARY AREA in cm <sup>-2</sup> FOR COLLIMATOR OPTICS IF DETECTOR D* = 10 <sup>-8</sup> watts <sup>-1</sup> HZ <sup>1/2</sup> AND PRECISION OF MEASUREMENT						
	1%		10 <sup>4</sup>	10 <sup>3</sup>	30	3
	10%		10 <sup>3</sup>	10 <sup>2</sup>	3	0.3

The missing number in the first line reads 0.06 g.

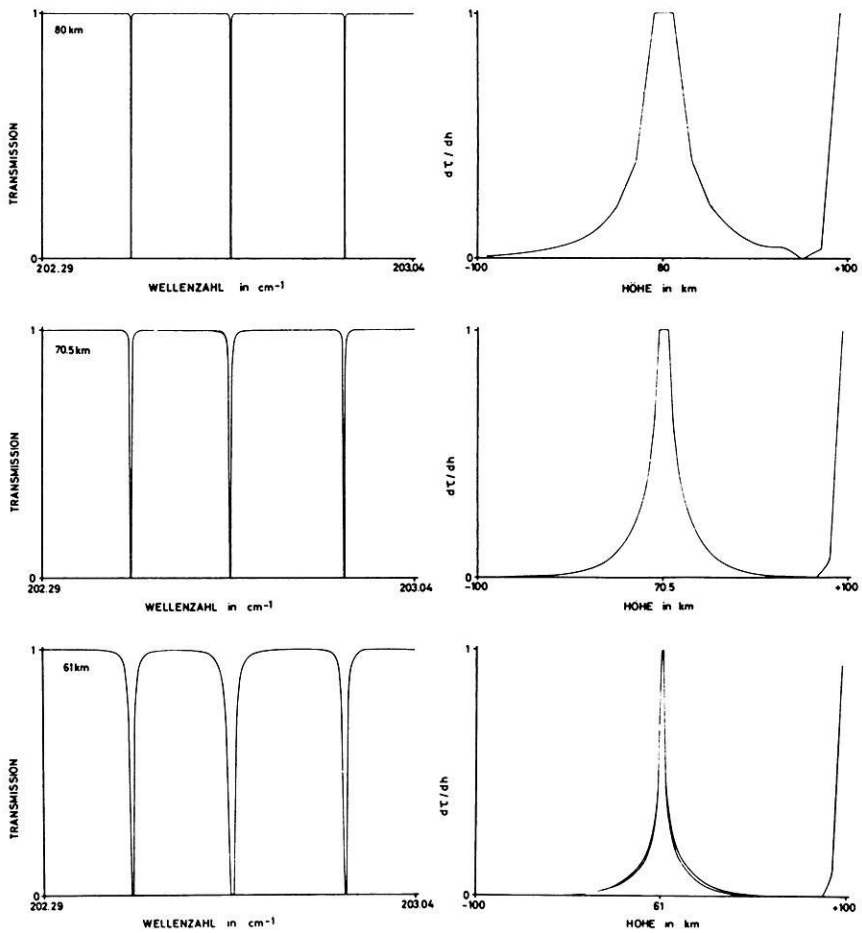
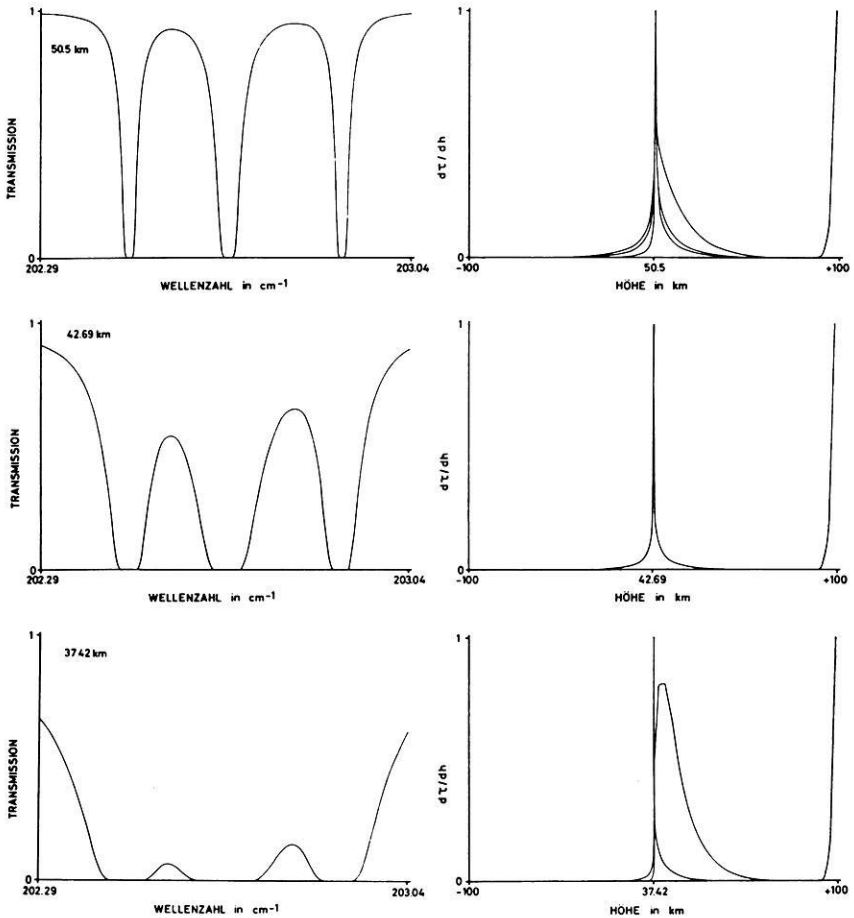


Fig. 14: Computed transmission spectra  $202.29\text{--}203.04\text{ cm}^{-1}$  for occultation experiment conditions in dependence of minimum distance between optical path and earth surface. Water vapor mixing ratio  $10^{-5}\text{ g/g}_{\text{air}}$ , Standard Atmosphere. At the right side of each spectrum are monochromatic weighting functions for different wavenumbers in the central line. The weighting function at the extreme right corresponds always to the line center. The solar radiation comes from the right side. The minimum heights of the calculations are (from the upper left to the lower right): 80, 70.5, 61, 50.5, 42.69 and 37.42 km.



Zu Fig. 14.

effect leads to a deviation of the optical path near absorption lines which can affect the transmission measurement: the radiometer “looks” beside the sun around half-width distance from the line center. It can be neglected at higher levels. On the other hand proposals have been made to measure this refraction for lower lines of sight, and to use it as an independent method of water vapor determination.

#### 4. Resumé and outlook

From high spectral resolution experiments presently flown on NIMBUS III the water vapor height profile can be inferred in a cloud-free atmosphere by at least a two parameter method. This offers the possibility to adjust e.g. the total amount and the

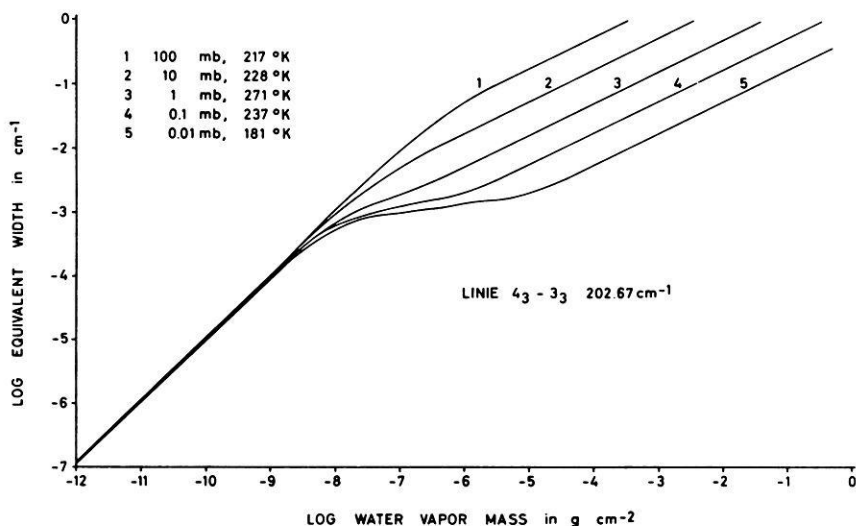
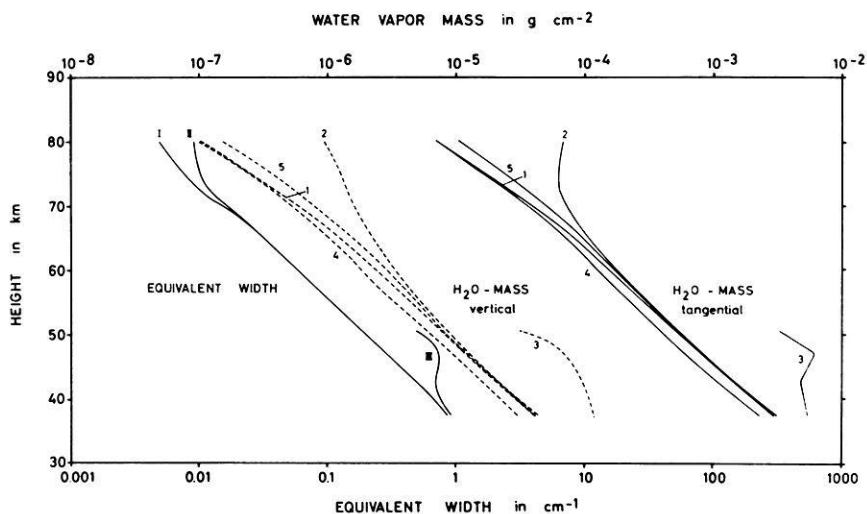


Fig. 15: Upper part: Equivalent width of the line group around  $202.67 \text{ cm}^{-1}$  in dependence of minimum height above ground (full lines labelled I, II, and III).

The corresponding water vapor mass above of the minimum height (dotted lines) as well as the total water vapor mass in the optical path (full lines) are given for the following cases:

- 1 Standard atmosphere with mixing ratio  $10^{-5} \text{ g/g}_{\text{air}}$
- 2 same as 1, but mixing ratio  $10^{-4} \text{ g/g}_{\text{air}}$  between 82 and 90 km
- 3 same as 1, but mixing ratio  $10^{-4} \text{ g/g}_{\text{air}}$  between 47.40 and 52.43 km
- 4 constant temperature  $180^\circ\text{K}$ , mixing ratio  $10^{-5} \text{ g/g}_{\text{air}}$
- 5 constant temperature  $270^\circ\text{K}$ , mixing ratio  $10^{-5} \text{ g/g}_{\text{air}}$

I, II and III corresponds to the cases 1, 2 and 3.

Lower part: Curves of growth of the central line at  $202.67 \text{ cm}^{-1}$  for different heights.

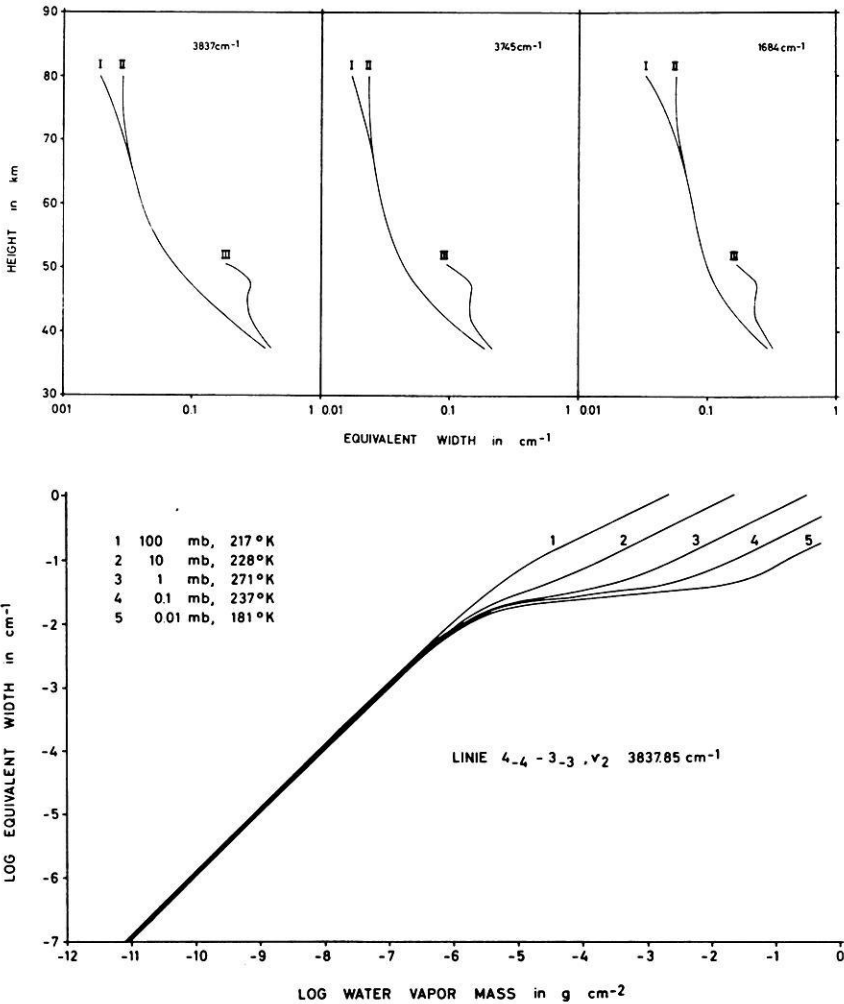


Fig. 16: Upper part: Equivalent widths of line groups at 3837 cm<sup>-1</sup>, 3745 cm<sup>-1</sup> and 1684 cm<sup>-1</sup> for the models 1–3 as in Fig. 15.

Lower part: Curves of growth for a very strong line from these groups as indicated in the figure.

gradient for a given simple type of profile. Broad band radiometric measurements as made from early NIMBUS and TIROS satellites in one water vapor channel with a surface temperature reference give the relative humidity in the upper troposphere under the assumption that this quantity is constant within these levels. From these data the water vapor mass above the 500 mb level can be estimated.

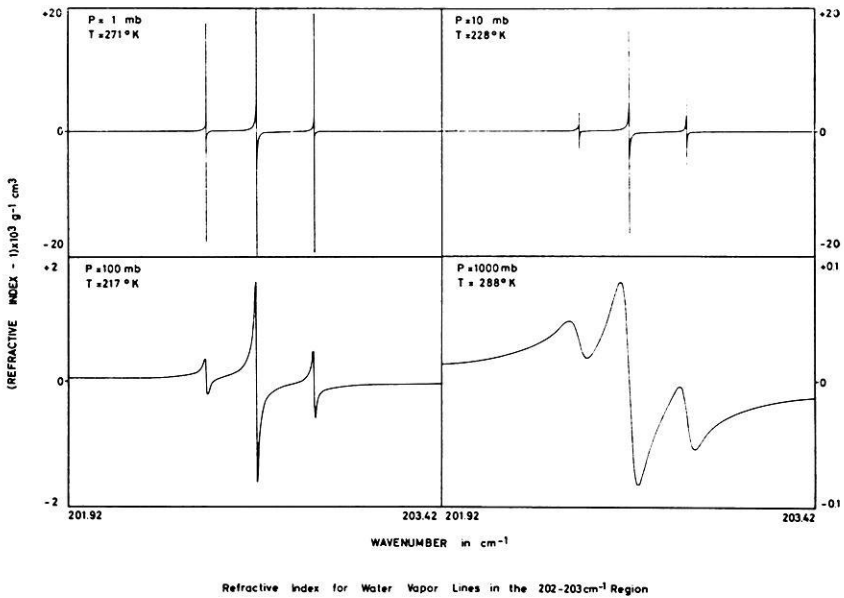


Fig. 17: Index of refraction in different heights for three lines around  $202.67 \text{ cm}^{-1}$ . The given numbers have to be multiplied with the actual density of the water vapor in  $\text{g/cm}^{-3}$  in order to be comparable with the standard definition of the index of refraction for air.

Promising for the future is the application of the emission method to multichannel narrow band measurements in the microwave region. Possible wavelength choices are around 1.35 cm or 0.164 cm where water vapor has distinct absorption lines. Most clouds will be transparent for these wavelengths. This technique will therefore also provide water vapor data below clouds. The development of appropriate instrumentation has been initiated in different countries.

Experimental and theoretical work is also in progress to monitor the water vapor at elevated levels above the tropopause at least at sunrise and sunset. However, this experiment requires a satellite with sun stabilization of a quality so far only achieved for the Orbiting Solar Observatory, and an instrument of high spectral resolution.



### References

- ANDERSON, P. W.: Pressure broadening in the microwave and infra-red regions. *Phys. Rev.* 76, 647, 1949
- BEER, R.: Decrement of the solar continuum in the far infrared. *Nature* 209, 1226, 1966.
- BENEDICT, W. S., and R. F. CALFEE: Line parameters for the 1.9 and 6.3 micron water vapor bands. ESSA Professional Paper No. 2, 1967.
- BENEDICT, W. S., and L. D. KAPLAN: Calculation of line widths in H<sub>2</sub>O-N<sub>2</sub> collisions. *J. Chem. Phys.* 30, 388—399, 1959
- : Calculation of line widths in H<sub>2</sub>O-H<sub>2</sub>O and H<sub>2</sub>O-O<sub>2</sub> collisions. *J. Quant. Spectr. Radiat. Transfer* 4, 543—469, 1964
- : Table of line intensities and half widths of the pure H<sub>2</sub>O rotation band. Private communication of Dr. KAPLAN, 1963
- BOLLE, H.-J.: Stratospheric water vapor determination by absorption in single lines. *Beiträge z. Physik d. Atm.* 38, 41—50, 1965
- BURCH, D. E., D. A. GRYVNAK, E. B. SINGLETON, W. L. FRANCE and D. WILLIAMS: Infrared absorption by carbon dioxide, water vapor, and minor atmospheric constituents. *Opt. Phys. Lab. Proj. 8603 AFCRL-Report 62-698*, July 1962
- BURCH, D. E., D. A. GRYVNAK and R. R. PATTY: Absorption by H<sub>2</sub>O between 2800 and 4500 cm<sup>-1</sup>. *Philco Publ. No. U-3202*, Scientific Report, Contract NOnr 3560(00), 30. Sept. 1965
- BURCH, D. E., and D. A. GRYVNAK: Absorption by H<sub>2</sub>O between 5045—14.485 cm<sup>-1</sup>. *Philco Publication No. U-3704*, Scientific Report, Contract NOnr 3560(00), 31. July 1966
- CONNES, P.: Principe et réalisation d'un nouveau type de spectrometre interferentiel. *Rev. D'Optique* 38, 157—201 and 416—441, 1959, and 39, 402—436, 1960
- CONRATH, B. J.: On a mathematical formulation of the constituent inversion problem for planetary atmospheres. *NASA Report X-622-66-542*, October 1966
- CONRATH, B. J.: Inverse problems in radiative transfer: A review. *NASA Report X-622-67-57*, February 1967
- : On the estimation of relative humidity profiles from medium resolution infrared spectra obtained from a satellite. *NASA-Report X-622-68-225 Preprint*, June 1968
- CURTIS, A. R., and R. M. GOODY: Thermal radiation in the upper atmosphere. *Proc. Roy. Soc. A.*, 236, 193—206, 1956
- FRITH, R.: Meteorological satellites, future research projects. *WMO-Bulletin XI*, 202—205, 1962
- GATES, D. M., R. F. CALFEE, D. W. HAUSER and W. S. BENEDICT: Line parameters and computed spectra for water vapor bands at 2.7 micron. *NBS Monograph 71*, 1964
- GATES, D. M., D. G. MURCRAY, C. C. SHAW and R. J. HERBOLD: Near infrared solar radiation measurements by balloon to an altitude of 100000 feet. *J.O.S.A.* 48, 1010—1016, 1958
- GOODY, R. M.: Atmospheric radiation, I. Theoretical basis. Clarendon Press, Oxford, 1964

- HANEL, R. A., and L. CHANEY: The infrared interferometer spectrometer experiment (IRIS), Vol. II. Meteorological Mission. NASA X-650-65-75, 1965
- HERZBERG, G.: Molecular spectra and molecular structure, II. Infrared and raman spectra of polyatomic molecules. D. VAN NOSTRAND Comp., Inc., Princeton, N. J., 1962
- HOUGHTON, J. T.: The meteorological significance of remote measurements of infrared emission from carbon dioxide. *Quart. J. Roy. Met. Soc.* 87, 102—108, 1961
- HOWARD, J. N., D. E. BURCH and D. WILLIAMS: Infrared transmission of synthetic atmospheres. III. Absorption by water vapor. *J.O.S.A.* 46, 242—245, 1956
- KING, J. I. F.: Meteorological inferences from satellite radiometry. *J. of Atm. Sci.*, 20, 245 to 250, 1963
- KUHN, P. M., and J. D. MCFADDEN: Atmospheric water vapor profiles derived from remote-sensing radiometer measurements. *Monthly Weather Review* 95, 565—569, 1967
- LATKA, R.: Theoretische Untersuchungen zur Gewinnung von Spurengaskonzentrationen aus spektralradiometrischen Messungen. *Verh. d. Deutsch. Phys. Ges.* 4, 457, 1969
- MÖLLER, F.: Atmospheric water vapor measurements at 6—7 microns from a satellite. *Planet. Space Sci.* 5, 202—206, 1961
- : Einige vorläufige Auswertungen der Strahlungsmessungen von TIROS II. *Arch. Met. Geophys. Biokl. Serie B*, 12, 78—93, 1962
- MURCRAY, D. G., F. H. MURCRAY, W. J. WILLIAMS and F. E. LESLIE: Water vapor distribution above 90,000 feet. *J. Geophys. Res.* 65, 3641—3469, 1960
- NORDBERG, W., A. W. MCCULLOCH, L. L. FOSHEE and W. R. BANDEEN: Preliminary results from NIMBUS II: *BAMS* 47, 857—872, 1966
- OPPENHEIM, U. P., and A. GOLDMAN: Integrated intensity of the 6.3  $\mu$  band of water vapor. *Appl. Optics* 5, 1073—1074, 1966
- PALMER, C. H.: Long path water vapor spectra with pressure broadening. I. 20  $\mu$  to 31.7  $\mu$ , *J.O.S.A.* 47, 1024—1028, 1957. II. 29  $\mu$  to 40  $\mu$ , *J.O.S.A.* 47, 1028—1031, 1957. Experimental transmission functions for the pure rotation band of water vapor, *J.O.S.A.* 50, 1232—1242, 1960
- PICK, D. R., and J. T. HOUGHTON: Balloon-borne measurements of emission in the spectral region 5—8  $\mu$ . *IAMP/IUGG Symposium on Radiation Including Satellite Techniques.* Bergen, Norway, 1968
- PRINZ, D. K.: Products of strength times self-broadened half-widths of absorption lines in the  $\nu_2$  band of water vapor. *Appl. Optics* 7, 689—693, 1968
- RASCHKE, E.: Auswertung von infraroten Strahlungsmessungen des meteorologischen Satelliten TIROS III. *Beitr. z. Phys. d. Atm.* 38, 97—120, and 153—187, 1965
- RASCHKE, E., and W. R. BANDEEN: A quasi-global-analysis of tropospheric water vapor content and its temporal variations from radiation data of the meteorological satellite TIROS IV. *Space Res. VII, North-Holland Publ. Comp.*, 921—931, 1966
- SAKAI, H.: Line strengths and widths in the  $\nu_2$  water band. *John Hopkins Univ., Final Report CWB 10483*, 1964

- SMITH, S. D., and C. R. PIDGEON: Application of multiple beam interferometer methods to the study of CO<sub>2</sub> emission at 15 micron. Mem. Soc. R. Sc. Liège, cinquième série, tome IX, 336—349, 1964
- SMITH, W. L.: An iterative method for reducing tropospheric temperature and moisture profiles from satellite radiation measurements. Monthly Weather Review, 95, 363—369, 1967
- : Statistical estimation of the atmosphere's pressure-height distribution from satellite radiation measurements. IAMP/IUGG Symposium on Radiation Including Satellite Techniques, Bergen, Norway, 1968
- TSAO, C. J., and B. CURNUTTE: Line widths of pressure-broadened spectral lines. J. Quant. Spectr. Rad. Transf. 2, 41—79, 1962
- VÖLKER, W.: Ein SISAM-Spektrometer für Okkultationsexperimente an der Atmosphäre. Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 4, 459, 1969
- YAMAMOTO, G., and T. ONISHI: Absorption coefficient of water vapor in the far infrared region. Sci. Rep. Tohoku Univ. Series 5, 1, 5—12, 1949, Appendix: 3, 73—77, 1951



## **Time Variation of Low Energy Protons in the Inner Radiation Belt**

By E. ACHTERMANN, S. C. FREDEN<sup>2)</sup> and D. HOVESTADT<sup>1)</sup>

Eingegangen 21. Januar 1969

*Summary:* By means of a French RUBIS-rocket, launched in April 1966 from Hamaguir (Algerian Sahara), measurements of protons in the inner radiation belt have been performed.

With two solid state detector range telescopes and two solid state detector omnidirectional counters the proton energy ranges 1.3 to 13 MeV, 5.2 to 44 MeV, 2.7 to 4.5 MeV, 4.5 to 8.0 MeV, 8.0 to 12 MeV, 12 to 25 MeV (telescopes) and 6 to 20 MeV and 40 to 80 MeV (omnidirectional counters) have been covered. Differential energy spectra were obtained in the region of B, L-space from  $L = 1.46$ ;  $B = 0.223$  to  $L = 1.665$ ;  $B = 0.168$ . The flux of protons for B, L values with a minimum altitude above 700 km agrees within a factor of less than 2 with previous measurements. With decreasing minimum altitude the measurements show a significantly lower flux of low energy protons compared to previous data. Protons with energies above 20 MeV do not show a significant flux variation.

*Zusammenfassung:* Mit einer französischen RUBIS-Rakete wurden im April 1966 von Hamaguir (Algerische Sahara) Messungen von Protonen im inneren Strahlungsgürtel durchgeführt.

Mit zwei Halbleiterzählerteleskopen und zwei Omnidirektionalzählern wurden Protonenflüsse in den Energiebereichen 1,3 bis 80 MeV gemessen.

Differentielle Energiespektren wurden im Bereich des B, L-Raumes von  $L = 1,46$ ,  $B = 0,223$  bis  $L = 1,665$ ,  $B = 0,168$  erhalten.

Die Protonenflüsse in B, L-Bereichen mit Minimumshöhe oberhalb 700 km stimmen innerhalb eines Faktors 2 mit bisherigen Messungen überein. Mit abnehmender Minimumshöhe zeigen die Messungen einen signifikant erniedrigten Fluß von niederenergetischen Protonen im Vergleich zu älteren Messungen. Oberhalb 20 MeV tritt die Flußerniedrigung nicht auf.

### **Introduction**

In April 1966, a sounding rocket experiment for measuring trapped protons in the inner radiation belt was performed. The rocket, a French RUBIS, was launched from the French rocket launching site in the Algerian Sahara and reached a maximum altitude of 2035 km. In addition to the energetic particle experiment an electron density experiment and a barium vapor cloud experiment were included in the payload.

<sup>1)</sup> DR. EBERHARD ACHTERMANN, DR. STANLEY C. FREDEN und DR. DIETRICH HOVESTADT, Max-Planck-Institute for Physics and Astrophysics, Institute for Extraterrestrial Physics, Garching near Munich.

<sup>2)</sup> Permanent Address: NASA Manned Spacecraft Center, Houston, Texas.

The energetic particle experiment was performed by four devices: two proton range telescopes and two omnidirectional detectors similar to the detectors already flown by FREDEN et al. [1965]. The trajectory of the rocket covered the range of B, L-space between  $L = 1.665$ ,  $B = 0.168$  gauss and  $L = 1.44$ ,  $B = 0.226$  gauss. During the flight the rocket had a spin rate of about 5.5 rps with a precession angle starting at about  $5^\circ$  and increasing to about  $10^\circ$  at the end of the flight, as measured with an on-board search coil magnetometer.

## Experiment Setup

### a. Telescopes

Each of the telescopes consisted of a stack of four surface barrier silicon detectors and absorbers, which was heavily shielded on the sides and on the back. The opening half angle of about  $17^\circ$  was defined mainly by the first two detectors of each device. Figure 1 shows a cross-sectional view of one of the telescopes. The energy ranges of the output channels were defined by the ranges of the protons within each sandwich. A coincidence-anticoincidence-logic decided in which detector or absorber of the stack the protons stopped. In addition to the coincidence outputs the singles counting rates of the first detectors were counted in the digital channels IA and IIA and with high speed rate-meters. The time constants of the rate-meters were about  $1/20$  second which is short compared to the rotation period of the rocket. A broom magnet in the aperture bends electrons up to an energy of 600 KeV so that they are hindered to enter the detector stack. Table 1 shows the telescopes' characteristics.

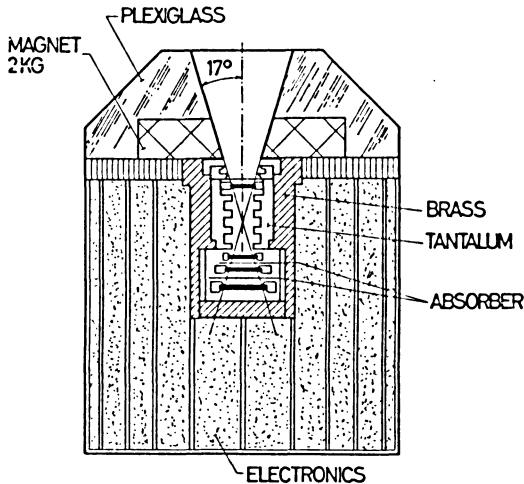


Figure 1: Cross-sectional view of telescope II.

Table 1: Detector Telescope Characteristics.

Telescope I				Telescope II			
Output Channel	Geometric Factor (cm <sup>2</sup> ster)	Energy Range (MeV)		Output Channel	Geometric Factor (cm <sup>2</sup> ster)	Energy Range (MeV)	
IA	0.074	1.3—13		IIA	0.20	5.2—44	
IABC̄	0.015	2.7— 4.5		IIABC̄	0.029	8.0—12.0	
IABCD̄	0.015	4.5— 8.0		IIABCD̄	0.029	12.0—25	

Detector	Area	Thickness	Bias (MeV)	Detector	Area	Thickness	Bias (MeV)
A	.20 cm <sup>2</sup>	53 micron	.330	A	.455 cm <sup>2</sup>	270 micron	.700
B	.20 cm <sup>2</sup>	109 micron	.400	B	.450 cm <sup>2</sup>	281 micron	.700
C	.40 cm <sup>2</sup>	100 micron	.400	C	.950 cm <sup>2</sup>	306 micron	.700
D	.85 cm <sup>2</sup>	300 micron	.600	D	1.95 cm <sup>2</sup>	300 micron	.700

The proton energy thresholds were measured with Van de Graaff proton accelerators in the energy range from 2.5 to 12.5 MeV. The measured energy thresholds were in good agreement with the calculated values from proton range-energy tables, which are shown in Figures 2a and 2b. Figure 2c shows the measured energy responses for both telescopes for the channels ABC̄ and ABCD̄. Both telescopes were fixed in the rocket at an angle of 45° with respect to its nominal spin axis. It can be shown [ACHTERMANN, 1967] that for this angle and for a magnetic field direction of 45° with respect to the spin axis, the mean counting rates of the telescopes would be proportional to the omnidirectional flux within about 11 percent. This condition was nearly fulfilled.

#### b. Omnidirectional counters

A cross-sectional view of the omnidirectional counters is shown in Fig. 3. Small cubical lithium drifted silicon detectors of the size 1 × 1 × 1 mm and 3 × 3 × 3 mm were mounted on the top of heavy shielding material. The higher energy detector (3 × 3 × 3 mm) was surrounded by a hemispherical brass-shield, giving the energy threshold of 40 MeV for protons. The lower energy detector was covered with 1 mg/cm<sup>2</sup> aluminized plastic foil. The solid angle of both devices was 2π. The upper energy limits of both detectors were determined by the energy deposition of the protons within the silicon cubes and by the electronic thresholds which were set at 0.3 MeV for electrons and 5.0 MeV for protons. These give the energy channels shown in Table 2 (see p. 32).

The geometric factors were calculated for particles with pitch angles of 90° (isotropy in a plane). The assumption of isotropy would not change the geometrical factors appreciably. Since the geometric factors are also somewhat dependent upon the

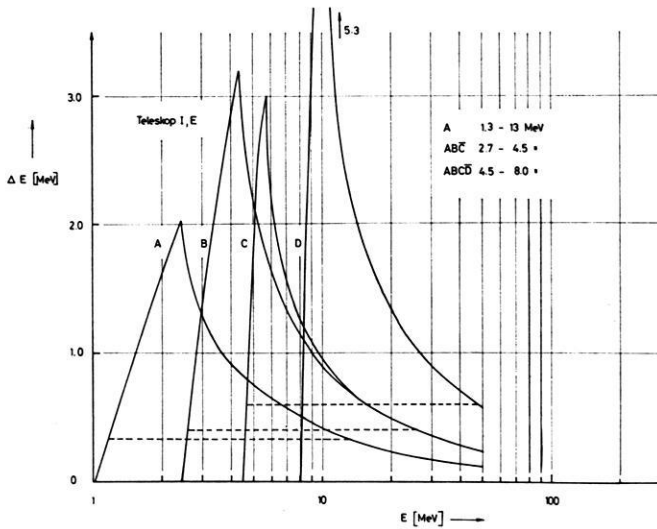


Figure 2a.

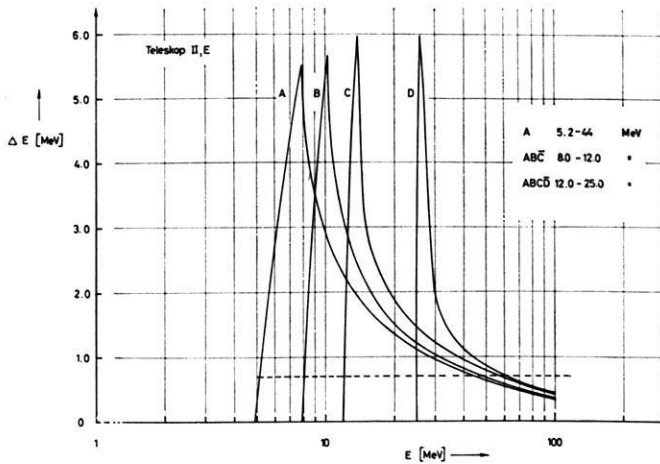


Figure 2b.

Figure 2a and 2b: The energy  $E$ , which is deposited in the different detectors of the two telescopes, as a function of the energy of the incoming protons. The interrupted lines show the level of the discriminators.



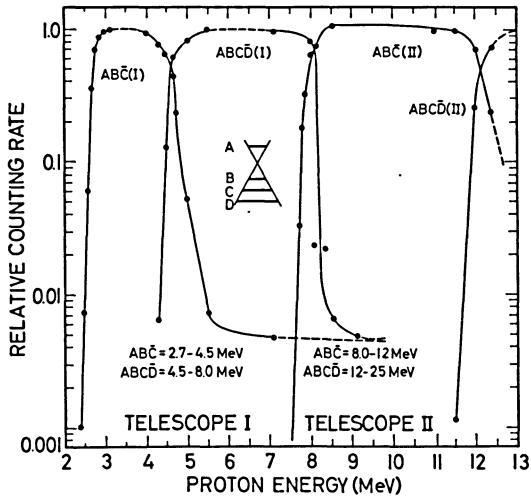


Figure 2c: Response measurement of the telescopes with proton accelerators.

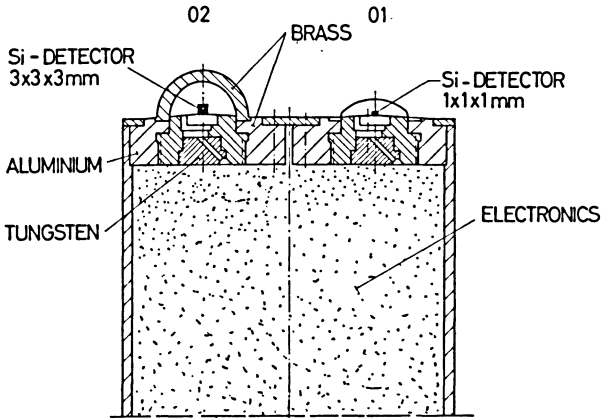


Figure 3: Cross-sectional view of the omnidirectional counters O9O (40–80 MeV) and OMO (6–20 MeV).

Table 2: Omnidirectional Detector Characteristics.

	Detector 1 (01)	Detector 2 (02)
Solid state detector size (mm)	1 × 1 × 1	3 × 3 × 3
Omnidirectional geometrical factor for protons in the 5 MeV bias channel (cm <sup>2</sup> )	(380 ± 100) <sup>-1</sup>	(21 ± 3) <sup>-1</sup>
Detected particle energy ranges (MeV)		
5 MeV bias channel	p 6–20	p 40–80
0.3 MeV bias channel	p > 2 e > 0.3	p > 40 e ≳ 4.5

energy spectrum of the protons we used the slope of the spectrum as measured by the telescopes in the calculations.

The critical parameters in the calculation of the geometric factors are the sizes of the silicon cubes and the levels of the electronic thresholds. The uncertainties in the values of these measured parameters lead to uncertainties in the absolute flux values of ±20 percent.

### Experimental Results

During the flight data were obtained from trapped particles at altitudes above 1000 km and L-values above L = 1.44. Figure 4 shows the number of counts per 5 seconds for most of the channels of the experiment as a function of time after launch. The arrows on the top of the figure indicate the B, L-locations where differential energy spectra are shown in the following Figs. 5 and 6. The 48 coefficient model of the earth magnetic field of JENSEN and CAIN [1962] is used for the B, L computation.

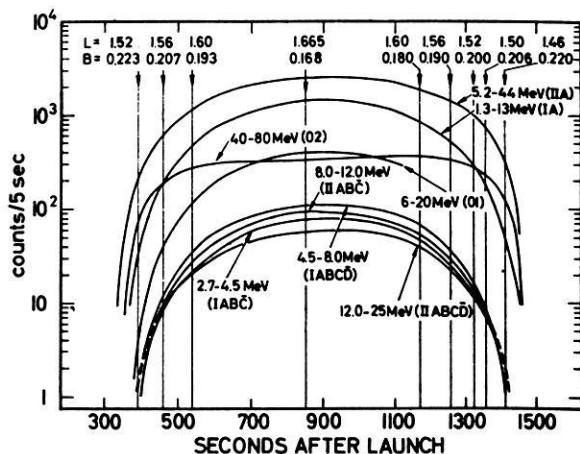


Figure 4: Mean counting rates/5 sec of all measured channels. The arrows indicate the positions in the B, L-space, where differential proton fluxes are drawn (see Figure 5 and 6).

The error bars indicate the statistical errors only. The spectrum at the higher B-value for each L-value corresponds to the upward moving rocket, the other spectrum to the downward moving rocket.

The flux values in the energy range 1.3 to 2.7 MeV have been calculated by subtracting the measured flux from 2.7 to 13 MeV, obtained in the coincidence channels

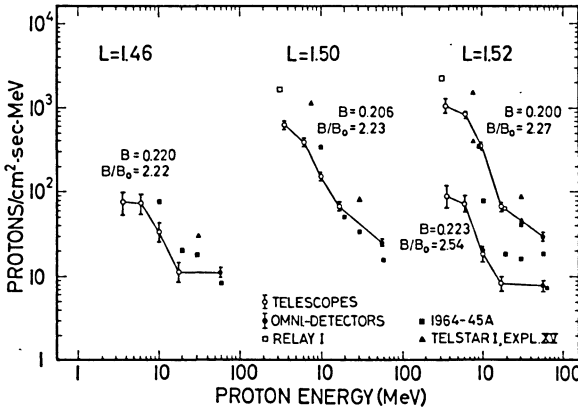


Figure 5: Differential omnidirectional protonflux L = 1.46 to L = 1.52, vertical bars = statistical error.

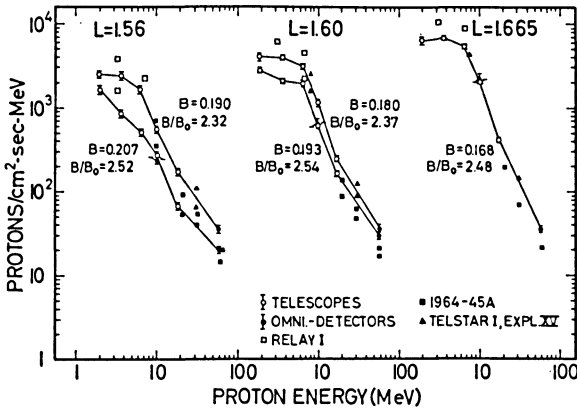


Figure 6: Differential omnidirectional flux L = 1.56 to L = 1665.

IABC $\bar{C}$ , IABC $\bar{D}$ , IIABC $\bar{C}$  and with a correction in IIABC $\bar{D}$ , from the flux measured by the first detector in the energy range 1.3 to 13 MeV. Because of the greater uncertainty of the 13 MeV-boundary of channel A, this indicated value has a greater error than the one due to count rate statistics alone.

A possible electron contribution is given only by electrons  $> 600$  KeV, because those of lower energy are prevented to enter the detector stack by a magnetic field of about 1.7 KG in the aperture. As measurements showed the efficiency to detect electrons of  $E > 600$  KeV is smaller than  $5 \times 10^{-7}$  for the single detector channel IA taking into account the  $50 \mu$  thickness of the detector and the rather high threshold of about 18 times the average energy loss of minimum ionizing electrons. In the case of the channel IIA this corresponding factor is 7 and the detection efficiency is  $2 \times 10^{-5}$  for  $E > 600$  KeV, but increases with energy to values of about  $10^{-2}$  to  $10^{-1}$  for 1.0 or 2.5 MeV. Therefore, this channel is not used in the data.

The sensitivity to electrons of the coincidence channels is always smaller than  $10^{-7}$  and therefore the electron contribution to the counting rate is negligible. A pulse pile-up due to a high flux of electrons did not happen, since electrons above 300 KeV were monitored by the 1 mm-cube detector. The flux in the maximum was some  $10^5$  electrons/s  $\cdot$  cm<sup>2</sup>, with a corresponding number of incident electrons of less than  $10^4$ . A relative electron contribution therefore is less than  $10^{-4}$  of the actual counting rate.

Comparison of our omnidirectional proton measurements and those from the telescopes gives very good agreement where they overlap, around 10 MeV. This gives confidence in both sets of measurements and in the manner with which the directional data were converted to omnidirectional fluxes.

## Discussion

The RUBIS data are compared with the following results in Figs. 5 and 6:

1. Relay I in the energy range 2.5 to 3.8 MeV and 5.0 to 8.6 MeV [BROWN, DAVIDSON, MEDFORD 1964]. The unidirectional data have been transformed into omnidirectional fluxes.
2. Explorer XV in the energy range 4 to 13 MeV and Telstar I in the energy range 26 to 33 MeV [GABBE and BROWN, 1966].
3. 1964-45A in the energy ranges 6 to 20 MeV, 21 to 40 MeV, and 40 to 80 MeV [FREDEN, BLAKE and PAULIKAS, 1965].

These data are all taken near solar minimum, in the period from July 1962 to August 1964.

Comparison of our fluxes with those of the other experimenters are shown in Table 3 (see p. 36) with the absolute flux values and in Table 4 (see p. 37) and in Figure 7 with the ratio of our measured flux values (called  $\Phi$  Rubis) to the values of the other experimenters (called  $\Phi$  comp) as a function of the minimum mirror altitudes. The minimum mirror altitudes values were taken from BLANCHARD and HESS [1966]. In these regions where the flux gradient is steep, all the omnidirectional fluxes can be considered as mirroring fluxes and therefore the minimum mirror altitude will be a first approximate measure of the traversed atmospheric density.

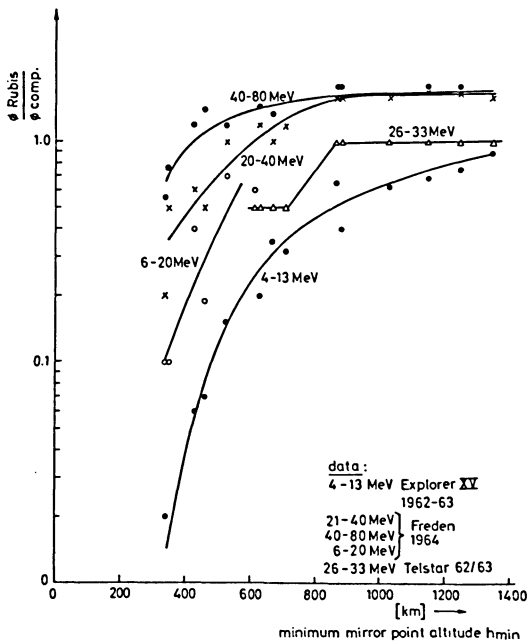


Figure 7: Comparison of RUBIS data with data of previous experiments taken near the South Atlantic Anomaly.

By comparing absolute flux measurements of different authors one has to consider error possibilities in

1. geometric factors,
2. contribution of electrons,
3. B-L-coordinate system.

Here it seems that the most important error possibility is the B-L-coordinate calculation taken for all these experiments (Jensen and Cain coefficients). Calculations of Heckman and Lindstrom [FREDEN et al., 1968], which compare the magnetic coefficients set of Jensen and Cain and the GSFC 1965 set, show for  $L = 1.4$ ,  $B = 0.24$  a difference of 0.005 Oersted and 0.003 L between the region of the Rubis shot (Longitude 0) and the south atlantic anomaly, where all other mentioned measurements are obtained. This difference leads to an about 50 km lower minimum altitude of all the Rubis data in the south atlantic anomaly. This difference in altitude due to a nonaccurate coordinate transformation has no effect on the flux comparisons, where the atmosphere losses are not the main ones or where the atmospheric density gradient is small enough. Therefore, for energies  $> 20$  MeV, the ratio of the measured fluxes is constant for  $h_{\text{min}} \geq 800$  km (Fig. 7). With decreasing altitude the scale height of

Table 3: Proton flux  $[N/(\text{cm}^2 \text{ sec MeV})]$  as measured with RUBIS experiments compared to other measurements.

$h_{\text{min}}$ [km]	L	B	40—80 MeV		21—40 MeV		26—33 MeV		6—20 MeV		4—13 MeV		5—8,6 MeV		2,5—3,8 MeV	
			Omnidir. RUBIS	Freden	Telesc. RUBIS	Freden	Telstar	Telesc. RUBIS	Freden	Telesc. RUBIS	Expl. XV	Telesc. RUBIS	Rel. I	Telesc. RUBIS	Rel. I	
340	1,50	0,232	2,25	4,0	$1,5 \pm 1,5$	8,45		$4,4 \pm 2$	40	$5 \pm 5$	310					
350	1,44	0,226	3,84	5,00	$5,2 \pm 3$	10,5		$4 \pm 4$	46,5	$5 \pm 5$	730			$8 \pm 8$	$18 \pm 16$	
430	1,46	0,220	11,3	9,25	$11 \pm 3$	18,4		$33 \pm 10$	82	$46 \pm 10$	800			$65 \pm 15$	$75 \pm 25$	
460	1,52	0,223	7,85	5,50	$8 \pm 1,5$	15,8		$18 \pm 8$	103	$32 \pm 6$	455			$55 \pm 10$	$87 \pm 25$	
530	1,48	0,212	17,9	14,5	$23 \pm 4$	29,6		$128 \pm 25$	180	150	1000			180	$290 \pm 60$	
630	1,50	0,206	24,6	17,0	$42 \pm 4$	34,8	90	$151 \pm 15$	300	230	1110			320	$610 \pm 60$	1600
670	1,56	0,207	19,8	14,6	$38 \pm 4$	36,8	80	270		330	935			440	837	1770
710	1,52	0,200	29,2	18,7	$45 \pm 5$	38,5	90	341		440	1400			650	1020	2150
870	1,60	0,193	30,2	17,0	$75 \pm 7$	47,5	70	602		950	1500			1500	2280	3700
880	1,56	0,190	34,7	19,5	$85 \pm 8$	52,0	90	543		750	1900			1200	2220	3700
1030	1,60	0,180	36,4	21,5	$100 \pm 10$	62,0	100	1144		1600	2560			2400	4430	6150
1150	1,635	0,180	33,6	19,0	$100 \pm 10$	58,0	100	1700		1700	2560			2700	5100	6800
1250	1,635	0,173	39,4	22,0	$120 \pm 10$	71,0	120	1593		2400	3220			3800	6500	8700
1350	1,660	0,168	35,2	21,0	$120 \pm 10$	74,0	120	2016		2800	3900			4400	8800	10400

Table 4: Ratios of the flux values of Table 3 (Rubis flux/flux measured by other authors). The errors are the statistical ones only. Where no error is indicated, the value is less than 10%.

$h_{\min}$ [km]	L	B	40—80 MeV	21—40 MeV	26—33 MeV	6—20 MeV	4—13 MeV	5,0—8,6 MeV	2,5—3,8 MeV
			$\Phi_R/\Phi_{Fr}$	$\Phi_R/\Phi_{Fr}$	$\Phi_R/\Phi_{Teist}$	$\Phi_R/\Phi_{Fr}$	$\Phi_R/\Phi_{Expl.}$	$\Phi_R/\Phi_{Rel.}$	$\Phi_R/\Phi_{Rel.}$
340	1,50	0,232	0,56±15%	0,2±100%		0,1 ± 50%	0,02±100%		
350	1,44	0,226	0,77	0,5± 50%		0,1 ±100%	0,01±100%		
430	1,46	0,220	1,2	0,6± 20%		0,4 ± 30%	0,06± 25%		
460	1,52	0,223	1,4	0,5± 20%		0,18± 45%	0,07± 20%		
530	1,48	0,212	1,2	1,0± 15%		0,7 ± 20%	0,15± 15%		
630	1,50	0,206	1,45	1,2± 10%	0,5±10%	0,5 ± 10%	0,20± 10%		0,39±10%
670	1,56	0,207	1,35	1,0	0,5		0,35		0,47
710	1,52	0,200	1,6	1,2	0,5		0,32		0,46
870	1,60	0,193	1,8	1,6	1,0		0,65	0,65±10%	0,76
880	1,56	0,190	1,8	1,6	1,0		0,4	0,54	0,69
1030	1,60	0,180	1,7	1,6	1,0		0,62	0,54	0,67
1150	1,635	0,180	1,8	1,7	1,0		0,68	0,53	0,69
1250	1,635	0,173	1,8	1,7	1,0		0,75	0,58	0,69
1350	1,660	0,168	1,7	1,6	1,0		0,9	0,5	0,59

the atmospheric density decreases from a value of about 150 km at 800 km to about 50 km at 400 km altitude. In the same way the altitude difference of about 50 km steadily reduces with decreasing altitude the ratio of the fluxes measured inside and outside the anomaly to a third or a fifth of its value. Taking this into account, the proton flux of energies above 20 MeV agrees with the comparison data within less than a factor of two. This is in agreement with NAKANO and HECKMAN [1968] and FILZ [1967], who found a considerable time stability of proton flux at about 60 MeV down to 220 km altitude in the anomaly for the period 1962 to the beginning of 1966.

A quite different behaviour show the low energy data of the Rubis. In the energy region 4 to 13 MeV the flux measured by Rubis and by Explorer XV are nearly equal at 1350 km minimum altitude. Starting already at this altitude the fluxratio drops steadily with decreasing altitude to about 1/50 of its value. Unfortunately in the range  $2.5 < E < 8.6$  MeV there are only the comparison values of the Relay I satellite and they don't reach far into the atmosphere (Table 4). Neither the different altitude dependence nor the very low value of the fluxratio of the 4 to 13 MeV protons below 500 km minimum altitude can be explained by a systematic error due to the B, L computation as for the high energy protons. Since errors due to geometric factor for sure should be smaller than a factor of two and an electron contribution to the Explorer XV data at least in this region of space should be negligible [BROWN et al., 1964] we conclude that at least in the energy range 4 to 13 MeV the proton flux of 1966 has diminished significantly during the period 1962 to 1966. This applies only to minimum altitudes below about 500 km.

The reason for this change in intensity can either be a change in the source strength, whose mechanism for these low energies we don't know good enough, or a change in the atmospheric density or a combined effect. Since the lifetime of these low energetic protons is about a factor 5 smaller than the lifetime of the higher energetic ones of about 60 MeV, they should be more influenced by short time variations of the density. It might be that a solar cycle increase of the atmospheric density in 1966 has here its first measured effect on low energetic protons, whereas in August 1966 its effect is to be seen also in a reduction of the flux of 55 MeV protons [FILZ 1968]. But since it seems unlikely that the atmospheric density will change as much as the measured low energetic proton flux, one is lead to the assumption that the source strength will have changed too, perhaps in a certain way combined with the atmospheric density.

The shape and absolute flux values at energies above 10 MeV of this experiment are in good agreement with those of CRIFO and MOZER [1967] who measured the proton spectrum from 0.5 to 150 MeV over a similar but somewhat lower rocket trajectory at the same launching site in September 1965.



### Acknowledgements

We wish to thank Prof. R. LÜST for his support to our experiments as well as our colleagues E. KÜNNETH, P. LAEVERENZ, F. MELZNER, and F. STANEK for their help in performing and testing the instrument. We thank G. HAERENDEL for useful discussions.

We acknowledge the use of the Van de Graaff accelerators of the Siemens Research Laboratory, Erlangen, and of the Max-Planck-Institute for Nuclear Physics, Heidelberg.

### References

- ACHTERMANN, E.: Dissertation Max-Planck-Inst.-Bericht. MPI-PAE/Extraterr. 12/67
- BLANCHARD, R. C. and W. N. HESS: NASA TND 3086, 1966
- BROWN, W. L., L. N. DAVIDSON and L. V. MEDFORD: Bell Telephone Laboratory, Summit, New Jersey, 1964
- CRIFO, J. F. and F. S. MOZER: Phys. Rev. Letters, 19, 456, 1967
- FILZ, R. C.: J. Geophys. Res., 72, 959, 1967
- : Earth Particles and Fields, edited by B. McCormac, Reinhold Book Corporation, p. 15, 1968
- FREDEN, S. C., J. B. BLAKE and G. A. PAULIKAS: J. Geophys. Res. 70, 3133, 1965
- : Earth Particles and Fields, edited by B. McCormac, Reinhold Book Corporation, 1968
- GABBE, J. D. and W. L. BROWN: Radiation Trapped in the Earth Magnetic Field, edited by B. McCormac, p. 165, D. Reidel Publishing Company, 1966
- JENSEN, D. C. and J. C. CAIN: J. Geophys. Res. 67, 3568, 1962
- NAKANO, G. H. and H. H. HECKMAN: Phys. Rev. Lett. 20, 806, 1968



## Solarer Wind und Halbjahreswelle der erdmagnetischen Aktivität<sup>1)</sup>

### Solar Wind and Semi-Annual Variation of Geomagnetic Activity

Von M. SIEBERT, Göttingen<sup>2)</sup>

Eingegangen am 19. August 1969

*Zusammenfassung:* Ausgehend von den Monatsmitteln des linearen Aktivitätsmaßes  $A_p$  aus den Jahren 1932 bis 1968 wird gezeigt, daß die Eintrittszeiten der Maxima der Halbjahreswelle genau mit den beiden Zeiten im Jahr übereinstimmen, zu denen die von der Erde aus bestimmte mittlere Anstromrichtung des solaren Windes senkrecht auf die Rotationsachse der Erde zielt. Dieses Ergebnis wird kombiniert mit dem aus den Messungen von Mariner 2 folgenden Befund, wonach der Zusammenhang zwischen  $A_p$  und der Geschwindigkeit des solaren Windes durch ein Potenzgesetz beschrieben werden kann. Mit dem daraus resultierenden Ansatz läßt sich die auf mittlere Aktivität reduzierte Halbjahreswelle quantitativ aus der jahreszeitlichen Änderung der geometrischen Verhältnisse beim Anstrom des solaren Windes gegen das Magnetfeld der Erde erklären. Dabei wird die Größe der reduzierten Amplitude der Halbjahreswelle vom Exponenten des Potenzgesetzes bestimmt. Abschließend werden noch einige Probleme erörtert, die sich aus dem Auftreten der anderen Harmonischen des Jahresganges der Aktivität und bei Benutzung von Daten aus kürzeren Beobachtungszeiten ergeben.

*Summary:* Using the monthly means of the linear activity measure  $A_p$  of the years 1932 to 1968, it is shown that the semi-annual maxima of activity occur exactly at those times when the mean direction of the incident solar wind, as observed from the earth, is perpendicular to the rotational axis of the earth. This result is combined with the finding from the Mariner-2 measurements yielding a connection between  $A_p$  and the solar-wind velocity according to a power law. From the resulting mathematical expression the semi-annual variation, after reduction to average activity, can be explained quantitatively by the seasonal change in the geometric conditions of the solar-plasma flow against the earth's magnetic field. Thereby, the reduced amplitude of the semi-annual variation is determined by the exponent of the power law. In conclusion, some problems are discussed concerning the other harmonics of the seasonal change of activity and the use of data due to shorter observation periods.

---

<sup>1)</sup> In gekürzter Fassung vorgetragen auf der 30. Jahresversammlung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Salzburg, 29. 9.—4. 10. 1969.

<sup>2)</sup> Prof. Dr. MANFRED SIEBERT, Institut für Geophysik der Universität, 34 Göttingen, Herzberger Landstr. 180.

## 1. Problemstellung und Beobachtungsbefunde

Der folgenden Untersuchung liegen die Monatsmittel des von BARTELS eingeführten linearen Aktivitätsmaßes  $Ap$  aus den Jahren 1932 bis 1968 zugrunde. Wegen genauerer Angaben über Definition, Berechnung und Eigenschaften von  $Ap$  sei auf die Spezialliteratur verwiesen [z. B. BARTELS 1957; SIEBERT 1970]. Zur Vereinfachung der Schreibweise sollen hier unter  $Ap$  bereits die aus der genannten Zeitspanne von 37 Jahren berechneten *mittleren Monatsmittel* verstanden werden. Sie ergeben den in Abbildung 1 mit  $Ap$  bezeichneten mittleren Jahresgang der erdmagnetischen Aktivität. Daraus ist unmittelbar die seit langem bekannte Erscheinung einer starken *Halbjahreswelle* der Aktivität abzulesen. Ihr durch harmonische Analyse gefundener idealer sinusförmiger Verlauf sei mit  $Ap_2$  bezeichnet und kann ebenfalls aus Abbildung 1 entnommen werden. Werden von den mittleren Monatsmitteln  $Ap$  das 37jährige Mittel  $\overline{Ap} = 14,54$  und die monatlichen Werte von  $Ap_2$  abgezogen, so bleibt ein kleiner, unregelmäßiger *Rest*. Er soll in Abbildung 1 anschaulich machen, was auch die weitere harmonische Analyse ergibt, daß nämlich die Amplitude von  $Ap_2$  die Amplituden der sonstigen Harmonischen zur Grundperiode eines Jahres um ein Vielfaches übertrifft. Quantitativ zeigt das die folgende *Tabelle*, in der die auf die *mittlere Aktivität*  $\overline{Ap}$  *reduzierten Amplituden* und die *Phasen* (genauer: die Anfangsphasen für  $t = 0$ ) für die Darstellung von  $Ap$  nach (1) angegeben sind.

$$Ap = \overline{Ap} \left[ 1 + \sum_{n=1}^6 c_n \sin(nt + \varepsilon_n) \right]. \quad (1)$$

Die Phasen  $\varepsilon_n$  sind dabei auf einen Beginn der Zeitzählung am 1. Januar um 0 Uhr bezogen. Im Ablauf eines Jahres durchläuft  $t$  die Werte von  $0^\circ$  bis  $360^\circ$ .

$n =$	1	2	3	4	5	6
$10^2 c_n =$	3,12	20,24	1,29	5,15	2,14	2,40
$\varepsilon_n =$	$281,1^\circ$	$281,0^\circ$	$0,1^\circ$	$108,6^\circ$	$218,6^\circ$	$358,3^\circ$

Bemerkungen zur Signifikanz der Amplituden enthält Abschnitt 4.

Die Versuche zur Deutung der auffallenden Halbjahreswelle, die in vielen erdmagnetischen, ionosphärischen und atmosphärischen Beobachtungsgrößen nachgewiesen ist, spiegeln sich in der Literatur seit Jahrzehnten wider in der durch die Eintrittszeiten der Maxima (27. März und 26. September bei  $\varepsilon_2 = 281,0^\circ$ ) ausgelösten Kontroverse, ob die heliographische Breite der Erde (maximal Anfang März und Anfang September) oder die senkrechte Stellung der Erdachse auf dem Radiusvektor zur Sonne zur Zeit der Äquinoktien dafür verantwortlich zu machen ist. Eine Gegenüberstellung der wesentlichsten Argumente findet sich bei WILCOX [1968] und ebenfalls bei SIEBERT [1970]. Im Grunde ist dieser Streit bereits durch die subtilen statistischen Analysen von BARTELS [1932] zugunsten der Äquinoktial-Hypothese

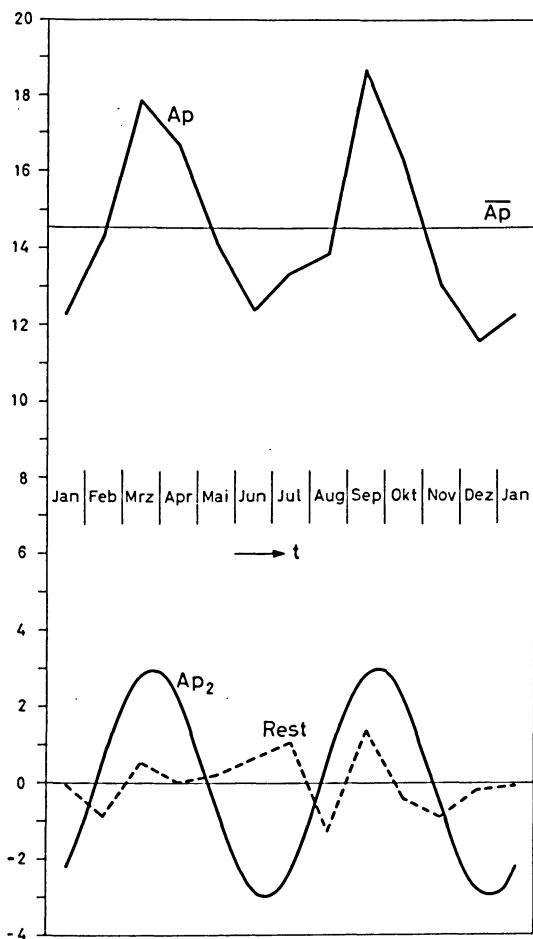


Abb. 1: Der aus den Monatsmitteln von 37 Jahren (1932–1968) abgeleitete mittlere Jahresgang des linearen Aktivitätsmaßes  $A_p$ , die daraus durch harmonische Analyse berechnete Halbjahreswelle  $A_{p_2}$  und der nach Abzug von  $A_{p_2}$  und dem 37jährigen Mittel  $\overline{A_p}$  verbleibende *Rest* von  $A_p$ .

Mean seasonal variation of the linear activity measure  $A_p$  derived from the monthly means of 37 years (1932–1968), semi-annual variation  $A_{p_2}$  as a result of harmonic analysis, and the remainder (*Rest*) of  $A_p$  after subtraction of  $A_{p_2}$  and the 37-year mean  $\overline{A_p}$ .

entschieden worden. Bei der vorliegenden Untersuchung wird von einer modifizierten Form dieser Hypothese ausgegangen und dann erstmalig ein quantitativer Zusammenhang zwischen der mittleren reduzierten Amplitude der Halbjahreswelle und den geometrischen Verhältnissen beim Anstrom des solaren Windes gegen das Magnetfeld der Erde nachgewiesen.

Ausgangspunkt ist der folgende Beobachtungsbefund: Die Maxima der Halbjahreswelle treten im langjährigen Mittel dann ein, wenn die vom Bezugssystem der Erde aus bestimmte mittlere Anstromrichtung des ungestörten solaren Windes *senkrecht* auf die Rotationsachse der Erde zielt. Die physikalische Bedeutung dieser Aussage bleibt dabei offen (vgl. die Diskussion in Abschnitt 3). Wegen der zeitlichen Nähe der Äquinoktien wird vor der Entdeckung des solaren Windes daher die Bezeichnung *Äquinoktial-Hypothese* als Synonym für diese *Senkrechtbedingung* gebraucht. Die genauere Festlegung der Maxima in bezug auf den solaren Wind muß jedoch noch als zutreffend nachgewiesen werden:

Ausgehend von der schon skizzierten geometrischen Situation zur Zeit der Äquinoktien, sind zur Deutung der empirischen Eintrittszeiten der Maxima zwei Korrekturen an der Äquinoktial-Hypothese anzubringen. Die erste folgt aus dem Wesen der harmonischen Analyse, bei der ein gleichförmiger Ablauf des betrachteten periodischen Vorgangs vorausgesetzt wird. Das betrifft hier nicht die unterschiedliche Länge der Kalendermonate, da bei der Benutzung von Monatsmitteln diese Werte im allgemeinen nur geringfügig differieren, wenn über den idealen 30,4-tägigen Monat oder über den dazugehörigen Kalendermonat gemittelt wird. Von Bedeutung ist vielmehr die ungleiche Länge der Jahreszeiten, wonach die Zeit zwischen Frühlings- und Herbstäquinoktium im Mittel um  $7\frac{2}{3}$  Tage länger ist als die Zeit zwischen Herbst- und Frühlingsäquinoktium. Um die Genauigkeit der Ergebnisse der harmonischen Analyse auszunutzen, müssen diese Daten für das Eintreten der Äquinoktien auf gleichlange Halbjahre übertragen werden, was zu einer Verspätung des Frühlingsäquinoktiums und zu einem Vorrücken des Herbstäquinoktiums um knapp zwei Tage führt.

Die zweite, größere Korrektur ergibt sich aus dem Aberrationseffekt beim Anstrom des solaren Windes gegen die sich etwa senkrecht dazu bewegende Erde. Wegen der Schwankungen der Richtung und Geschwindigkeit des solaren Windes ist die Größe dieser Korrektur nicht genau anzugeben. Läßt man für den ungestörten solaren Wind radiale Geschwindigkeiten in der Ekliptik von 300 bis 800 km/sec zu, ferner eine tangentielle Komponente von 0–10 km/sec im Umlaufsinn der Erde, deren eigene Geschwindigkeit bei 30 km/sec liegt, so ist durch den Aberrationseffekt eine Verspätung des Eintretens der Senkrechtbedingung von etwa 3,5 Tagen zu erwarten. Damit sollten dann die beiden Maxima der Halbjahreswelle mit größter Wahrscheinlichkeit auf den 85. und den 268. Tag im Jahr fallen; das sind der 26. März und der 25. September. Die aus den 37 Jahrgängen von *Ap* gefundenen Eintrittszeiten liegen nur jeweils einen Tag später, wie überhaupt die mit den verschiedensten Ausgangsdaten vorgenommenen Analysen ganz vorwiegend auf Maxima kurz nach den Äquinoktien führen [z. B. bei MEYER 1966].

Das bisherige Ergebnis legt die Verallgemeinerung nahe, daß der Ablauf der Halbjahreswelle von einer systematischen Änderung der Anstromrichtung des solaren Windes infolge der sich während eines Jahres ändernden geometrischen Verhältnisse verursacht wird. Die Größe der (nicht reduzierten) Amplitude muß dann außerdem noch von der mittleren Stärke des solaren Windes abhängig sein. Als Ausgangspunkt für diesen Zusammenhang bieten sich die Beobachtungsbefunde über die Korrelation zwischen Kennziffern der erdmagnetischen Aktivität und dem Betrag  $v$  der Geschwindigkeit des solaren Windes an. Bekannt geworden ist der von SNYDER, NEUGEBAUER und RAO [1963] aus den Daten der Raumsonde Mariner 2 gefundene lineare Zusammenhang zwischen  $v$  und der Tagessumme von  $Kp$ . Dasselbe Material aus der Zeit vom 29. 8. 1962 bis zum 3. 1. 1963 ist von MAER und DESSLER [1964] auf einen Zusammenhang zwischen  $v$  und  $Ap$  hin untersucht worden mit dem Ergebnis

$$Ap = 4,8 \cdot 10^{-12} v^{4,6}, \quad (2)$$

wobei für  $v$  die Einheit km/sec zu verwenden ist. Bei dieser auf statistischem Weg gewonnenen Beziehung ist das Auftreten eines Potenzgesetzes für den Zusammenhang zwischen  $Ap$  und  $v$  von besonderem Interesse. Im Anhang wird gezeigt, daß eine derartige Beziehung auch theoretisch zu verstehen ist. Obwohl es noch andere und offenbar sogar engere Beziehungen zwischen Parametern des solaren Windes und Kennziffern der erdmagnetischen Aktivität gibt, werden diese hier nicht verwendet. Die Gründe dafür werden in Abschnitt 3 erörtert. Für den folgenden Ansatz genügt es, aus (2) abzulesen, daß für ein lineares Aktivitätsmaß, wie es  $Ap$  ist, die Stärke des solaren Windes in einem Potenzgesetz der Windgeschwindigkeit zum Ausdruck kommt.

## 2. Ansatz und Rechnung

Die beiden empirischen Befunde der maximalen Wirksamkeit des solaren Windes bei Vorliegen der Senkrechtbedingung und der Abhängigkeit der erdmagnetischen Aktivität von  $v$  lassen sich zu dem Ansatz vereinigen

$$A = kv_{\perp}^{\nu}, \quad (3)$$

In (3) sei  $A$  ein lineares Aktivitätsmaß wie  $Ap$ ,  $k$  eine Konstante und  $v_{\perp}$  die Komponente der Geschwindigkeit des solaren Windes, die senkrecht steht auf der Projektion der Rotationsachse in die durch die Anstromrichtung, also den Vektor  $\mathbf{v}$ , und die Normale der Ekliptik aufgespannte Ebene. Diese Anstromebene ist in Abbildung 2 durch stark ausgezogene Linien hervorgehoben. Der Exponent  $\nu$  in (3) sei eine beliebige positive Zahl. Dieser Ansatz schließt die Aussage mit ein, daß die Lage der Projektion der Rotationsachse in der zur Anstromrichtung senkrechten Ebene für  $A$  ohne Bedeutung ist. Ist  $\zeta$  der Winkel zwischen der Richtung zum Pol der Ekliptik und der Richtung der in die Anstromebene projizierten Rotationsachse, so gilt

$$v_{\perp} = v \cos \zeta. \quad (4)$$

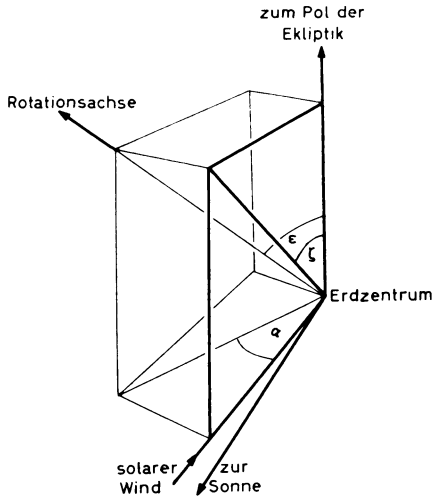


Abb. 2: Veranschaulichung des geometrischen Zusammenhangs zwischen der Anstromrichtung des solaren Windes und der Stellung der Rotationsachse der Erde.

Illustration of the geometric relationship between the direction of the solar wind and the position of earth's axis of rotation.

Wie aus Abbildung 2 hervorgeht, hängt der für den Jahrgang der Aktivität maßgebliche Neigungswinkel  $\zeta$  von der Schiefe der Ekliptik  $\varepsilon = 23^\circ 27'$  und der durch  $\alpha$  festgelegten Jahreszeit ab. Dabei unterscheidet sich  $\alpha$  von der in (1) mit  $t$  bezeichneten Variablen der Zeit nur durch eine feste Phasendifferenz. Wählt man  $\alpha = 0$  für den Fall der maximalen Neigung der Rotationsachse gegen den anströmenden solaren Wind kurz nach dem Sommersolstitium, so ist

$$\alpha = t - 173,6^\circ. \quad (5)$$

Der formelmäßige Zusammenhang zwischen  $\zeta$ ,  $\varepsilon$  und  $\alpha$  lautet

$$\cos^2 \zeta = (1 + \tan^2 \varepsilon \cos^2 \alpha)^{-1}. \quad (6)$$

Wird noch zur Abkürzung gesetzt

$$A_0 = kv^\nu, \quad (7)$$

wobei dann  $A_0$  das Maximum der Aktivität zur Zeit von  $\zeta = 0$  kurz nach den Äquinoktien angibt, so folgt aus dem Ansatz (3) mit (4), (6) und (7)

$$A(\alpha) = A_0 (1 + \tan^2 \varepsilon \cos^2 \alpha)^{-\nu/2}. \quad (8)$$



Für die weitere Untersuchung wird vorausgesetzt, daß  $A_0$  als konstant angesehen werden kann. Das bedeutet, daß der Betrag  $v$  der Geschwindigkeit des solaren Windes im langjährigen Mittel über das Durchschnittsjahr hin konstant sein soll oder, im Hinblick auf eine Deutung der mittleren Halbjahreswelle der Aktivität weniger scharf ausgedrückt, daß das mittlere  $v$  keine Halbjahreskomponente enthalten soll. Auf die Problematik dieser Voraussetzung wird in Abschnitt 4 eingegangen. Da  $A(\alpha)$  immer positiv ist, ist auch die Wurzel in (8) stets positiv zu nehmen. Ferner ist  $A(\alpha)$  eine zu  $\alpha = 0$  symmetrische Funktion mit  $\pi$  als Grundperiode und deren höheren Harmonischen. Für die erforderliche Fourier-Entwicklung von  $A(\alpha)$  genügt daher der Ansatz

$$A(\alpha) = A_0 \sum_{m=0}^{\infty} a_{2m}(v) \cos 2m\alpha. \quad (9)$$

Für die Berechnung der  $a_{2m}(v)$  gibt es verschiedene Wege. Einsetzen von  $A(\alpha)$  nach (8) in die bekannte Integral-Darstellung der Fourier-Koeffizienten führt für beliebiges  $v$  auf Integrale, die durch im allgemeinen nicht tabellierte hypergeometrische Funktionen ausgedrückt werden können. Statt der dann erforderlichen Reihenentwicklungen kann auch (8) wegen  $\tan^2 \varepsilon = 0,1882$  entwickelt werden. Werden anschließend die dabei auftretenden  $\cos^n \alpha$  nach bekannten Formeln in Reihen von  $\cos 2m\alpha$  umgeschrieben und geordnet, so ist eine elementare Berechnung der ersten Koeffizienten möglich, wobei mit der dritten oder vierten Näherung eine hier ausreichende Genauigkeit erzielt wird. Für ungerades  $v$  lassen sich die Fourier-Koeffizienten durch vollständige elliptische Integrale angeben; für geradzahliges  $v$  sogar durch elementare Funktionen<sup>1)</sup>.

Die Größe des geometrischen verursachten Anteils am Jahresgang zeigt sich am deutlichsten, wenn die harmonischen Koeffizienten in (9) auf das Niveau der mittleren Aktivität  $\bar{A}$  reduziert werden. Diese folgt aus (9) sofort zu

$$\bar{A} = A_0 a_0. \quad (10)$$

Ferner muß (9) noch für einen Vergleich mit (1) umgeschrieben werden. Dazu sind die Kosinusklieder von (9) in Sinusklieder mit positiven Amplituden  $C_{2m}$  zu transformieren, wobei

$$C_{2m} = \left| \frac{a_{2m}}{a_0} \right| \quad (11)$$

gilt. Mögliche negative Vorzeichen von  $a_{2m}$  sind bei der Phase der Sinusklieder ebenso zu berücksichtigen wie der Unterschied in der Zeitzählung zwischen  $\alpha$  und  $t$  nach (5). Durch diese Umformungen wird aus (9)

$$A(\alpha) = \bar{A} \left[ 1 + \sum_{m=1}^{\infty} C_{2m}(v) \sin(2mt + \eta_{2m}) \right]. \quad (12)$$

<sup>1)</sup> Diesen Hinweis verdanke ich Herrn Dipl.-Phys. P. WEIDELT.

Die einfache und symmetrische Form des Ansatzes (8) hat zur Folge, daß die Phasen  $\eta_{2m}$  nicht von  $\nu$  abhängen.

### 3. Ergebnisse und Diskussion

Die numerische Berechnung der in (12) enthaltenen Koeffizienten wurde für die beiden Fälle  $m = 1$  und  $m = 2$  ausgeführt. Dabei ergeben sich für die Phasen und die Eintrittszeiten der Maxima der Halb- und Vierteljahreswelle:

$$\eta_2 = 282,7^\circ \text{ entsprechend 26. März und 25. September,}$$

$$\eta_4 = 115,4^\circ \text{ entsprechend 26. 3., 26. 6., 25. 9., 25. 12.}$$

Bei der Beurteilung dieser Ergebnisse ist zu beachten, daß die Rechnung nur Phasenunterschiede zum Beginn der Zeitählung in  $\alpha$  liefert und der Zeitpunkt  $\alpha = 0$  bereits auf einen der Extremfälle der Neigung der Rotationsachse gegen die Anstromrichtung des solaren Windes bezogen worden ist, so daß die theoretisch für die Halbjahreswelle erwartete Phase nur exakt (wie im vorliegenden Fall) oder um  $180^\circ$  falsch herauskommen konnte. Der Vergleich von  $\eta_2$  mit der entsprechenden empirischen Phase  $\varepsilon_2$  der Tabelle ergibt daher den schon besprochenen minimalen Unterschied von weniger als einem Tag. Aber auch bei der Vierteljahreswelle beträgt die durch  $(\eta_4 - \varepsilon_4)$  gegebene Zeitdifferenz zwischen theoretischer und beobachteter Phase nur knapp zwei Tage. Dieses Ergebnis ist neu.

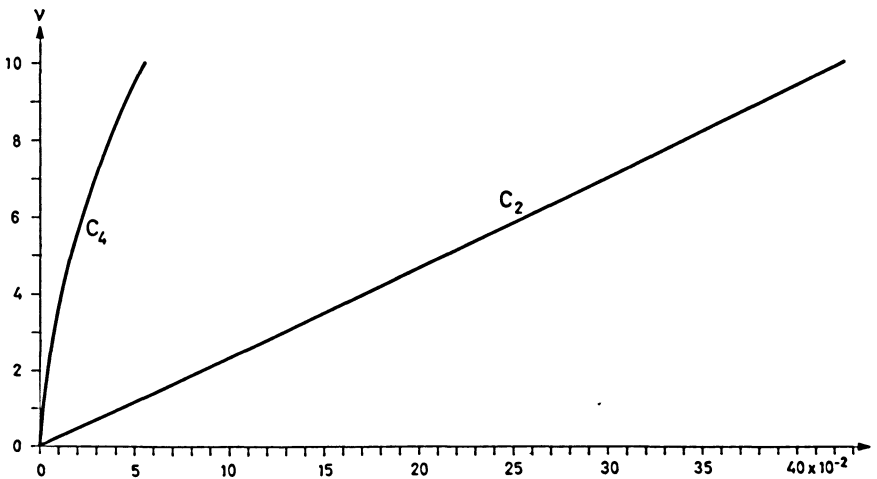


Abb. 3: Abhängigkeit der reduzierten Amplituden  $C_2$  und  $C_4$  in Gleichung (12) vom Exponenten  $\nu$  in den Gleichungen (3) und (8).

Reduced amplitudes  $C_2$  and  $C_4$  of eq. (12) as a function of the exponent  $\nu$  in eqs. (3) and (8).

Von größerer Bedeutung sind die Folgerungen aus dem Vergleich der Amplituden. In Abbildung 3 sind die Werte der theoretischen Amplituden  $C_2$  und  $C_4$  in Abhängigkeit vom Exponenten  $\nu$  im Ansatz (3) wiedergegeben. In dem für diese Untersuchung maximal in Frage kommenden Bereich  $0 \leq \nu \leq 10$  ändert sich  $C_2$  fast linear mit  $\nu$ . Wird ein Fehler in Kauf genommen, der an keiner Stelle des Bereiches 1,3% überschreitet, so lautet diese für die praktische Anwendung völlig ausreichende Beziehung

$$C_2 = 0,043 \nu. \quad (13)$$

Legt man die Annahme zugrunde, daß die aus  $A_p$  berechnete mittlere reduzierte Halbjahreswelle ausschließlich durch die hier behandelte Variation der geometrischen Bedingungen verursacht wird, so muß  $c_2 = C_2$  sein. Mit dem Wert von  $c_2$  in der Tabelle erhält man daraus für den Exponenten

$$\nu = 4,7. \quad (14)$$

Der Vergleich mit dem Exponenten in der hier als Gleichung (2) zitierten empirischen Beziehung von MAER und DESSLER [1964] zeigt einen Grad der Übereinstimmung, der in diesem Ausmaß sicher zufällig ist, der aber doch als quantitativer Beweis der Feststellung angesehen werden kann, *daß die auffallende Halbjahreswelle der erdmagnetischen Aktivität durch die jahreszeitliche Variation des Anstromwinkels des solaren Windes gegen die in die Anstromebene projizierte Rotationsachse der Erde hervorgerufen wird.*

Bei den Überlegungen, die zum Ansatz (3) und seiner expliziten Formulierung (8) geführt haben, war ohne Erörterung der physikalischen Vorgänge nur von empirischen Befunden ausgegangen worden. Eine physikalische Erklärung der Halbjahreswelle muß bei der Wechselwirkung zwischen solarem Wind und Magnetosphäre einsetzen, Aussagen über Art und Ausmaß der Aufnahme von Energie durch die Magnetosphäre liefern und das daraus resultierende Auftreten jener erdmagnetischen Störungen verständlich machen, die mit den Kennziffern  $K_p$  und  $A_p$  erfaßt werden. Es ist augenfällig, daß hierbei extrem komplizierte Vorgänge und Abhängigkeiten im Spiele sind, die in ihren Einzelheiten noch nicht durchschaut werden. Aus der Fülle der neueren Veröffentlichungen zu diesem Problem sei auf die Arbeiten von PIDDINGTON [1968], HIRSHBERG und COLBURN [1969], PARKER [1969], SPREITER und ALKSNE [1969] und AXFORD [1969] und deren umfangreiche Literaturangaben hingewiesen.

In diesem Zusammenhang mag es fraglich erscheinen, ob die in (3) angesetzte Geschwindigkeit  $v$  ein ausreichender Parameter für die Wirksamkeit des solaren Windes ist, erdmagnetische Störungen zu verursachen. Es ist bekannt, daß die Korrelation von  $K_p$  mit  $v$  (Korrelationskoeffizient  $r = 0,73$  nach SNYDER et al. [1963]) besser ist als mit manchen anderen Parametern des solaren Windes, daß es aber auch noch bessere Korrelationen gibt wie die mit den Querfluktuationen des interplanetaren Magnetfeldes [BALLIF, JONES und COLEMAN 1969]. Diese deuten offenbar auf entsprechende Bewegungsvorgänge im solaren Wind hin und bringen damit die erdmagnetische Aktivität wieder direkter mit Störungen im anströmenden solaren Plasma in

Verbindung. Wenn hier trotzdem von dem einfachen Ansatz (3) ausgegangen wird, so aus der Überlegung, daß es vermutlich keinen für diesen Zweck besten Parameter des solaren Windes gibt. Für eine genauere Darstellung der Zusammenhänge ist vielmehr ein wesentlich komplizierterer Ansatz mit einer Reihe von Parametern erforderlich, wobei zum Beispiel auch der modifizierende Einfluß des interplanetaren Magnetfeldes zu beachten wäre. Die Schwierigkeiten, beim jetzigen Stand der Kenntnisse einen solchen Ansatz aufzustellen und ihn dann für eine entsprechende Untersuchung zu verwenden, liegen auf der Hand. Es kommt hinzu, daß hier nicht die Aktivitätsschwankungen innerhalb kurzer Zeiten untersucht werden, sondern das Verhalten der Aktivität im langjährigen statistischen Mittel. Erfahrungsgemäß vereinfachen sich dabei die Zusammenhänge wieder, was hier bedeutet, daß die verschiedenen Parameter des solaren Windes dann auch untereinander korreliert sein sollten und bei Verwendung nur eines Parameters der Einfluß der anderen wenigstens zum Teil mit berücksichtigt wird. Für eine Erörterung der geometrischen Verhältnisse beim Anstrom des solaren Windes bietet sich dann aber der Geschwindigkeitsvektor  $v$  als geeignete Größe an.

Zur angestrebten pauschalen geometrischen Behandlung der Wechselwirkung zwischen solarem Wind und Magnetosphäre muß die durch  $v$  ausgezeichnete Richtung noch mit einer für das Magnetfeld der Erde charakteristischen Richtung in Verbindung gebracht werden. Die Beobachtungen legen nahe, dafür die Richtung der Rotationsachse der Erde als mittlere Richtung der Dipolachse zu wählen. Offen bleibt die Frage, ob der Ansatz (8) auch für einen größeren Winkel  $\varepsilon$  ausreichen würde (etwa beim Planeten Uranus). Das hat mit der gesamten Struktur der Magnetosphäre zu tun. Selbst bei der Erde ist die sicher ausgezeichnete Dipolrichtung auch für statistische Zusammenhänge nur näherungsweise verwendbar, da für die hier erfaßte Art der erdmagnetischen Aktivität der solare Wind vorwiegend über den Schweif der Magnetosphäre wirkt und ausgezeichnete Richtungen im Schweif, wie die Lage der neutralen Schicht, nur näherungsweise mit der Dipolrichtung in Verbindung stehen.

Aus allen diesen Betrachtungen folgt auf der einen Seite immer wieder, daß die geometrische Komponente einen ganz wesentlichen Einfluß haben muß und ihre nun auch quantitativ nachgewiesene Urhebererschaft am mittleren Halbjahresgang der Aktivität nicht verwunderlich ist. Andererseits wird ebenso deutlich, daß eine noch dazu vereinfachte geometrische Erklärung sicher nicht ausreicht, um alle Einzelheiten des Jahresganges und natürlich erst recht einzelne Effekte verständlich zu machen.

#### **4. Weitergehende Betrachtungen und offene Probleme**

Die Erörterungen im Abschnitt 3 geben Anlaß, über das eigentliche Thema dieser Untersuchung hinaus auch einen Blick auf die übrigen Anteile am Jahresgang der Aktivität zu werfen. Betrachtet man daraufhin die Daten der Tabelle im Abschnitt 1, so macht ihre Interpretation vom statistischen Standpunkt aus keine Schwierigkeiten, wenn man bedenkt, daß auch die harmonische Analyse von Zufallszahlen nichtverschwindende Amplituden ergibt. Ihr Merkmal ist, daß sie gegen eine Gleichverteilung

streben, deren Wert von der Streuung des Ausgangsmaterials abhängt. Nach  $c_2$  fällt in der Tabelle noch die Amplitude  $c_4$  auf. Diese sollte aber als Oberwelle zu  $c_2$  einen systematischen Anteil  $C_4$  enthalten, auf dessen Vorhandensein bereits die zuvor festgestellte gute Übereinstimmung zwischen den Phasen  $\varepsilon_4$  und  $\eta_4$  hinweist. Aus Abbildung 3 folgt für  $\nu = 4,7$  :  $C_4 \approx 0,015$ . Zieht man  $C_4$  von  $c_4$  ab, so haben alle noch übrigen Amplituden Werte zwischen 0,02 und 0,04. Nimmt man an, daß der nach Abzug der Halbjahreswelle in Abbildung 1 verbleibende Rest zufälliger Natur ist, so folgt aus der Größe seiner mittleren quadratischen Abweichung, daß die restlichen Harmonischen, reduziert auf die mittlere Aktivität  $\overline{Ap}$ , in der Tat Amplituden um 0,03 haben sollten. Selbst wenn also der Rest noch kleine systematische Anteile enthält, gehen diese Signale im Geräusch des verfügbaren Beobachtungsmaterials unter.

Damit könnte man sich zufriedengeben. Das Bild ändert sich jedoch, wenn die harmonische Analyse für jedes Jahr gesondert vorgenommen wird<sup>1)</sup> und die Ergebnisse in chronologischer Folge betrachtet werden (vgl. die Vektorzüge in den Periodenuhren für  $n = 1, 2, 3, 4$  bei SIEBERT [1970]). Es ist hier nicht der Ort, die Einzelheiten dieser Ergebnisse anzuführen, wozu besonders auch auf die Eliminierung des störenden Ganges der Aktivität mit dem Sonnenfleckenzyklus eingegangen werden müßte. Diese Themen sollen in einer anderen Veröffentlichung behandelt werden. An dieser Stelle soll die Feststellung genügen, daß nicht nur die Vierteljahreswelle, sondern auch die Ganzjahreswelle ein teilweise systematisches Verhalten zeigt. Bei dieser Welle sind es vor allem die häufig wechselnden Anfangsphasen, die sie im langjährigen Mittel zu einer zufälligen Erscheinung reduzieren. Während nämlich für die beiden ersten Harmonischen die auf vektorieller Mittelwertbildung beruhenden mittleren Amplituden der Tabelle im Verhältnis  $c_1 = 0,15 c_2$  stehen, ergibt sich ohne Berücksichtigung der Phase bei algebraischer Mittelwertbildung der Amplituden  $c'_1 = 0,68 c'_2$ . Die Amplituden der Ganzjahreswelle sind in den einzelnen Jahren also durchaus denen der Halbjahreswelle vergleichbar und im Mittel sogar noch etwas größer als die der Vierteljahreswelle. Wenn dies aber so ist, erhebt sich die Frage nach der physikalischen Ursache der Ganzjahreswelle und ihrer Phasensprünge. Ist hierbei ebenfalls eine aus dem Jahresablauf resultierende Variation von  $v_{\perp}$  als geometrischer Anlaß im Spiele, so würde das bedeuten, daß die Anstromrichtung  $v$  des solaren Windes über längere Zeiten (Monate bis Jahre) eine vorherrschend positive oder negative Komponente senkrecht zur Ebene der Ekliptik besitzen muß. Jeder Vorzeichenwechsel dieser Komponente hätte dann einen Phasensprung zur Folge.

Die Notwendigkeit, nun einzelne Jahre oder doch wenigstens kleinere Gruppen von Jahren zu betrachten, beeinträchtigt aber auch die Voraussetzung der im Mittel angenommenen Homogenität des anströmenden solaren Windes, entsprechend  $v = \text{const}$  in (4). Es ist durchaus denkbar, daß für kürzere Zeitabschnitte  $v$  und damit nach (7)  $A_0$  zufällig in einer Weise variieren, die sich in (8) durch Amplitudenmodulation auf die zur Diskussion stehenden Harmonischen des Jahresganges auswirkt.

<sup>1)</sup> Für die Überlassung der Ergebnisse dieser Analysen danke ich Herrn cand.-phys. J.-H. HUFEN.

In ähnlicher Weise wirft eine Veränderung der mittleren Aktivität  $\overline{Ap}$ , mit der bei der Betrachtung kürzerer Zeitabschnitte unbedingt zu rechnen ist, das Problem des Bezugsniveaus für die reduzierten Amplituden auf. Bei der geometrischen Erklärung der Halbjahreswelle ist mit solarem Wind der zwar zeitlich nach Zufallsgesetzen variable, aber doch ungestörte solare Wind gemeint; während unter gestörtem solarem Wind der bei den stärkeren Sonneneruptionen emittierte Plasmastrom verstanden wird, der die erdmagnetischen Stürme verursacht. Wegen der Unregelmäßigkeit des Auftretens der Stürme im Ablauf einzelner Jahre ist nicht zu erwarten, daß sich die Amplitude der Halbjahreswelle proportional zum mittleren jährlichen  $\overline{Ap}$  ändert, also  $c_2$  in (1) unabhängig vom Sonnenfleckenzyklus ist. Hier steht man vor der Wahl, entweder für spezielle Gruppen von Jahren (z. B. Minimumsjahre, Maximumsjahre) aus der Anpassung von empirischer und theoretischer Analyse jeweils den Exponenten  $\nu$  zu bestimmen und entsprechend variieren zu lassen, oder aber  $\nu$  als eine echte Konstante anzusehen und dann zwischen der Wirkung des gestörten und des ungestörten solaren Windes zu unterscheiden.

So folgt mit der ersten Annahme aus den Daten von 9 Minimumsjahren  $\nu = 5,3$  und von 9 Maximumsjahren  $\nu = 3,8$ . Das ist aber nur der Ausdruck dafür, daß die Amplitude der Halbjahreswelle vom Minimum zum Maximum sehr viel weniger ansteigt als die mittlere Aktivität und daher die reduzierte Amplitude  $c_2$  entsprechend abnimmt. Die zweite Annahme bedeutet im Extremfall, daß in den Minimumsjahren die gesamte Aktivität vom ungestörten solaren Wind herrührt, während in den Maximumsjahren ein gewisser Anteil vom gestörten solaren Wind dabei ist, der aber nicht zur Halbjahreswelle beitragen soll. Dann folgt aus denselben Daten wie zuvor, daß bei konstantem  $\nu$  die insgesamt 57% Anstieg der mittleren Aktivität von den Minimums- zu den Maximumsjahren sich aus 12% Zunahme der Aktivität durch ungestörten solaren Wind und 45% Zunahme der Aktivität durch gestörten solaren Wind zusammensetzen.

Die hier an der persistenten Halbjahreswelle demonstrierte Unsicherheit in der Interpretation der für kürzere Zeitabschnitte auftretenden Unterschiede mahnen erst recht zur Vorsicht bei der Deutung solcher Schwankungen bei den anderen Harmonischen des Jahresganges, sofern deren Signifikanz nachgewiesen ist. Eine andere Konsequenz dieser Unsicherheit ist, daß die mit dem Formalismus des Abschnitts 2 prinzipiell mögliche Bestimmung der mittleren Geschwindigkeit des solaren Windes aus der beobachteten Amplitude der Halbjahreswelle praktisch nicht durchführbar ist, da Mittelwerte über Jahrzehnte uninteressant sind und mit zunehmender Kürze des Intervalls die zu fordernde Genauigkeit nicht mehr aufgebracht werden kann.

Schließlich sei noch darauf hingewiesen, daß die geometrische Erklärung der Halbjahreswelle eine erst in den Anfängen untersuchte Variante im Tagesgang der Aktivität enthält [MCJNTOSH 1959; MAYAUD 1967]. Hierbei muß dann allerdings von der tageszeitlichen Änderung der Richtung der mit einem Öffnungswinkel von  $11,5^\circ$  um die Rotationsachse umlaufenden Dipolachse ausgegangen werden. Die Projektion der Dipolachse hat in der Anstromebene des solaren Windes einen Tagesgang, der sich

als Variation des Winkels  $\zeta$  äußert und damit eine tageszeitliche Variation der Aktivität nach Weltzeit zur Folge haben sollte. Dabei hängen Rhythmus und Stärke dieser Variation noch von der Jahreszeit ab. Die bisherigen Untersuchungen sprechen für die Existenz eines solchen Tagesganges und ergeben ungefähr die für die Extrema erwarteten Eintrittszeiten. Die große Schwierigkeit ist dabei, daß dieser Tagesgang nach Weltzeit an jedem Beobachtungsort von einem wesentlich größeren Tagesgang nach Ortszeit überlagert wird: Infolge der auf die Sonne hin orientierten asymmetrischen Form der Magnetosphäre und der unterschiedlichen Art der Wechselwirkung zwischen solarem Wind und Magnetosphäre auf der Tag- bzw. Nachtseite kommt der Hauptbeitrag der mit den Kennziffern erfaßten Aktivität von Vorgängen im Schweif her, wodurch die Abend- und Nachtstunden begünstigt werden. Dieser Ortszeitgang muß eliminiert werden. Auf die Verfahren dazu soll hier nicht eingegangen werden. Wenn dies aber mit genügender Genauigkeit vorgenommen wird und solche Tage für eine Untersuchung ausgewählt werden, an denen man aufgrund der erdmagnetischen Beobachtungen einen etwa gleichförmig anströmenden solaren Wind voraussetzen darf, sollte sich der Einfluß der zur Halbjahreswelle führenden geometrischen Verhältnisse auch im Tagesgang der Aktivität quantitativ nachweisen lassen.

Die Andeutungen in diesem letzten Abschnitt bestätigen den bekannten Sachverhalt, daß sich einfache Zusammenhänge, die aus einem großen statistischen Material folgen und entsprechende Gültigkeit haben, in unübersichtliche Komplexe auflösen, wenn das Material fein genug unterteilt wird. In diesem Sinn sollte auch die quantitative geometrische Erklärung der Halbjahreswelle des Durchschnittsjahres nur als ein erster Schritt auf dem Weg zum Verständnis jener Vorgänge aufgefaßt werden, die Jahr für Jahr das wechselhafte Erscheinungsbild der erdmagnetischen Aktivität bestimmen.

## Anhang

Das von MAER und DESSLER [1964] empirisch gefundene Potenzgesetz (2) für den Zusammenhang von  $Ap$  mit  $v$  ist auf den ersten Blick ungewöhnlich. Es läßt sich aber an gebräuchliche elementare Betrachtungen über das Zustandekommen solcher statistischen Beziehungen anschließen. Zu diesem Zweck werden die beiden Annahmen gemacht, daß an einem festen Ort im interplanetaren Raum der ungestörte solare Wind konstante Richtung und konstante Impulsdichte hat, also mit der Plasmadichte  $\rho$

$$qv = \text{const} \quad (\text{A } 1)$$

gilt, und daß die mit  $Kp$  erfaßte Aktivität linear mit der kinetischen Energiedichte des solaren Windes anwächst

$$Kp = b_1 qv^2 - b'_2. \quad (\text{A } 2)$$

Die kinetische Energiedichte muß einen durch  $b'_2$  festgelegten Schwellenwert überschreiten, damit der solare Wind erdmagnetisch nachweisbar wird. Aus beiden Annahmen folgt mit  $v$  als Tagesmittel der Plasmageschwindigkeit und  $\sum Kp$  als Tagessumme der  $Kp$ -Werte

$$\sum Kp = b_3 v - b_2. \quad (\text{A } 3)$$

Diese Beziehung stimmt mit dem von SNYDER et al. [1963] gefundenen Zusammenhang zwischen  $\sum Kp$  und  $v$  überein. Aus den dort angegebenen Zahlenwerten erhält man für die Koeffizienten von (A 3)

$$b_2 = 39,1 \text{ und } b_3 = 0,118 \text{ sec/km}. \quad (\text{A } 4)$$

Bekanntlich besteht zwischen den beiden dreistündlichen Aktivitätsmaßen  $Kp$  und  $ap$  ein quasi-logarithmischer Zusammenhang. Im Bereich von  $1 - \leq Kp \leq 5 +$ , auf den 87% aller  $Kp$ -Werte entfallen (und bei Beschränkung auf Zeiten mit ungestörtem solaren Wind noch mehr), läßt sich dieser Zusammenhang formelmäßig angeben durch

$$Kp = 1,1 \left( \frac{\log ap}{\log 2} - 1,08 \right). \quad (\text{A } 5)$$

Wird in (A 5) von  $ap$  ausgegangen und auf die Drittelstufen von  $Kp$  abgerundet, so ergibt sich  $Kp$  exakt. Die Basis des Logarithmus kann noch beliebig gewählt werden. Im folgenden seien mit  $\log$  die natürlichen Logarithmen gemeint. Geht man dann in (A 5) zu  $\sum Kp$  über und ersetzt das unbekannte geometrische Mittel der  $ap$  durch ihr (größeres) arithmetisches Mittel  $Ap$ , so wird

$$\sum Kp = q_1 \log Ap - q_2 \quad (\text{A } 6)$$

mit

$$q_1 = 12,7 \text{ und } q_2 = 9,5. \quad (\text{A } 7)$$

Mit dem Potenzansatz

$$Ap = x v^v \quad (\text{A } 8)$$

folgt aus (A 6) und (A 3)

$$q_1 (\log x + v \log v) = b_3 v + q_2 - b_2. \quad (\text{A } 9)$$

Wie aus den mit Mariner 2 gemessenen Plasmageschwindigkeiten hervorgeht, liegen diese im Bereich  $330 \text{ km/sec} < v < 700 \text{ km/sec}$ . Mit einer mittleren Geschwindigkeit  $v_0 = 500 \text{ km/sec}$  kann daher für eine Entwicklung von  $\log v$  angesetzt werden

$$v = v_0 + \Delta v \text{ mit } |\Delta v| < v_0. \quad (\text{A } 10)$$



Bei Beschränkung auf die erste Näherung erhält man aus (A 9) mit den in (A 4) und (A 7) angegebenen Zahlenwerten

$$v = b_3 v_0 / q_1 = 4,65, \quad (\text{A } 11)$$

$$\log \kappa = v(1 - \log v_0) + (q_2 - b_2) / q_1, \quad (\text{A } 12)$$

$$\kappa = 2,9 \cdot 10^{-12} \text{ für } v \text{ in km/sec.}$$

Trotz der bei dieser Herleitung vorgenommenen Vereinfachungen zeigen diese in (A 8) einzusetzenden Werte für  $v$  und  $\kappa$  eine überraschende gute Übereinstimmung mit den entsprechenden Werten in (2).

### Literatur

- AXFORD, W. I.: Magnetospheric convection. *Rev. Geophys.* 7, 421—459, 1969
- BALLIF, J. R., D. E. JONES, and P. J. COLEMAN, Jr.: Further evidence on the correlation between transverse fluctuations in the interplanetary magnetic field and  $Kp$ . *J. Geophys. Res.* 74, 2289—2301, 1969
- BARTELS, J.: Terrestrial-magnetic activity and its relations to solar phenomena. *Terr. Magn. Atmosph. Electr.* 37, 1—52, 1932
- : The geomagnetic measures for the time-variations of solar corpuscular radiation, described for use in correlation studies in other geophysical fields. *Annals Intern. Geophys. Year 4*, 227—236, 1957
- HIRSHBERG, J., and D. S. COLBURN: Interplanetary field and geomagnetic variations—a unified view. *Planet. Space Sci.* 17, 1183—1206, 1969
- MAER, JR., K., and A. J. DESSLER: Comment of the paper by CONWAY W. SNYDER et al., "The solar wind velocity and its correlation with cosmic-ray variations and with solar and geomagnetic activity". *J. Geophys. Res.* 69, 2846, 1964
- MAYAUD, P. N.: Calcul préliminaire d'indices  $K_m$ ,  $K_n$ , et  $K_s$  ou  $a_m$ ,  $a_n$  et  $a_s$ , mesures de l'activité magnétique à l'échelle mondiale et dans les hémisphères Nord et Sud. *Ann. Géophys.* 23, 585—617, 1967
- MCJNTOSH, D. H.: On the annual variation of magnetic disturbance. *Phil. Transact. Roy. Soc. London A* 251, 525—552, 1959
- MEYER, J.: A semiannual wave in the recurrence tendency of geomagnetic activity. *J. Geophys. Res.* 71, 2397—2400, 1966
- PARKER, E. N.: Solar wind interaction with the geomagnetic field. *Rev. Geophys.* 7, 3—10, 1969
- PIDDINGTON, J. H.: The causes and uses of geomagnetic disturbance index  $Kp$ . *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* 15, 39—52, 1968

- SIEBERT, M.: Maßzahlen der erdmagnetischen Aktivität. Handb. Physik 49/3 (Geophysik 3/3), 1970
- SNYDER, C. W., M. NEUGEBAUER, and U. R. RAO: The solar wind velocity and its correlation with cosmic-ray variations and with solar and geomagnetic activity. J. Geophys. Res. 68, 6361—6370, 1963
- SPREITER, J., R. and A. Y. ALKSNE: Plasma flow around the magnetosphere. Rev. Geophys. 7, 11—50, 1969
- WILCOX, J. M.: The interplanetary magnetic field; solar origin and terrestrial effects. Space Sci. Rev. 8, 258—328, 1968

## **A Method for the Interpretation of Ionospheric Absorption Measurements during the Sunrise Effect in the D-Region**

By G. CUMME, R. KNUTH, Kühlungsborn<sup>1)</sup>, and C.-U. WAGNER, Potsdam<sup>2)</sup>

Eingegangen am 13. September 1968

*Summary:* Results of A3 observations in the LF range at medium latitudes before and during sunrise are described. For absorption variation during night-time and during sunrise at medium sunspot number, comparison is made between summer and winter. Generally, at constant  $R$ , the sunrise absorption increase is stronger in summer than in winter; it is very similar for propagation paths with different azimuths. At constant season, the sunrise absorption increase is stronger at  $R_{\max}$  than  $R_{\min}$ , indicating at least at medium latitudes non-galactic high-energy particles being the principal ionization source, if there are no solar cycle aeronomic changes.

The classical  $O_2$ -photodetachment model of the sunrise D-region is checked by calculating the electron concentration profiles which are needed to produce the observed summer sunrise absorption increase at medium sunspot number. The resulting theoretical electron concentration profiles, treated by full wave calculation, give the observed absorption variation at negative sun heights below  $-4^\circ$  ( $\chi > 94^\circ$ ), but they do not agree with rocket measured electron concentrations nor with the strength of at least the galactic cosmic ray ionization rate. From the differences, an additional negative ion species, not affected by light penetrating the ozone layer, should be assumed especially in the 70 to 90 km height range. Furtheron an additional free electron source is indicated by the sunrise absorption increase at negative sun heights above  $-4^\circ$  ( $\chi < 94^\circ$ ), possibly negative ions the electrons from which are detached by photons not penetrating the ozone layer.

Thus, for interpreting the sunrise behaviour of the D-region by electron detachment from negative ions, two ion species seem to be necessary: The first one being destroyed when visible light reaches the D-region, and causing the  $\eta = -9^\circ$  onset of sunrise effect in radio propagation whereas the electron from the second one is detached well above the ozone shadow.

---

1) G. CUMME, R. KNUTH, Observatory for Ionospheric Research, Kühlungsborn, G. D. R.

2) C.-U. WAGNER, Geomagnetic Institute, Potsdam, G. D. R.

*Zusammenfassung:* Resultate von LF-A3-Absorptionsmessungen in mittleren Breiten vor und während des Sonnenaufgangs werden beschrieben. Die tageszeitlichen Variationen der Absorption während der Nacht und während der Dämmerung bei mittlerer Sonnenfleckenzahl werden für Sommer und Winter verglichen; es zeigt sich, daß die morgendliche Absorptionzunahme im Sommer stärker ausgeprägt ist und daß sie für Strecken verschiedener Richtung sehr ähnlich verläuft. Für die gleiche Jahreszeit ist der Dämpfungszuwachs bei Sonnenaufgang bei maximaler Sonnenfleckenrelativzahl stärker als bei minimaler. Falls aeronomische Änderungen an diesem Unterschied nicht wesentlich beteiligt sind, ist daraus zu entnehmen, daß mindestens in mittleren Breiten energiereiche Partikel, die nicht zur galaktischen kosmischen Strahlung gehören, als nächtliche Ionisationsursache dominieren.

Das klassische aeronomische Modell der D-Region (negatives Ion:  $O_2^-$ ) wird geprüft durch Berechnung derjenigen Elektronenkonzentrationsprofile, die bei Annahme dieses Modells zur Deutung des morgendlichen Dämpfungsanstieges im Sommer bei mittlerer Sonnenfleckenanzahl erforderlich sind. Die hierbei erhaltenen Profile geben bei der Durchrechnung nach der Methode der vollen Wellengleichungen den für negative Sonnenhöhen  $\eta$  ( $\eta < -4^\circ$ ,  $\chi > 94^\circ$ ) beobachteten Absorptionsanstieg richtig wieder, sie stimmen jedoch weder überein mit gemessenen Elektronenkonzentrationen, noch mit der Ionisationsrate der galaktischen kosmischen Strahlung. Auf Grund der Differenzen liegt die Annahme nahe, daß insbesondere im Höhenbereich 70–90 km ein weiteres negatives Ion existiert, dessen Elektron nur oberhalb des Ozonschattens vom Sonnenlicht abgespalten werden kann. Auch der Absorptionsanstieg für Sonnenhöhen  $\eta > -4^\circ$  deutet auf eine Quelle freier Elektronen hin, die oberhalb des Ozonschattens liegt.

Zur Deutung des Absorptionsverhaltens der D-Region bei Sonnenaufgang durch Photoelektronenabspaltung von negativen Ionen erscheinen somit zwei Arten negativer Ionen erforderlich: Ein Ion, das bereits bei Bestrahlung mit sichtbarem Licht Elektronen abgibt und den Einsatz des Absorptionsanstieges bei der Sonnenhöhe  $-9^\circ$  verursacht, und ein anderes, das erst oberhalb des Ozonschattens gespalten wird.

## 1. Observational results

Ionospheric A3-observations in the low-frequency range have been carried out at Kühlungsborn Ionospheric Observatory since 1948. This method has been proved to be very sensitive to many kinds of disturbances in the D- and lower E-region (LAUTER et al. (1960), LAUTER and KNUTH (1967)), but in this paper we will examine the normal behaviour of the lowest part of the D-region during sunrise. This choice has been made with respect to the following aeronomic model considerations (section 2), which refer to negative sun heights permitting only photodetachment but no ionization by solar photons. Whilst the sunrise absorption increase is thought to be due to electron photodetachment from negative ions, the sunset decrease is not only due to electron attachment to neutrals, but also to recombining daytime ionization. Because these recombination processes are not fully understood, the sunrise is taken into consideration only.

The experimental results are mainly based on continuous steep incidence skywave-fieldstrength-measurements on 128.5 kHz in Kühlungsborn (Deccatransmitter Zeven, about 190 km west of Kühlungsborn, equivalent frequency 88 kHz, geographic coordinates of the reflection point:  $\varphi = 53.7^\circ N$ ;  $\lambda = 10.5^\circ E$ ; geomagnetic latitude  $\Phi = 54.6^\circ N$ ). At the receiver, the groundwave is suppressed by a loop aerial. During

daytime the ionospheric skywave absorption amounts to 40 dB (winter) or 70 dB (summer). The absorption decreases with decreasing solar elevation angle  $\eta$  and reaches its minimum value of 14–16 dB during night.

### 1.1 Night time variation of absorption

In Fig. 1, the diurnal variation of absorption at great solar zenith angles is shown, plotted in the same way as by E. A. LAUTER (1966). During summer at negative sun heights below  $-10^\circ$ , an absorption decrease is found, which changes abruptly into a relatively quick increase when at the path midpoint the sun height passes through about  $-10^\circ$  before ground sunrise. This early onset of absorption increase should be ascribed to photodetachment by sun light, because ionizing radiation can not penetrate into D-region at those sun heights. During winter, the picture is more complicated.

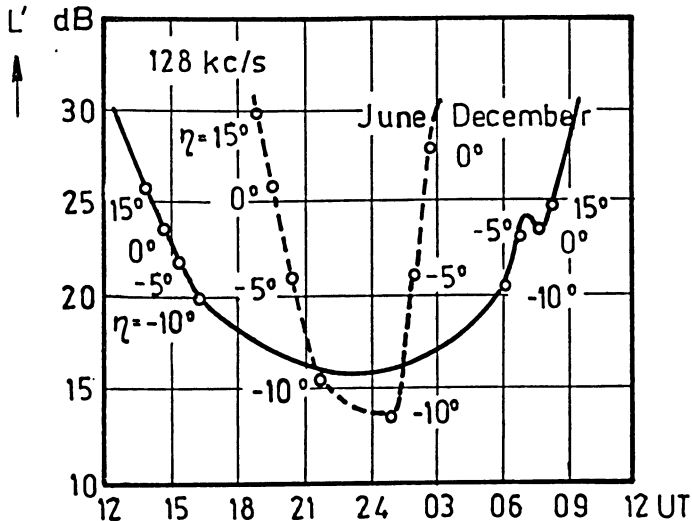


Fig. 1: Diurnal absorption variation at great zenith angles and during night;  $f = 128,5$  kHz.

An absorption increase is found soon after midnight, when no direct sun light can reach the D- and lower E-region. During winter night there is more time for recombination, and perhaps the absorption increase after midnight may be caused by the beginning penetration of the radio waves into the lower E-region, or some yet unknown small ionization source (perhaps scattered  $\text{Ly } \alpha$  or  $\text{Ly } \beta$  from the night sky). At  $\eta \approx -10^\circ$ , the absorption increase becomes remarkably faster due to the ionospheric sunrise effect. A secondary minimum of absorption is found near ground sunrise, which is not present during summer.

## 1.2 Sunrise effects at medium sunspot number

Fig. 2 shows the mean behaviour of ionospheric absorption at sunrise on 128.5 kHz for all twelve months and medium sunspot number (mean from 1959–1963) from sunheight  $\eta = -10^\circ$  to  $+10^\circ$ . For clearly separating the amount of sunrise effect in absorption itself, from all absorption values the  $\eta = -10^\circ$  value has been subtracted. It was supposed, that for  $\eta < -10^\circ$  the D-region is not affected by the sun in any way. Obviously the LF-sunrise effect is a very regular phenomenon. In the months April–November three distinct steps of absorption increase can be found, one at about  $\eta = -8^\circ$ , the second at  $\eta = -4^\circ \dots -3^\circ$  and the third at  $\eta = +3^\circ \dots +4^\circ$ . But in the months December–March only the first and third step occur. Obviously the third absorption increase at positive sunheights is due to increasing ionization under the influence of Lyman-Alpha and X-rays 1–10 Å. This is in good accordance

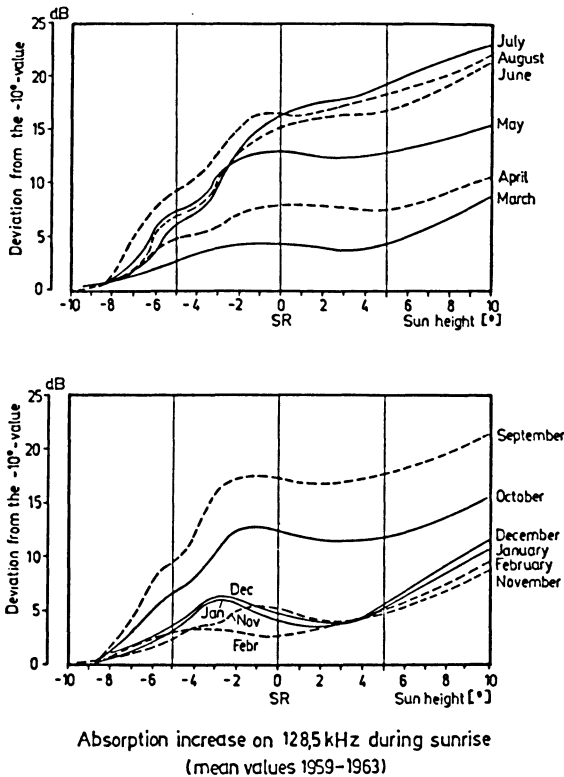


Fig. 2: Absorption increase on 128,5 kHz during sunrise (mean values 1959–1963). For the measuring path see Fig. 3. For clearly separating the sunrise effect, the  $-10^\circ$  value has been subtracted.

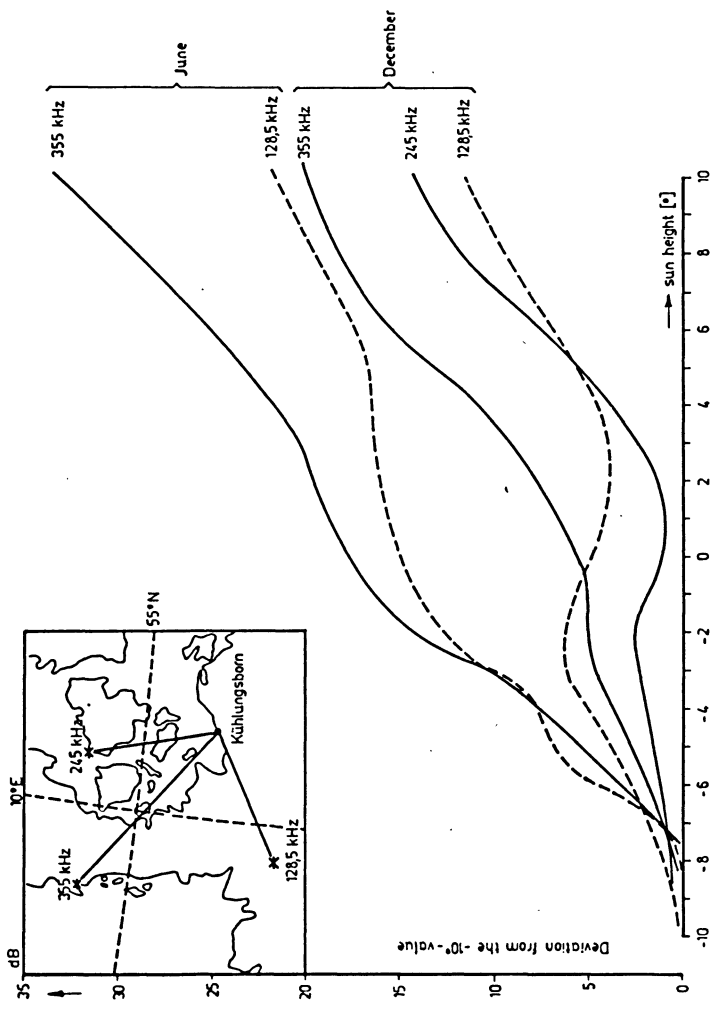


Fig. 3: Sunrise absorption increase on different frequencies and measuring paths. In spite of different path directions, the sunrise effects and their summer—winter differences are quite similar (the 245 kHz transmitter is off during sunrise in summer).

with the observations of sunrise effects by the SOLRAD-satellite, which indicate an effective shadow height for Lyman  $\alpha$  of 80 km, that means it will be effective in the lower D-region only when  $\eta > 0^\circ$ . The first and second absorption increases are not in the same way monotonically rising with  $\eta$ , but they reach saturation levels. Since it is highly improbable that these absorption increases are caused by a variation of the collision frequency, it has to be assumed that there is a change of electron density.

To exclude the possibility that these sunrise effects are a particular behaviour of a certain propagation path, Fig. 3 shows the sunrise absorption increases on the frequencies 128.5, 245 and 355 kHz. The geometry of the propagation paths is indicated. It can be seen that, in spite of the different propagation paths, the sunrise effects are very similar in general; the differing absolute absorption values are certainly due to the different equivalent frequencies. On 245 kHz the transmitter is off during sunrise in summer.

### 1.3 Comparison between sunrise effects at sunspot maximum and minimum

The sunrise absorption increases at  $R_{\max}$  and  $R_{\min}$  are shown in Fig. 4. Generally, the sunrise absorption increase is stronger at  $R_{\max}$ . Thus, at least at our latitude, high-energy particles from the magnetosphere may be a more effective primary ionization source than galactic cosmic rays, because the latter show the opposite variation with  $R$ . As can be seen from Fig. 4, the mean behaviour of LF sunrise effect during winter (December, January, February) and early summer (May, June, July) is very similar at  $R_{\max}$  (November 1958—October 1960,  $\bar{R} \approx 138$ ) and  $R_{\min}$  (July 1963 to June 1965,  $\bar{R} \approx 15$ ). But in both cases the absorption values of the first step in  $R_{\min}$  reach only half the values of  $R_{\max}$ .

Perhaps the first absorption increase occurs a little later during  $R_{\min}$ , but this statement is not significant. The other months in Fig. 4 show clear differences between  $R_{\max}$  and  $R_{\min}$  apart from the above mentioned differences of absorption values. The second absorption increase at about  $-4^\circ$  sunheight from April to November is clearly marked only in the years with higher sunspot number; in  $R_{\min}$  a second step is present only in May, June and July.

## 2. Aeronomic considerations

### 2.1 Introduction

Because the sunrise effects on long wave radio propagation occur at negative sunheights when no ionizing solar radiation can penetrate into the D-region those effects are conveniently ascribed to electron detachment from negative ions by low energy solar photons. If the two distinct steps of absorption increase are due to photodetachment from two different negative ion species, then the negative ion corresponding to the second step should be destroyed later, i. e. when photons with higher energy and



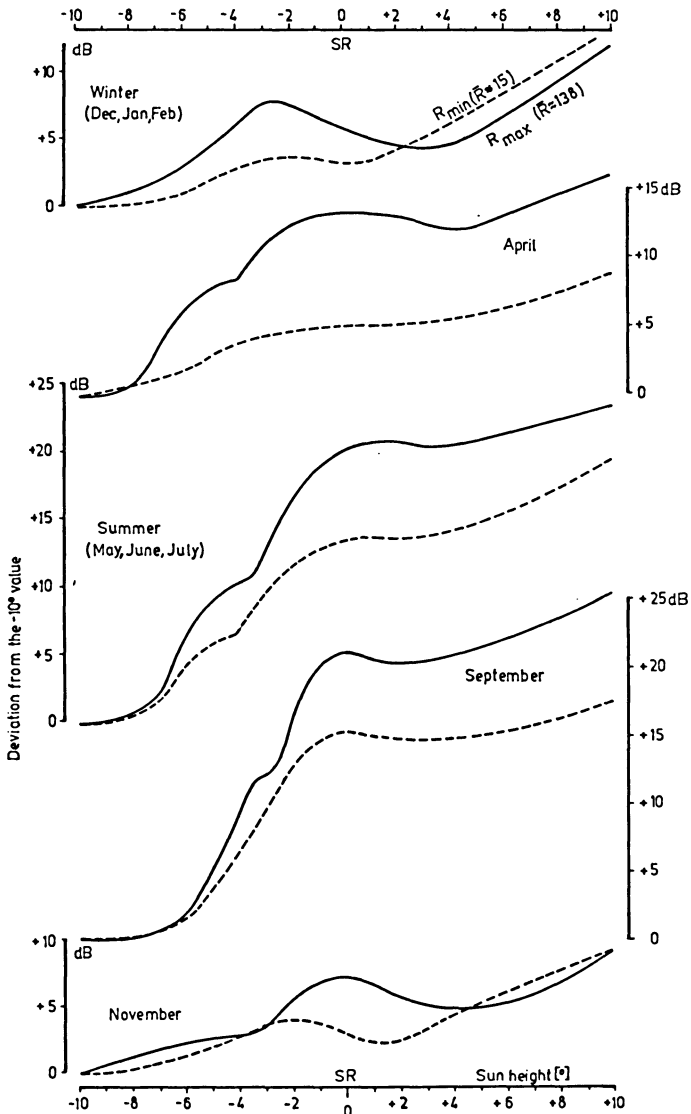


Fig. 4: LF-sunrise-effects (128,5 kHz) in years with high and low solar activity ( $R_{max}$  —,  $R_{min}$  - - -).

higher absorption coefficient in ozone penetrate into the D-region. According to the smaller amount of the sunrise absorption increase during winter, the negative ion concentration at the end of the night should be smaller than during summer. Here, the longer duration of the winter night, providing more time for recombination, might be regarded as a cause, but also true aeronomical changes are assumed to be present, because there is a remarkable time lag between season and amount of sunrise absorption increase (cf. Fig. 2).

In the following sections, the classical  $O_2^-$ ,  $e^-$ -model of the sunrise D-region will be checked by calculating the electron concentrations which have to be assumed if this model should explain the first step of absorption increase as observed during summer at medium sunspot number. The summer sunrise has been chosen because the absorption behaviour prior to the sunrise effect seems to be clearer during summer than during winter (cf. section 1.1 and Fig. 1). During winter, besides the sunrise effect, a different mechanism producing a small absorption increase is present soon after midnight. In summer, the sunrise seems to begin before this complicated situation could develop.

## 2.2 Basic model assumptions

### a) Upper border of electron concentration versus height profile.

An intensity change of the sky wave may be produced by changing the electron concentration in the D-region as well as by changing the steepness of the electron concentration gradient at the lower border of the E-region. Now, distinct steps of absorption increase are found before ground sunrise, which are thought to be caused by electron-photodetachment. In order to find the electron concentrations which would have to be assumed if the whole sunrise effect should be explained by electron photodetachment in the D-region, at the lower border of the E-region a constant steep concentration gradient was assumed.

### b) Negative ion species.

As to the D-region, the investigations carried out so far lead to the conclusion that in the D-Region the negative ions  $O_2^-$ ,  $NO_2^-$  and, perhaps,  $O_3^-$  or  $CO_3^-$  may be present.

As a first attempt, the classical model assuming that the negative ion of the molecular oxygen  $O_2^-$  is the only negative ion existing in the D-region, has been considered. This ion was chiefly selected because of the approximate knowledge of the temporal change of the photodetachment and the numerous reaction coefficients measured in the laboratories.

Furtheron, the small electron affinity of  $O_2$  enables visible light to detach electrons from  $O_2^-$ . Thus, ionospheric effects can be accounted for, which occur when the solid Earth's shadow passes through the upper D-region just below the lower border of the

E-region. E. g., at sunheight  $\eta = -9^\circ$ , the height of the solid Earth's shadow would be about 80 km (without atmospheric refraction), whilst the shadow height of a 30 km thick ozonosphere would be ca. 110 km. Because at about  $\eta = -9^\circ$  generally a first small amount of absorption increase can be found (cf. Fig. 2), a negative ion species appears suitable, the electron of which can be detached by light penetrating the ozonosphere.

As to sunrise effects on radio propagation at negative sun heights, there is additional evidence from VLF observations. J. RIEKER (1963) analyzed sunrise and sunset effects on long wave propagation over great distances, namely, Rugby-Neuchatel (GBR 16 kHz, 832 km) and Balboa-Neuchatel (NBA 18 kHz, 9000 km). Corresponding to each reflection point of these propagation paths, he observed a distinct step of phase advance during sunrise. For Rugby-Neuchatel (one-hop path) that step started, when  $\eta = -8,33^\circ$  at the reflection point, for Balboa-Neuchatel (five-hop path), the steps started when at their corresponding reflection points  $\eta$  was between  $-10,7^\circ$  and  $-16,8^\circ$ . H. VOLLAND (1964) investigated diurnal phase variations of the GBR (Rugby) signal as received at Berlin (16 kHz, 980 km). The amplitude and phase effects (sunrise) began when  $\eta = -9^\circ$  at the midpoint of the propagation path. This behaviour is found very regularly, the angle  $\eta = -9^\circ$  has been taken from monthly mean curves. (June and December 1962).

Sunrise effects at such great solar zenith distances have also been reported for special paths which were nearly parallel to the sunrise terminator, so that nearly a unique sun height applies to the whole path.

E. A. LEWIS and J. E. RASMUSSEN (1962) observed the variation of the phase difference between receiver outputs at Derry N. H. and Hogback Mountain, Vt., the transmitter being NBA (Balboa, 18 kHz). Both propagation paths are about 4000 km long and are nearly parallel to the sunrise line in late October. In the example given, 22. 10. 1960, the sunrise phase transient began nearly at the time, at which the first sun rays reached an altitude of 80 km above Derry (this corresponds to a shadow height of the Ozonosphere of about 110 km).

G. B. CARPENTER and A. L. WHITSON (1965) report on observations of the NPG Signal (24 kHz, transmitter at Jim Creek, Washington) at Tracy, California (path length 1169 km). At 13. 3. 1964, the sunrise terminator was parallel to the propagation path. Sunrise effects started as much as 10 minutes before the shadow of the ozonosphere, the height of which was assumed to be 30 km, would have passed through a height of 90 km.

Generally, to explain the observations, one could think of e. g. sunrise effects in the D-region caused by visible light which can penetrate the ozone layer, or of propagation parameters being influenced by ionospheric effects occurring distant from the great circle path or reflection point. As to the latter case, this has been done e. g. by E. A. LAUTER and K. H. SCHEMLOVSKY (1958) for VLF propagation at oblique incidence in relation to sunrise effects at negative sun-heights for the path Rugby (16 kHz)—Kühlungsborn as well as for atmospheric noise intensity.

As mentioned above, for explaining the LF steep incidence observations, our model has been based upon the first assumption, and as a first attempt the electron concentrations have been checked which would result if our first step of LF-absorption increase is due to photodetachment by visible sunlight only.

Thus the tentative aeronomic model has to take into consideration three components: the electrons (density  $n_e$ ), the positive ions (density  $n_+$ ) and the negative ion  $O_2^-$  (density  $n_-$ ). A model has been used taking into account the night-time ionization rate, three-body- and radiative attachment processes, the photodetachment process, the collision detachment process, the ion-ion recombination, and the electron-ion recombination process (for the special processes and rate coefficients see below).

### c) Starting values of charged particle concentrations.

For solving the reaction kinetic differential equations, one must know the starting values of the concentrations before sunrise in the lower ionosphere. Here, a simplification is introduced, assuming that during night-time especially around sun height  $\eta = -10^\circ$  an equilibrium state is reached between electrons, positive and negative ions i. e.

$$\left(\frac{dn_e}{dt}\right)_{\text{night}} = 0, \quad \left(\frac{dn_+}{dt}\right)_{\text{night}} = 0, \quad \left(\frac{dn_-}{dt}\right)_{\text{night}} = 0 \quad (1)$$

## 2.3 Reaction kinetic equations

After sunrise this equilibrium is disturbed by the incidence of electromagnetic radiation from the visible and infrared spectral range. Thus a new process—the photodetachment process—adds to the loss-processes which diminish the number of negative ions. Since the energy and the flux of the radiation increases with increasing sun height, the photodetachment-rate also changes with time. By the photodetachment process the number of electrons increases, that of the negative ions decreases. The density of positive ions adapts itself to the new conditions. Taking into consideration the processes mentioned above, the electron density and the ion densities are governed by the equations

$$\begin{aligned} \frac{dn_e}{dt} = & q(\text{night}) + (\zeta_{O_2} \cdot n_{O_2} + \zeta_{N_2} \cdot n_{N_2} + \kappa) \cdot n_- - \omega_{O_2} \cdot n_{O_2}^2 \cdot n_e - \omega_{N_2} \cdot n_{N_2} \cdot n_{O_2} \cdot n_e \\ & - \alpha_{O_2} \cdot n_{O_2} \cdot n_e - l_e \cdot n_+ \cdot n_e \end{aligned} \quad (2a)$$

$$\begin{aligned} \frac{dn_-}{dt} = & \alpha_{O_2} \cdot n_{O_2} \cdot n_e + \omega_{O_2} \cdot n_{O_2}^2 \cdot n_e + \omega_{N_2} \cdot n_{N_2} \cdot n_{O_2} \cdot n_e \\ & - (\zeta_{O_2} \cdot n_{O_2} + \zeta_{N_2} \cdot n_{N_2} + \kappa) \cdot n_- - l_- \cdot n_+ \cdot n_- \end{aligned} \quad (2b)$$

$$\frac{dn_+}{dt} = q(\text{night}) - l_e \cdot n_+ \cdot n_e - l_- \cdot n_+ \cdot n_- \quad (2c)$$

and the condition

$$n_+ = n_e + n_- \quad (3)$$

The meaning of the symbols can be taken from Table 1.

The task is now to find from these equations those solutions  $n_e(z, t)$  for which the calculated absorption values in dependence on time are in good agreement with the observed ones.

As mentioned above the photodetachment rate increases with time during the sunrise interval. A rough approximation for this dependence on time has been received in the following way. REID (1961) has calculated the photodetachment rate of  $O_2^-$  in dependence on a parameter  $h_0$ . The connection between this parameter, the height  $h$ , and the solar elevation angle  $\eta$  is given by

$$\cos \eta = \frac{R_e + h_0}{R_e + h}$$

It is possible to transform the sunheights into local time-values for the special days considered here. Along this way the dependence of the photodetachment rate on local time can be calculated. REID has performed his calculations on the basis of a day-time photodetachment rate  $\kappa = 0.44 \text{ s}^{-1}$ . Supposing the same qualitative form for the dependence of  $\kappa$  on time a rough approximative curve has been obtained for a day-time value  $\kappa = 0.1 \text{ s}^{-1}$ .

For the solution of the equation (2) one needs the individual reaction coefficients. Many of them are not very well known. A review about the magnitude of the individual reaction coefficients has been given by NICOLET, SWIDER (1963) and WAGNER (1966). The calculations have been performed with some different combinations of reaction coefficients. One example is given in Table 1.

Table 1.

Reaction	Coefficient Symbol; Value	Reference
$O_2 + O_2 + e \Rightarrow O_2^- + O_2$	$\omega_{O_2}; \quad 2 \cdot 10^{-30} \text{ cm}^6/\text{s}$	VAN LINT, WYATT (1963) CHANIN et al. (1962)
$O_2 + N_2 + e \Rightarrow O_2^- + N_2$	$\omega_{N_2}; \quad 1 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^6/\text{s}$	VAN LINT, WYATT (1963) CHANIN et al. (1962)
$O_2 + e \Rightarrow O_2^- + h\nu$	$\alpha_{O_2}; \quad 2 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^3/\text{s}$	WAGNER (1966)
$O_2^- + O_2 \Rightarrow O_2 + O_2 + e$	$\zeta_{O_2}; \quad 4 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^3/\text{s}$	NICOLET, AIKIN (1960) BAILY (1959)
$O_2^- + N_2 \Rightarrow O_2 + N_2 + e$	$\zeta_{N_2}; \quad 10^{-18} \text{ cm}^3/\text{s}$	WAGNER (1966)
$O_2^- + h\nu \Rightarrow O_2 + e$	$\kappa; \quad 0.1 \text{ s}^{-1} \text{ (daytime)}$	POPPOFF, WHITTEN (1963)
$O_2^- + A^+ \Rightarrow O_2^* + A^*(1)$	$\iota_-; \quad 10^{-8} \text{ cm}^3/\text{s}$	WHITTEN, POPPOFF (1964)
$A^+ + e \Rightarrow A^*(1)$	$\iota_e; \quad 3 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{s}$	WAGNER (1966)

<sup>1)</sup> A may be a molecule or atom, A\* may be an excited atom or molecule or a molecule just before dissociation.

The equations (2) with (3) have been solved assuming that the real ionisation rate  $q$  is known. This solution has been performed taking into consideration the facts that  $n_+$  varies slowly, and that the ratio of negative ions to electrons  $\lambda = n_-/n_e$  reaches the equilibrium values within a few seconds. For this reason an equation for  $\lambda$  has been used instead of (2b) as the third equation.

In order to solve the equations, it is necessary to know the real ionisation rate  $q$ . Since no radiation, which is able to ionize neutral particles, can penetrate into the D-region during the whole time from sunrise in 100 km to sunrise at ground, the real ionisation rate  $q$  is supposed to remain the same as it is during night-time. The night-time ionisation was first supposed to be equal to the ionisation rate by cosmic radiation as given by NICOLET (1958). With this assumption, however, it was not possible to explain the night-time absorption and, above all, the sunrise effects. Therefore, first of all, one has to determine the ionisation rate  $q$  (night) from a suitable night-time electron density distribution e. g. from the electron density distribution  $n_e(z)$  for  $\eta = -10^\circ$ . Assuming that during night-time the ionosphere has reached an equilibrium i. e. taking into consideration equ. (1) and (3) it is possible to determine  $q$  (night) from the formulae

$$\lambda = \frac{n_-}{n_e} = - \frac{\zeta_{O_2} \cdot n_{O_2} + \zeta_{N_2} \cdot n_{N_2} + I_- \cdot n_e}{2 \cdot I_- \cdot n_e} + \left\{ \left( \frac{\zeta_{O_2} \cdot n_{O_2} + \zeta_{N_2} \cdot n_{N_2} + I_- \cdot n_e}{2 \cdot I_- \cdot n_e} \right)^2 + \frac{\alpha_{O_2} \cdot n_{O_2} + \omega_{O_2} \cdot n_{O_2}^2 + \omega_{N_2} \cdot n_{N_2} \cdot n_{O_2}}{I_- \cdot n_e} \right\}^{1/2} \quad (4a)$$

$$q(\text{night}) = (1 + \lambda)(I_e + I_- \cdot \lambda) \cdot n_e^2 \quad (4b)$$

In the following investigations the determination of a suitable night-time electron density profile proved to be the major problem. Starting from this profile, electron density distribution  $n_e(z, t)$  can be calculated in dependence on time. With these  $n_e(z, t)$ -profiles absorption curves  $L(t)$  must be computed and compared with the observed ones in Fig. 1.

## 2.4 Full wave absorption calculations

The absorption calculation has been done by solving the four coupled linear differential equations for the four horizontal electric and magnetic field components as given by K. G. BUDDEN (1961):

$$\frac{d}{dz} e = -ik_0 T(z) e \quad (5)$$

Here,  $e$  is a complex four-vector consisting of the four horizontal electric resp. magnetic components of the electromagnetic wave field, whereas  $T(z)$  is a complex 4-4-matrix, depending on the height  $z$ . Two linear independent solutions of (5) have to be calculated starting with pure upgoing waves at a sufficiently high starting altitude.

To avoid "swamping" of the linear independent solutions by the non-penetrating upgoing wave, PITTEWAY's (1965) method of reorthogonalization has been used. From the solutions in the free space below the ionosphere, the ionospheric reflection matrix  $R$  is calculated.

$$R = \begin{pmatrix} R_{\parallel\parallel} & R_{\perp\parallel} \\ R_{\parallel\perp} & R_{\perp\perp} \end{pmatrix} \quad (6)$$

In the four components of  $R$ , the first resp. second index indicates the polarization of the upgoing resp. downgoing wave with respect to the plane of incidence. For the measuring path Zeven-Kühlungsborn, the transmitted upgoing wave is polarized parallelly to the plane of incidence. At the receiver, the groundwave is suppressed by a loop aerial system, the normal axis of which points to the transmitter, Thus, only that component of the downcoming wave is received, which is polarized vertically to the plane of incidence:

$$L_{\text{observed}} = -20 \log R_{\parallel\perp}(t). \quad (7)$$

The task is to find such electron concentration profiles  $n_e(z, t)$  which obey the reaction kinetic differential equations and give the observed  $R_{\parallel\perp}(t)$  by full wave calculation. Besides the electron concentration  $n_e(z, t)$  the electron collision frequency  $\nu(z)$  is needed for calculating  $T$ .  $\nu$  was firstly supposed to be independent on electron velocity (classical magnetoionic approach). For

$$\nu < \frac{\omega}{3}, \quad \nu_{\text{eff}} = \frac{5}{2} \nu_M$$

was used, and for

$$\nu > 3\omega, \quad \nu_{\text{eff}} = \frac{3}{2} \nu_M$$

was used to calculate  $T$ ,  $\nu_M$  being the collision frequency for mono-energetic electrons of energy  $kT$ . Lateron, the calculations were performed with velocity-dependent electron collisional frequencies (Sen-Wyller-theory). The change in absorption values found is within 10% (ca. 1 dB), which is meaningless with respect to the other uncertainties involved in the model.  $\nu_M(z)$  was taken from DEEKS (1966) and extrapolated parallelly to the curves of HALL and FOOKS (1965) above 90 km. Since the full-wave theory deals with plane electromagnetic waves, an angle of incidence must be

chosen. In the particular case of the sunrise D-region, reflection at the lower border of the E-layer has been assumed. The angle of incidence was therefore calculated from reflection height, which is supposed to be 95 km in this case, and transmitter-receiver distance, and checked by full-wave phase calculations.

### 2.5 $n_e(z)$ profile construction by trial- and error method

From the night-time electron concentration profiles  $n_e(z, t_0)$ , one gets the time-dependent profile  $n_e(z, t)$  during sunrise by solving the reaction kinetic differential equations. From  $n_e(z, t)$ , the absorption  $L(t)$  is calculated by the full-wave-theory. Both  $n_e(z, t)$  and  $L(t)$  were calculated by aid of computers. A first profile  $n_{e,0}(z, t)$  was constructed using a simplified set of reaction kinetic equations (suppressing the recombination terms) as well as a simplified absorption calculation basing on the APPLETON-HARTREE-Formula. This  $n_{e,0}(z, t)$  was adjusted to give the observed absorption variation  $L(t)$  by applying the more sophisticated reaction kinetics including recombination, which are described in section 2.3 and the full wave absorption calculations discussed above. Since the concentration  $n_e(z, t)$  turned out to be nearly proportional to  $n_e(z, t_0)$  in spite of the non-linear recombination terms, and the absorption  $\Delta L$  of an ionospheric slab was nearly proportional to  $n_e$  and the slab thickness  $\Delta z$ , the modification of  $n_{e,0}(z, t)$  reduced to a linear procedure which could easily be accomplished using a desk-calculator.

### 3. Results and discussion

The resulting summer profiles (medium latitude, medium sunspot number) are shown in Fig. 5; observed and calculated absorption is compared in Fig. 6. As may be seen, the  $O_2$ -model can only interpret the first step of absorption increase between sun heights  $\eta = -10^\circ$  and  $-4^\circ$ . For the second increase a free electron source may be responsible, which needs photons with higher energy and larger atmospheric absorption coefficients. As to the  $n_e(z, t)$  profiles at  $\eta = -4^\circ$ , a maximum is found near 65 km, similar to results found at  $\eta = 0^\circ$  by D. G. DEEKS (1966). In both cases the maxima remain nearly constant after sunrise, a feature which is to be expected in the medium latitude D-region. The special shape of the profiles near 55 km corresponds to the last part of the first step of absorption increase, if it is to be explained by electron photodetachment from  $O_2$ . The minimum around 85 km seems very deep. Eventually, other negative ions with higher electron affinities may be important in this region, giving other electron concentrations and producing by photodetachment the further absorption increase at negative sun heights above  $-4^\circ$ , which is found regularly during summer. The photons producing the photodetachment of electrons from this second kind of negative ions do not seem to penetrate into these altitudes as long as the radiation must cross the ozone layer. That means: The second increase step in the absorption measurements may be due to photodetachment of electrons from negative



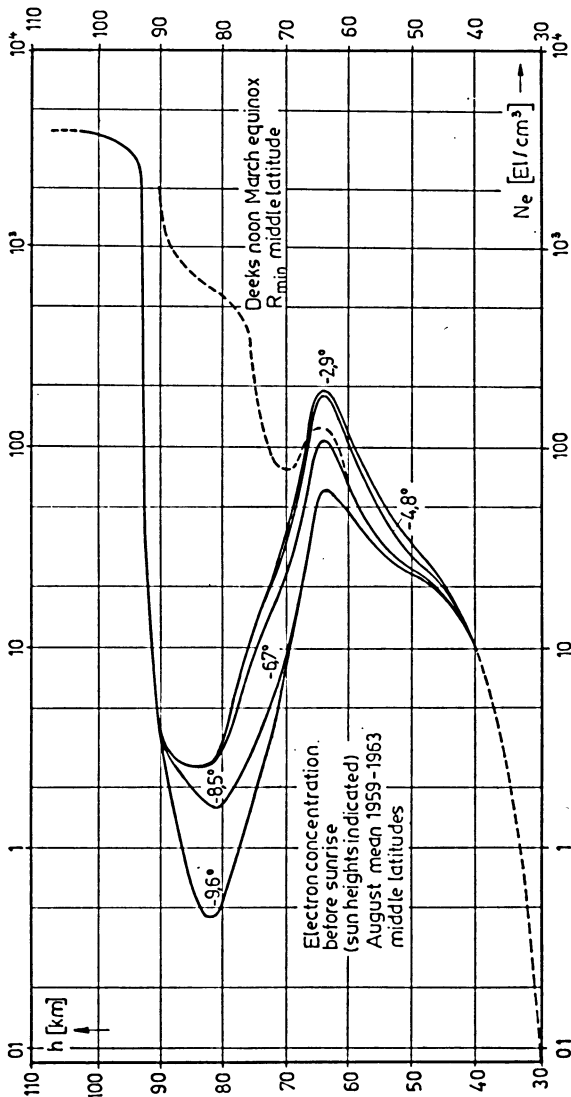


Fig. 5: Theoretical sunrise electron concentration profiles. These profiles result, if the observed sunrise absorption increase during summer (cf. Fig. 2, 128.5 kHz) for negative sunheights below  $-4^\circ$  is to be explained by electron photodetachment from  $O_2^-$  (the upper part of the  $n_e(z)$  profile having been kept constant).

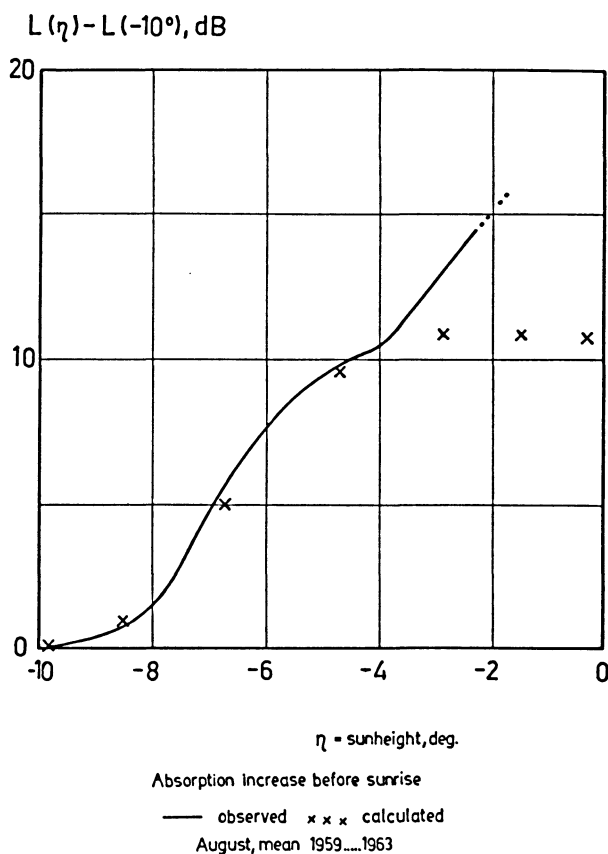


Fig. 6: Comparison of the observed sunrise absorption increase (128,5 kHz; summer; cf. Fig. 2) and the increase which results from the theoretical profiles of Fig. 5 (basing upon electron photodetachment from  $\text{O}_2^-$ ). For discussion see text.

ions with higher electron affinity by photons from the UV-range which had been absorbed before in the ozone layer. Therefore negative ions with electron affinity above 3 eV would have to be assumed e. g.  $\text{NO}_2^-$ . The absence of the second absorption increase during the winter months (see Fig. 2) seems to indicate a seasonal change of negative ion composition in the D-region.

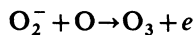
As it has already been mentioned, there was no possibility of explaining the necessary night-time  $n_e, n_-$  profiles by the cosmic ray ionization  $q_{CR}(z)$ . Calculating  $q(z)$  from the reaction kinetic loss terms (equilibrium at sun height  $\eta = -10^\circ$  assumed), the difference against  $q_{CR}(z)$  is most serious in the height region between 70 and 90 km

where  $q$  shows a deep minimum. This result again indicates the presence of further negative ions in this height region which would require also a higher ionization rate, so that the minimum can be removed.

Recently, MECHTLY and BOWHILL (1968) and SECHRIST (1968) have published rocket results of D-region electron concentration during sunrise; VLF absorption at steep incidence has been measured simultaneously. At those days, for which rocket results are given, the VLF absorption increase started at solar zenith angles not greater than  $98^\circ$ . The electron density profiles are completely different from those presented in Fig. 5, showing concentrations of about  $10^2 \text{ cm}^{-3}$  at 85 km and steep gradients between 70 and 82 km; below 70 km, the electron concentrations are very small ( $< 0,1 \text{ cm}^{-3}$ ). According to the height at which the steep gradients occur, from solar zenith angle and UV absorption in the ozonosphere, minimum photodetachment energies are calculated as 3,9...4,6 eV. For photons with such high energy, the ozone shadow is effective, preventing sunrise effects in the D-region at  $\eta \approx -9^\circ$ . As described above (section 2.2), there is some evidence for such effects (also Sechrist mentions an observation of VLF amplitude decrease at  $\eta = -9^\circ$ , which occurs, however, only infrequently). Thus from observational evidence, there seems to be a need for a free electron source depending on low energy photons which can penetrate the ozone layer<sup>1</sup>). From the above presented results, it is seen, that the classical  $\text{O}_2^-$ -model, which gives the early beginning of absorption increase, may not explain the rocket-measured electron concentrations and the CR ionization rate.

Thus for explaining the LF sunrise observations by electron photodetachment, two free-electron sources have to be assumed, the first of them being effective below the ozone shadow and consisting of negative ions with low detachment energy, and the other one containing negative ions with higher detachment energy and producing free electrons above the ozone shadow. In both cases, there is urgent need for laboratory measured reaction kinetic coefficients as a reliable basis for aeronomic calculations.

During night, the electron concentration in the lower D-region corresponding to the classical model is markedly greater than rocket measured values. Enlarging the day to night ratio of the electron detachment rate, could remove the discrepancy, because the same electron concentration increase is then produced starting from a smaller night time value. The associative detachment



may act in that direction, for it depends upon the O concentration, which increases during sunrise.

<sup>1</sup>) Otherwise, if the  $\text{O}_3$  shadow should be effective only, ionospheric effects are to be expected at  $\eta \geq -8^\circ$  ( $\text{O}_3$  shadow height  $\leq 90$  km). The first small absorption increase ( $\eta = -9^\circ$  at path midpoint) should then be caused by U. V. sunrise at a point, which is located  $1^\circ$  east, i. e. ca. 100 km distant, from path midpoint.

**Note added in proof**

G. C. REID (1968) has published PCA-results which indicate the importance of the reaction  $O_2^- + O \Rightarrow O_3 + e^-$  in the sunlit D-region below 75 km. By this reaction, a greater day/night ratio of the electron detachment rate than that of the above described model may be caused, giving the same electron concentration increase at smaller initial values. Thus, the unexpectedly high electron concentrations during night (Fig. 5) might be reduced. S. A. BOWHILL (1969) considering the present stage of D- and E-region chemistry, reviews observations which indicate that other negative ions than  $O_2^-$  must be present during sunrise in the D-region, and states the difficulty of explaining the VLF observations without free electron production by visible sunlight.

Thus, the necessity of further direct aeronomic measurements as a basis for interpreting the radio propagation results by the aid of improved aeronomic models is underlined once more.

**References**

- BAILY, D. K.: Proc. I. R. E., 47, 255, 1959
- BOWHILL, S. A.: J. Atm. Terr. Phys., 31, 731, 1969
- BUDDEN, K. G.: Radio waves in the ionosphere, Cambridge, University Press, 1961
- CARPENTER, G. B., and A. L. WHITSON: J. Res. NBS 69 D, 651—657, 1965
- CHANIN, L. M., A. V. PHELPS, and M. A. BIONDI: Physic. Rev., 128, 219, 1962
- DEEKS, D. G.: Proc. Roy. Soc., A 291, 413—437, 1966
- HALL, J. E., and J. FOOKS: Planet. Space Sci., 13, 1013—1030, 1965
- LAUTER, E. A.: Ann. Géophys. 22, 289, 1966
- LAUTER, E. A., G. ENTZIAN, and R. KNUTH: Z. Meteorol., 14, 275—286, 1960
- LAUTER, E. A., and R. KNUTH: J. Atm. Terr. Phys. 29, 411—417, 1967
- LAUTER, E. A., and K. H. SCHMELOVSKY: Gerlands Beitr. z. Geophys. 67, 218—231, 1958
- LEWIS, R. A., and J. E. RASMUSSEN: J. Geophys. Res. 67, 4906—4908, 1962
- VAN LINT, V. A. J., and M. E. WYATT: 16th Annual Gaseous Electronic Conf. Pittsburg 1963
- MECHTLY, E. A., and L. G. SMITH: J. Atm. Terr. Phys. 30, 363—369, 1968
- NICOLET, M.: Pennsylvania State Univ. Ionosph. Res. Sci. Rep. 102, 76, 1958
- NICOLET, M., and A. C. AIKIN: J. Geophys. Res., 65, 1469, 1960
- NICOLET, M., and W. SWIDER: Planet. Space Sci., 11, 1459, 1963
- PITTEWAY, M. L. V.: Philos. Trans. Roy. Soc. London, Ser. A, 219—271, 1965

POPPOFF, J. G., and R. C. WHITTEN: SRI Project No PAU-3624, March 1963

REID, G. C.: J. Geophys. Res. 66, 4071—4085, 1961

—: Planet. Space Sci.. 17, 731, 1968

RIEKER, J.: J. Res. NBS 67 D, 119—138, 1963

SECHRIST, jr. C. F.: JATP 30, 371, 1968

VOLLAND, H.: J. Res. NBS 68 D, 225—238, 1964

WAGNER, C.-U.: NKGG Reihe II, Heft 2, 127, 1966

WHITTEN, R. C., and J. G. POPPOFF: J. Atmosph. Sci., 21, 117, 1964



## **Simultane Beobachtungen verschiedener ionosphärischer Phänomene während des erdmagnetischen Sturmes vom 31. Oktober bis 2. November 1968**

### **Simultaneous observations of various ionospheric phenomena during the geomagnetic storm of October 31 to November 2, 1968**

Von P. CZECHOWSKY, H. KOCHAN, G. LANGE-HESSE, H. LAUCHE und  
H. G. MÖLLER, Lindau/Harz<sup>1)</sup>

Eingegangen 1. August 1969

*Zusammenfassung:* Zu Zeiten starker erdmagnetischer Stürme treten vornehmlich in der Ionosphäre polarer Breiten neben sichtbaren und subvisuellen Polarlichtern sogenannte Radio-Polarlichter auf. Diese Radio-Polarlichter sind Inhomogenitäten der Elektronendichte, die in charakteristischer Weise Radiowellen vom HF-(3—30 MHz) bis zum UHF-Bereich (300—3000 MHz) streuen. Mit einer im Herbst 1967 fertiggestellten Kette von Sende- und Empfangsstationen wurden erstmals während des Magnetsturmes vom 31. 10.—2. 11. 1968 Rückstreuechos von Radiopolarlichtern registriert. Die Beobachtungsfrequenzen reichten vom HF-(3—30 MHz) bis zum VHF-Bereich (30—300 MHz). Es wurden sowohl Echos aus der E- als auch aus der F-Region der Ionosphäre im Gebiet von ungefähr 55° und 65° geomagnetisch Nord beobachtet. Aus den Störvektoren der Magnetogramme von 10 erdmagnetischen Observatorien wurden für die Zeiten, an denen die südlichste Beobachtungsstrecke (Bielstein-Lindau) maximale Echos zeigte, die äquivalenten Linienströme berechnet. Die erdmagnetischen Registrierungen und der Verlauf der Rückstreumplituden stimmen zum Teil sogar in Einzelheiten überein. Während des Magnetsturmes veränderte sich die Lage des polaren Elektrojet (PEJ) fortlaufend. Die einzelne Station registrierte dann Rückstreuechos, wenn der PEJ im Bereich der für diese Station berechneten Rückstreurolve lag. Beginn und Ende der jeweiligen Rückstreu-Ausbreitung wie auch die Amplitude der empfangenen Signale waren außerdem von der Stärke des PEJ (Schwellenwert) abhängig. Daraus ergibt sich eine Bestätigung der Theorie von D. T. FARLEY und O. BUNEMAN, daß nämlich der Elektrojet die Inhomogenitäten der Elektronendichte (Plasma-Wellen) in der E-Region erzeugt, an denen die Radiowellen gestreut werden. Die im HF-Bereich beobachteten Echos von feldorientierten Irregularitäten in der F-Schicht, stehen im Zusammenhang mit stark positiven Werten von  $\Delta H$ . Das Verschwinden und die Neubildung der F2-Schicht im Verlaufe des Magnetsturmes wird an Hand einer 2x F-Scatter Ausbreitung gezeigt. Die Rückstremessungen werden durch optische Beobachtungen wie Photometeraufzeichnungen der roten (6300 Å) und grünen (5577 Å) Sauerstofflinie und Polarlichtmeldungen von deutschen Schiffen ergänzt.

<sup>1)</sup> Dipl.-Phys. PETER CZECHOWSKY, HERMANN KOCHAN, DR. GÜNTHER LANGE-HESSE, Dipl.-Phys. HANS LAUCHE und DR. HANS GEORG MÖLLER, Max-Planck-Institut für Aeronomie, 3411 Lindau/Harz.

*Summary:* At times of strong geomagnetic storms so called radio aurorae appear as well as visual and subvisual aurorae especially in the polar ionosphere. These radio aurorae are caused by inhomogeneities of electron density which give rise to scattering of radio waves from the hf-(3–30 MHz) to the uhf-band (300–3000 MHz) in a very characteristic manner. During the magnetic storm from October 31 to November 2, 1968 it was possible for the first time to record backscatter echoes from radio aurora with a chain of transmitting and receiving stations which was completed in autumn 1967. The frequencies used were in the hf-(3–30 MHz) and the vhf-band (30–300 MHz). Echoes from the E- as well as from the F-region of the ionosphere were received from the area between approximately 55° and 65° geomagnetic north. For the times when the most southern transmitting and receiving line (Bielstein-Lindau) showed strong echoes equivalent current systems were computed from the disturbance vectors of the magnetograms of ten geomagnetic observatories. The magnetic recordings and the backscatter-amplitudes show very similar variations sometimes even in detail. During the magnetic storm the position of the polar electrojet (PEJ) changed continuously. The individual station received strong echoes at times when the PEJ lay in the area of the backscatter-curve which was computed for this station. The beginning and the end of the scattering-process as well as the amplitude of the scattered signals also depend on the strength of the PEJ (threshold-value). This confirms the theory of D. T. FARLEY and O. BUNEMAN, that the electrojet produces the inhomogeneities of electron density (plasma-waves) in the E-region which give rise to scattering of radio waves. The echoes from field-aligned irregularities in the F-layer are associated with high positive values of  $\Delta H$ . The disappearance and the reappearance of the F2-layer of the ionosphere during this magnetic storm is observed by means of 2x F-scatter propagation. The backscatter measurements were complemented by optical observations as photometer recordings of the red (6300 Å) and green (5577 Å) oxygen lines and by visual aurora observation from German ships.

## Einleitung

Seit Mitte des Jahres 1963 werden beim Max-Planck-Institut für Aeronomie in Lindau Rückstreuuntersuchungen an Radio-Polarlichtern im Kurzwellenbereich durchgeführt. Zuvor waren schon Beobachtungen von sichtbaren Polarlichtern und von Radio-Polarlichtern, die durch freiwillige Mitarbeit von Land- und Seebeobachtern sowie von Funkamateuren gewonnen wurden, vom Institut koordiniert und wissenschaftlich ausgewertet worden [LANGE-HESSE 1963; CZECHOWSKY 1966]. Die Bezeichnung „Radio-Polarlicht“ ist die deutsche Übersetzung des englischen Fachausdrucks „radio-aurora“, der von COLLINS und FORSYTH [1959] eingeführt wurde. Darunter versteht man Inhomogenitäten der Elektronendichte in der Ionosphäre, die zu Zeiten starker erdmagnetischer Stürme auftreten und in charakteristischer Weise Radiowellen vom HF-(3–30 MHz) bis zum UHF-Bereich (300–3000 MHz) streuen.

Seit Herbst 1967 führt das Max-Planck-Institut auch Beobachtungen mit einem größeren Stationsnetz im Ultrakurzwellen-Bereich durch. Die Lage der einzelnen Sende- und Empfangsanlagen, sowie die Richtung der zugehörigen Antennen ist aus Abb. 1 zu entnehmen. Zur Zeit sind folgende Bakensender in Betrieb: DL0AR (Bielstein, Teutoburger Wald) auf der Frequenz 29,0 MHz, DL0PR (Garding, Schleswig-Holstein) auf der Frequenz 145,971 MHz und SM4MPI (Borlänge, Schweden) auf der Frequenz 145,960 MHz. Die Empfangsstationen sind Lindau (für 145,960



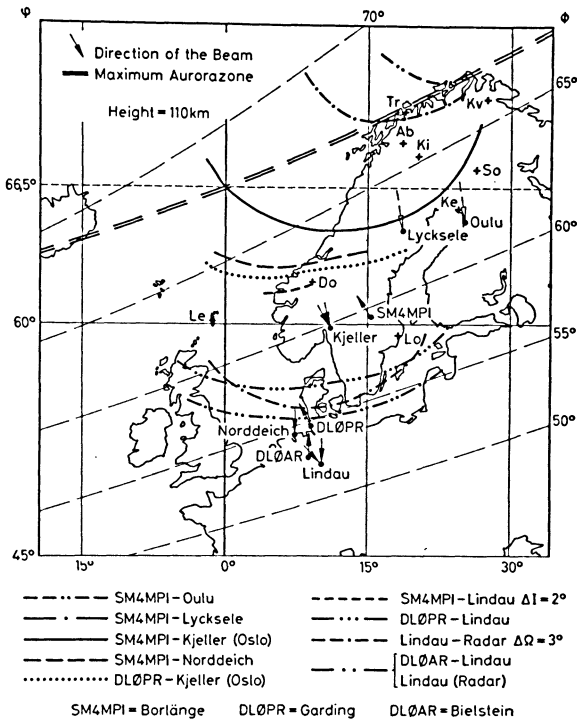


Abb. 1: Rückstreukurven der unter der Zeichnung angegebenen Stationenpaare für eine Höhe von 110 km. Die Pfeile geben die Antennenrichtungen der Sende- und Empfangsanlagen an. Die Sender sind: DLØAR (29,0 MHz), DLØPR (145,971 MHz) und SM4MPI (145,960 MHz).

Backscatter-curves calculated for a height of 110 km of the pairs of stations which are listed at the lower border of this figure. The arrows indicate the directions of the antenna beams of the transmitting and receiving stations. The transmitters are: DLØAR (29,0 MHz), DLØPR (145,971 MHz) and SM4MPI (145, 960 MHz).

MHz, 145,971 MHz und 29,0 MHz), Norddeich (für 145,960 MHz) und Kjeller bei Oslo (für 145,960 MHz und 145,971 MHz). Die Frequenzen wurden in die Amateurfunkbänder gelegt, um sich bei Beobachtungen die wertvolle Mitarbeit der Funkamateure zu sichern. Die Sender unterbrechen einmal pro Minute das Dauerstrichsignal und tasten ihr Rufzeichen, das dann jeweils in den Registrierungen der Empfangsstation durch die kammförmige Struktur zu erkennen ist.

### Theorie

Neuere Modellvorstellungen über den Streumechanismus elektromagnetischer Wellen des VHF-Bereichs an Radio-Polarlichtern wurden von BOOKER [1956], MOORCROFT [1961], BUNEMAN [1963] und FARLEY [1963] entwickelt. In der vorliegen-

den Arbeit sollen die Beobachtungsergebnisse vom 31. 10.—2. 11. 1968 mit diesen Theorien verglichen werden.

Das BOOKERSche Modell basiert auf der Annahme von Turbulenzen in der E-Region der Ionosphäre mit einer statistischen Verteilung von säulenförmigen, feldorientierten Inhomogenitäten der Elektronendichte. Der Zusammenhang zwischen dem Streuquerschnitt  $\sigma$  und der Beobachtungswellenlänge  $\lambda$  ist gegeben durch

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-\frac{c}{\lambda^2}\right),$$

wobei  $c$  ein von der Größe der Inhomogenitäten und von der Ausbreitungsgeometrie abhängiger Parameter ist. Ein wichtiger Begriff bei Polarlicht-Rückstreubeobachtungen ist die sogenannte Aspektempfindlichkeit. Darunter versteht man die Abhängigkeit der rückgestreuten Leistung vom Winkel zwischen den Wellennormalen  $\mathbf{k}_0$  und  $\mathbf{k}_1$  der einfallenden bzw. gestreuten Wellen und der Richtung des Erdmagnetfeldes. Für die Rückstreuung ultrakurzer und kurzer Wellen an Polarlichtern sind dann optimale Bedingungen gegeben, wenn die Richtungskosinus der Wellennormalen  $n_0(\mathbf{k}_0)$  und  $n_1(\mathbf{k}_1)$  in bezug auf das Erdmagnetfeld gleich groß sind. Aus den geometrischen Örtern, für die diese Bedingung  $n_0(\mathbf{k}_0) = n_1(\mathbf{k}_1)$  erfüllt ist, ergeben sich die sogenannten Rückstreu曲ven. Zur Geometrie der Ausbreitungswege und zur Berechnung der Rückstreu曲ven finden sich Beiträge bei CHAPMAN [1952], MILLMAN [1959] und CZECHOWSKY [1966]. Diese Kurven sind in Abb. 1 für die einzelnen Stationenpaare eingezeichnet. Die Rückstreu曲ve SM4MPI-Lindau wurde für eine veränderte Inklination  $\Delta I = 2^\circ$  berechnet, weil aufgrund der Ausbreitungsgeometrie die ideale Rückstreubedingung nicht erfüllt werden kann. Die Radarkurven von Lindau sind für Ausbreitungswinkel [vgl. CZECHOWSKY 1966]  $\Omega = 90^\circ$  und für  $\Omega = 87^\circ$  ( $\cong \Delta I = 3^\circ$ ) dargestellt. Weicht die Ausbreitungsgeometrie von der oben genannten Bedingung ab, so versagt die BOOKERSche Theorie. Außerdem sind bei Rückstreubeobachtungen Dopplerverschiebungen gemessen worden, die auf Bewegungsvorgänge in den Streuzentren zurückzuführen sind. Die BOOKERSche Theorie beschreibt keine zeitabhängige Veränderung der streuenden Inhomogenitäten.

Diese Mängel vermeiden die Theorien von FARLEY [1963] und BUNEMAN [1963], die die rückstreuenden Zentren als longitudinale Plasmawellen beschreiben. Beide Autoren zeigen theoretisch, daß in einem stromdurchflossenen Plasma wie z. B. im polaren und äquatorialen Elektrojet eine Zweistrom-Instabilität entstehen kann, wenn der Elektrojet einen Schwellenwert überschreitet. Der Schwellenwert wird erreicht, wenn die relative Driftgeschwindigkeit zwischen Ionen und Elektronen im Elektrojet einen kritischen Wert von der Größenordnung der thermischen Geschwindigkeit der Ionen annimmt. Dann werden longitudinale Plasmawellen angeregt, die sich mit der Schallgeschwindigkeit des umgebenden Mediums senkrecht zum Erdmagnetfeld in Richtung des Elektrojet ausbreiten.

BOWLES, BALSLEY und COHEN [1963] und COHEN und BOWLES [1963] zeigten, daß sich ihre Beobachtungen am magnetischen Äquator mit der Annahme von derartigen Plasmawellen deuten lassen. Diese Autoren folgern weiter, daß es sich auch bei feldorientierten Inhomogenitäten in der polaren Ionosphäre (Radio-Polarlichter) um Plasmawellen handelt, die durch den Elektrojet angeregt werden.

Das Ziel der vom Lindauer Institut betriebenen Untersuchungen ist es, die Richtigkeit dieser Annahmen zu überprüfen. Erste Beobachtungsergebnisse, die mit dem in Abb. 1 gezeigten Stationsnetz gewonnen wurden, sind von CZECHOWSKY [1969] und CZECHOWSKY und LANGE-HESSÉ [1969] veröffentlicht worden.

### Ergebnisse der Rückstreubeobachtungen mit Bakensendern

Im Zeitraum vom 31. 10. bis 2. 11. 1968 registrierten erstmals alle Empfangsstationen während eines starken erdmagnetischen Sturmes Rückstreu-Echos von großer Amplitude. Diese Meßergebnisse sollen in der vorliegenden Arbeit dargestellt und diskutiert werden.

In den Abb. 2, 3 und 4 (s. S. 82/83) sind von Norden nach Süden geordnet die Registrierungen der in der Abb. 1 aufgeführten Stationenpaare zusammengestellt. Da nach der Plasma-Instabilitätstheorie ein Zusammenhang zwischen der Lage und Intensität des polaren Elektrojet (PEJ) und dem Auftreten von Rückstreu-Echos vermutet wird, sind über diese Registrierungen die *H*- und *Z*-Magnetogramme des erdmagnetischen Observatoriums Rude Skov eingezeichnet. Rude Skov (Abb. 10; s. S. 88) liegt etwa in der Mitte zwischen den Rückstreu- und Echoskurven der Stationenpaare Garding-Lindau und Bielstein-Lindau, sowie unweit der Kurve für den Radarfall Lindau (Abb. 1). In den Abb. 5 bis 8 (s. S. 84/85) sind außerdem die *H*- und *Z*-Komponenten der Magnetogramme von fünf erdmagnetischen Observatorien aus dem Gebiet der Rückstreu- und Echoskurven von Norden nach Süden übereinander gezeichnet. Zur Veranschaulichung der globalen Lage des polaren Elektrojet wird das Modell von AKASOFU, CHAPMAN und MENG [1965] zugrunde gelegt (Abb. 9; s. S. 86). Die Besonderheit dieses Modells liegt gegenüber älteren Vorstellungen in der Annahme eines PEJ, der mit seinem Hauptteil westwärts entlang dem Polarlicht-Oval fließt. Die Stärke des PEJ ist dabei nicht gleichmäßig entlang des ganzen Ovals, sondern erreicht eine maximale Stärke zwischen dem Mitternachts- und dem Morgensektor. Der Hauptanteil dieses sehr starken PEJ schließt sich über die Polkappe. Ein zunächst westwärts fließender Reststrom geht vom Nachmittagssektor aus, biegt aber noch innerhalb dieses Sektors nach Osten um (Rückstrom), kreuzt den Mitternachtsmeridian und vereinigt sich schließlich im Morgensektor nach einer erneuten Richtungsumkehr wieder mit dem westwärts fließenden Hauptstrom.

Ein erster Blick auf die Rückstreuregistrierungen und die Magnetogramme zeigt folgenden Zusammenhang: Je stärker die erdmagnetische Störung wird, um so mehr nimmt die Amplitude der Echos auf den nördlichen Übertragungsstrecken ab und auf den südlichen zu. Sehr ausgeprägt ist diese Erscheinung auf den beiden

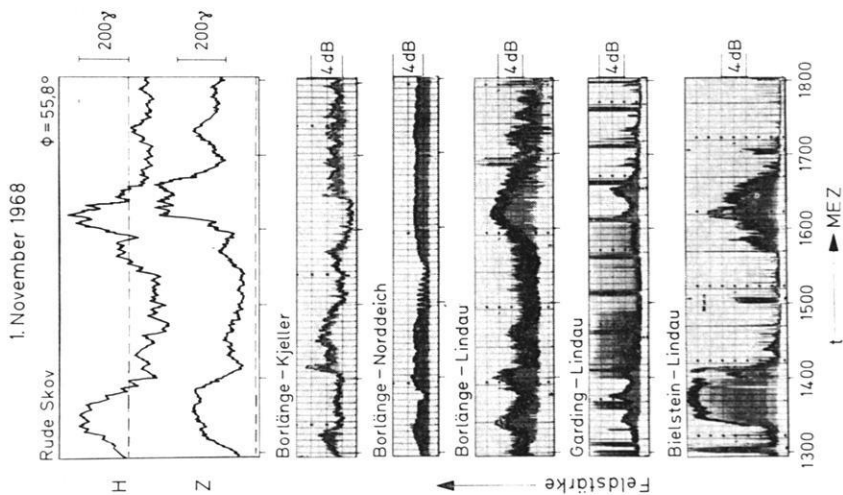


Abb. 3.

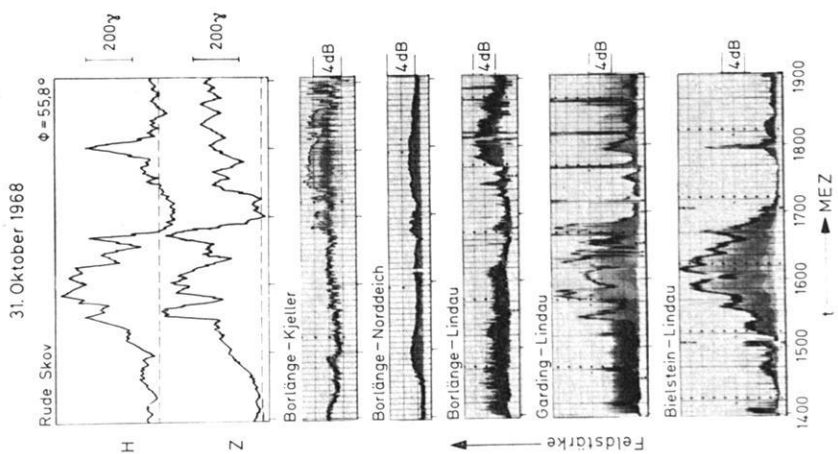


Abb. 2.

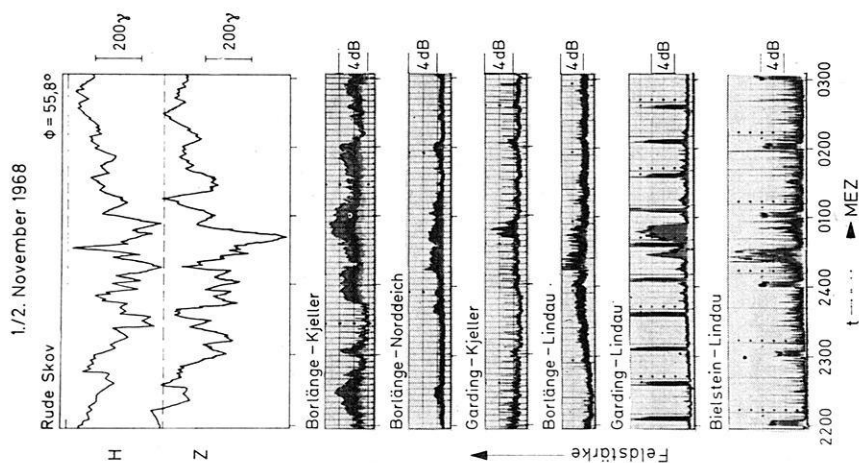


Abb. 4.

Abb. 2—4: *H*- und *Z*-Magnetogramme des Observatoriums Rude Skov und von Norden (oben) nach Süden (unten) angeordnet die Rückstreuregistrierungen der in Abb. 1 erwähnten Stationenpaare vom 31. 10. 1968 (1. 11. 1968, 1./2. 11. 1968).

*H*- and *Z*-magnetograms of the observatory Rude Skov and arranged from north (at the top) to south (at the bottom) the backscatter records made on 31. 10. 1968 (1. 11. 1968, 1./2. 1968) by the pairs of stations mentioned in fig. 1.

H-Komp. 31.Okt./1.Nov.1968

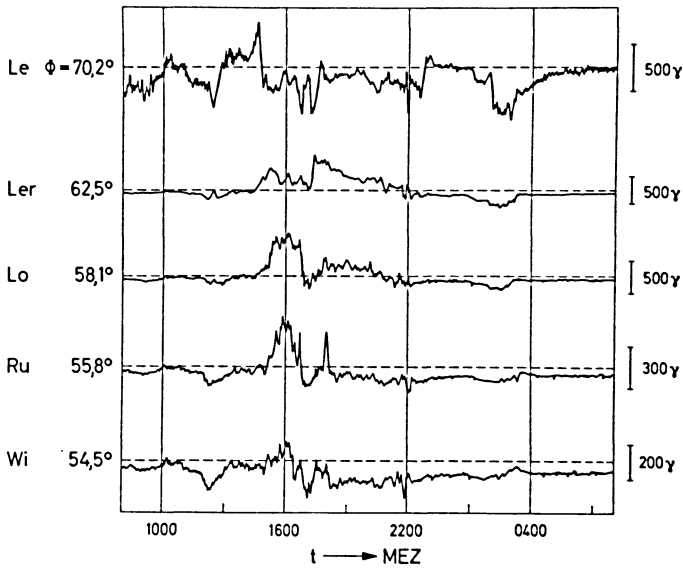


Abb. 5: Magnetogramme der  $H$ -Komponenten der Observatorien Leirvogur (Le), Lerwick (Ler), Lovö (Lo), Rude Skov (Ru) und Wingst (Wi) vom 31. 10.—1. 11. 1968.

Magnetograms of the  $H$ -component of the observatories Leirvogur (Le), Lerwick (Ler), Lovö (Lo), Rude Skov (Ru) and Wingst (Wi) on 31. 10.—1. 11. 1968.

Z-Komp. 31.Okt./1.Nov.1968

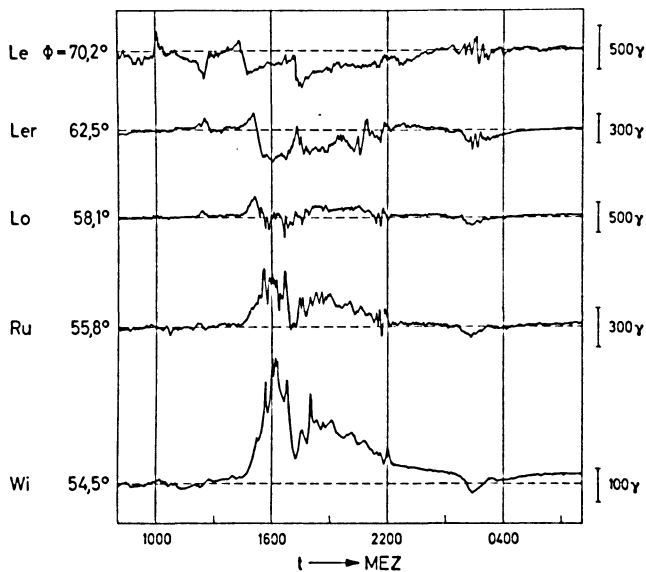


Abb. 6: Magnetogramme der  $Z$ -Komponenten der in Abb. 5 genannten Observatorien vom 31. 10.—1. 11. 1968.

Magnetograms of the  $Z$ -component of the observatories mentioned in fig. 5 on 31. 10.—1. 11. 1968.

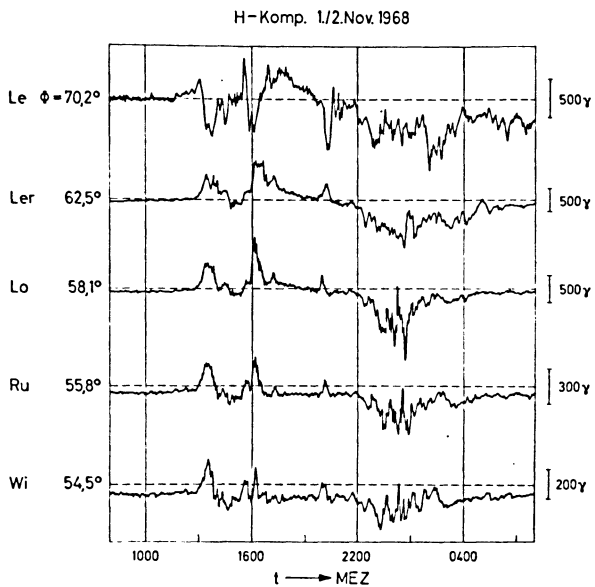


Abb. 7: Magnetogramme der  $H$ -Komponenten der in Abb. 5 genannten Observatorien vom 1./2. 11. 1968.

Magnetograms of the  $H$ -component of the observatories mentioned in fig. 5 on 1./2. 11. 1968.

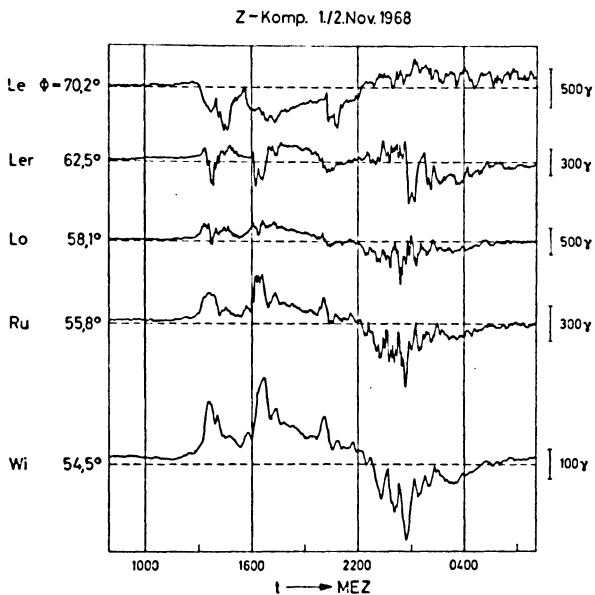
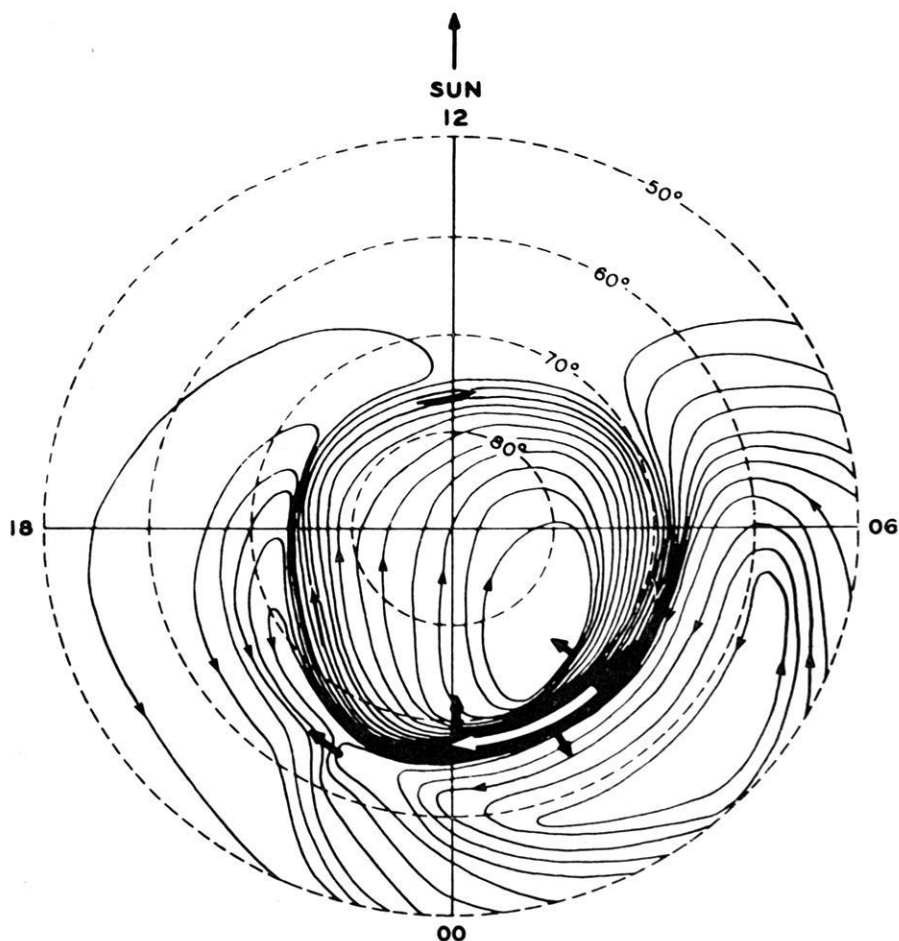


Abb. 8: Magnetogramme der  $Z$ -Komponenten der in Abb. 5 genannten Observatorien vom 1./2. 11. 1968.

Magnetograms of the  $Z$ -component of the observatories mentioned in fig. 5 on 1./2. 11. 1968.



Proposed model current system for an intense polar magnetic substorm: view from above dp. north pole; the direction of the sun is indicated at the maximum epoch.

Abb. 9: Modell des polaren Elektrojets (PEJ) nach Akasofu et al. [1965].

Model of the polar electrojet (PEJ) after Akasofu et al. [1965].

---



südlichsten Strecken Garding-Lindau und Bielstein-Lindau, die auf den Frequenzen 145,971 MHz und 29,0 MHz arbeiten. Zu Zeiten der größten erdmagnetischen Störungen erreichen hier die Echoamplituden maximale Werte. Hierbei ist noch zu bemerken, daß sich augenfällig auf diesen beiden Strecken (Frequenzverhältnis etwa 5:1) keine Frequenzabhängigkeit der Echoamplituden ergibt, die jedoch wie bereits oben erwähnt wurde, von der BOOKERSCHEN Theorie gefordert wird.

Im weiteren sollen die Zusammenhänge zwischen dem polaren Elektrojet und dem Auftreten von Rückstreu-Echos ausführlicher diskutiert werden. Die magnetischen Variationen, die während eines Magnetsturmes am Erdboden registriert werden, haben ihre Hauptursache in elektrischen Stromsystemen in der Ionosphäre. Diese Stromsysteme haben die Form von Bändern mit veränderlicher Stromdichte. Derartige Strombänder lassen sich mathematisch als Systeme von Linienströmen beschreiben. Aus dem Verlauf der Magnetogramme von mehreren erdmagnetischen Observatorien kann man auf die Lage, Stärke und Flußrichtung einzelner Teile eines Systems von Linienströmen schließen. Aus dem Nulldurchgang der  $Z$ -Komponenten an einer Station folgt, daß der Hauptanteil des in eine Richtung fließenden Linienstrom-Bündels senkrecht über der Station liegt. Die Magnetogramme von Observatorien in mittleren und höheren geomagnetischen Breiten geben so Aufschluß über die Lage und die Stärke des PEJ-Stromsystems im Verlauf eines Magnetsturmes. Aus den Störvektoren  $\Delta D$ ,  $\Delta H$  und  $\Delta Z$ , die während eines Magnetsturmes von einem erdmagnetischen Observatorium registriert werden, kann nach einem zuerst von BIRKELAND [1901] angegebenen und von CHAPMAN [1935] und AKASOFU [1960] verbesserten Verfahren die Lage eines äquivalenten ionosphärischen Linienstromes hinsichtlich der Magnetstation berechnet werden. Da der PEJ z. B. in der E-Region der Ionosphäre fließt, so kann man bei Rechnungen, die den PEJ betreffen, eine Höhe von 110 km voraussetzen. Da das PEJ-Stromsystem in der Erde entgegengesetzt gerichtete Induktionsströme erzeugt, welche die magnetische  $H$ -Komponente vergrößern und die  $Z$ -Komponente abschwächen, werden die Störvektoren  $\Delta H$  mit dem Faktor  $\frac{2}{3}$  und  $\Delta Z$  mit 3 multipliziert. Diese Zahlenfaktoren sind Erfahrungswerte, die sich als ausreichend genau erwiesen haben. Die Lage eines zum PEJ gehörenden Linienstromes ergibt sich dann aus dem Schnittpunkt der Senkrechten auf dem Störvektor  $F_D$  am Ort des erdmagnetischen Observatoriums mit der in 110 km Höhe parallel zur Erdoberfläche verlaufenden Kugelschale. Der Strom fließt dann durch den Schnittpunkt senkrecht zur Schnittebene. Der Nachteil dieses Verfahrens liegt darin, daß aus den Störvektoren  $\Delta D$ ,  $\Delta H$  und  $\Delta Z$ , die möglicherweise am Ort des Observatoriums durch vektorielle Addition der Wirkungen von mehreren Linienströmen entstanden sind, rechnerisch nur auf einen äquivalenten Linienstrom geschlossen werden kann. Dieser äquivalente Linienstrom stimmt lediglich in seiner Wirkung mit den Werten von  $\Delta D$ ,  $\Delta H$  und  $\Delta Z$  überein, seine rechnerisch bestimmte Lage hinsichtlich der Station, kann jedoch von der tatsächlichen Stromverteilung um die Station herum abweichen. Eine gewisse Aussagekraft gewinnt die Lagebestimmung der äquivalenten Linienströme, wenn man die Berechnung für ein Netz von Observatorien ausführt.

Mit den  $\Delta D$ -,  $\Delta H$ - und  $\Delta Z$ -Werten von zehn erdmagnetischen Observatorien wurden für fünf bestimmte Zeitpunkte aus dem Intervall vom 31. 10. 1968 bis zum 1. 11. 1968, an denen die südlichste Polarlicht-Rückstreubeobachtungsstrecke Bielstein-Lindau maximale Echos registrierte, die zugehörigen äquivalenten Linienströme berechnet [vgl. KOCHAN 1967]. In der Abb. 10 sind durch die verschiedenen Symbole die Projektionen der berechneten Schnittpunkte auf die geographischen Meridianebenen der Observatorien dargestellt. Es ergibt sich das folgende Bild: In den ersten vier Fällen, am 31. 10. 1968 um 1509 UT (1609 MEZ) und um 1658 UT (1758 MEZ), sowie am 1. 11. 1968 um 1242 UT (1342 MEZ) und um 1514 UT (1614 MEZ) fließt der Hauptstrom des PEJ in westlicher Richtung nördlich von Leirvogur (Le) und Sodankylä (So). Die Schnittpunkte vom 31. 10. um 1658 UT (1758 MEZ) und vom 1. 11. 1968 um 1514 UT (1614 MEZ) für Sodankylä liegen bei  $\varphi = 74,88^\circ$  N und bei

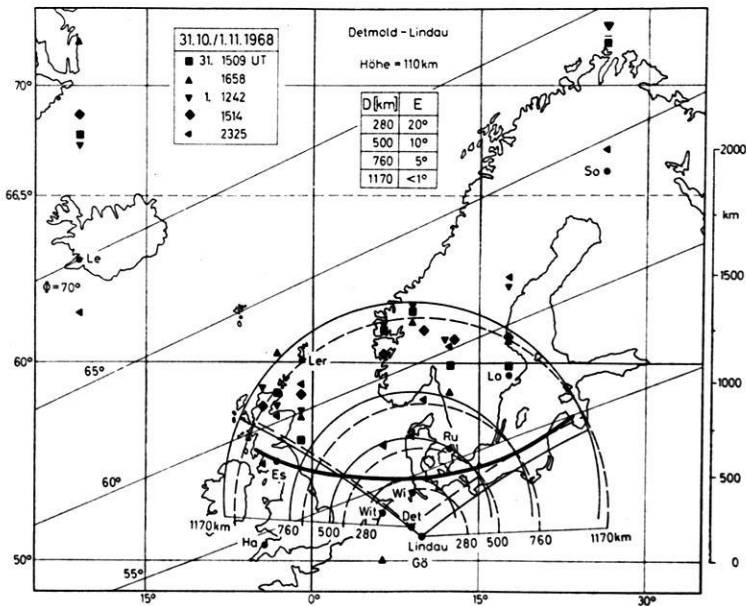


Abb. 10: Rückstrecke Detmold (DLØAR)-Lindau (Höhe 110 km) und Schnittpunkte der äquivalenten Linienströme mit den geographischen Meridianebenen der eingezeichneten erdmagnetischen Observatorien in 110 km Höhe während fünf verschiedener Zeiten, dargestellt durch die dreieckigen und viereckigen Symbole.

Backscatter-curve Detmold (DLØAR)-Lindau (height 110 km) and the points in 110 km height represented by the three- and four-cornered symbols, where the equivalent line-currents intersect the geographic meridional planes of the geomagnetic observatories at five different moments. Le = Leirvogur, So = Sodankylä, Ler = Lerwick, Es = Eskdalemuir, Lo = Lovö, Ru = Rude Skov, Ha = Hartland, Wi = Wingst, Wit = Witteveen, Gø = Göttingen.

$\varphi = 74,24^\circ$  N und damit außerhalb der Karte. Der zu den genannten vier Fällen gehörende Rückstrom fließt in östlicher Richtung zwischen den geomagnetischen Breitenkreisen von Lerwick (Le)  $\Phi = 62,5^\circ$  im Norden und von Lovö (Lo)  $\Phi = 58,1^\circ$  im Süden, in etwa parallel zu den geomagnetischen Breitenkreisen. Die so berechnete Lage des PEJ-Systems stimmt gut mit dem Modell von AKASOFU et al. [1965] überein. Abweichungen sind dadurch bedingt, daß sich mit zunehmendem Grad der magnetischen Störung das Polarlichtoval vor allen Dingen im Mitternachtssektor ausbaucht und sich insgesamt äquatorwärts verlagert. Dies ist wie später noch gezeigt wird, der Fall am 1. 11. 1968 um 2325 UT. In dem Gebiet, in dem der Rückstrom des PEJ lokalisiert wurde, liegen, wie die Abb. 1 zeigt, die RückstreuKurven der Strecken Garding-Lindau und Bielstein-Lindau, während die Kurven für die Stationenpaare Borlänge-Lindau und Borlänge-Norddeich am Rand dieses Bereichs liegen. Die RückstreuKurve der Stationen Borlänge-Kjeller befindet sich außerhalb davon im Norden. Daher haben die Rückstreu-Registrierungen am 31. 10. 1968 den folgenden Verlauf: Von ca. 1500—1700 MEZ zeigt Borlänge-Kjeller kein Signal, während Borlänge-Norddeich und Borlänge-Lindau schwache Echos registrieren. Starke Signale werden zur gleichen Zeit von den beiden südlichsten Strecken Garding-Lindau und Bielstein-Lindau empfangen. Gleichzeitige Radar-Beobachtungen (1526 MEZ, 224,4 MHz) von Lindau aus weisen das gleiche Ergebnis auf, nämlich starke Echos aus ca. 400 km und schwächere Echos aus 700 bis 1100 km Entfernung (Abb. 11). Kurz vor 1700 MEZ zeigen alle Registrierungen eine Zunahme der Echoamplitude. Die gleichen Verhältnisse sind aus der Radar-Aufnahme (Abb. 11) von 1652 MEZ zu entnehmen: Eine etwa gleichmäßig starke Rückstreuung aus ca. 400 bis 1200 km Entfernung. Aus den Beobachtungen ergibt sich eine Übereinstimmung zwischen der Lage des PEJ-Rückstrombandes und der Lage der RückstreuZentren, die gerade von der Plasma-Wellen-Theorie gefordert wird. Nach dieser Theorie müßte zu dieser Zeit der bereits erwähnte Schwellenwert überschritten worden sein, so daß Plasma-Wellen angeregt worden sind. Am 31. 10. 1968 in der Zeit von ca. 1700—1800 MEZ weisen die *H*- und *Z*-Magnetogramme (Abb. 5 und 6) einen starken Einbruch auf, der folgendermaßen erklärt werden kann: Das gesamte Stromsystem des polaren Elektrojet hat sich soweit äquatorwärts verlagert, daß Teile des westwärts fließenden Hauptstroms über Lovö ( $\Phi = 58,1^\circ$ ) und auch noch über Rude Skov ( $\Phi = 55,8^\circ$ ) liegen. Gleichzeitig nimmt die Echoamplitude, wie Abb. 2 zeigt, auf den nördlichen Übertragungsstrecken zu, während sie bei den südlichen Linien Garding-Lindau und Bielstein-Lindau nahezu auf Null zurückgeht. Die RückstreuKurven der nördlichen Stationenpaare Borlänge-Kjeller, Borlänge-Norddeich und Borlänge-Lindau liegen zwischen  $\Phi = 62^\circ$  und  $\Phi = 68^\circ$  (Abb. 1), d. h. nördlich von Lovö und damit in dem Gebiet des Hauptstroms des PEJ. Die RückstreuKurven von Garding-Lindau und Bielstein-Lindau liegen dagegen zwischen  $\Phi = 55^\circ$  und  $\Phi = 60^\circ$ , d. h. ein wenig nördlich und südlich von Rude Skov und damit am Rand des Hauptstrombandes. In diesem Gebiet scheinen sich der Hauptstrom und der Rückstrom so weit zu beeinflussen, daß die zur Anregung von Plasmawellen nötige relative Driftgeschwindigkeit

zwischen Ionen und Elektronen unterschritten wird und sich daher keine Streuzentren mehr ausbilden können. Der sogar in den Einzelheiten übereinstimmende Verlauf der Echoamplitude auf der Strecke Bielstein-Lindau mit der magnetischen  $H$ -Komponente von Rude Skov unterstützt diese Vermutung (Abb. 2). Eine weitere Bestätigung der oben beschriebenen Lage des PEJ-Systems liefert die Radar-Aufnahme von 1732 MEZ (Abb. 11). Die Echos kommen aus 900—1200 km Entfernung und damit, wie man den Entfernungskurven der Abb. 10 entnehmen kann, aus dem Gebiet um und nördlich von Lovö und damit aus dem Bereich, wo der Einfluß des Hauptstroms

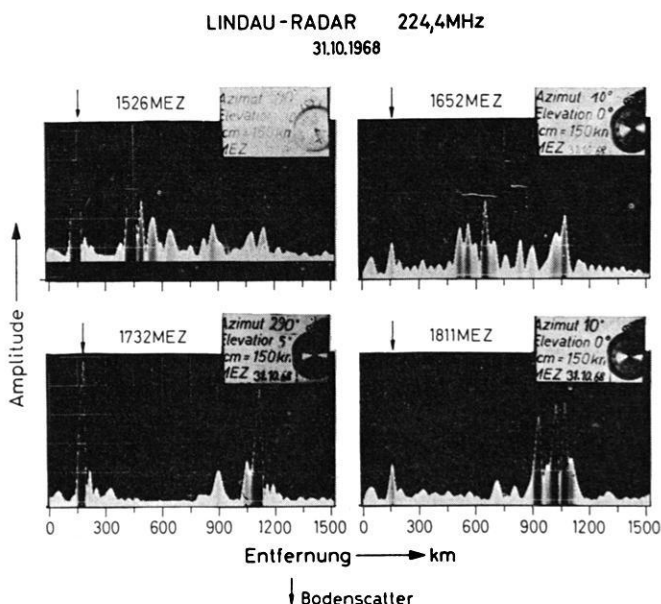


Abb. 11: Registrierungen der Radar-Station in Lindau (224,4 MHz) vom 31. 10. 1968 um 1526 MEZ und 1732 (Elevation 10° und 5°, Azimut 290°) und um 1652 MEZ und 1811 MEZ (Elevation 0°, Azimut 10°).

Records of the Lindau radar station (224,4 MHz) on Oct. 31, 1968 at 1526 15° E-Time and 1732 15° E-Time (azimuth angle 290°, elevation angle 5° and 10°) and at 1652 15° E-Time and 1811 15° E-Time (azimuth angle 10°, elevation angle 0°).

überwiegt. Gegen 1800 MEZ scheint sich das PEJ-System wieder nach Norden zurückzuverlagern. Die Bestimmung der äquivalenten Linienströme für den Zeitpunkt 1658 UT (1758 MEZ) ergibt einen westwärts fließenden Strom (Hauptstrom) nördlich von Leirvogur ( $\Phi = 70,2^\circ$ ) und Sodankylä ( $\Phi = 63,8^\circ$ ) und außerdem ostwärts fließende Ströme (Rückstromband) im Bereich etwa von  $\Phi = 58^\circ$  bis  $\Phi = 63^\circ$ . Die Rückstreuerkurven aller Stationenpaare liegen also unter dem breiten Rückstromband

und so registrieren alle Linien, auch die beiden südlichsten, gegen 1800 MEZ mittelstarke Echos. Gleichzeitige Radarbeobachtungen (1811 MEZ, vgl. Abb. 11) ergeben schwache Echos aus geringer und starke Echos aus großer Entfernung. Aus einem Vergleich der Abbildungen 10 und 11 findet man, daß die registrierten Echos bei gegebener Elevation zwischen  $0^\circ$  und  $10^\circ$  aus einer Entfernung von ca. 400 bis 1200 km empfangen wurden. Diese Werte stimmen gut mit den Entfernungskurven der Abb. 10 überein, die für diese Elevationswinkel und für eine Höhe von 110 km berechnet wurden. Daraus folgt also, daß die Streugebiete in der E-Region gelegen haben.

Während des Nachmittags des 1. 11. 1968 zeigen die *H*- und *Z*-Magnetogramme (vgl. Abb. 7 und 8) eine ähnliche Lage, Richtung und Bewegung des gesamten PEJ-Stromsystems wie am späten Nachmittag und Abend des 31. 10. 1968. Der Hauptstrom des PEJ fließt nördlich von Leirvogur und Sodankylä, der Rückstrom nach dem Bild der äquivalenten Linienströme im Bereich von  $58,0^\circ$  bis  $63,0^\circ$  geographisch Nord. Die Rückstreuregistrierungen der Abb. 3 haben daher einen ähnlichen Verlauf: Von 1300—1420 MEZ und von 1540—1700 MEZ werden auf den südlichsten Linien starke Echos beobachtet, während auf der nördlichsten Linie keine Signale registriert werden. In den dazwischen liegenden Zeiten verlagert sich der westwärts fließende Hauptstrom nach Süden und gewinnt gegenüber dem Rückstrom so an Einfluß, daß keine Plasma-Wellen angeregt werden.

Die Magnetogramme der Abb. 7 und 8 zeigen weiter, daß am 1./2. Nov. während der Stunden um Mitternacht nur der westwärts gerichtete Hauptstrom des PEJ in einem breiten Band in der Region unserer gesamten Rückstreukurven fließt. Das Zentrum des Hauptstromes liegt vor 0030 MEZ zwischen Lerwick und Lovö und danach zwischen Lerwick und Leirvogur. Die Berechnung der äquivalenten Linienströme für den Zeitpunkt 2325 UT (0025 MEZ) am 1. 11. 1968 ergibt das gleiche Bild: Es fließt im Bereich von ca.  $55,0^\circ$ — $68,0^\circ$  geographisch Nord ein westwärts gerichteter Hauptstrom (Abb. 10). Wie man aus der *H*-Komponente von Lovö schließen kann, erreicht der PEJ seine maximale Stromstärke um 0030 MEZ. Der Wert für  $\Delta H$  beträgt zu diesem Zeitpunkt in Lovö ca. 1000  $\gamma$ . Um 0030 MEZ werden auf den beiden südlichsten Linien Garding-Lindau und Bielstein-Lindau starke Rückstreuechos registriert. Auf den beiden nördlichsten Linien werden während der gesamten Nachtstunden Rückstreusignale beobachtet (Abb. 4). Nach dem Modell von AKASOFU et al. [1965] (Abb. 9) tritt um Mitternacht ein breiter Hauptstrom auf, der die Anregung von Plasmawellen und damit die Ausbildung von Streuzentren ermöglicht.

### **Ergebnisse aus den Messungen der Impuls-Rückstreuanlage**

Eine wertvolle Ergänzung der Beobachtungen stellen die Registrierungen dar, die in Lindau mit einer Impuls-Rückstreuanlage im Routinebetrieb gewonnen werden. Diese Anlage mißt den scheinbaren Laufweg der ausgesendeten und in der Ionosphäre rückgestreuten Impulse als Funktion der Frequenz im Bereich von 2,8 bis 45 MHz.

Die Antennen können in Abständen von  $36^\circ$  den ganzen Azimut erfassen, während die Erhebungswinkel zwischen  $0^\circ$  und  $45^\circ$  liegen. Eine gleichartige Sende- und Empfangsanlage steht in Sodankylä (Nordfinnland). Die Entfernung beträgt 2000 km, der Azimutwinkel Lindau-Sodankylä ist  $21^\circ$  (Ost =  $90^\circ$ ).

Die Sender und Empfänger beider Stationen laufen synchron, so daß also neben den eigenen rückgestreuten Signalen auch wechselseitig die Signale der anderen Station empfangen werden können, die sich über die Ionosphäre ausbreiten. Am Empfangsort wird die Laufzeit der verschiedenen Übertragungswege als Funktion der Frequenz registriert. Aus den Laufzeitdifferenzen kann die scheinbare Reflexionshöhe und damit der Übertragungsweg bestimmt werden. Diese Messungen werden im folgenden mit Fernübertragung bezeichnet. Nähere Einzelheiten finden sich bei MÖLLER [1963]. Die Ergebnisse dieser Auswertung für den Zeitraum vom 31. 10. 1968 bis zum 2. 11. 1968 finden sich in der Abb. 12b. Im oberen Ende des HF-Bandes (3–30 MHz) sowie im unteren Teil des VHF-Bereichs (30–300 MHz) ist eine Fernübertragung dann möglich, wenn in der E-Region der Ionosphäre hinreichend große Gebiete einer erhöhten Elektronenkonzentration ( $E_g$ ) vorhanden sind oder aber die Elektronendichte der F2-Schicht für eine Reflexion der Wellen ausreicht. Sind in die Ionosphäre feldorientierte Inhomogenitäten der Elektronendichte eingebettet, so erhält man eine direkte Rückstreuung aus der entsprechenden Schicht. Ist die Anzahl oder die Teilchendichte dieser Inhomogenitäten im Streugebiet klein, so erhält man eine Rückstreuung nur auf der jeweils höchsten möglichen Frequenz, für die durch Brechung in der Ionosphäre die Senkrechtbedingung noch erfüllt wird. Da diese Frequenz mit der Entfernung ansteigt, nimmt auch der Laufweg der Rückstreusignale mit der Frequenz zu. Ist dagegen die Anzahl oder die Elektronendichte im Streugebiet groß, so erhält man unabhängig von der Frequenz starke Rückstreusignale aus einer festen Entfernung.

Zunächst sollen die in der Abb. 12 dargestellten Ergebnisse diskutiert werden, die mit denen der Radio-Polarlicht-Beobachtungen übereinstimmen. Die Impuls-Rückstreuanlage empfängt dann ebenfalls starke Echos aus der E-Region bis zu den höchsten Frequenzen, wenn auch die beiden südlichsten Strecken Bielstein-Lindau und Garding-Lindau maximale Echos aufweisen, nämlich am 31. 10. von 1500–1700 MEZ, am 1. 11. von 1300–1400 MEZ, von 1540–1700 MEZ und am 2. 11. 1968 zwischen 0000–0100 MEZ (Abb. 2, 3, 4 und 12e). Gleichzeitige Radarbeobachtungen bestätigen diese Ergebnisse (Abb. 11). Die Auswertung der Fernübertragung von Sodankylä nach Lindau ergibt keinen eindeutigen Zusammenhang zwischen einer  $E_g$ -Ionisation und feldorientierten Inhomogenitäten in der E-Region. Der Mechanismus der 1x E-Rückstreuung setzt feldorientierte Inhomogenitäten, die Fernübertragung aber eine ausgedehnte Fläche, an der die Welle nach vorne gestreut bzw. reflektiert wird, voraus. Während am 31. 10. zwischen 1500–1700 MEZ und am 1. 11. zwischen 1300 und 1400 MEZ starke Rückstreuechos empfangen werden, findet keine Fernübertragung über eine  $E_g$ -Schicht statt. Aus den Impuls-Rückstreuaufnahmen ergibt sich, daß die 1x E-Rückstreuung in sehr geringer Entfernung erfolgt. In den

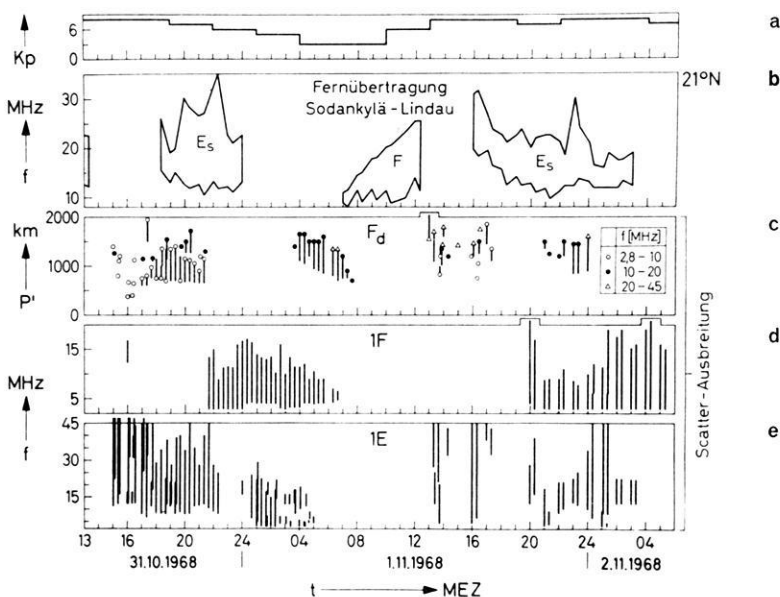


Abb. 12 a—e) von oben nach unten:

- a) Verlauf des erdmagnetischen Kp-Index vom 31. 10. bis 2. 11. 1968.
- b—e) Ergebnisse der Impuls-Rückstreu- und Impuls-Fernübertragungsmessungen mit variabler Frequenz in Lindau vom 31. 10. bis 2. 11. 1968 (Antennenrichtung für beide Messungen 21° Ost von Nord).
- b) obere und untere Frequenzgrenze der Fernübertragung zwischen Sodankylä und Lindau mit Angabe des jeweiligen Ausbreitungsmechanismus.
- c) Laufwegdiagramm der diffusen Rückstreuechos aus der F-Region für drei Frequenzbereiche.
- d) Frequenz-Diagramm der 1x F-Rückstreuechos.
- e) Frequenz-Diagramm der 1x E-Rückstreuechos.

12 a—e) from above:

- a) variation of the geomagnetic Kp-index of 31. 10. to 2. 11. 1968.
- b—e) Results of the impulse-backscatter soundings and the oblique-incidence soundings carried out at Lindau from 31. 10. to 2. 11. 1968 (direction of the antenna for both measurements: 21° East by North).
- b) upper and lower limit of the oblique-incidence sounding-frequency between Sodankylä and Lindau and statement of the individual propagation-mechanism.
- c) path-diagram of the diffuse backscatter-echoes from the F-region for three frequency-intervals.
- d) frequency-diagram of 1x F-backscatter-echoes.
- e) frequency-diagram of 1x E-backscatter-echoes.

Bereichen der Ionosphäre, wo die Reflexionsgebiete für eine  $1x E_s$ - bzw.  $2x E_s$ -Fernübertragung Sodankylä-Lindau liegen, befindet sich demnach keine ausgedehnte flächenhafte  $E_s$ -Ionisierung.

Am 31. 10. 1968 und auch am 1. 11. 1968 werden während der Nachmittagsstunden neben den  $1x E$ -Echos gleichzeitig diffuse Echos aus der F-Region empfangen. Während diese Echos am 31. 10. nur bis zu Frequenzen von 20 MHz beobachtet werden, gehen sie am 1. 11. 1968 in der Zeit von 1300—1400 MEZ und von 1600—1700 MEZ bis ans Bereichsende von 45 MHz (Abb. 12c). Während die Registrierungen der beiden südlichsten Strecken Garding-Lindau (145,971 MHz) und Bielstein-Lindau (29,0 MHz) am 31. 10. 1968 zwischen 1500 und 1700 MEZ nur einen geringen Amplitudenunterschied zeigen, so sind die Signale am 1. 11. 1968 während der Nachmittagsstunden auf der Strecke Bielstein-Lindau wesentlich stärker als auf der Strecke Garding-Lindau (Abb. 2 und 3). Da die RückstreuKurven (Abb. 1) der beiden Stationenpaare in etwa dasselbe Gebiet erfassen, so liegt der Schluß nahe, daß es sich bei den starken Signalen am 1. 11. 1968 von 1300—1400 MEZ und von ca. 1600—1700 MEZ auf 29,0 MHz um eine Überlagerung der Echos aus der E- mit Echos aus der F-Region handelt. Die bereits erwähnten Beobachtungen mit der Impuls-Rückstreuanlage bestätigen diese Vermutung. Auch in ionosphärischen Höhen von 200 bis 600 km beobachtet man eine Rückstreuung von Radiowellen an feldorientierten Irregularitäten der Elektronendichte. Für diesen Ausbreitungsmechanismus gilt gleichfalls die bereits erwähnte geometrische Bedingung, daß nämlich dann Echos größter Stärke empfangen werden, wenn die Richtungskosinus  $n_0(k_0)$  und  $n_1(k_1)$  der einfallenden bzw. der gestreuten Welle in bezug auf das Erdmagnetfeld gleich groß sind. Für die Impuls-Rückstreubeobachtungsanlage, wo sich Sender und Empfänger an demselben Ort befinden, heißt das, die Wellennormale der einfallenden Welle muß auf der Richtung des Erdmagnetfeldes senkrecht stehen. Die Höhe des Punktes, in dem diese Senkrechtbedingung erfüllt ist, wächst bis ca. 1000 km mit der Entfernung und nimmt dann wieder ab. Die maximale Höhe liegt bei ca. 220 km [MÖLLER 1964, KOCHAN 1967].

Für eine Höhe von 200 km wurden die RückstreuKurven für die Strecke Bielstein-Lindau (Bielstein = Detmold) und für die Impuls-Rückstreuanlage in Lindau berechnet. Da sich beide Kurven wenig voneinander unterscheiden, wurde in Abb. 13 nur die Kurve Bielstein-Lindau mit den berechneten äquivalenten Linienströmen eingezeichnet (vgl. Abb. 10).

Rückstreubeobachtungen, die von THOMAS et al. [1962] in Brisbane, Australien, durchgeführt wurden, ergaben einen Zusammenhang zwischen dem Auftreten von feldorientierten Irregularitäten in der F-Region in einem engen Winkelbereich um den magnetischen Meridian und dem Auftreten von sichtbaren Polarlichtern, sowie einem Anstieg der Zählraten der Strahlungsdetektoren von Satelliten im äußeren Van-Allen-Gürtel. Außerdem wurde eine Verschiebung der feldorientierten Irregularitäten in der F-Schicht zum Äquator hin bei Werten von  $K > 4$ , und positiven Werten von  $\Delta H$ , dagegen eine polwärts gerichtete Wanderung bei  $K < 4$  und negativen



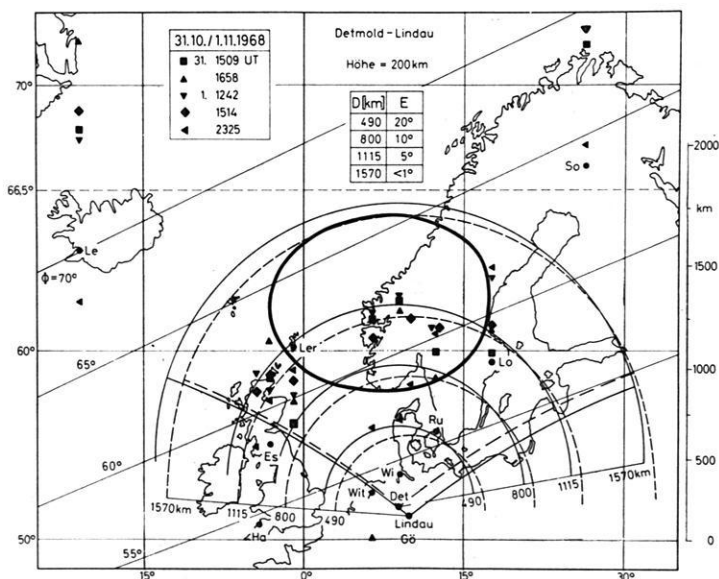


Abb. 13: Rückstreukurve Detmold (DLØAR)-Lindau für eine Höhe von 200 km mit der Lage der für 110 km Höhe berechneten äquivalenten Linienströme.

Backscatter-curve Detmold (DLØAR)-Lindau for a height of 200 km with the position of the equivalent line current on Oct. 31, Nov. 1, 1968 calculated for a height of 110 km.

Werten von  $\Delta H$  festgestellt. Ähnliche Effekte sind vermutlich die Ursache für die bereits erwähnten Unterschiede der Echoamplituden in den Registrierungen der beiden südlichsten Rückstreustrecken am 31. 10. 1968 von 1500—1700 MEZ und besonders am 1. 11. 1968 von 1300—1400 MEZ und von ca. 1600—1700 MEZ. Von den  $H$ -Komponenten der Magnetogramme der Observatorien Lerwick und Lovö, die beide ungefähr unter der 200-km-Rückstreukurve liegen, ist am 31. 10. 1968 gegen 1600 MEZ nur der  $\Delta H$ -Wert von Lovö stark positiv (Abb. 5). Da wie bereits erwähnt, zu diesem Zeitpunkt die Echoamplitude auf der Strecke Bielstein-Lindau etwas größer als auf der Strecke Garding-Lindau ist, und außerdem in den Impuls-Rückstreubeobachtungen (Abb. 12c) diffuse Echos aus der F-Region nur bis zu Frequenzen von 20 MHz auftreten, kann gefolgert werden, daß der Amplitudenbeitrag der Echos von feldorientierten Irregularitäten in der F-Schicht am 31. 10. 1968 von 1500—1700 MEZ gering ist. Am 1. 11. 1968 gegen 1300 und 1600 MEZ zeigen die  $H$ -Komponenten von Lerwick und Lovö starke Spitzen (Abb. 7). Gleichzeitig werden während dieser Zeit mit der Impuls-Rückstreuanlage diffuse Echos bis 45 MHz aus der F-Region beobachtet (Abb. 12c). Somit kann auf einen starken Beitrag zur Echoamplitude aus der F-Schicht geschlossen werden.

TAO [1962] nimmt zur Beschreibung der Streuung an Irregularitäten in der F-Region ein Modell an, in dem die Größe des Rückstreukoeffizienten mit der 4. Potenz der Beobachtungsfrequenz abfällt. Mit der Annahme eines derartigen Modells erklärt sich dann auch, daß Irregularitäten in der F-Schicht keinen Einfluß auf die Echoamplitude der Strecke Garding-Lindau ( $f = 145,971$  MHz) haben, im Gegensatz zu der Strecke Bielstein-Lindau ( $f = 29,0$  MHz).

Zum Abschluß der Diskussion, der mit Radiomethoden gewonnenen Messungen, sollen noch Beobachtungen kurz erwähnt werden, die sich nicht auf Radio-Polarlichter, sondern auf das Verhalten der F2-Schicht in der Zeit vom 30. 10.—5. 11. 1968

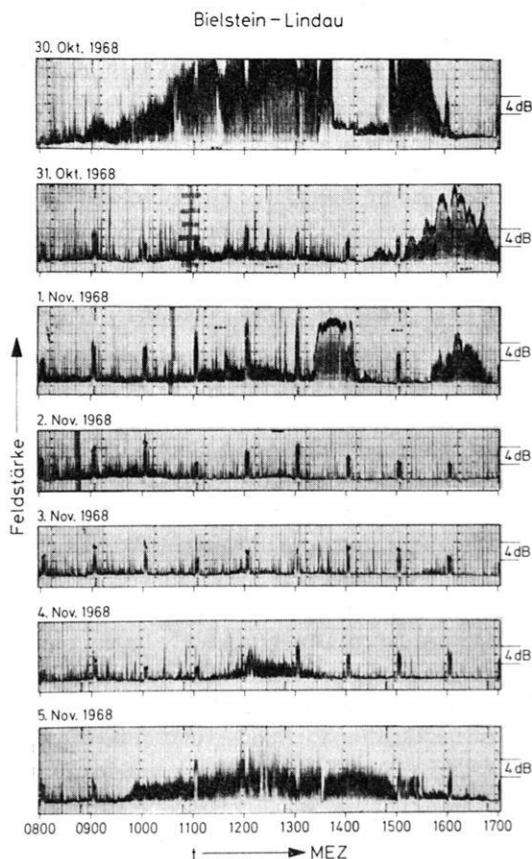


Abb. 14: Verlauf der  $2x$  F Bodenrückstreuung der Strecke Bielstein-Lindau (29,0 MHz) während der Zeit vom 30. 10. bis 5. 11. 1968.

Variation of the  $2x$  F ground-backscattering of the transmitter-receiver-line Bielstein-Lindau from Oct. 30 to Nov. 5, 1968.

beziehen. Wie bereits erwähnt, ist bei ausreichend hoher Elektronenkonzentration der F2-Schicht eine Fernübertragung von Kurzwellen (3–30 MHz) möglich. Die derart an der F2-Schicht reflektierten Radiowellen werden am Rand der toten Zone innerhalb eines Streukegels am Erdboden gestreut. Ein Teil der Energie wird zurückgestreut und durchläuft wieder einen Ausbreitungsweg über die F2-Schicht. An magnetisch ruhigen Tagen von ca. 0900 bis ca. 1700 MEZ wird von Lindau aus der Sender DL0AR (29,0 MHz) über einen derartigen 2x F-Scatter-Weg empfangen. Während eines starken Magnetsturmes wird die F2-Schicht in mittleren Breiten teilweise, in der Polarlichtzone vollständig abgebaut. Da der 2x F-Scatter-Weg zwischen Bielstein und Lindau am Rand der Polarlichtzone verläuft, unterliegt er sehr stark den Einflüssen von Magnetstörungen. In Abb. 14 ist das tageszeitliche Intervall, in dem an magnetisch ruhigen Tagen die 2x F-Scatter-Ausbreitung stattfindet für die Tage vom 30. 10. bis 5. 11. 1968 dargestellt. Die Registrierung vom 30. 10. 1968 zeigt einen für eine ungestörte F2-Schicht typischen Verlauf der Feldstärke. Der Abfall von 1345–1500 MEZ ist durch eine Abschaltung des Empfängers bedingt. Am 31. 10. 1968 gegen 1000 MEZ setzt die magnetische Störung ein. Von 1030–1400 MEZ zeigt die Registrierung nur ein schwaches 2x F-Scatter-Signal. Auch am 1. 11. 1968 tritt dieser Ausbreitungsmechanismus in der Zeit von 1030–1300 MEZ nur mit schwacher Amplitude auf. Am 2. und 3. 11. 1968 findet keine 2x F-Scatter-Übertragung statt, die Grenzfrequenz der F2-Schicht erreicht in Uppsala maximal nur 6,4 MHz. Am 4. 11. 1968 erreicht

foF2 [MHz] Uppsala 30. 10.—5. 11. 1968

MEZ Tag	0900	1000	1100	1200	1300	1400	1500	1600	1700
30.	8.9 S	S	11.0	11.8	J 12.1 S	12.1 S	11.2 S	V	S
31.	6.8 Z	8.0 Z	9.0	9.0 Z	9.1	9.3	B	B	B
1.	6.0	7.1 Z	8.0 Z	8.9	8.1	B	F	B	B
2.	F	4.9	B	5.7	5.2	6.4	5.0 V	F	F
3.	5.2	5.5	5.7	6.1	6.4	6.4 Z	S	5.7	F
4.	7.0 Z	8.0	9.2	10.2	9.5	8.4	J 8.0 S	F	F
5.	8.2 S	9.0	J 10.1 R	J 10.2 R	10.8	10.0	9.0	J 7.9 S	7.1 S

- B = Messung beeinflusst oder unmöglich wegen Absorption bei  $f_{min}$ ,
- F = Messung beeinflusst oder unmöglich wegen spread-Echos,
- J = Ordentliche Komponente aus der außerordentlichen abgeleitet,
- R = Messung beeinflusst oder unmöglich wegen der Dämpfung in der Nähe der kritischen Frequenz,
- S = Messung beeinflusst oder unmöglich wegen des Auftretens von Interferenzen und atmosphärischen Störungen,
- V = Messung möglicherweise durch eine gegabelte Spur beeinflusst,
- Z = Auftreten der dritten magnetoionischen Komponente.

die Grenzfrequenz der F2-Schicht in Uppsala Werte um 10 MHz und in der Zeit von 1100—1400 MEZ ist auch wieder ein schwaches 2x F-Scatter-Signal zu beobachten. Am 5. 11. 1968 haben sich die Verhältnisse in der F-Region weitgehend normalisiert, und so zeigt die Registrierung von 0930—1600 MEZ eine stärkere Amplitude des 2x F-Scatter-Echos. In der unten zusammengestellten Tabelle finden sich die foF2-Werte der Ionosphärenstation Uppsala für die Zeit vom 30. 10.—5. 11. 1968. Uppsala liegt ca. 1000 km von Lindau bzw. Detmold entfernt. Nimmt man eine Reflexion an der F-Schicht in ca. 300 km Höhe an, so ergibt sich für Bielstein bzw. Lindau für 1000 km Entfernung ein Elevationswinkel von  $10^\circ$ . Die foF2-Werte von Uppsala sind also einigermaßen charakteristisch für die 2x F-Scatter-Ausbreitung Bielstein-Lindau.

### Optische Beobachtungen

Optische Beobachtungen des Polarlichts sowie des Luftleuchtens werden in Lindau mit einem Photometer durchgeführt. Das Photometer tastet den Himmel im Meridian von Horizont zu Horizont ab und erfaßt durch verschiedene Filter selektiv die Intensitäten der beiden Sauerstofflinien  $6300 \text{ \AA}$  und  $5577 \text{ \AA}$ , sowie die Untergrundintensität. Das gestreute Glühlicht aus dem Kontinuum des Nachthimmellichtes und von irdischen Quellen kann durch die Registrierung der Untergrundintensität bei der Auswertung eliminiert werden.

An magnetisch ruhigen Tagen liegt über dem Beobachtungsort eine schwach leuchtende homogene Schicht, deren Leuchtdichte während der Nacht langsam abnimmt. Nur die rote Linie zeigt kurz vor der Morgendämmerung einen charakteristischen Anstieg der Emission. Während der Beobachtungsstunden vom 31. 10.—1. 11. 1968 (Abb. 15) stieg dagegen die Leuchtdichte bis auf das Siebenfache des zu ruhigen Zeiten gemessenen Wertes an. Die leuchtende Schicht war außerdem nicht homogen, sondern wies wellenartige Strukturen auf, die sich von Süden nach Norden zu bewegen schienen. Gegen Mitternacht des 1./2. 11. stockten diese Bewegungen und die Strukturen lösten sich auf.

Die Emission der grünen Sauerstofflinie ( $5577 \text{ \AA}$ ) erfolgt in der E-Region der Ionosphäre und damit also im Höhenbereich der Radio-Polarlichter und des PEJ. Daher soll speziell die Photometerregistrierung dieser Linie mit den Rückstreubeobachtungen während der Mitternachtsstunden vom 1. auf den 2. Nov. 1968 (Abb. 16) verglichen werden.

Um 2322 MEZ zeigt sich ein deutlicher Intensitätseinsatz von ca. 1,2 KR ( $1 \text{ KR} = 10^9 \text{ Photonen/cm}^2 \text{ sec}$ ) bei etwa  $30^\circ$  Elevation im Norden. Zu diesem Zeitpunkt sind auf der Registrierung der südlichsten Rückstreue-Strecke Bielstein-Lindau erste schwache Echos zu sehen (Abb. 4). Die Photometeraufzeichnung zeigt gegen 2345 MEZ ein relatives Maximum, das auf der Rückstreuregistrierung nur schwach angedeutet ist. Gegen 0030 MEZ steigt die Intensität der grünen Linie über dem nördlichen Horizont kräftig an und erreicht gegen 0045 MEZ mit 0,9 KR ein zweites Maximum (Abb. 16). Die südlichste Rückstreustrecke Bielstein-Lindau empfängt

gegen 0030 MEZ die stärksten Signale, während gegen 0045 MEZ auf den Registrierungen der übrigen Stationenpaare die Echoamplitude größer ist (Abb. 1 und 4). Die optischen wie auch die Rückstreubeobachtungen zeigen bis 0130 MEZ ein allmähliches Abklingen der Effekte. Gegen 0207 MEZ leuchtet die grüne Linie erneut mit einer Intensität von über 2 KR auf. Mit diesem Wert wird die Empfindlichkeitsgrenze des Auges überschritten. Zu dieser Zeit werden jedoch nur noch auf den drei nördlichsten Strecken schwache Echos empfangen (Abb. 1 und 4).

Abschließend soll noch von Polarlichtbeobachtungen berichtet werden, die von Schiffen im Nordatlantik gemacht wurden. Kurze Zeit nach dem Anwachsen der magnetischen Unruhe um 2200 MEZ am 1. 11. 1968 wurde von einem deutschen Handelsschiff bei  $\varphi = 46,6^\circ$  N,  $\lambda = 54,0^\circ$  W von 2230 bis 2400 MEZ ein grüner Bogen mit Strahlenstruktur beobachtet. Der Elevationswinkel betrug zuerst  $15^\circ$  und erreichte schließlich  $40^\circ$ . Später trat im Westen eine rötliche Färbung bis zu  $80^\circ$  über dem Horizont auf. Gegen 2400 MEZ verschwanden alle Polarlicht-Erscheinungen. Am 2. 11. 1968 gegen 0030 MEZ zu Zeiten der stärksten magnetischen Unruhe sichtete ein anderes deutsches Handelsschiff bei  $\varphi = 38,7^\circ$  N,  $\lambda = 61,8^\circ$  W ein rotes Polarlicht in ca.  $60^\circ$  Elevation.

### Danksagung

Die Verfasser danken dem Norwegian Defense Research Establishment (Kjeller), dem Schwedischen Funkamateurrverband, SSA (SM4MPI), der Deutschen Bundespost (Garding und Norddeich) und den Herren der Sendestelle Teutoburger Wald des WDR (DLØAR) für die Wartung der einzelnen Stationen. Dank gebührt weiterhin den geomagnetischen Observatorien für die Bereitstellung der Magnetogramme, dem Seewetteramt Hamburg für die Erfassung und Weitergabe der Polarlichtmeldungen von deutschen Schiffen, sowie den technischen Mitarbeitern des Max-Planck-Instituts für Ionosphärenphysik. Dem Institutsleiter Herrn Prof. W. DIEMINGER danken die Verfasser für die Ermöglichung der Untersuchungen.



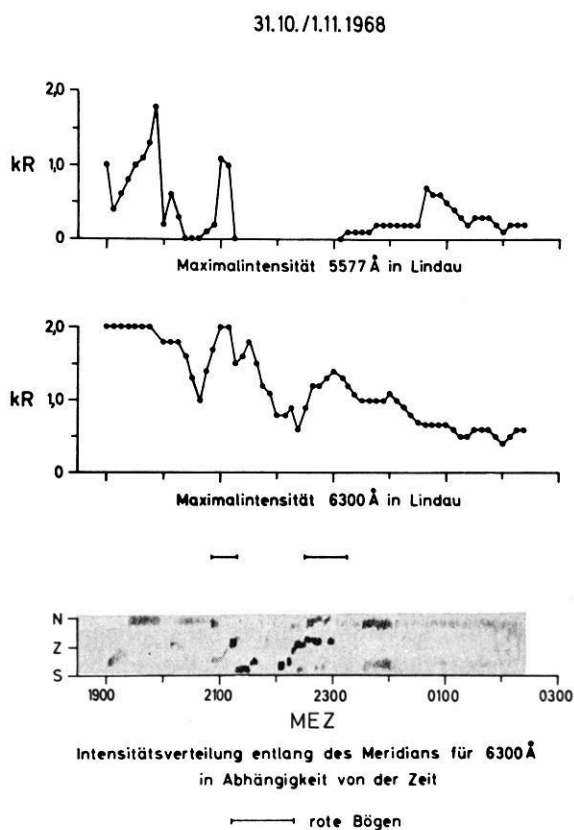


Abb. 15: Ergebnisse der Photometerbeobachtungen der grünen (5577 Å) und roten (6300 Å) Sauerstofflinie vom 31. 10./1. 11. 1968 in Lindau.

Results of the photometer-observations of the green (5577 Å) and red (6300 Å) oxygen line at Lindau on Oct. 31/Nov. 1. 1968. The two upper diagrams show the time variation of the intensities of the above mentioned green and red lines. The lower diagram indicates the position of spots emitting red light in the meridian plane from south to north. The graduation of white, gray and black indicates the intensity distribution.

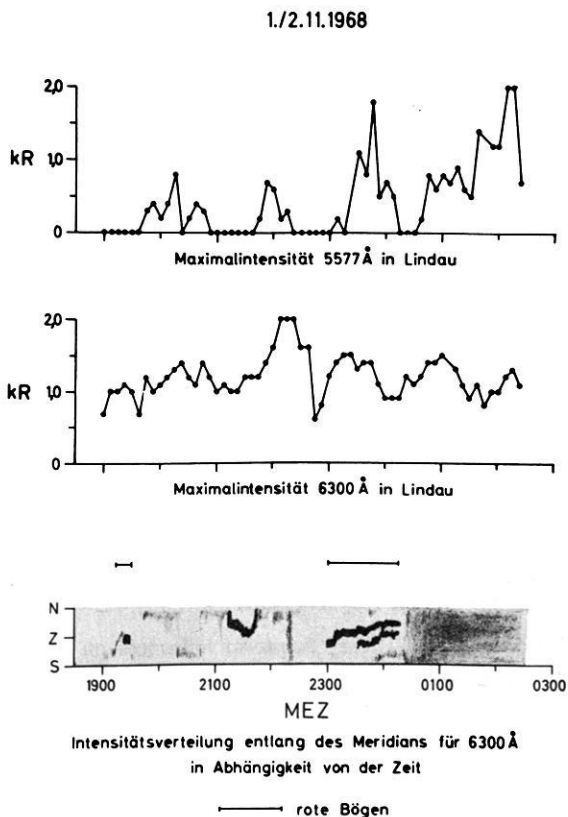


Abb. 16: Ergebnisse der Photometerbeobachtungen vom 1./2. 11. 1968 in Lindau.

Results of the photometer-observations at Lindau on Nov. 1/Nov. 2, 1968. For explanations see fig. 15.

### Literatur

- AKASOFU, S. I.: Large-scale auroral motions and polar magnetic disturbances—I. *J. Atmosph. Terr. Phys.* 19, 10—25, 1960
- AKASOFU, S. I., S. CHAPMAN and C. J. MENG: The polar electrojet. *J. Atmosph. Terr. Phys.* 27, 1275—1303, 1965
- BIRKELAND, K.: Expédition Norvégienne de 1899—1900. Résultats magnétiques. *Vidensk. Skrifter, I. Mat. naturv. Kl.* 1—80, 1901
- BOOKER, H. G.: A theory of scattering by nonisotropic irregularities with application to radar reflections from the aurora. *J. Atmosph. Terr. Phys.* 8, 204—221, 1956
- BOWLES, K. L., B. B. BALSLEY and R. COHEN: Field-aligned E-region irregularities identified with acoustic plasma waves. *J. Geophys. Res.* 68, 2485—2501, 1963
- BUNEMAN, O.: Excitation of field-aligned sound waves by electron streams. *Phys. Rev. Letters*, 10, 285—287, 1963
- CHAPMAN, S.: The electric current systems of magnetic storms. *Terr. Magn. Atmos. Elect.* 40, 349—370, 1935
- : The geometry of radio echoes from aurorae. *J. Atmosph. Terr. Phys.* 3, 1—29, 1952
- COHEN, R. and K. L. BOWLES: The association of plane-wave electron density irregularities with the equatorial electrojet. *J. Geophys. Res.* 68, 2503—2525, 1963
- COLLINS, C. and P. A. FORSYTH: A bistatic radio investigation of auroral ionisation. *J. Atmosph. Terr. Phys.* 13, 315—345, 1959
- CZECHOWSKY, P.: Analyse von Rückstreubeobachtungen ultrakurzer Wellen an Polarlichtern. *Kleinheubacher Berichte Nr. 11*, 165—171, 1966
- CZECHOWSKY, P. and G. LANGE-HESSE: Substorm influences on VHF continuous wave auroral backscatter. Contribution to ESRO-Aurora I-Satellite-Symposium, Nordwijk, Netherland, 1969
- CZECHOWSKY, P.: Statistische Auswertung von Polarlicht-Rückstreubeobachtungen und Vergleich mit der Theorie der Plasma-Instabilität, *Kleinheubacher Berichte*, Nr. 13, 97—103, 1969
- FARLEY, D. T.: A plasma instability resulting in field-aligned irregularities in the ionosphere. *J. Geophys. Res.* 68, 6083—6097, 1963
- KOCHAN, H.: Rückstreubeobachtungen an Polarlichtern mit einer Meteor-Scatter-Anlage. *Kleinheubacher Berichte Nr. 12*, 23—33, 1967
- LANGE-HESSE, G.: Deutsche Polarlichtbeobachtungen 1957—1962. *Abhandlungen der Akademie der Wissenschaften in Göttingen, Math.-Phys. Klasse Heft 10*, 1963
- MILLMAN, G. H.: The geometry of the earth's magnetic field at ionospheric heights. *J. Geophys. Res.* 64, 717—726, 1959
- MÖLLER, H. G.: Impulsübertragungsversuche mit schräger Inzidenz und veränderlicher Frequenz über Entfernungen zwischen 1000 km und 2000 km. *Forschungsberichte des Landes Nordrhein-Westfalen*, Nr. 1149, 1963



- MÖLLER, H. G.: Rückstreuobeobachtungen mit variabler Frequenz in Lindau am Harz. Gerlands Beiträge zur Geophysik 73 Heft 2, 81–92, 1964
- MOORCROFT, D. R.: Models of auroral ionisation, Part I + II. Can. J. Phys. Vol. 39, 677–715, 1961
- TAO, K.: On the Theoretical Study of F-Scatter. J. Geomagnet. and Geoelectr. 14, 71–85, 1962
- THOMAS, J. A., E. W. DEARDEN, E. M. MATTHEW, R. W. E. MCNICOL, B. A. MCINNES, D. G. SINGLETON, G. L. GOODWIN, G. J. E. LYNCH and J. CROUCHLEY: Final Report on observations of field-aligned irregularities and transequatorial propagation. Radio Research Section, Department of Physics University of Queensland, Brisbane, Australia, Scientific Report No. 16, 1962



**Briefe an den Herausgeber**

## **Laufzeitanomalien von P-Wellen, beobachtet an den Stationen Stuttgart und Strasbourg**

### **Travel time anomalies of P-waves observed at Stuttgart and Strasbourg**

Von P. RÖWER, Berlin<sup>1)</sup>

Eingegangen am 5. Dezember 1969

Der vorliegenden Arbeit liegt das im International Seismological Summary (ISS) veröffentlichte Material der Jahre 1940—63 zugrunde. Untersucht wurden die gemessenen Laufzeiten von direkten P-Wellen im Distanzbereich von 0—105° für über 50 mittel- und nordeuropäische Stationen im Vergleich mit den errechneten Laufzeiten von JEFFREYS und BULLEN [1940] (O-C-Werte im ISS). In der Literatur der letzten Jahre gibt es etliche Beispiele dafür, daß derartige Untersuchungen geeignet sind, regionale Unterschiede im Aufbau des oberen Erdmantels zu erkennen und auch quantitativ zu erfassen (u. a. HERRIN und TAGGART [1962, 1968]).

Da alle Erdbebendaten auf einer Seismogrammauswertung beruhen und diese notwendigerweise fehlerhaft ist, kommen im ISS O-C-Werte bis zu mehreren Minuten vor. Um die Größe der statistischen Fehler von vornherein einzuschränken, wurden alle Werte außerhalb des Intervalls  $-8 \text{ sec} \leq \text{O-C} \leq +8 \text{ sec}$  als Ablesefehler angesehen und deshalb nicht mitbenutzt. Aber auch innerhalb dieses Intervalls gibt es interpretierbare Ablesefehler, z. B. durch die mikroseismische Bodenunruhe. In den Häufigkeitsverteilungen der O-C-Werte sind bei einigen Stationen deutliche Nebenmaxima bei den Hauptperioden der Mikroseismik zu erkennen.

Einige Teilergebnisse sollen hier am Beispiel der Stationen Stuttgart und Strasbourg gezeigt werden. Unter Benutzung aller Beben von 1940—63 kommt man zu einer mittleren Abweichung der gemessenen Laufzeit von der errechneten JEFFREYS-BULLEN-Laufzeit von  $-0,74 \text{ sec}$  für Stuttgart und  $+0,28 \text{ sec}$  für Strasbourg. Die Tabelle 1a zeigt, daß diese Abweichung im Laufe der Jahre nicht konstant ist. Außerdem ist bei

---

<sup>1)</sup> Dipl.-Geophys. PETER RÖWER, Institut für Meteorologie und Geophysik der Freien Universität Berlin, 1 Berlin 33, Podbielskiallee 62.

Tabelle 1: Mittelwerte der Residuen O-C (gemessene Laufzeit minus JEFFREYS-BULLEN-Laufzeit).  $\Delta$  = Distanzbereich,  $\bar{x}$  = mittlerer O-C-Wert,  $S$  = Standardabweichung,  $N$  = Anzahl der Werte.

Mean values of the residuals O-C (observed travel time minus JEFFREYS-BULLEN travel time).  $\Delta$  = distance range,  $\bar{x}$  = mean of O-C,  $S$  = standard deviation,  $N$  = number of samples.

a) chronologisch geordnet

listed in chronological order.

Jahre	$\Delta$ (Grad)	STUTT GART			STRASBOURG			
		$\bar{x}$ (sec)	$S$ (sec)	$N$	$\bar{x}$ (sec)	$S$ (sec)	$N$	
1940—46	20—105	-1,11 ± 0,10	2,34	555	+0,01 ± 0,17	2,91	279	
1947—49		-1,11 ± 0,08	2,14	662	-0,38 ± 0,11	2,29	407	
1950—51		-0,80 ± 0,08	2,00	676	+0,04 ± 0,10	2,20	457	
1952		-0,49 ± 0,08	1,87	496	-0,16 ± 0,14	2,08	229	
1953—54		-0,62 ± 0,07	1,44	445	+0,11 ± 0,09	1,52	307	
1955—56		-0,78 ± 0,07	1,34	401	+0,28 ± 0,10	1,67	269	
1957		-0,81 ± 0,08	1,34	275	+0,46 ± 0,09	1,38	242	
1958		-0,60 ± 0,07	1,25	317	+0,47 ± 0,10	1,51	235	
1959		-0,24 ± 0,09	1,53	273	+0,50 ± 0,14	1,94	200	
1960		-0,49 ± 0,08	1,45	324	+0,51 ± 0,13	1,73	177	
1961		-0,33 ± 0,07	1,17	289	+0,31 ± 0,13	1,77	188	
1962		-0,28 ± 0,08	1,24	261	+0,40 ± 0,11	1,49	171	
1963		+0,20 ± 0,08	1,36	278	+0,79 ± 0,10	1,45	198	
1940—56		< 20	-1,25 ± 0,11	2,81	653	+0,43 ± 0,13	2,83	472
1957—63			-1,55 ± 0,13	1,97	227	+0,30 ± 0,16	2,27	196

b) geordnet nach Herdtiefen (ISS-Daten 1957—63)

listed according to focal depth (ISS-Data 1957—63)

Herdtiefe (km)	$\Delta$ (Grad)	STUTT GART			STRASBOURG		
		$\bar{x}$ (sec)	$S$ (sec)	$N$	$\bar{x}$ (sec)	$S$ (sec)	$N$
0—33	20—105	-0,59 ± 0,05	1,61	1101	+0,52 ± 0,07	1,89	814
34—99		-0,01 ± 0,05	1,27	637	+0,42 ± 0,08	1,58	436
100—200		-0,20 ± 0,10	1,37	189	+0,16 ± 0,14	1,50	109
> 200		-0,22 ± 0,09	0,95	120	+0,06 ± 0,11	0,94	68
0—33	< 20	-1,85 ± 0,15	1,86	162	+0,39 ± 0,20	2,43	145
34—99		-1,38 ± 0,23	1,60	47	+0,19 ± 0,31	2,02	42

Herdentfernungen über  $20^\circ$  eine Tendenz zu größeren gemessenen Laufzeiten zu erkennen. Die Ursache dafür liegt wahrscheinlich zur Hauptsache an den meßtechnischen Gegebenheiten der einzelnen Stationen. Die Abnahme der Standardabweichungen hat mit Sicherheit die gleiche Ursache. Aufschlußreicher als die Werte einer Station sind die Differenzen zweier benachbarter Stationen wie Stuttgart und Strasbourg. Die P-Wellen kommen während des gesamten Beobachtungszeitraumes in Strasbourg relativ später an als in Stuttgart, bei Nahbeben von 1957–63 z. B. um 1,85 sec. Diese systematische Differenz kann nur mit einer besonderen Geschwindigkeits-Tiefen-Verteilung im Rheingraben erklärt werden [RÖWER und STROBACH 1967]. Ganz allgemein läßt sich sagen, daß Stationen in geologisch jungen Gebieten bzw. auf großen Sedimentmächtigkeiten (z. B. Reykjavik, De Bilt, Witteveen) eine längere Laufzeit messen als Stationen auf alten Schilden (z. B. Kiruna, Uppsala, Sodankylä).

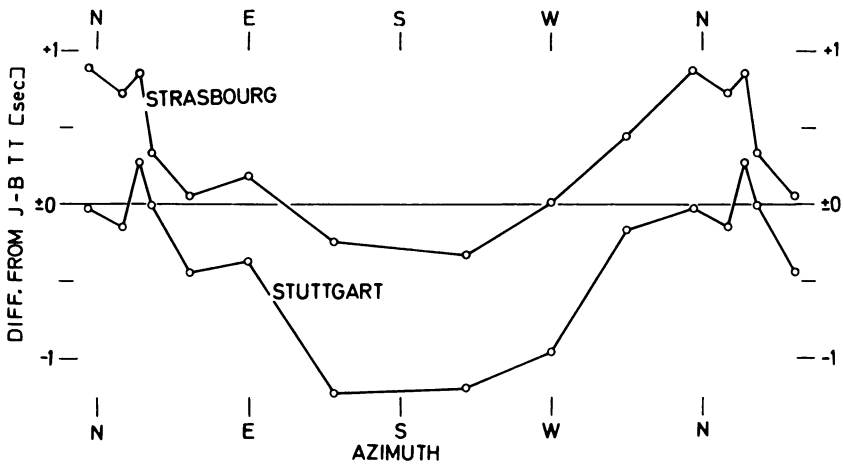


Abb. 1: O-C-Werte in Abhängigkeit vom Azimut  
(ISS-Daten 1957–63, Distanzbereich  $20^\circ$ – $105^\circ$ ).

O-C values as a function of azimuth  
(ISS-Data 1957–63, distance range  $20^\circ$ – $105^\circ$ ).

Tabelle 1b und Abbildung 1 zeigen, daß die O-C-Werte auch bei unterschiedlichen Herdtiefen und Azimuten nicht gleichbleibend sind.

Wenn man den Distanzbereich von  $0^\circ$  bis  $105^\circ$  in Intervalle unterteilt und die darin bestimmten mittleren O-C-Werte in einem Laufzeitdiagramm anordnet, kommt man durch graphische Interpolation zu ortsgültigen Laufzeitkurven (Abb. 2). Bezüglich der Undulationen ist der Kurvenverlauf für Stuttgart und Strasbourg von  $20^\circ$ – $80^\circ$  typisch für die meisten der untersuchten Stationen. Das legt die Vermutung nahe, daß die von JEFFREYS und BULLEN angenommene Geschwindigkeits-Tiefen-Verteilung

für P-Wellen quantitativ zu einfach ist und in ihrer Form modifiziert werden muß. Eine Arbeitsgruppe unter der Leitung von HERRIN [1968] hat deshalb aus der Analyse von 400 starken Erdbeben (Magnitude  $> 5,0$ ) und 30 Großsprengungen von 1961 bis 1964 für Herddistanzen ab  $20^\circ$  neue mittlere P-Laufzeiten abgeleitet. Der gestrichelte Kurventeil bis  $20^\circ$  beruht auf einem Modell des oberen Erdmantels in den zentralen USA (untere Kurve in Abb. 2). Am Ergebnis sind zwei Dinge besonders interessant. Einerseits ist eine deutliche Parallelität aller 3 Kurven sofort zu erkennen, wenn man

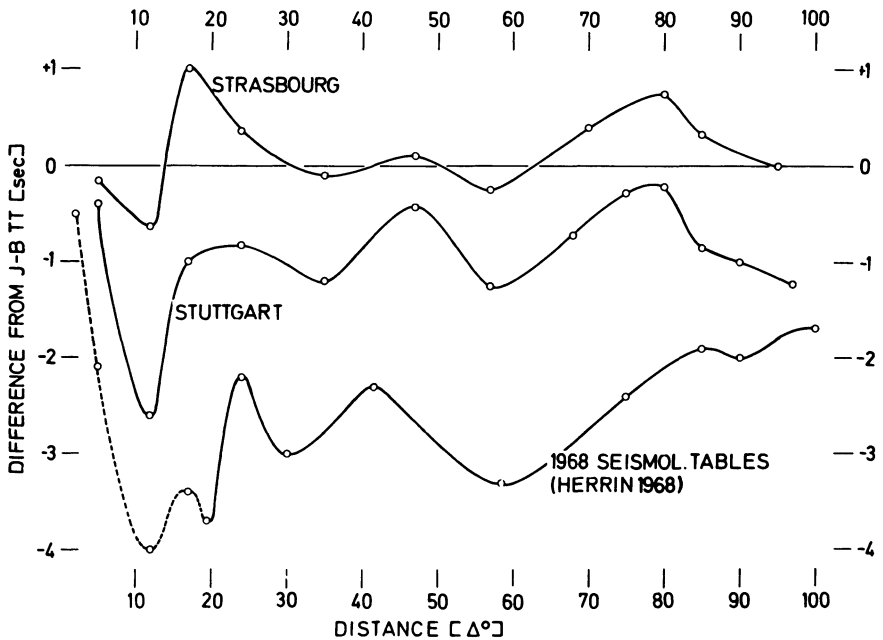


Abb. 2: Ortsgültige Laufzeitkurven für P-Wellen (ISS-Daten 1957–63, Herdtiefe 0–33 km) und die 1968er P-Laufzeiten für Oberflächenbeben [HERRIN 1968], dargestellt als Differenzen von den JEFFREYS-BULLEN-Laufzeiten 1940.

Local travel time curves for P-waves (ISS-Data 1957–63, surface focus) and the 1968 P-travel times for surface focus [HERRIN 1968], shown as differences from the 1940 JEFFREYS-BULLEN travel times.

von geringen Verschiebungen in der Lage der Extremwerte und einer unterschiedlichen Kurventendenz bei Herdentfernungen über  $80^\circ$  einmal absieht. Die Undulationen könnten also mit den HERRIN-Laufzeiten weitgehend ausgeglichen werden. Andererseits besteht ein Niveauunterschied über alle Distanzen von ca. 2 sec bei Stuttgart und ca. 3 sec bei Strasbourg gegenüber der HERRIN-Kurve. Die Ursache dafür wird man im regional unterschiedlichen Aufbau des oberen Erdmantels suchen

müssen. Eigenartig ist nur, daß die Kurven von allen untersuchten Stationen, auch die der Stationen auf dem baltischen Schild, in ihrem Niveau über der HERRIN-Kurve liegen. Wenn die HERRIN-Kurve die mittleren Verhältnisse der ganzen Erde beinhalten soll, muß es diverse Stationen geben, deren Kurvenniveaus einen Abstand von mehr als 3 Sekunden von der JEFFREYS-BULLEN-Kurve haben, was aufgrund der für Nord-europa gefundenen Werte bezweifelt werden muß. Generell lassen sich die ortsgültigen Laufzeitkurven der mittel- und nordeuropäischen Stationen in bezug auf ihr Niveau besser an die JEFFREYS-BULLEN-Kurve angleichen, in bezug auf ihre Form besser an die HERRIN-Kurve.

Auffällig ist im Nahbereich noch der Anstieg zwischen  $\Delta = 12^\circ$  (Intervall  $9^\circ - 15^\circ$ ) und  $\Delta = 17^\circ$  (Intervall  $15^\circ - 19^\circ$ ) um etwa 1,5 sec bei beiden Stationen. Diese Kurvenpunkte basieren fast ausschließlich auf Beben in SE- und SW-Europa. Berücksichtigt man die maximale Eintauchtiefe eines Wellenstrahls (ca. 160 km bei  $\Delta = 15^\circ$ ), so scheint es, daß die P-Wellen aus Entfernungen über  $15^\circ$  eine Zone mit relativ niedriger Geschwindigkeit durchlaufen und dadurch eine Verzögerung erleiden. Das stimmt sehr gut überein mit dem unteren der beiden von MAYER-ROSA [1969] gefundenen P-Kanäle in einer Tiefe von 70–120 km und 160–210 km für SE- und SW-Europa. Die GUTENBERG-ZONE ist demnach in diesen Gebieten komplizierter aufgebaut, als man bisher angenommen hat.

Eine ausführliche Darstellung wird gegenwärtig zur Veröffentlichung vorbereitet.

### Literatur

- HERRIN, E., and J. N. TAGGART: Regional variations in Pn-velocity and their effect on the location of epicentres. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, 52, 1037–1046, 1962.
- HERRIN, E., and J. N. TAGGART: Regional variations in P-travel times. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, 58, 1325–1337, 1968.
- HERRIN, E.: Introduction to 1968 Seismological tables for P-phases, and Tables. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, 58, 1193–1241, 1968.
- JEFFREYS, H., and K. E. BULLEN: Seismological tables. British Association for the Advancement of Science, Gray Milne Trust, 1940.
- MAYER-ROSA, D.: Die Geschwindigkeitsverteilung seismischer Wellen im oberen Erdmantel Europas. Dissertation, Universität Stuttgart, 1969.
- RÖWER, P., und K. STROBACH: Variationen der Pn-Geschwindigkeiten von Erdbebenwellen im Gebiet des Rheingrabens. *The Rhinegraben Progress Report 1967*, 121–122, 1967.





## **Buchbesprechungen**

A. KREBS: *Strahlenbiologie* (Verständliche Wissenschaft Band 95). 127 S., Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, New York, 1968.

Die Strahlenbiologie — eine in ihren Anfängen auf die Zeit nach der Entdeckung der Röntgenstrahlung zurückgehende bio-physikalische Disziplin — hat sich seit der ersten Atombombe und den zahlreichen Testexplosionen der 50er und 60er Jahre zu einem Gebiet von grundlegender und lebenswichtiger Bedeutung entwickelt. Dank der außerordentlich lebhaften Forschungstätigkeit haben sich beachtliche Fortschritte in der Aufklärung der hochenergetischen Strahlenwirkung auf lebende Systeme und der Entwicklung von Schutzmaßnahmen ergeben.

Die „Strahlenbiologie“ von A. KREBS setzt sich das Ziel, Wesen, Bedeutung und heutigen Stand dieses Forschungsgebietes in kurzer, übersichtlicher Form darzustellen. Das Buch wird dieser Zielsetzung in vollem Maße gerecht. In ansprechender und leicht verständlicher Darstellung, die mit zahlreichen aus der Fülle von Einzelergebnissen geschickt ausgewählten Beispielen durchsetzt ist, versteht es der Verfasser, den umfangreichen Stoff zu bewältigen und dem Leser in einer Gesamtübersicht vorzustellen.

In 10 Einzelkapiteln werden behandelt: Die physikalischen Grundlagen der natürlichen und der zivilisatorisch-künstlichen Strahlungen unserer Umwelt (Kap. 1–3), die Grundzüge der biologischen Strahlenwirkungen, Reaktionsketten, Treffertheorie (Kap. 4), die biologischen Wirkungen im einzelnen von den lethalen Großdosen bis zu den Kleinstdosen (Kap. 5–6), die Aufgaben und Probleme des Strahlenschutzes (Kap. 7), das „Fühlen“ von und die „Reaktionen“ auf Strahlungen (Kap. 8), „nützliche Effekte“ ionisierender Strahlungen in Medizin, Industrie, Landwirtschaft u. a. Gebieten (Kap. 9) und schließlich im Schlußkapitel noch mal ganz allgemein die biologische Bedeutung der Umweltstrahlung natürlicher und künstlicher Provenienz.

Es ist dem Verfasser mit seiner lebendigen, von der Wissenschaft begeisterten und für sie begeisternden Darstellung gelungen, dem Leser, wie er sich einleitend vornimmt, „ein Erlebnis von der Schönheit, aber auch den Problemen der Strahlenbiologie zu vermitteln“. Ihm und dem Verlag kann zu dem Bändchen in der Reihe „Verständliche Wissenschaft“ gratuliert werden.

H. ISRAËL

J. C. BEHRENDT, C. R. BENTLEY: *Magnetic and Gravity Maps of the Antarctic*. American Geographical Society, New York, 1968, 9 Tafeln und 4 Seiten Begleittext

Diese Zusammenstellung magnetischer und gravimetrischer Karten gehört zu der von V. C. BUSHNELL herausgegebenen „Antarctic Map Folio Series“, deren Ziel es ist, in gedrängter Form einen Überblick über das derzeitige Wissen über die Antarktis zu geben, soweit das in Kartendarstellungen möglich ist.

Der Teil Magnetik enthält zunächst fünf Karten aus der Serie magnetischer Weltkarten, die das U. S. Naval Oceanographic Office herausgegeben hat. Sie zeigen das nach dem Verfahren von L. HURWITZ ermittelte Normalfeld (Kugelfunktionen bis zur zwölften Ordnung) für die Epoche 1965.0, und zwar Inklination, Horizontalintensität, Vertikalintensität, Totalintensität und Deklination. Das internationale geomagnetische Referenzfeld war zur Zeit der Herausgabe der Karten noch nicht festgelegt.

Für die sechste Karte sind alle verfügbaren Totalintensitätsmessungen herangezogen worden, von den Daten wurde das Normalfeld nach Tafel 4 abgezogen, dann wurden die Mittelwerte über Quadrate von ca. 200 km Kantenlänge gebildet und aufgetragen. Leider kann man im allgemeinen nicht entscheiden, ob die Quellen der gefundenen, großräumigen Anomalien in der Erdkruste oder im Erdmantel liegen. In Tafel 7 ist eine Darstellung der Verteilung der Anomalien kurzer Wellenlänge versucht worden. Die Isolinien geben die Anzahl der Anomalien von über  $100 \gamma$  Amplitude und weniger als 50 km Wellenlänge auf 100 km Profilstrecke an. Schon dieses sehr einfache Verfahren liefert viele Informationen über den Krustenaufbau, einiges davon ist im Begleittext von J. C. BEHRENDT zusammengestellt. Trotzdem wäre eine Darstellung wünschenswert, die z. B. einen Anhalt dafür liefert, in welcher Tiefe die Störkörper liegen.

Die beiden weiteren Tafeln gelten der Gravimetrie, sie zeigen die Freiluft- und die Bouguer-Anomalien. Ähnlich wie bei Tafel 6 wurden auch hier Mittelwerte über Quadrate mit 200 km Kantenlänge gebildet. Das Hauptproblem wirft die in weiten Gebieten unbekannte Eismächtigkeit auf. So ist es schwierig, die gefundenen Anomalien zu deuten, der von C. R. BENTLEY verfaßte Begleittext zur Gravimetrie ist in dieser Hinsicht entsprechend knapp gehalten.

Hervorzuheben ist, daß bei den Tafeln 6–9 die Einzelpunkte, Profile und flächenhaften Vermessungen genau angegeben sind, die der Darstellung zugrunde liegen.

H. A. ROESER



# » JOURNALFRANZ «

**ARNULF LIEBING oHG**

**87 WÜRZBURG, WERNER-VON-SIEMENS-STRASSE 5**

**TELEFON 54020 · GERMANY**

**Wir kaufen ständig  
wissenschaftliche Zeitschriften  
aus allen Gebieten  
zur Zeit suchen wir besonders:**

## **Gerlands Beiträge zur Geophysik**

Band 34—53 oder ähnliche Reihe

## **Zeitschrift für Geophysik**

Alles, besonders die Bände 1—19, 22 und 24—25

## **Beiträge zur angewandten Geophysik**

Möglichst vollständige Reihe

**Angebote auf weitere Titel  
sind uns jederzeit willkommen  
Bitte senden Sie uns  
auch Ihre Desideratenliste**

**Use**

**ANA**

**and you know where you are!**

**In 5 continents**

**ANA** High accuracy  
easy installation  
low weight

**Navigation-System has shown  
its reliability in airborne and  
marine navigation**



**PRAKLA GMBH · 3000 HANNOVER 1 · P.O. BOX: 4767  
PHONE: 807 21 · TELEX: 922847 · CABLE: PRAKLA  
GERMANY**

**Amsterdam · Ankara · Brisbane · Kuala-Belait · Madrid · Milan  
Rio de Janeiro · Tehran · Tripoli · Vienna**