

1 Z 22174 F

März

**ZEITSCHRIFT**  
**FÜR**  
**G E O P H Y S I K**

Herausgegeben im Auftrage der

**Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft**

von

**W. Dieminger, Lindau über Northeim**

unter Mitwirkung von *B. Brockamp*, Münster i. W. — *A. Defant*, Innsbruck — *W. Hiller*, Stuttgart  
*K. Jung*, Kiel — *O. Meyer*, Hamburg — *F. Möller*, München — *H. Reich*, Göttingen

Jahrgang 32

1966

Heft 2



**P H Y S I C A - V E R L A G · W Ü R Z B U R G**

## INHALTSVERZEICHNIS

SOFFEL, H.: Stress dependence of the domain structure of natural magnetite . . . . .	63
KORSCHUNOW, A.: Mittlerer Tagesgang erdmagnetischer Pulsationen am Geophysikalischen Observatorium zu Fürstenfeldbruck in den Jahren 1960—1962 . . . . .	79
TRIPPLER, K.: Bericht über Untersuchungen zur $\beta$ -Aktivität der bodennahen Atmosphäre	102
PUCHER, R.: Untersuchung magnetischer Eigenschaften an der Kontaktfläche zweier benachbarter Gesteinsarten . . . . .	113
Kurzmitteilung . . . . .	119
Briefe an den Herausgeber . . . . .	121
Verzeichnis der geophysikalischen Vorlesungen . . . . .	124

---

### DIE ZEITSCHRIFT FÜR GEOPHYSIK

erscheint zweimonatlich. Der Bezugspreis beträgt je Jahrgang (6 Hefte) 48,— DM, Einzelhefte je nach Umfang. Abonnements verlängern sich jeweils um einen Jahrgang, falls keine ausdrückliche Abbestellung zum Ende eines Jahrgangs vorliegt.

In der Zeitschrift werden Originalarbeiten, die weder im In- noch im Ausland veröffentlicht wurden und die der Autor auch anderweitig nicht zu veröffentlichen sich verpflichtet, aus dem Gebiet der reinen und angewandten Geophysik sowie aus den Grenzgebieten aufgenommen. Mit der Annahme des Manuskriptes geht das ausschließliche Verlagsrecht an den Verlag über.

Die Autoren werden gebeten, die Manuskripte in Maschinenschrift mit handschriftlich eingetragenen Formeln druckfertig einzureichen und gesondert eine „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 Beschriftung der Abbildungen soll auf einem lose vorgeklebten, durchsichtigen Papier erfolgen. Fußnoten sind fortlaufend zu nummerieren und am Ende des Manuskriptes zusammenzustellen; bei Zitaten sind neben Autornamen, Titel und Zeitschriftentitel auch Bandnummer, Erscheinungsjahr und Seitenzahl anzugeben.

Jeder Arbeit ist eine „Zusammenfassung“ in deutscher und englischer oder französischer Sprache beizufügen.

Der Verfasser liest von der Arbeit in der Regel nur eine Korrektur; etwaige Autorenkorrekturen können nur als Fußnoten bzw. am Schluß des Artikels gebracht werden. Umfangreiche Änderungen bedürfen der Zustimmung des Herausgebers und können nur gebracht werden, wenn sich der Autor bereit erklärt, die Korrekturkosten zumindest teilweise zu tragen.

Von seiner Arbeit erhält der Verfasser 50 Sonderdrucke ohne Umschlag kostenlos. Weitere Sonderdrucke liefert der Verlag gegen Berechnung. Eine Honorierung der Beiträge erfolgt nicht.

Für die *Zeitschrift für Geophysik* bestimmte Manuskripte und redaktionelle Anfragen bitten wir an den Herausgeber zu richten:

Prof. Dr. WALTER DIEMINGER, Max-Planck-Institut für Aeronomie, 3411 Lindau über Northeim (Hann.)

Anschrift der *Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft*:

2 Hamburg 13, Von-Melle-Park 6, 14. Stockwerk, Postscheck: Hamburg Nr. 559 83

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.

---

Bekanntmachung lt. Bayer. Pressegesetz: Verlag: PHYSICA-VERLAG Rudolf Liebig K.-G., Würzburg, Münzstr. 12. Pers. haft. Ges.: Rudolf Liebig, Arnulf Liebig und Hildegund Haller, sämtlich Buchhändler in Würzburg. Kommanditisten: Friedr. Gäbler, Buchhändler, und Charlotte Kuhnert, beide Würzburg.

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

Printed in Germany



PHYSICA-VERLAG, Würzburg 1966

# Stress dependence of the domain structure of natural magnetite

By H. SOFFEL, München<sup>1)</sup>

Eingegangen am 14. September 1965

*Summary:* The stress patterns observed on mechanically and on electrolytically polished magnetite surfaces were compared with those observed by other authors on Fe-Si-crystals. It could be shown, that the boundaries of the maze domains are likewise zigzag shaped. The stresses caused by mechanical grinding or by scratching have been calculated. Their magnitude is  $25 \text{ kg/mm}^2 = 2500 \text{ kg/cm}^2$ . Furthermore, the domains on 111-planes of natural magnetite single crystals were observed under the influence of axial pressure in 211-direction. It was found, that the magnetization direction of the domains is arranged vertical to the direction of the axial pressure when the stress-energy  $F_\sigma$  became greater than the magnetocrystalline anisotropy energy  $F_K$  (Fig. 21—23). After removal of the pressure (Fig. 25), a piezo-remanent magnetization (PRM) was found. Its direction is vertical to the direction of axial pressure.

*Zusammenfassung:* Es wurden die Spannungsmuster, die auf mechanisch und auf elektrolytisch polierten Magnetitoberflächen auftreten, mit Mustern verglichen, die von anderen Autoren auf Fe-Si-Kristallen beobachtet werden konnten. Dabei wurde festgestellt, daß die Wände dieser spannungsbedingten Bereiche von Magnetit wie die bereits bekannten von Fe-Si-Kristallen zickzackförmig sind. Die von der mechanischen Politur verursachten Spannungen in der Oberfläche wurden berechnet. Es ergab sich ein Wert von  $25 \text{ kg/mm}^2 = 2500 \text{ kg/cm}^2$ . Ferner wurden die Bereiche auf 111-Flächen von natürlichen Magnetiteinkristallen auf ihre Abhängigkeit von axialem Druck in 211-Richtung hin untersucht. Es wurde gefunden, daß sich die Bereiche senkrecht zur Druckspannung orientieren, wenn die Spannungsenergie  $F_\sigma$  größer als die Kristallanisotropieenergie  $F_K$  wird (Abb. 21—23). Nach Entfernung der axialen Druckspannung (Abb. 25) konnte eine piezoremanente Magnetisierung (PRM) gefunden werden, die senkrecht zur angelegten Druckspannung gerichtet ist.

## Introduction

For the observation of the inner domain structure of magnetite one has the difficulty to provide plain and stress-free surfaces. On surfaces stressed by mechanical polishing the so-called maze patterns are observed. Investigations by CHIKAZUMI and SUZUKI (1955) showed, that the maze patterns can be regarded as a sort of closure domains, whose special structure is strongly influenced by the internal stresses of the surface.

This paper deals with the dependency of the domain structure of natural magnetite on internal stresses and on axial pressure parallel to the surface of the samples.

---

<sup>1)</sup> Dr. H. SOFFEL, Institut für Angewandte Geophysik der Universität München, 8 München 2, Richard-Wagner-Straße 10.

## Zigzag shaped domain structures of natural magnetite, caused by internal stresses

For the study of the domain structures with the Bitter pattern technique, a quite concentrated colloidal suspension of magnetite is used in most cases. Such a concentrated colloid has the advantage, that all structures appear as dense lines and can easily be observed with a microscope. On the other hand it has the disadvantage, that the fine structure of these lines cannot be resolved. Fig. 1 shows the normal type of maze patterns observed on the mechanically polished surface of a polycrystalline magnetite from Kirunavaara (Sweden). Using a very diluted colloid—that can be made out of a concentrated one by centrifugating—the broad maze patterns become more or less parallel thin lines (Fig. 2). The surface of the mechanically polished crystal is nearly a 111-plane. The largest magnification of the microscope ( $105 \times 10 \times 1,25$ ) did not permit to make more resolved photographs of these lines. Visual observation showed, that the lines are zigzag shaped. Fig. 3 (see p. 66) shows the maze domains along a scratch in another crystal of the same sample as above described. Fig. 4 (see p. 66) shows a drawing of the structures with the help of visual observation in the square marked in Fig. 3. The zigzag shape of the maze domains is quite obvious here. CHIKAZUMI and SUZUKI (1955) called such zigzag shaped domain boundaries, that are caused by internal stresses of the sample, simply zigzag walls. The angle  $\omega$  between the adjoining segments of the zigzag line is called zigzag angle. With magnetite,  $\omega$  is in most cases smaller than  $90^\circ$ .

Similar zigzag walls could be observed on surfaces of magnetite, that were not polished mechanically but electrolytically. Some of the samples contained strong internal stresses by nature, others were scratched after electrolytic polishing. Fig. 5 (see p. 67) shows a magnetite single crystal (111-plane) out of a Serpentine from Pfitscher Joch (Austria) with zigzag walls on the electrolytically polished surface. The zigzag shaped walls changed into straight lines when the sample was annealed for one hour at  $600^\circ\text{C}$  in a vacuum. This is illustrated in Fig. 6 (see p. 67).

Other zigzag walls could be observed on the surface of a polycrystalline magnetite sample from Kirunavaara (Sweden) and they are shown in Fig. 7 (see p. 67). The sample was rapidly cooled down to room temperature after thermo-polishing—the sample is heated at  $800^\circ\text{C}$  in a vacuum better than  $10^{-5}$  mm Hg until an evaporation of the material out of the surface can be observed—(Soffel, 1965).

Zigzag shaped walls also occur, when unstressed surfaces of magnetite are artificially stressed by scratches. Fig. 8 (see p. 68) shows a scratch with zigzag walls on the electrolytically polished 111-plane of a magnetite single crystal from Pfitscher Joch (Austria). The zigzag lines are vertical to the scratch and have a length of about 15 microns. Their zigzag shape could only be observed using a very diluted magnetite colloid. With a concentrated colloid, structures of the type shown in Fig. 9 (see p. 68) appeared along the scratch. They are quite similar to the maze patterns represented in Fig. 1.

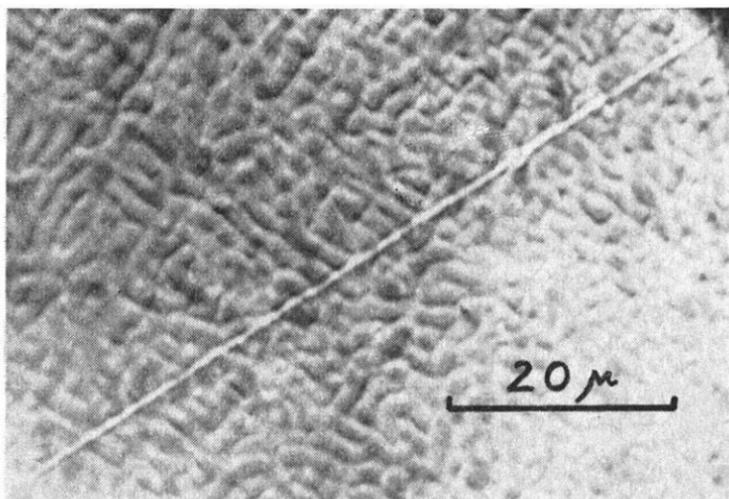


Fig. 1: Maze patterns on a mechanically polished surface of polycrystalline magnetite from Kirunavaara (Sweden), observed with a concentrated magnetite colloid.

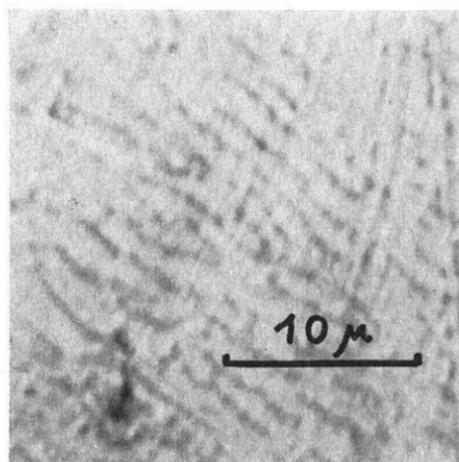


Fig. 2: Maze patterns on a mechanically polished surface of polycrystalline magnetite from Kirunavaara (Sweden), observed with a diluted magnetite colloid.

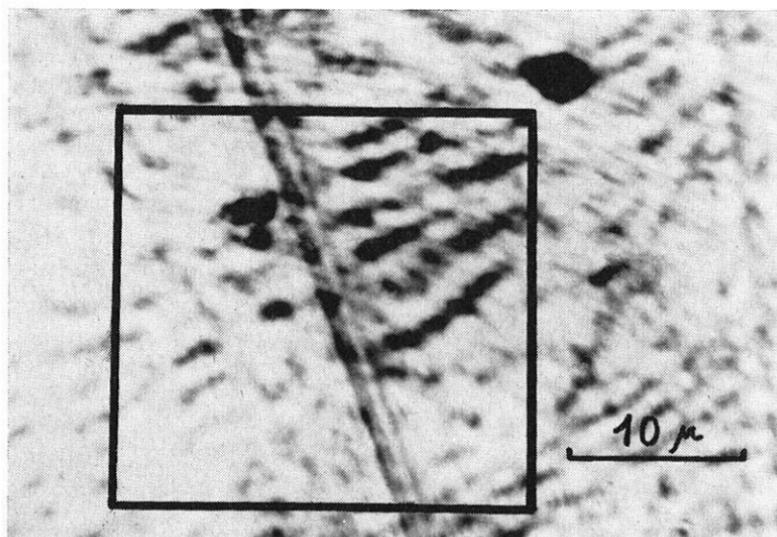
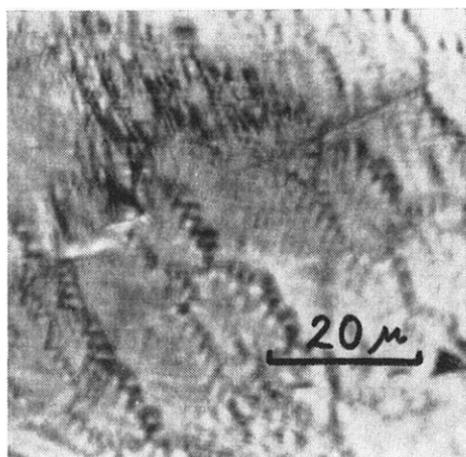


Fig. 3: Zigzag shaped Bitter patterns on the mechanically polished surface of a magnetite ore from Kirunavaara (Sweden), observed with a diluted magnetite colloid.



Fig. 4: Drawing of the zigzag shaped Bitter patterns of the area marked in Fig. 3.



◀ Fig. 5: Zigzag shaped domain boundaries on the 111-plane of an electrolytically polished magnetite single crystal from Pfitscher Joch (Austria).

Fig. 6: Straight domain boundaries on the 111-plane of an annealed and then electrolytically polished magnetite single crystal from Pfitscher Joch (Austria). ▶

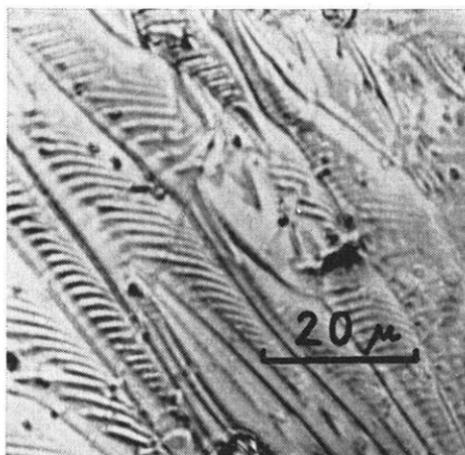


Fig. 7: Zigzag shaped domain boundaries on a crystal surface of a thermo-polished polycrystalline magnetite sample from Kirunavaara (Sweden).

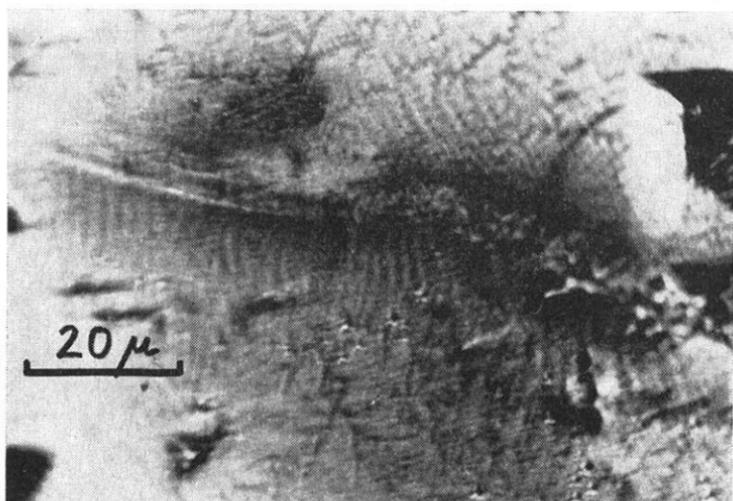


Fig. 8: Zigzag shaped domain boundaries along a scratch in an electrolytically polished 111-plane of a magnetite single crystal from Pfitscher Joch (Austria), observed with a diluted magnetite colloid.

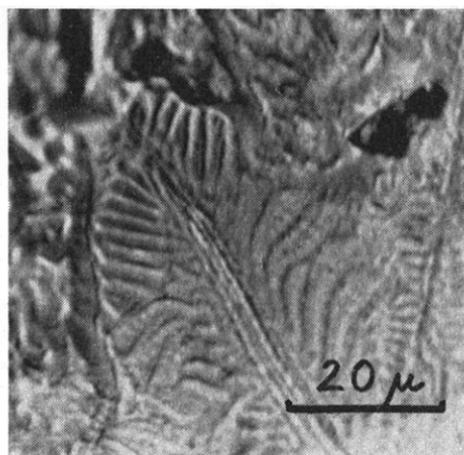


Fig. 9: Domains along a scratch in an electrolytically polished 111-plane of a magnetite single crystal from Pfitscher Joch (Austria), observed with a concentrated magnetite colloid.

### Interpretation of the zigzag walls and calculation of the internal stresses originating the maze patterns

In opposition to earlier investigations on the maze domains of Fe-Si-crystals (SOLLER, 1937), CHIKAZUMI and SUZUKI (1955) found out the maze patterns to be not completely independent from the structure of the inner domains lying below. There exists a close connection between the maze patterns and the inner domains in the special case, when the inner domains are spontaneously magnetized perpendicularly to the surface. These conditions are realized with the above shown maze patterns. All zigzag boundaries were observed on 111-planes or nearly 111-planes.

Under the influence of stresses in the surface, the domain structure on the surface is given by minimizing the sum of the stray-field energy, the stress energy, the magneto-crystalline anisotropy energy and the wall energy. For the zigzag shape of the domains on stressed surfaces CHIKAZUMI and SUZUKI (1955) give two reasons: the energy of a  $71^\circ$ - respectively  $109^\circ$ - wall depends on their orientation in the crystal and the stray-field energy of the wall on their orientation towards the surface. By minimizing the energy of a unit area of the average plane of the zigzag wall one gets a configuration not with straight but with zigzag shaped walls. The zigzag angle  $\omega$  depends on the stress and becomes smaller the greater the stresses in the surface are. For magnetite, which has  $71^\circ$ - respectively  $109^\circ$ -walls between the inner domains and the closure domains on the surface, a zigzag angle of about  $70^\circ$  was calculated. This value agrees with the observation.

The zigzag walls along a scratch are brought about by the stresses in its neighbourhood. The stress is vertical to the scratch and decreases with distance. Because of the positive magnetostrictive constant  $\lambda_{111}$  of magnetite, the domains along the scratch are magnetized vertically to the stress, i. e. parallel to the scratch. (For more details see next chapter.) As the stress decreases with distance from the scratch, the zigzag shaped boundaries should disappear in some distance from the scratch and be replaced by the undisturbed domain structure. This coincides with the observation.

Fig. 10 (see p. 70) shows a model after CHIKAZUMI and SUZUKI (1955) for the zigzag shaped closure domains along a scratch. In Fig. 11 (see p. 70) a model for the undisturbed domain structure with closure domains on the 111-plane is illustrated. It corresponds to the domains shown in Fig. 6.

From a configuration as schematically shown in Fig. 10 the width  $D$  of the stressed inner domains lying below can be measured. By minimizing the sum of the stray-field energy and the Bloch-wall energy, the stress vertical to the surface is given by:

$$\tau_{111} = \frac{8 \cdot \gamma_w \cdot L}{3 \cdot \lambda_{111} \cdot D^2}$$

$\gamma_w$  denotes the wall energy and is about  $1 \text{ erg/cm}^2$ .  $L$  is the thickness of the zone under stress and is about one half of the width of the structures caused by the scratch; from Fig. 8,  $L$  is 15 microns.  $D$  denotes the width of the domains;  $D$  is about 1,5 microns

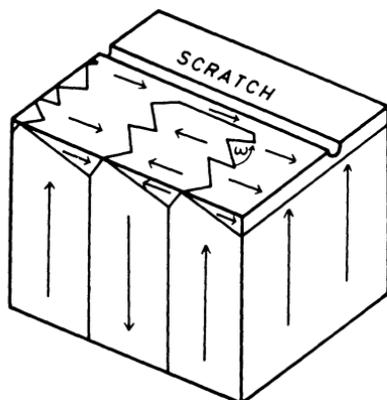


Fig. 10: A model after CHIKAZUMI and SUZUKI (1955) for the closure domains along a scratch in a 111-plane of a magnetite crystal.

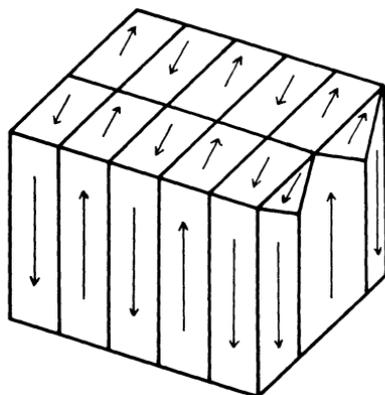


Fig. 11: Model for the magnetization of the domains on the 111-plane of an unstressed magnetite crystal.

from Fig. 8.  $\lambda_{111} = +80 \cdot 10^{-6}$  denotes the magnetostrictive constant of magnetite along the 111-axis, after BICKFORD et al. (1955). The stress along the scratch is then given by

$$\tau_{111} = 2,5 \cdot 10^9 \text{ dyn/cm}^2 \approx 2500 \text{ kg/cm}^2.$$

The maze patterns shown in Fig. 2 have the same domain width; that leads to the same value for the internal stresses caused by mechanical grinding.

### Domain structures under the influence of axial pressure and the observation of a piezo-remanent magnetization (PRM)

For the quantitative measurement of the stress dependency of the domain structure of natural magnetite an apparatus for uniaxial pressure of the samples was built. Fig. 12 shows the apparatus. The 6000 kg hydraulic press was placed horizontally, that the observation of the domains could be made in the usual position of the microscope. Fig. 13 illustrates the position of the sample for the observation of the magnetic domains under the influence of axial pressure parallel to the surface.

Fig. 14 and 15 (see p. 72) show, that the maze patterns on a mechanically polished surface of a polycrystalline magnetite sample from Kirunavaara (Sweden) did not change up to an axial pressure parallel to the surface of 2100 kg/cm<sup>2</sup>. From this observation can be concluded, that the internal stresses caused by mechanical grinding are greater than 2100 kg/cm<sup>2</sup>. This is in agreement with the calculations from chapter

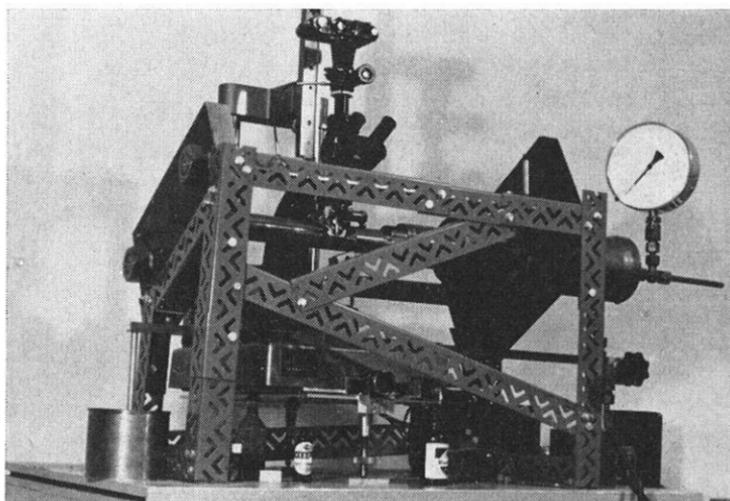


Fig. 12: Apparatus for the observation of magnetic domains of magnetite under the influence of axial pressure parallel to the surface of the samples.

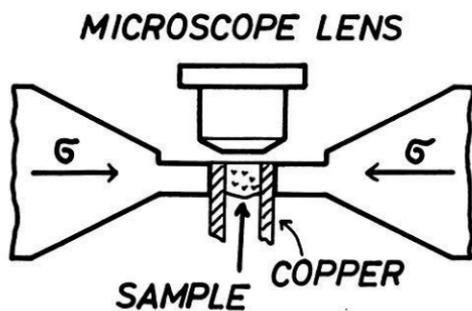


Fig. 13: Position of the magnetite samples for axial pressure parallel to the surface.

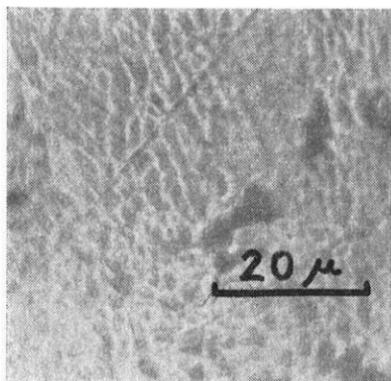
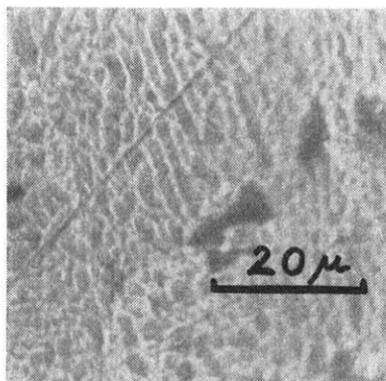
Fig. 14:  $\sigma = 0$ .Fig. 15:  $\sigma = 2100 \text{ kg/cm}^2$ .

Fig. 14 and Fig. 15:

Maze patterns on the surface of a mechanically polished magnetite sample from Kirunavaara (Sweden) under the influence of axial pressure parallel to the surface and the lower margin.

two, where we got  $2500 \text{ kg/cm}^2$  for the internal stress caused by the polishing process. Higher axial pressures could not be reached with magnetite samples. All specimens broke at pressures higher than about  $2000 \text{ kg/cm}^2$ .

The domain structures on stress-free surfaces of electrolytically polished magnetite single crystals changed already under small axial pressure. Fig. 16, 17 and 18 show the domains on the 111-plane of a magnetite single crystal from Pfitscher Joch (Austria). The axial pressure is parallel to the surface and in the direction indicated by the arrow; its value is  $400 \text{ kg/cm}^2$ . After a removal of the stress, almost the previous domain configuration appeared. Differences indicate the occurrence of irreversible processes.

With stress-free magnetite samples, the domain configuration is given by minimizing the sum of stray-field energy, crystal anisotropy energy and wall energy. The direction of magnetization of the domains is mainly determined by the second term. In the following, the behaviour of the domain structure on a 111-plane of magnetite is regarded in a state of the crystal, when the energy of the axial pressure is of the same magnitude as the crystal anisotropy energy or even greater.

After BECKER and DÖRING (1939) the crystal anisotropy energy is given in the first approximation by

$$F_K = K_1 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2).$$

$K_1$  denotes the crystal anisotropy constant.  $K_1 = -11 \cdot 10^4 \text{ erg/cm}^3$  after BICKFORD (1957). The  $\alpha_i$  are the direction cosine of the magnetization direction with the  $i$ -axis of the crystal. The expression in brackets has a maximal value of  $1/3$ . Therefore:

$$F_K \leq 3,7 \cdot 10^4 \text{ erg/cm}^3.$$

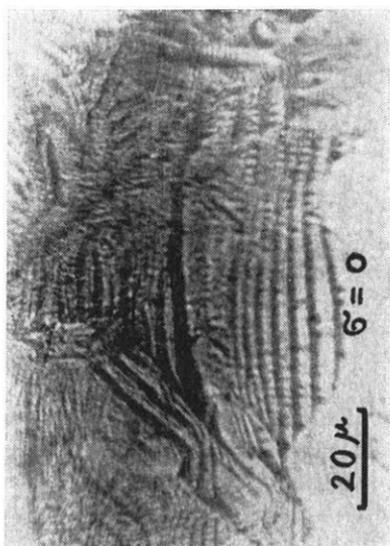
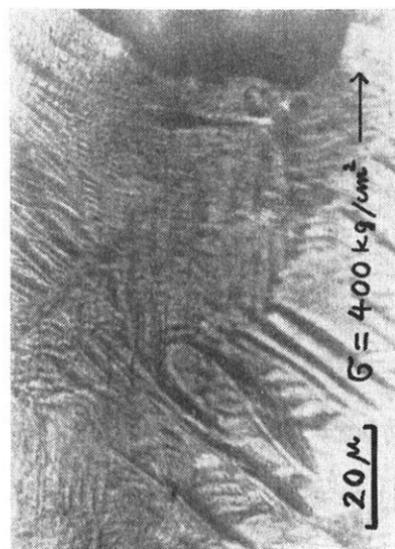
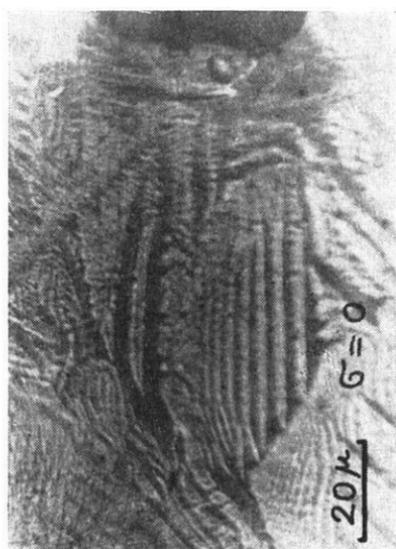
Fig. 16:  $\sigma = 0$ .Fig. 17:  $\sigma = 400 \text{ kg/cm}^2$ .Fig. 18:  $\sigma = 0$ .

Fig. 16, Fig. 17 and Fig. 18:

Domains on the 111-plane of an electrolytically polished magnetite single crystal from Pfitscher Joch (Austria) under the influence of axial pressure parallel to the surface and the direction indicated by the arrow.

The stress energy is given by:

$$F_{\sigma} = -\frac{3}{2} \lambda_{100} (\tau_{11} \alpha_1^2 + \tau_{22} \alpha_2^2 + \tau_{33} \alpha_3^2) - \lambda_{111} (\tau_{12} \alpha_1 \alpha_2 + \tau_{23} \alpha_2 \alpha_3 + \tau_{31} \alpha_3 \alpha_1).$$

$\lambda_{100}$  and  $\lambda_{111}$  denote the magnetostrictive constants along the 100- respectively 111-axis.  $\lambda_{100} = -20 \cdot 10^{-6}$ ;  $\lambda_{111} = +80 \cdot 10^{-6}$ , after BICKFORD et al. (1955).  $\tau_{ik}$  are the components of the symmetrical stress tensor and the  $\alpha_i$  are again the direction cosine of the magnetization direction with the  $i$ -axis of the crystal.  $F_{\sigma}$  is the energy that is necessary to turn isothermally and reversibly in one  $\text{cm}^3$  of the material the magnetization direction from a given position into the direction  $\alpha_i$ , constant stress provided (KNELLER, 1962).

When  $\sigma$  is a homogeneous stress in the direction  $\beta_1, \beta_2, \beta_3$  ( $\beta_i$  being the direction cosine with the  $i$ -axis of the crystal) with the components  $\tau_{ik} = \sigma \cdot \beta_i \cdot \beta_k$ ,  $F_{\sigma}$  is given by:

$$F_{\sigma} = -\frac{3}{2} \sigma \left\{ \lambda_{100} (\beta_1^2 \alpha_1^2 + \beta_2^2 \alpha_2^2 + \beta_3^2 \alpha_3^2) + \lambda_{111} (2 \beta_1 \beta_2 \alpha_1 \alpha_2 + 2 \beta_2 \beta_3 \alpha_2 \alpha_3 + 2 \beta_3 \beta_1 \alpha_3 \alpha_1) \right\}.$$

For the domains being magnetized in the 111-direction, the  $\alpha_i$  are equal to  $\sqrt{1/3}$ . The stress is in the 211-direction (parallel to the surface, which is a 111-plane) and the  $\beta_i$  are given by  $\sqrt{1/6}, \sqrt{1/6}, \sqrt{2/3}$ . Thus we have for the stress energy:

$$F_{\sigma} = -\sigma \cdot 57 \cdot 10^{-6} \text{ erg/cm}^3.$$

For  $\sigma = 100 \text{ kg/cm}^2 \approx 10^8 \text{ dyn/cm}^2$  we have:

$$F_{\sigma} = 0,57 \cdot 10^4 \text{ erg/cm}^3.$$

$F_{\sigma}$  becomes greater than  $F_K$  for values of  $\sigma$  greater than  $650 \text{ kg/cm}^2$ .

Because of  $\lambda_{111} > 0$  and  $K_1 < 0$  one expects with magnetite, that an axial pressure ( $\sigma < 0$ ) has the effect, that the domains are magnetized vertically to the stress when  $F_{\sigma} > F_K$ .

The above made calculations could be confirmed by observation. Fig. 19 to 25 show the domain structures on the electrolytically polished 111-plane of a magnetite single crystal from Pfitscher Joch (Austria) under the influence of an axial pressure in 211-direction (parallel to the surface and the arrows). From Fig. 19 to Fig. 23 pressure is increasing up to a value of  $1000 \text{ kg/cm}^2$  and then decreasing to zero (Fig. 24 and Fig. 25). When exceeding the stress of  $650 \text{ kg/cm}^2$  domains magnetized vertical to the stress are formed increasingly. A removal of the stress brought back most of the previous domain structures, yet a part of the domains remains magnetized perpen-

dicularly to the stress. This fact becomes obvious comparing Fig. 19 ( $\sigma = 0$  before pressure) with Fig. 25 ( $\sigma = 0$  after pressure). This means, that a remanent magnetization vertical to the stress was produced by axial pressure of the sample.

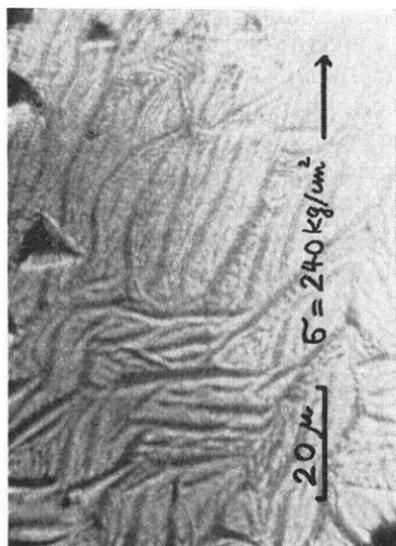
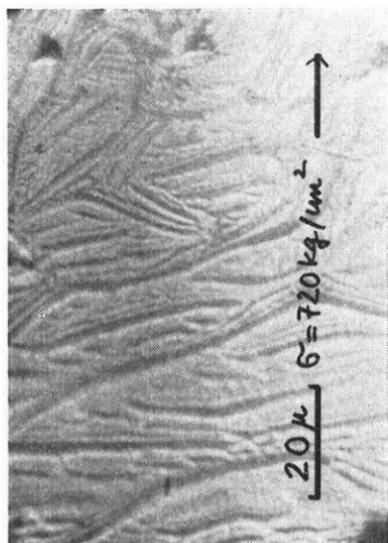
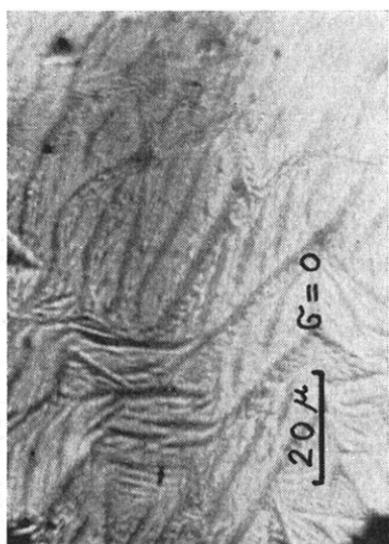
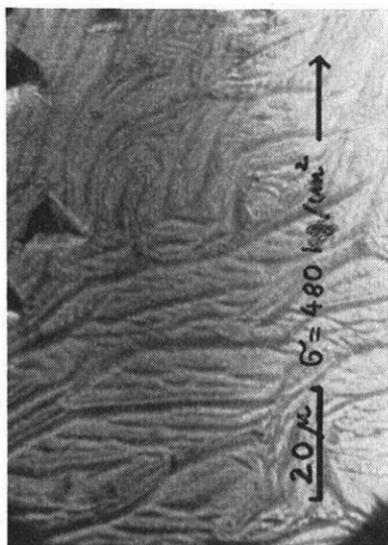
Similar results are described by DOMEN (1957). He also found a remanent magnetization vertical to axial pressure in a macroscopic sample consisting of powdered magnetite. He called this remanent magnetization the piezo-remanent magnetization, abbreviated by PRM.—In this connection, the measurements of GRAHAM (1956) should be mentioned. He interpreted the scattered magnetization of the Karoo dolerite sills as caused by nonhydrostatic stress during the formation of the rock (after NAGATA, 1961).

### Acknowledgement

The investigations were made in the Institut für Angewandte Geophysik der Ludwig-Maximilians-Universität München, Germany, under the direction of Prof. Dr. G. ANGENHEISTER. I wish to thank Dipl.-Geophys. F. RUMMEL, Dr. A. SCHULT and Dr. N. PETERSEN for many helpful discussions. I am most indebted to the Deutsche Forschungsgemeinschaft for making available most of the instruments.

### References

- BECKER, R., and W. DÖRING (1939): *Ferromagnetismus*. Springer, Berlin 1939.
- BICKFORD, L. R., et al. (1955): Magnetostriction and permeability of magnetite and Co-substituted magnetite. *Phys. Rev.* 99 (1955), pp. 1210—1214.
- BICKFORD, L. R., et al. (1957): Magnetocrystalline anisotropy in Co-substituted magnetite single crystals. *Proc. Inst. electr. Engrs. B* 104 (1957), pp. 238—244.
- CHIKAZUMI, S., and K. SUZUKI (1955): On the maze domain of silicon-iron crystal. *J. of phys. Soc. of Japan*, Vol. 10, Nr. 7, July 1955, pp. 523—534.
- DOMEN, H. (1957): *Bull. Fac. Educ. Yamaguchi Univers. Japan*. Vol. 7 (1957), p. 41.
- GRAHAM, J. W. (1956): *J. of Geophys. Research*, 61 (1956), p. 735.
- KNELLER, E. (1962): *Ferromagnetismus*. Springer, Berlin 1962.
- NAGATA, T. (1961): *Rock magnetism*. Maruzen Comp. Ltd., Tokyo 1961.
- SOFFEL, H. (1965): Magnetic domains of polycrystalline natural magnetite. *Z. f. Geophysik* 31, H. 6, S. 345—361.
- SOLLER, T. (1937): Das Verhalten der Bitterschen Streifen unter elastischen Verzerrungen. *Z. f. Physik*, Bd. 106 (1937), pp. 485—497.

Fig. 20:  $\sigma = 240 \text{ kg/cm}^2$ .Fig. 22:  $\sigma = 720 \text{ kg/cm}^2$ .Fig. 19:  $\sigma = 0$ .Fig. 21:  $\sigma = 480 \text{ kg/cm}^2$ .

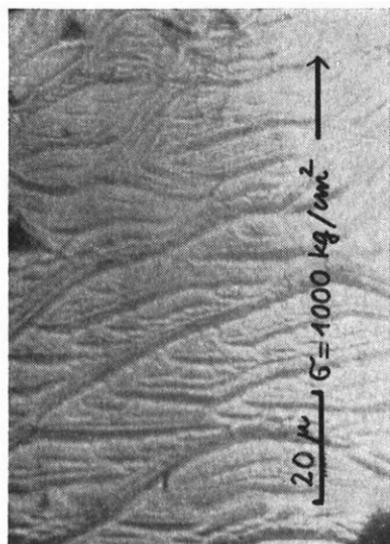


Fig. 23:  $\sigma = 1000 \text{ kg/cm}^2$ .

Fig. 19 to Fig. 25:

Domains on the 111-plane of an electrolytically polished magnetite single crystal from Pfitscher Joch (Austria) under the influence of axial pressure parallel to the surface. The direction of the axial pressure—here in 211-direction—is indicated by arrows.

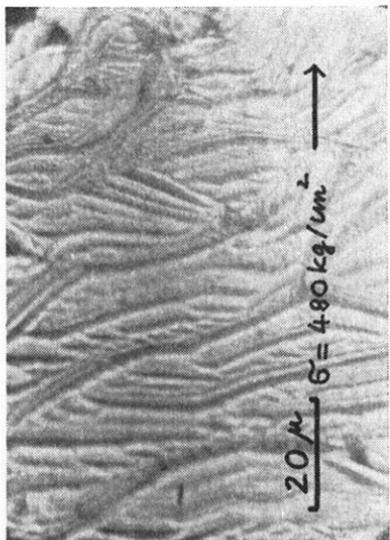


Fig. 24:  $\sigma = 480 \text{ kg/cm}^2$ .

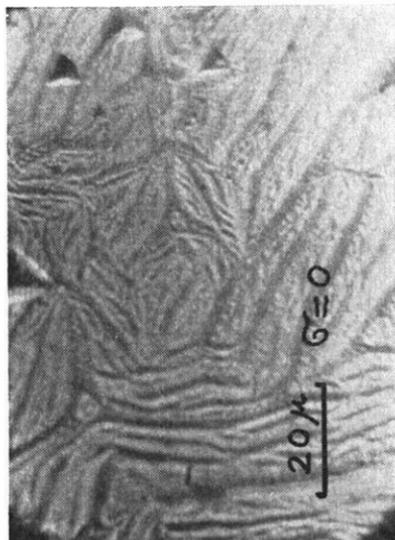


Fig. 25:  $\sigma = 0$ .



# Mittlerer Tagesgang erdmagnetischer Pulsationen am Geophysikalischen Observatorium zu Fürstenfeldbruck in den Jahren 1960—1962<sup>1)</sup>

Von A. KORSCHUNOW, Fürstenfeldbruck<sup>2)</sup>

Eingegangen am 12. Juli 1965

*Zusammenfassung:* Die erdmagnetischen Pulsationen werden an der Station Fürstenfeldbruck (Fü) seit dem 29. Dezember 1959 laufend registriert. In Anlehnung an ein von G. ANGENHEISTER vorgeschlagenes Auswerteverfahren sind die Störungen der Komponente  $dH/dt$  (Horizontalkomponente im magnetischen Meridian) innerhalb Viertelstundenintervallen nach einer viergradigen Skala geschätzt worden. Der Periodenbereich zwischen 3 und 480 Sekunden wurde in sieben Oktaven eingeteilt. Für die mit  $P$  bezeichneten Aktivitätszahlen der Pulsationen (auch Pulsationszahlen) der einzelnen Oktaven sind Mittelwerte von 41 Sonnenrotationen der Jahrgänge 1960, 1961 und 1962 als Tagesgänge bestimmt worden. Ferner wurden mittlere Tagesgänge der einzelnen Jahre und mittlere Tagesgänge der drei Jahre, sowie der Jahreszeiten (Solstizien und Äquinoktien) dargestellt. Außerdem sind für jeden Kalendertag der drei Jahre sogenannte „Normierte Spektren“ zusammengestellt worden. Das der Auswertung zugrunde liegende Filter läßt drei Arten von Tagesgängen erkennen. Für Störungen mit Perioden bis zu 15 Sekunden ergeben sich zwei Maxima, nämlich morgens und abends; im Periodenbereich zwischen 15 und 60 Sekunden dagegen existiert nur ein Mittags-, respektive Tagesmaximum; die restlichen drei Oktaven zwischen 60 und 480 Sekunden haben Abend-, respektive Nachtmaxima. Im Periodenbereich von 15 bis 30 Sekunden zeigt sich im Anstieg zum Mittagsmaximum (zwischen 7 und 9 Uhr UT = 8 und 10 Uhr MEZ) ein kleines, relatives Minimum. Ein Vergleich mit nach der gleichen Auswertemethode gewonnenen Statistik der Tagesgänge an der Station Göttingen (Gt) für das Jahr 1959 zeigt, daß offenbar der Charakter der Tagesgänge stationsabhängig ist.

*Summary:* Geomagnetic pulsations have been recorded continuously at Fürstenfeldbruck (Fü) since 29 Dec. 1959. The component  $dH/dt$  (derivative of the horizontal intensity in the magnetic meridian) was statistically treated as proposed by G. ANGENHEISTER in the following manner: The spectrum to which the magnetograph responds in general contains periods from 3 to 480 seconds. This spectrum was divided into seven octaves (3—7,5 sec, 7,5—15 sec, 15—30 sec etc. ...). The amplitude-contents of every quarter hour is estimated by means of a scale of four grades (0, 0,5, 1, 2) for each of the seven octaves (activity figures  $P$ ). The mean diurnal variation of the activity figures is shown for the years 1960, 1961, and 1962, for the three years, and for the four seasons. Moreover spectra are shown for every day of the three years. Three types of diurnal variations of the activity were found. Pulsations with periods between 3 and 15 seconds have activity maxima in the morning and evening. For periods between 15 and 60 seconds there exists a day-time maximum, while periods above 60 seconds have their activity maximum in the evening and night hours. At periods between 15 and 30 seconds the morning rise of the activity shows a slight depression between 7 and 9 hours (UT). From a comparison of the diurnal activity variation of Göttingen (Gt) with Fürstenfeldbruck (Fü) it can be inferred that the character of the diurnal activity variation seems to vary with the station.

<sup>1)</sup> Vorgetragen auf der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Freiburg i. Br. vom 29. September bis 2. Oktober 1964.

<sup>2)</sup> Geophysikalisches Observatorium zu Fürstenfeldbruck der Ludwig-Maximilians-Universität München, 808 Fürstenfeldbruck (Obb.), Ludwigshöhe 8.

Seit dem 29. Dezember 1959 werden am Geophysikalischen Observatorium zu Fürstenfeldbruck ohne Unterbrechung die erdmagnetischen Pulsationen mit einem Dreikomponentensatz ( $dH/dt$ ,  $dD/dt$  und  $dZ/dt$ ) von Induktionsvariographen nach GRENET registriert. Der Papiervorschub beträgt dabei  $6 \text{ mm/min} = 36 \text{ cm/h}$ . Die Apparatur ist eine Entwicklung des Geophysikalischen Instituts der Universität Göttingen, die 1951 von G. ANGENHEISTER eingeleitet und von W. KERTZ fortgeführt worden ist. H. VOELKER (1963) hat eine ausführliche Beschreibung der Meßeinrichtung gegeben.

Es wurde für das Beobachtungsmaterial der Station Fürstenfeldbruck von einer Bearbeitung einzelner, diskreter Phänomene zunächst abgesehen. Statt dessen wurde eine fortlaufende statistische Auswertung des Beobachtungsmaterials durchgeführt. Das Ergebnis der ersten 3 Jahre soll hier vorgelegt werden. Es ist geplant, die statistischen Auswertungen über einen längeren Zeitraum auszudehnen, wahrscheinlich aber mit einer gewissen, auf der bisherigen Erfahrung beruhenden Modifikation.

G. ANGENHEISTER (1954) hat als ersten Schritt der Auswertung aus den Registrierungen einer etwa zweijährigen Beobachtungszeit Aktivitätszahlen ( $P_z$ ) bestimmt. Dabei wurden Periodenintervalle von 6 Oktavbändern klassifiziert im Bereich zwischen 7,5 bis 480 Sekunden und darüber hinaus noch längere Perioden bis zu einer Dauer von 2 Stunden. Die Maßzahl  $P_z(T)$  setzte sich zusammen aus der Messung einer Doppelamplitude in ( $\gamma$ ) und der Anzahl ( $n$ ) von Schwingungen des jeweiligen Periodenbereichs im Verlaufe einer Stunde. Eine ähnliche Art der Auswertung „mikromagnetischer Oszillationen“, wie die Pulsationen früher auch genannt wurden, findet sich bei A. PÖDDER (1927).

Auch neuere statistische Arbeiten über Pulsationen, T. SAITO (1962) und (1964), verwenden diese Methode: genaue Bestimmung einer Amplitude in ( $\gamma$ ) verbunden mit einem entsprechenden Häufigkeitsgewicht. Indessen gehen diese Untersuchungen nicht über Zeitabschnitte von mehreren Monaten bis in die Größenordnung von 1 bis 2 Jahren hinaus.

Es hat sich gezeigt, daß eine solche Art der Auswertung über eine langandauernde Beobachtungsreihe zu zeitraubend ist. Abweichend davon wurde für die Statistik an der Station Fürstenfeldbruck eine neue, vereinfachte Auswertemethode verwendet. Diese wurde ebenfalls von G. ANGENHEISTER nach den Erfahrungen über eine fünfjährige Statistik von Beobachtungsmaterial an der Station Göttingen, G. ANGENHEISTER und C. v. CONSRUCH (1961), vorgeschlagen. Eine Erprobung der neuen Methode wurde am Beobachtungsmaterial des Jahrgangs 1959 an der Station Göttingen vorgenommen.

Bei dieser statistischen Auswertung wird das Beobachtungsmaterial im Bereich der Perioden von 3—480 sec (3 Sekunden als unterste Grenze der Auflösung der Apparatur) in 7 Oktaven eingeteilt:

1.  $T = 3,0\text{—}7,5 \text{ sec}$ ; 2.  $T = 7,5\text{—}15 \text{ sec}$ ; 3.  $T = 15\text{—}30 \text{ sec}$ ; 4.  $T = 30\text{—}60 \text{ sec}$ ;
5.  $T = 60\text{—}120 \text{ sec}$ ; 6.  $T = 120\text{—}240 \text{ sec}$ ; 7.  $T = 240\text{—}480 \text{ sec}$ .

Als Basisintervall bei der Auswertung dient die Viertelstunde. Dementsprechend wird getrennt nach viertelstündlichen Intervallen beim Auswerten der Registrierungen der Störungsgrad der jeweiligen Oktave nach einer vierstufigen Skala geschätzt. Eine Viertelstunde nimmt auf der Registrierung eine Strecke von 9 cm ein. Das ist ein leicht überschaubarer Abschnitt. Er paßt gleichzeitig gut in das Auswertungsspektrum. Die größte vorkommende Periode von 480 sec kann mit etwa zwei Schwingungen darin vertreten sein. Vom Auswerter wird dabei in einem Arbeitsgang sowohl das allgemeine Schwingungsbild, Anzahl der Schwingungen in einer Viertelstunde, als auch die Amplitude der Pulsationen schätzend bewertet mit Ziffern (0; 0,5; 1; 2). Als Richtmaß gilt: 0 ruhig, 0,5 schwach gestört, 1 gestört, 2 stark gestört. In der Praxis hat sich eine Unterstützung der Schätzung durch eine siebenteilige Strichskala in Glas (nach den mittleren Perioden der 7 Oktaven eingeteilt) als sehr günstig herausgestellt.

Zur Nachprüfung dieser subjektiven Auswertemethode wurden die Registrierungen der Sonnenrotation Nr. 1738 (in der Zeit vom 5.—31. Juli 1960) an der Station Fürstenfeldbruck von vier verschiedenen Auswertern bearbeitet. Das Ergebnis war zufriedenstellend. Die mittleren Tagesgänge über die Sonnenrotation Nr. 1738 der drei Probeauswerter paßten, wiederum gemittelt, sehr gut zu den Werten des Verfassers, der die drei Jahrgänge 1960—1962 bearbeitet hat.

Sowohl bei der alten wie auch bei der neuen Methode wird ausschließlich die Horizontalkomponente im magnetischen Meridian ( $dH/dt$ ) ausgewertet. Die Aktivitätszahlen, die nach der älteren Methode gewonnen worden sind, sind von G. ANGENHEISTER und C. v. CONSBRUCH (1961) mit  $P_z$  (Index:  $z$ ) bezeichnet, während die Pulsationszahlen nach der hier verwendeten Methode mit  $P$  (ohne Index:  $z$ ) bezeichnet werden. Die statistische Urliste der Auswertung umfaßt pro Jahr rund 245000 Werte. Während die Erstellung der Urliste relativ zügig vorangeht, ist die nachfolgende Umordnung der Werte nach den verschiedenen statistischen Gesichtspunkten sehr zeitraubend. Zeitweilig dafür eingesetzte Hilfskräfte konnten aus Mitteln der DEUTSCHEN FORSCHUNGSGEMEINSCHAFT entlohnt werden. Es ist anzustreben, weitere Auswertungen über längere Zeitdauer in der Zukunft mit Hilfe von Lochkarten weitgehend zu mechanisieren.

Das Ziel der statistischen Auswertung nach dem oben beschriebenen Schlüssel ist die Darstellung mittlerer Tagesgänge in allen sieben Oktaven über eine längere Beobachtungszeit. In „Ergebnisse der erdmagnetischen Beobachtungen im Jahre 1960“, „... im Jahre 1961“ und „... im Jahre 1962“ (Veröff. d. Geophys. Obs. Fürstenfeldbruck Serie A Nr. 3, Nr. 4 und Nr. 5) wurde vom Verfasser jeweils ein Zwischenergebnis der statistischen Auswertung veröffentlicht. Dieses soll hier kurz wiederholt werden.

- Mit  $P$  = Störungszahl einer Viertelstunde für eine Oktave ( $T$ ),  
 $\tau$  = Anzahl der erfaßten Viertelstunden eines Tages ( $d$ ), /regulär 96/,  
 $\omega$  = Anzahl der Oktaven ( $T$ ), /regulär 7/

ist

$$\tau \bar{P}(T) = \frac{1}{\tau} \sum_1^{\tau} P(T) = \begin{array}{l} \text{Tagesmittel der viertelstündlichen} \\ \text{Werte einer Oktave (T)}. \end{array} \quad (1)$$

Summation über alle Oktaven ergibt:

$$\sum_1^{\omega} \tau \bar{P}(T) = \begin{array}{l} \text{Tagessumme der Tagesmittel der viertel-} \\ \text{stündlichen Werte über alle Oktaven (T)}. \end{array} \quad (2)$$

Der prozentuale Anteil einer Einzel-Oktave ( $T$ ) am gesamten Störpegel eines Tages ( $d$ ) im Monat ( $m$ ) oder in einer Sonnenrotation ( $\odot$ ) stellt sich dar als:

$$P_{sp}(d, m, \odot, T) = \left[ \tau \bar{P}(T) / \sum_1^{\omega} \tau \bar{P}(T_i) \right] \cdot 100 \quad \begin{array}{l} \text{(Index „sp“} \\ \text{hinweisend} \\ \text{auf Spektrum).} \end{array} \quad (3)$$

Die Abbildungen 1, 2 und 3 zeigen die Darstellung der  $P_{sp}$  für die Jahre 1960, 1961 und 1962. Die Stufenzüge der Spektren der einzelnen Tage sind nach Sonnenrotationen geordnet. Es sind aufgetragen worden: die Werte  $P_{sp}(d, T)$  der 7 Oktaven nebeneinander für jeden Tag des Jahres (Skala in 10%-Stufen) nach oben von einer gemeinsamen Grundlinie aus, ferner die Tagessumme (2) der Tagesmittel von der gemeinsamen Grundlinie aus nach unten in Form einer Note (Strich mit ausgefülltem Kopf). An Tagen, deren Werte durchbrochen eingetragen worden sind, stand weniger als  $\frac{2}{3}$  der Tageszeit für die Auswertung zur Verfügung (Lücken in der Registrierung). Totalausfälle sind frei gelassen worden.

Die Zusammenstellung der  $P_{sp}$ -Werte (unter der Bezeichnung „Normierte Spektren /% Magn. Pulsationen“, Abb. 1, 2 und 3) gibt einen klaren Eindruck über den Charakter der Tagesregistrierungen an der Station Fürstfeldbruck. Instrukтив ist der Vergleich dieser Spektren mit den jährlichen Zusammenstellungen der „Planetary Magnetic Three-Hour-Range Indices, Kp 1960, 1961 und 1962“ nach J. BARTELS. An allen Tagen, an denen in der Notenschrift nach J. BARTELS der Störungsgrad höhere Werte als 5 annimmt, sind die Spektren der 7 Oktaven breit (z. B. eine Reihe von Tagen um den 1. April 1960 in Sonnenrotation Nr. 1734, sowie gegen Ende der Sonnenrotation Nr. 1742 etwa 11.—16. November 1960 und ähnliche). Ebenso lassen sich an Hand der Abbildungen 1, 2 und 3 die Tage festlegen, an denen besonders gut ausgeprägte, lang andauernde Pulsationen vom Typ pc (pulsations continuous) vorherrschen. Das ist immer dann der Fall, wenn die 3. Oktave (15—30 sec) zusammen mit der 4. Oktave (30—60 sec) das Bild des Tagesspektrums prägen (z. B. in Sonnenrotation Nr. 1735 am 5. Mai 1960, in Sonnenrotation Nr. 1743 am 27. November 1960 und ähnliche). Während im Jahre 1960, entsprechend der allgemeinen größeren magnetischen Unruhe, noch an sehr vielen Tagen eine Verbreiterung des Tagesspektrums zu beobachten ist, überwiegen gegen Ende des Jahres 1962 jene Tage, an denen die 3. und 4. Oktave im Spektrum vorherrschend sind.

## Normierte Spektren (%) Magn. Pulsationen

Nach Tagesmitteln viertelstündlicher Werte, über das Jahr 1960

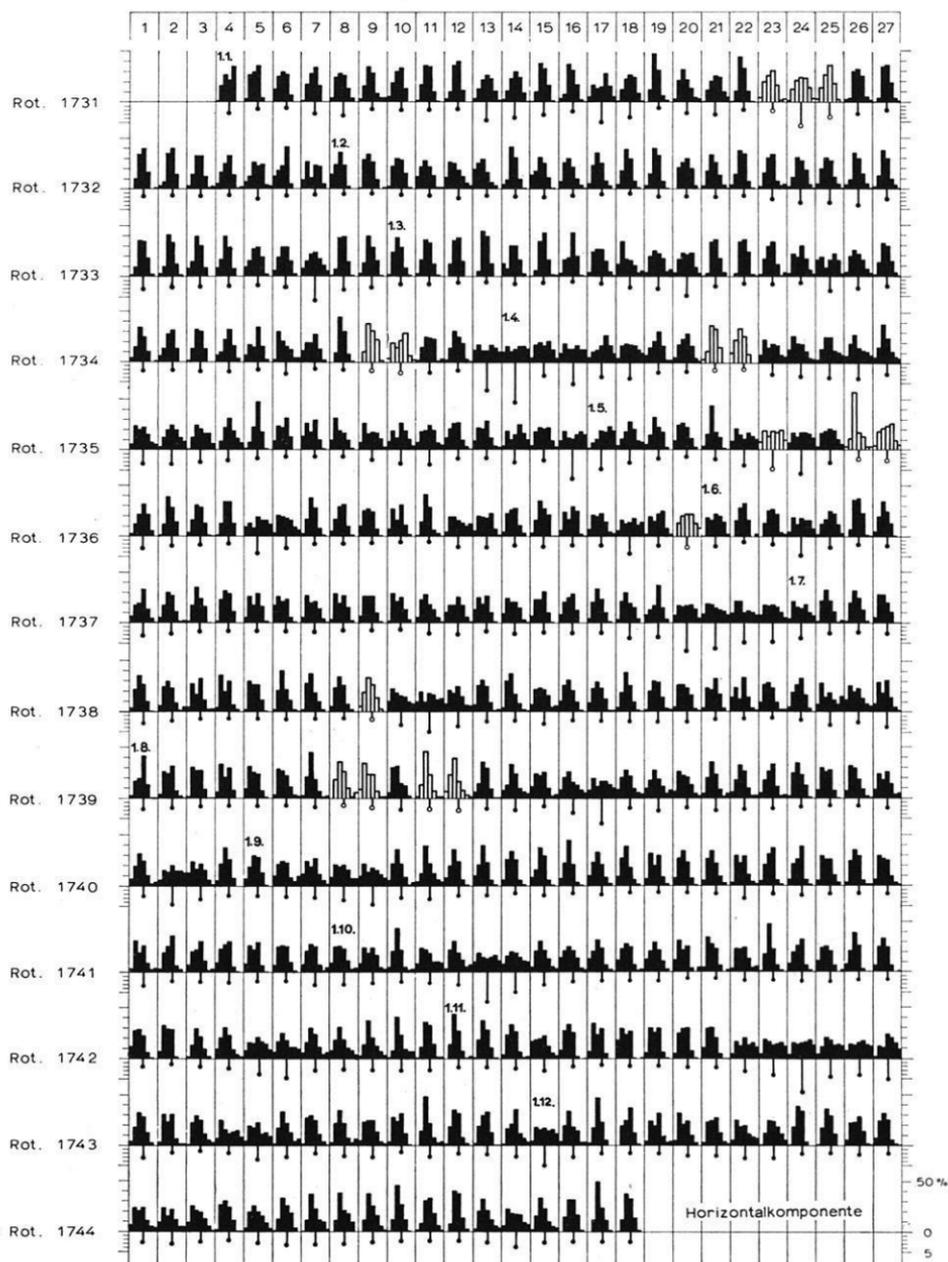


Abb. 1.

Geophysikalisches Observatorium  
Fürstenfeldbruck

# Normierte Spektren (%) Magn. Pulsationen

Nach Tagesmitteln viertelstündlicher Werte, über das Jahr 1961

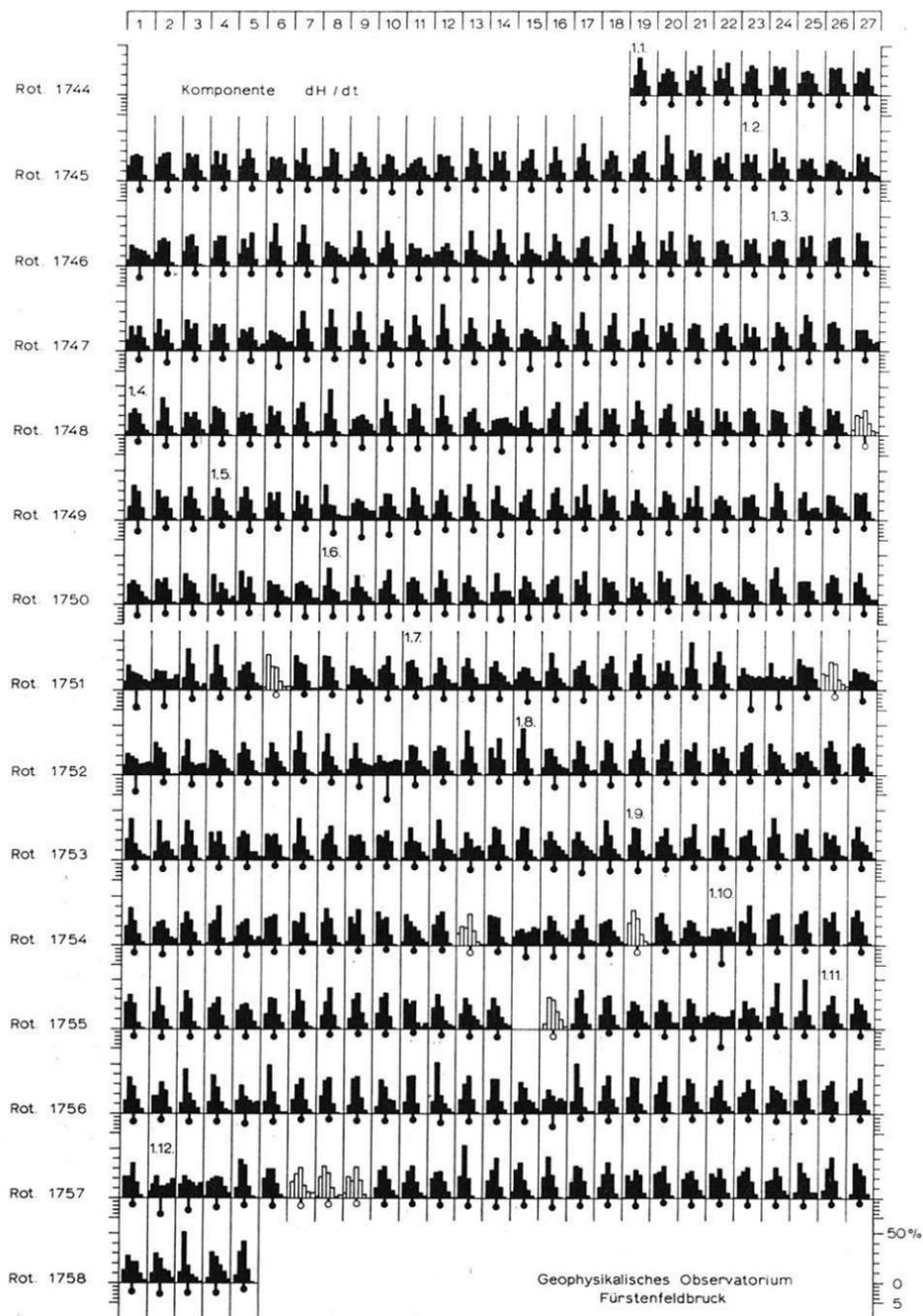


Abb. 2.

## Normierte Spektren (%) Magn. Pulsationen

Nach Tagesmitteln viertelstündlicher Werte, über das Jahr 1962

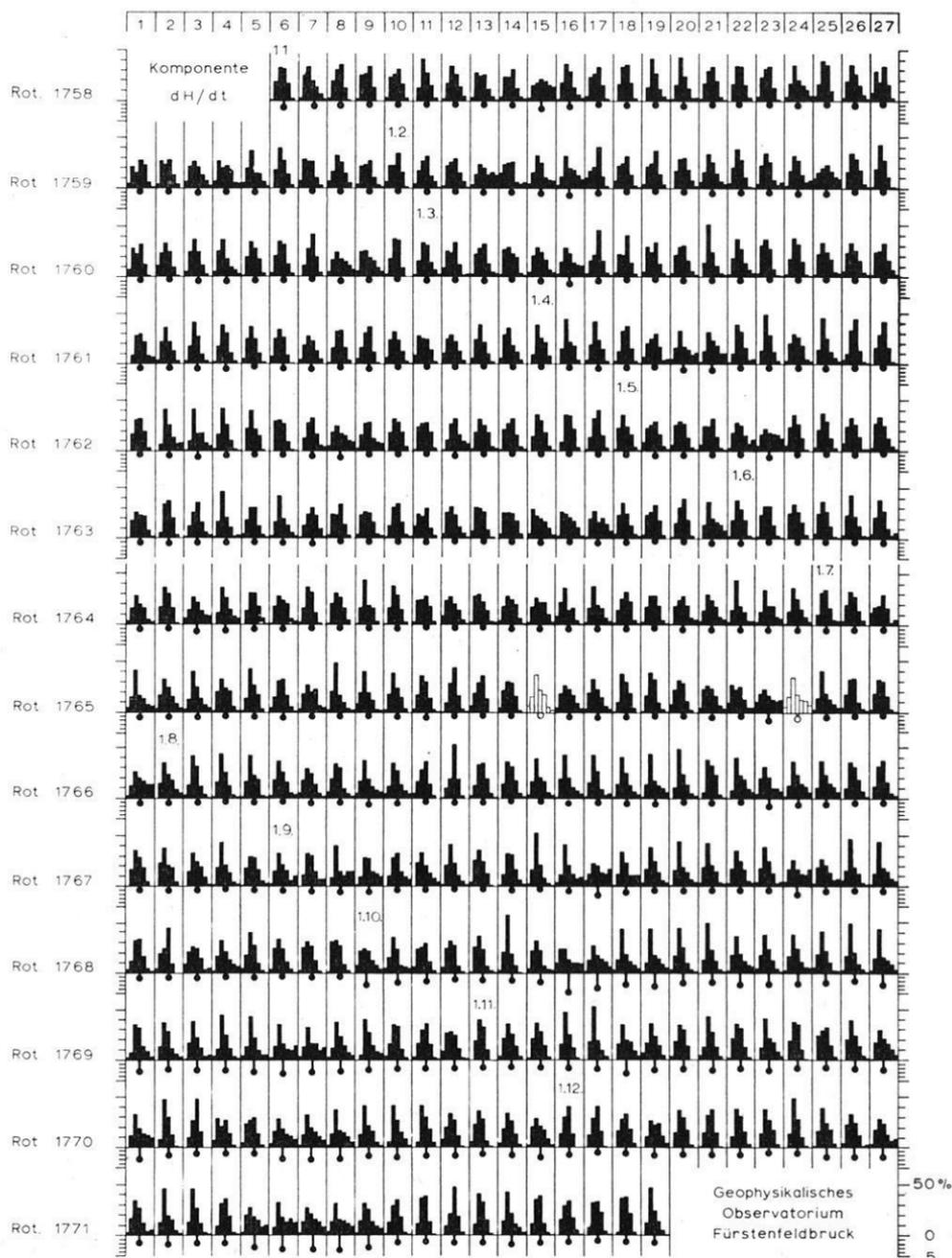


Abb. 3.

In die drei Jahre 1960, 1961 und 1962 fallen 41 Sonnenrotationen ( $\odot \downarrow$ ) mit den Nummern: 1731—1771. Bildet man:

$$\bar{P}^{\odot \downarrow} = \frac{1}{n_{\odot \downarrow}} \sum_{i=1}^{n_{\odot \downarrow}} \bar{P}(T) = \begin{array}{l} \text{Mittel über die Sonnenrotation } (\odot \downarrow) \text{ der Tagesmittel} \\ \text{der viertelstündlichen Werte } (P) \text{ einer Oktave } (T), \end{array} \quad (4)$$

wobei  $n_{\odot \downarrow} = 27$  Tage,

so erhält man das in Abbildung 4 dargestellte Schema. Untereinander, nach Oktaven geordnet, bietet sich eine Darstellung der Pulsationsaktivität im Verlaufe der drei Jahre 1960—1962. Vom Jahre 1960 fortlaufend entfernen wir uns vom Sonnenfleckenmaximum zur Zeit des Internationalen Geophysikalischen Jahres (1957/58), IGY-AGI,

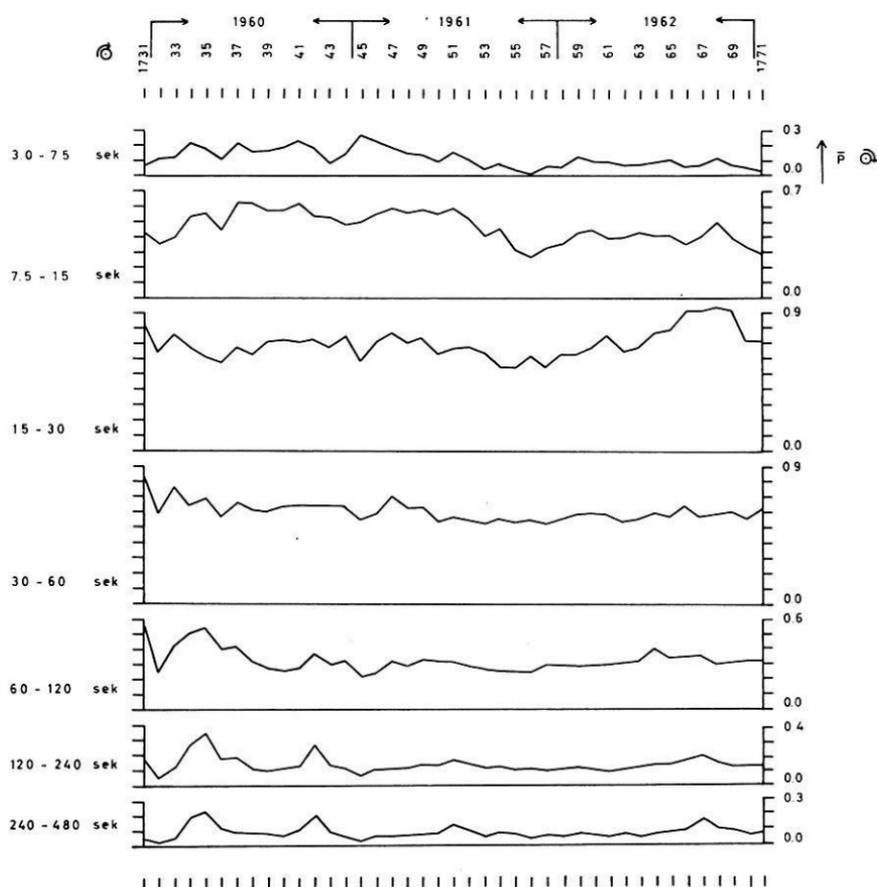


Abb. 4: Mittlere Pulsationszahlen viertelstündlicher Werte nach Sonnenrotationen der Jahre 1960—1962 in Oktaven (1—7) aufgliedert.

und wir nähern uns der Zeit des Sonnenfleckenminimums im Internationalen Jahr der ruhigen Sonne (1964/65), IQSY. Im Jahre 1960 treten noch die bekannten Maxima der Aktivität zur Zeit der Äquinoktien, besonders in den längeren Perioden, klar hervor. In der Zeit weiterschreitend sinkt der allgemeine Pegel der Mittelkurven. Eine Ausnahme macht die 3. Oktave (15—30 sec), die im Herbst 1962 ein ausgesprochen breites Maximum zeigt. Dasselbe geht auch aus dem Charakter der „Normierten Spektren ... für 1962“ (Abb. 3) hervor.

Bildet man

$$\sum_1^{\omega} \bar{P}^{\odot \downarrow} = \frac{1}{n_{\odot \downarrow}} \sum_1^{n_{\odot \downarrow}} \sum_1^{\omega} \bar{P}(T) = \text{Summation der Mittel über die Sonnenrotation } (\odot \downarrow) \text{ der Tagesmittel der viertelstündlichen Werte } (p) \text{ aller Oktaven } (T), \text{ wobei } n_{\odot \downarrow} = 27 \text{ und } \omega = 7, \quad (5)$$

so ergibt sich die Darstellung der Abbildung 5.

Die Summenkurve mittlerer Pulsationszahlen aller Oktaven verläuft im Jahre 1960 und bis weit in das Jahr 1961 hinein äußerst unruhig bei sinkender Tendenz. Etwa ab Herbst 1961 ist ihr Verlauf mehr geglättet. Im Herbst 1962 fällt wieder die Über-

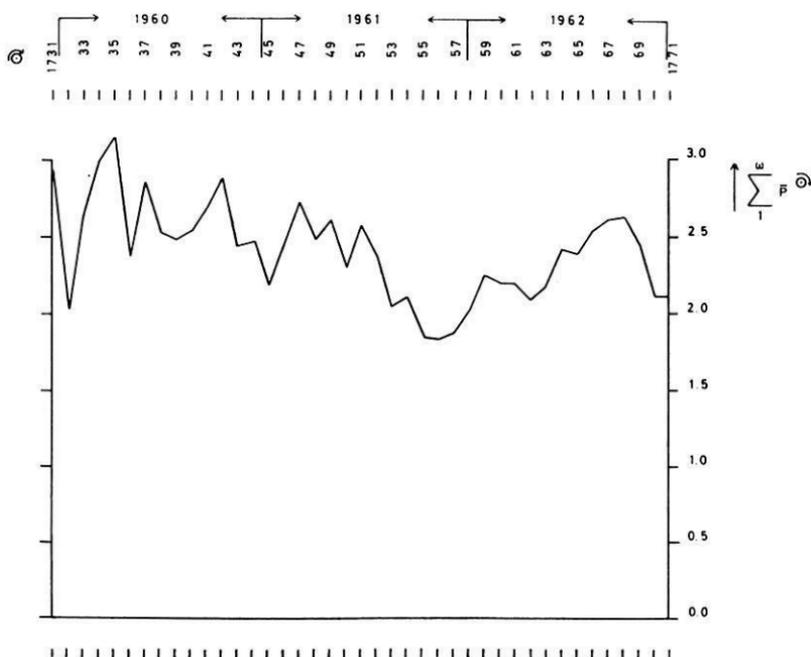


Abb. 5: Summe mittlerer Pulsationszahlen viertelstündlicher Werte nach Sonnenrotationen der Jahre 1960—1962 über alle Oktaven (1—7).

höhung auf, die aus der besonderen Aktivität in der 3. Oktave (15—30 sec), worauf schon mehrfach hingewiesen wurde, resultiert.

In der Darstellung des beschriebenen Zwischenergebnisses zur statistischen Auswertung erdmagnetischer Pulsationen an der Station Fürstenfeldbruck erscheinen in den Formeln 1—5 die Bezeichnungen  $P_{sp}$ ,  $\bar{P}(T)$  und  $\bar{P}^{\ominus}$  immer bezogen auf das Grundintervall der Auswertung, die Viertelstunde. Für die Berechnung der mittleren Tagesgänge der Pulsationen, das eigentliche Ziel der Auswertung, wurden die viertelstündlich gewonnenen Pulsationszahlen  $P$  durch Addition zusammengefaßt zu stündlichen Werten. Dabei können die stündlichen Werte entsprechend dem Auswertungsschlüssel maximal 8,0, minimal 0,0, betragen. Die Tageszeit wurde nach Welt-

### P, Fürstenfeldbruck 1961

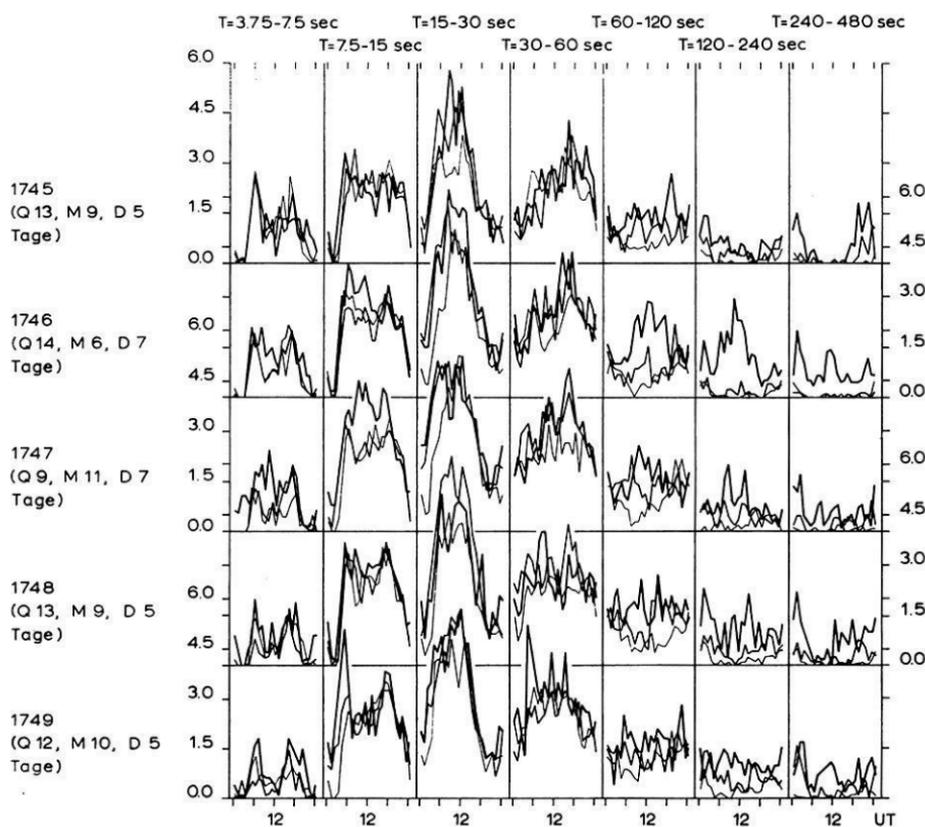


Abb. 6: Mittlere Pulsationszahlen über die Sonnenrotationen Nr. 1745—1749 nach ruhigen Tagen (Q), mittelgestörten Tagen (M) und stark gestörten Tagen (D), wobei die Anzahl der Q, M und D besonders vermerkt ist (Schriftleiste links!).

(Greenwich-)Zeit (Universal Time = UT) festgelegt. Die Ortszeit von Fürstenfeldbruck (Local-Time = LT) unterscheidet sich von der Weltzeit nur um etwa 45 Minuten, bei einer geographischen Länge von  $11^{\circ}16'6''$  östl. Greenwich. Es gilt also die Gleichung:

$$12,00 \text{ Uhr UT} = 12,45 \text{ Uhr LT.}$$

Die Grundintervalle der viertelstündlichen Auswertung beginnen bei 00,00 Uhr UT und laufen fort bis 24,00 Uhr UT (96 Viertelstunden). Die auf den Abbildungen 6, 7, 8, 9 und 10 dargestellten „P, Fürstenfeldbruck“ und „P, Göttingen“ sind die

**P, Fürstenfeldbruck**  
**Jahresmittel 1960, 1961, 1962**

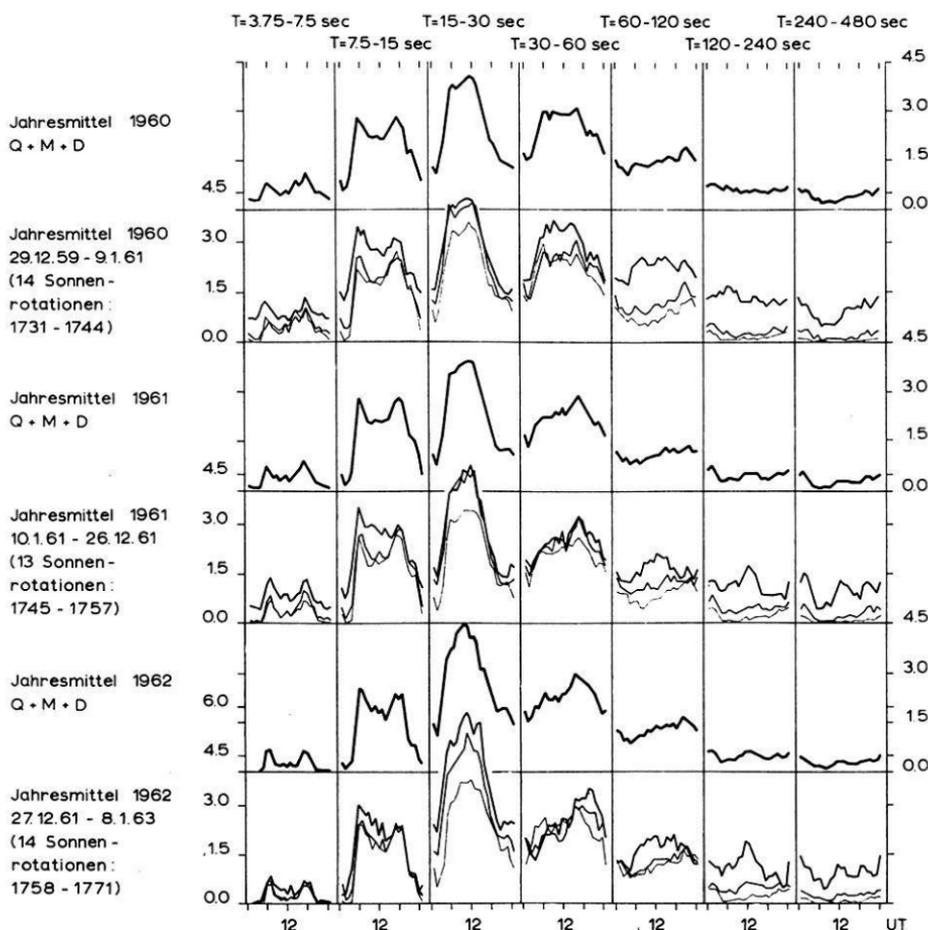


Abb. 7.

oben beschriebenen Pulsationszahlen je einer Stunde, die durch Addition der jeweiligen viertelstündlichen Werte der statistischen Urliste erhalten wurden.

Wie bei G. ANGENHEISTER und C. v. CONSRUCH (1961) schon beschrieben, wurde auch bei der hier vorliegenden Auswertung der „P, Fürstenfeldbruck“ eine Unterteilung des Beobachtungsmaterials nach dem magnetischen Störungsgrad der einzelnen Kalendertage vorgenommen. Dabei wurde die Maßzahl  $A_p$  nach J. BARTELS verwendet. Das Beobachtungsmaterial wurde wie folgt eingeteilt:

ruhige Tage eines Monats	$0 = A_p = 9$	( $Q = \text{quiet}$ )
mittel gestörte Tage	$10 = A_p = 19$	( $M = \text{mean disturbed}$ )
stark gestörte Tage	$20 = A_p =$	( $D = \text{disturbed}$ )

P, Fürstenfeldbruck  
Jahreszeiten 1960 - 62  
Mittelwerte (nur ruhige Tage, Q)

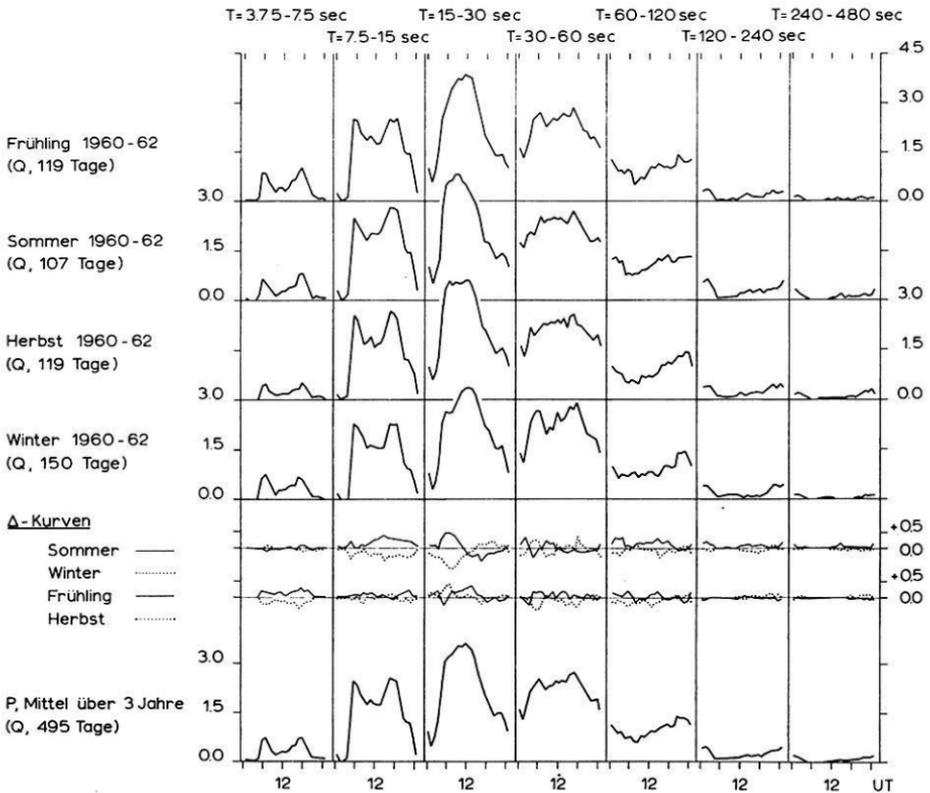


Abb. 8.

Das dreijährige Beobachtungsmaterial über 41 Sonnenrotationen enthält 1107 Tage, davon waren:

*Q* 495 Tage (44,7%)  
*M* 339 Tage (30,6%)  
*D* 273 Tage (24,7%).

Außer den mittleren Tagesgängen über die Jahre 1960, 1961 und 1962 (siehe Abb. 7) wurden auch mittlere Tagesgänge über die jeweils 3 Wintersolstizien, 3 Sommer-solstizien, 3 Frühjahrsäquinoktien und 3 Herbstäquinoktien, die in dem dreijährigen Material enthalten sind, bestimmt (siehe Abb. 8 und 9). Zusätzlich wurden auch noch die mittleren Tagesgänge über die Gesamtdauer von drei Jahren errechnet, die ebenfalls in den Abb. 8 und 9 dargestellt worden sind.

P, Fürstenfeldbruck  
 Jahreszeiten 1960 - 62  
 Mittelwerte (alle Tage, Q+M+D)

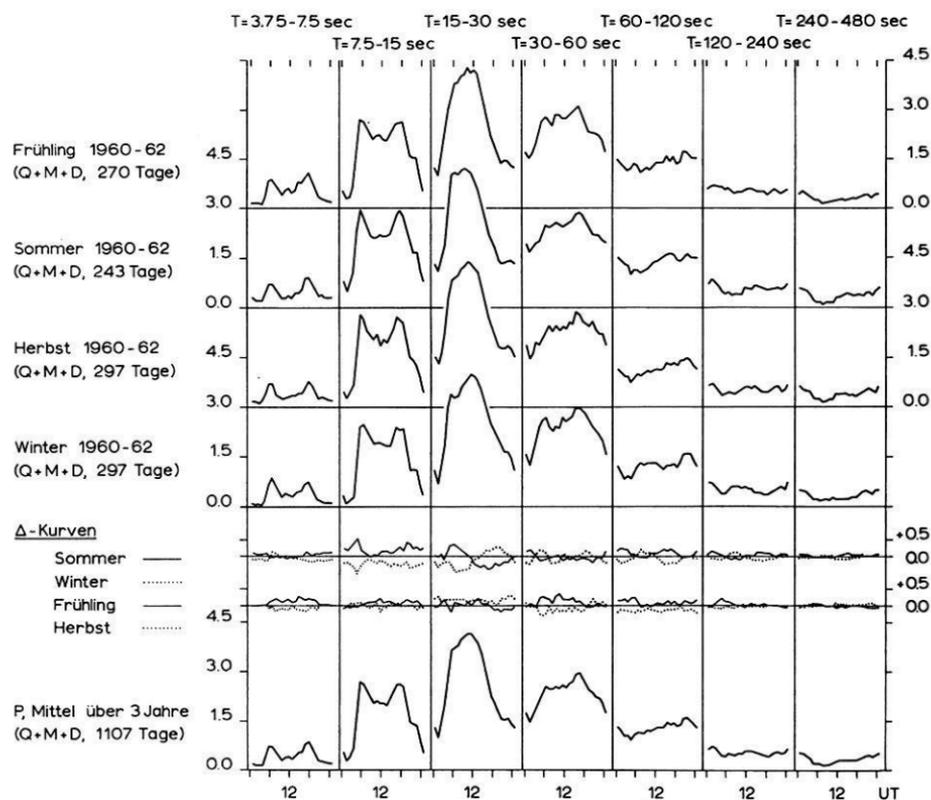


Abb. 9.

Mit  $P(T)$  = Pulsationszahl einer Stunde der Oktave ( $T$ ),

$n_t$  = Anzahlen der  $P(T)$ , die auf ein zur Mittelung genommenes Zeitintervall entfallen (als Zeitintervall wurde z. B. gewählt: die Sonnenrotation, das Jahr, Solstizien und Äquinoktien, Gesamtzahl von Jahren),

und  $Q, M$  oder  $D$  als Index,

je nach Verwendung von Tagen verschiedener erdmagnetischer Aktivität,

sind die

$$Q, M, D \text{ „}P, \text{ Fürstenfeldbruck“} = \frac{1}{QMDn_t} \sum_1^{QMDn_t} P(T). \quad (6)$$

Das gleiche gilt für die in Abb. 10 dargestellten „ $P$ , Göttingen“.

Die mittleren Tagesgänge für das Jahr, für die Jahreszeiten und für alle 3 Jahre wurden auf dem Wege über die mittleren Tagesgänge der einzelnen Sonnenrotationen erarbeitet. Die Kurven der mittleren Tagesgänge über die einzelnen Sonnenrotationen sind, entsprechend der kleinen Zahl der beteiligten  $Q$ -,  $M$ - und  $D$ -Tage, sehr unruhig. Einen Ausschnitt für 5 der insgesamt 41 beteiligten Sonnenrotationen zeigt die Abb. 6. Dort findet sich die Darstellung der mittleren Tagesgänge über die Sonnenrotationen

### $P$ , Göttingen 1959

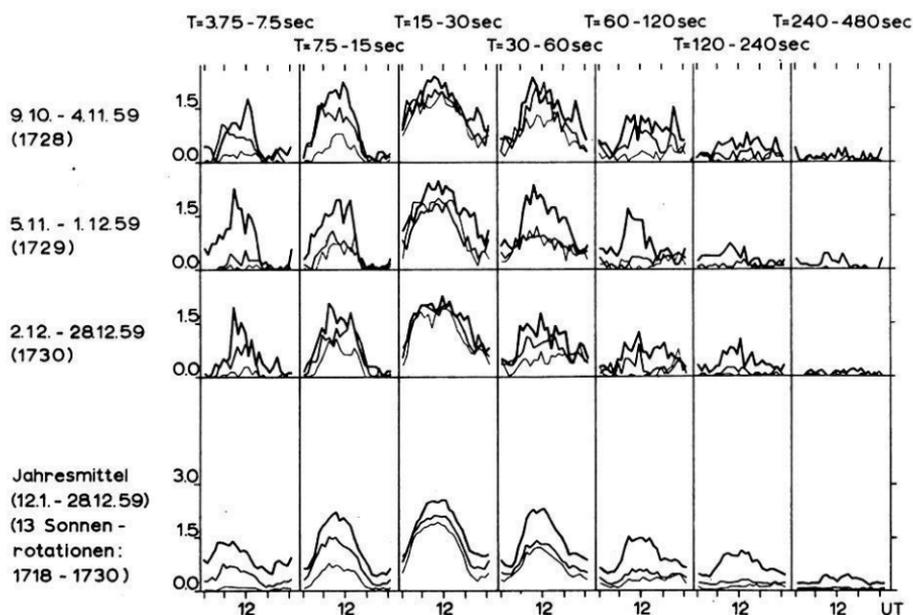


Abb. 10.

Nr. 1745—1749 des Jahres 1961 (6. Februar bis 20. Juni 1961). Über jeweils einer Grundlinie nebeneinander sind die mittleren Tagesgänge der einzelnen Oktaven 1—7 graphisch dargestellt. Mittelwertskurven, die den stark gestörten Tagen innerhalb der entsprechenden Sonnenrotation zugehören, sind mit fettem Strich gezeichnet. Die Mittelwertskurven der ruhigen Tage sind dünn markiert. Mit mittlerer Strichstärke sind die mittel gestörten Tage ausgezogen. Unter der Numerierung der einzelnen Sonnenrotationen ist jeweils der Anteil von Tagen für  $Q$ ,  $M$  und  $D$  an den 27 Tagen einer Rotation angegeben.

Auf der Abb. 7 ist das Resultat der einzelnen Jahre 1960, 1961 und 1962 dargestellt. Wie schon bei Abb. 6 sind in sieben gleichen Feldern nebeneinander die Werte der 7 Oktaven in Einzelkurven gezeichnet. Die Tageszeiten (UT): 0 Uhr, 6 Uhr, 12 Uhr, 18 Uhr und 24 Uhr; sind am oberen und unteren Rande markiert. Für jedes Jahr ist von oben nach unten eine Doppelzeile vorgesehen; mit ganz starker Linie zunächst die Einzelkurve für die mittleren Tagesgänge für  $Q + M + D$  (alle Tage), darunter die Jahresmittelkurven getrennt nach  $Q$  (ruhige Tage),  $M$  (mittel gestörte Tage) und  $D$  (stark gestörte Tage) in der gleichen Strichgraduierung wie schon auf Abb. 6. Die mittleren Tagesgänge der einzelnen Jahre ähneln sich sehr stark. Dieses kommt besonders zum Vorschein bei den Kurven für  $Q + M + D$ . Die ersten beiden Oktaven mit dem kurzen Periodeninhalte von 3,0—7,5 sec und 7,5—15 sec zeigen deutlich zwei Maxima, in der Frühe um etwa 6 Uhr und des Abends um etwa 18 Uhr. Es kann nicht geklärt werden, ob diese zwei Maxima reell sind. Die natürliche Amplitude der kurzen Perioden liegt in der Größenordnung von Zehntel-Gamma und tritt auch an sonst ruhigen Tagen als Überlagerung der längeren Perioden auf. Nachdem die zwei folgenden Oktaven 3 und 4, mit 15—30 sec und 30—60 sec, ausgesprochene Tagesmaxima haben, könnte bei der Auswertung der kurzen Perioden auch der Effekt eingetreten sein, daß immer, wenn tagsüber markante Schwingungen in der 3. und 4. Oktave auftreten, die Überlagerungseffekte der kurzen Perioden schwieriger auswertbar sind, also vom Auswerter in der Klassifizierung vernachlässigt werden.

Die 3. Oktave ist die hervorstechendste Oktave. Die Maximalamplitude scheint vom Jahre 1960 bis zum Jahre 1962 anzusteigen. Darin kommt die allgemein sich verstärkende Aktivität der normalen  $pc$ -Pulsationen bei Annäherung zum Sonnenfleckenninimum zum Ausdruck. Charakteristisch für die Form des geschlossenen Tagesmaximums dieser 3. Oktave ist ein leichtes, relatives Minimum im Vormittagsanstieg etwa zwischen 7 und 9 Uhr UT.

Im Zusammenhang mit diesem Phänomen kann auf die Arbeit von A. SINGLER und J. TAUBENHEIM (1962), die über eine vormittägliche Anomalie der Tagesgänge der  $E$ -Grenzfrequenzen in Juliusruh (Rügen) berichten, hingewiesen werden. Die von ihnen veröffentlichten Tagesgänge der  $E$ -Grenzfrequenzen in der Ionosphäre aus diskreten Tagen zwischen dem Februar und November 1958, gewonnen aus viertelstündlichen Beobachtungen im Rahmen des Internationalen Geophysikalischen Jahres (AGI—IGY), weisen sämtlich eine Vormittagsanomalie auf, die mit dem hier vorliegenden relativen Minimum im Vormittagsanstieg des mittleren Tagesganges der

3. Oktave korreliert werden können. T. SAITO (1962 und 1964) wiederum verweist auf eine Korrelation der Tagesgänge von Pulsationen der betreffenden Periodenklasse mit den Tagesgängen der Grenzfrequenz für  $f_0F_2$  der Ionosphäre. Bei Betrachtung der vom MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR IONOSPÄREN-PHYSIK, Lindau, jährlich herausgegebenen Darstellungen des täglichen Verlaufs der Grenzfrequenz für  $f_0 - F_2$  (1960 Nr. 2477/62, 1961 Nr. 2478/63, 1962 Nr. 2653/63) zeigen sich, von dem generellen Abbau eines markanten Tagesmaximums in den Monaten Mai bis August abgesehen, Tagesgangkurven, die mit denen der Pulsationen der 3. und 4. Oktave große Ähnlichkeit haben.

Im Zusammenhang der Gegenüberstellung von statistischen Ergebnissen aus erdmagnetischen Pulsationsbeobachtungen mit Ionosphärenbeobachtungen interessiert auch eine Arbeit von D. G. KING-HELE (1964). Darin werden Beobachtungen über Dichteschwankungen in der oberen Atmosphäre in Höhen zwischen 200 und 750 km, die aus dem Bremsseffekt künstlicher Satelliten im Zeitraum zwischen 1958 und 1964 gewonnen wurden, mitgeteilt. Die Beobachtungen an 45 während des Zeitabschnitts zur Verfügung stehenden Satelliten zeigen ausgesprochene Tageszeitmaxima der Luftdichte gegenüber Nachtzeitminima. Ein in der Arbeit definierter Quotient  $f$  (= maximale Tageszeitdichte/minimale Nachtzeitdichte) variiert z. B. im Jahre 1959 mit der Höhe wie folgt: in 200 km Höhe ist  $f = 1,1$ ; in 400 km Höhe ist  $f = 1,6$ ; in 600 km Höhe ist  $f = 5,5$ . Mit der Übergangszeit vom Sonnenfleckennmaximum 1957/58 zum Sonnenfleckennminimum (hier verfolgt bis 1964) ergibt sich folgender Effekt: in 200 km Höhe ist die Tageszeitdichte, bei Vergleich der repräsentativen Werte für 1958 und 1964, 1,6mal kleiner, in 400 km Höhe 6,7mal kleiner und in 600 km Höhe 32mal kleiner im Jahre 1964 als im Jahre 1958.

Die Tagesgangstatistik der Pulsationen in Fürstenfeldbruck zeigt in den ersten vier Oktaven (Abb. 7) ebenfalls ausgesprochene Tagesmaxima. Berechnet man die Mittelwerte der Tagesgangkurven aus den Oktaven 1—4 für die einzelnen Jahre 1960, 1961 und 1962 (für  $Q + M + D$ ), und vergleicht man die Jahre 1961 und 1962 mit dem Jahr 1960, wobei die Mittelwerte für 1960 jeweils mit 100% angeschrieben werden, so erhält man folgende Zusammenstellung:

- |                            |             |             |
|----------------------------|-------------|-------------|
| 1. Oktave ( 3,0— 7,5 sec), | 1961 = 70%, | 1962 = 40%  |
| 2. Oktave ( 7,5—15 sec),   | 1961 = 92%, | 1962 = 75%  |
| 3. Oktave (15 —30 sec),    | 1961 = 93%, | 1962 = 112% |
| 4. Oktave (30 —60 sec),    | 1961 = 88%, | 1962 = 92%. |

Mit dem Zeitablauf von 1960 bis 1962 zeigt sich also nur in der 1. und 2. Oktave der Fürstenfeldbrucker Pulsationsstatistik die fallende Tendenz in den Pulsationszahlen, was in Einklang steht mit den Ergebnissen der Arbeit von D. G. KINGHELE (1964). Die 3. und 4. Oktave zeigen sich in dieser Beziehung indifferent. Die bereits oben erwähnte Zunahme der Aktivität der  $pc$ -Pulsationen im Herbst 1962, die sich in der Statistik niedergeschlagen hat, kommt darin zum Ausdruck. Über jahreszeitliche Variationen in der Pulsationsstatistik wird weiter unten berichtet.

Verschieden von der 3. Oktave (15—30 sec) weist die 4. Oktave (30—60 sec) ein breites Tagesmaximum auf. Während der morgendliche Anstieg noch weitgehend mit dem der 3. Oktave übereinstimmt, wird jedoch kein ausgesprochenes Mittagsmaximum erreicht. Das eigentliche Maximum tritt erst gegen 17—18 Uhr UT auf, wenn in der 3. Oktave bereits der volle Abfall erreicht ist. Dieser Befund deutet darauf hin, daß mit der Auswertung der Periodenklasse 30—60 sec in der 4. Oktave zweierlei Phänomene angesprochen worden sind. Schon G. ANGENHEISTER hat anläßlich einer kurzen Notiz auf dem Symposium über schnelle magnetische Variationen, veranstaltet von IAGA (IUGG) in Utrecht 1959 (Zusammenfassung IAGA-Bulletin Nr. 16c, 1961) darauf hingewiesen, daß die Klassifizierung nach sieben Oktaven ausgehend von der unteren Grenze der Auflösung der Apparatur rein formalen Charakter hat und unter Umständen quer durch eine etwaige natürliche Gruppierung der Phänomene hindurchgehen kann. Dieser zwiespältige Verlauf des mittleren Tagesganges in der 4. Oktave (30—60 sec) kommt besonders deutlich zum Ausdruck in der mittleren Tagesgangkurve über alle drei Jahre (Abb. 8 und 9, unten), sowohl in der Darstellung für alle Tage ( $Q + M + D$ ) als auch für nur ruhige Tage ( $Q$ ). Das für die Stunden zwischen 17 und 18 Uhr UT überhöhte Maximum in der Statistik der 4. Oktave wird verursacht durch den Einfluß der spätnachmittäglichen beginnenden und bis über Mitternacht hinaus andauernden Einzeleffekte, die mit magnetischen Baystörungen gekoppelt sind (sogenannte  $pt$ -Pulsationen, pulsation-trains). Ein Vergleich mit der nach der gleichen Methode gewonnenen Statistik erdmagnetischer Pulsationen der Station Göttingen (siehe Abb. 10, „P, Göttingen“), zeigt, daß die für Fürstfeldbruck geschilderte Differenzierung der 3. und 4. Oktave nicht zu bemerken ist. Darauf wird später noch eingegangen.

Die drei restlichen Oktaven, 60—120 sec, 120—240 sec und 240—480 sec, zeigen in der Statistik spätabendliche, respektive nächtliche Maxima. Die Form der Tagesgänge für Fürstfeldbruck ist für die drei Jahre 1960, 1961 und 1962 ähnlich (Abb. 7). Sehr eindrucksvoll ist auch der Vergleich der Tagesgänge über alle drei Jahre. Auf den Abb. 8 und 9, unten, sind sie getrennt nach  $Q$  und  $Q + M + D$  dargestellt. Von unterschiedlicher Pegelhöhe abgesehen, liefern ruhige Tage ( $Q$ ) und alle Tage ( $Q + M + D$ ) nahezu deckungsgleiche Tagesgänge für die einzelnen Oktaven. Die Form des mittleren Tagesganges ist also unabhängig von magnetischen Störungen. Es genügt schon eine Mittelung über drei Jahre, um den Einfluß der oben angeführten 273 stark gestörten Tage auszumerzen. Alles deutet darauf hin, daß auch an magnetisch sehr unruhigen Tagen der gleiche Tagesgang wie an normalen Tagen existiert, obwohl die Intensität bedeutend variiert.

Es gibt für die Station Fürstfeldbruck bereits eine ältere statistische Studie über erdmagnetische Pulsationen. K. BURKHART (1955) berichtete über eine Amplitudenstatistik dreistündlicher Werte für die Zeit vom Juni 1953 bis Dezember 1953. Die Periodeneinteilung ist dabei in Stufen von je 10 sec von 0 bis 80 sec erfolgt. Auch dort findet sich ein Umschlag vom Mittagsmaximum zum Nachtmaximum mit wachsender Periode. Es wurde damals eine Apparatur mit einer im Vergleich zur gegenwärtigen

Charakteristik schmalen Auflösungsbandbreite (Mü-Metallstäbe mit Spulen und Galvanometern) verwendet. Der Umschlag von Tagesmaxima zu Abend- und Nachmaxima, wie er auch bei dem hier beschriebenen Beobachtungsmaterial so deutlich in Erscheinung tritt, erfolgt nach dem älteren Material bei Perioden von 50 sec, obwohl sich Einzelheiten der Tagesgänge bei dem damaligen längeren Auswertungsintervall (3 Stunden) nicht reproduzieren.

Die Abb. 10 gibt das Ergebnis einer von G. ANGENHEISTER veranlaßten statistischen Auswertung des Jahrganges 1959 der erdmagnetischen Pulsationen an der Station Göttingen wieder. Wie oben bereits erwähnt, erfolgte die Bearbeitung nach der gleichen, hier schon beschriebenen Methode. Der Auswertung der „*P*, Göttingen“ (*P* ohne Index) für 1959 ging eine statistische Auswertung der Göttinger Registrierungen erdmagnetischer Pulsationen aus den Jahren 1953 bis 1958 nach der alten Pulsationszahl  $P_z$  (Index: *z*) voraus. G. ANGENHEISTER und C. v. CONSRUCH haben darüber 1961 berichtet. Im Vergleich zu den Tagesgängen der „*P*, Fürstfeldbruck“ für 1960 bis 1962 zeigen weder die „ $P_z$ , Göttingen“ für 1953 bis 1958 (G. ANGENHEISTER und C. v. CONSRUCH (1961)) noch die hier erstmalig vorgelegten Tagesgangkurven der „*P*, Göttingen“ für 1959 (Abb. 10) den markanten Umschlag von Mittagmaximum zu Abend-, respektive Nachtmaximum bei der 4. Oktave, wie er bei den Tagesgängen der Station Fürstfeldbruck auffällt. Bei den „*P*, Göttingen“ für 1959 (Abb. 10) sind in allen Oktaven Tagesmaxima erkennbar. Bei den „ $P_z$ , Göttingen“ der Jahre 1953 bis 1958 zeigen sich in den längeren Perioden lediglich relative Nebenmaxima in der Zeit zwischen 22 und 24 Uhr UT, die jedoch im Material des Jahres 1959 nach der neuen Pulsationszahl *P* nur schwach angedeutet sind durch Verbreiterung und weniger steilen Abfall der Tagesmaxima. Es ist daher zu vermuten, daß die Maßzahl *P* die Erfassung der *pc*-Pulsationen begünstigt.

Die Abb. 10 zeigt in der gleichen Darstellungsweise wie für die „*P*, Fürstfeldbruck“ die Unterteilung nach *Q* (ruhige Tage), *M* (mittel gestörte Tage) und *D* (stark gestörte Tage). Während die oberen drei Zeilen das Ergebnis für die letzten drei Sonnenrotationen Nr. 1728, 1729 und 1730 des Jahres 1959 im einzelnen angeben (etwa die Paralleldarstellung zur Abb. 6 des Fürstfeldbrucker Materials), zeigt die untere Zeile die Jahresmittelwerte, die entsprechend glatter im Verlauf sind. In den „*P*, Göttingen“ für 1959 ist sowohl die Ausbildung der Tagesgänge der Oktaven 1 und 2 mit Morgen- und Abendmaximum, wie bei den „*P*, Fürstfeldbruck“ für 1960—1962, als auch die Verschiedenheit im Charakter der Tagesgänge der 3. und 4. Oktave, wobei in der 4. Oktave der Umschlag vom Mittag- zum Abend-, respektive Nachtmaximum eintritt, nicht zu bemerken. Weiterhin fällt auf, daß die „*P*, Göttingen“ für 1959 in den Amplituden kleiner erscheinen. Das Verhältnis ist etwa  $\frac{2}{3}$ . Möglicherweise kommt darin eine persönliche Differenz der Auswerter in der Bewertung der Störungsklassen zum Ausdruck.

Nachdem die Auswerterin der „*P*, Göttingen“ für 1959 an dem oben bereits erwähnten Probeauswerten der Sonnenrotation Nr. 1738 des Fürstfeldbrucker Beobachtungsmaterials beteiligt gewesen ist, und nachdem die Differenzen dieser

Auswerterin gegen die Mittelwerte aller Auswerter nicht so erheblich waren, als daß sich die Unterschiede in den Tagesgängen zwischen Göttingen und Fürstfeldbruck allein durch individuelle Auswertungsdifferenzen erklären ließen, muß angenommen werden, daß es sich um einen realen, stationsbedingten Effekt handelt. Die Arbeiten von H. VOELKER (1963) und M. SIEBERT (1964) zeigen über Breitenabhängigkeit einzelner Pulsationseffekte hinaus auch unterschiedliche Periodenveränderungen im Tagesverlauf an den Stationen Göttingen und Fürstfeldbruck. Y. KATO (1959) führt Ungleichheiten in  $pc$ -Pulsationen an vier verschiedenen japanischen Stationen in Stichproben an. Die Häufigkeitsverteilungen der Pulsationen ( $pt$ -Type) in Verbindung mit Bay-Störungen, die J. A. CARDUS (1958) zusammengestellt hat, zeigen für benachbarte Stationsgruppen beachtliche Unterschiede in den Tagesgängen. Auch in den zusammenfassenden Arbeiten zum Internationalen Symposium über schnelle magnetische Variationen (IAGA Symposium on Rapid Magnetic Variations) in Utrecht 1959, siehe IAGA-Bulletin Nr. 16c (1961), lassen sich Anhaltspunkte finden, daß an individuellen Stationen unterschiedliche Tagesgänge existieren, obwohl diese nach ihrer geographischen Position nicht sehr verschieden gelegen sind. In solchem Zusammenhang erscheint auch der Unterschied in den Tagesgängen der „ $P_z$ , Göttingen“ für 1953 bis 1958 und der „ $P$ , Göttingen“ für 1959 einerseits und der „ $P$ , Fürstfeldbruck“ für 1960 bis 1962 andererseits plausibel. Überhaupt würden vielleicht systematische Pulsationsstatistiken nach einheitlichen Richtlinien für verschiedene Stationen interessante Ergebnisse zur regionalen Differenzierung erdmagnetischer Pulsationen liefern, sofern nur die Vergleichszeiten lang genug wären (Minimum etwa ein Jahr bei drei bis vier Stichproben von einjähriger Dauer über einen Sonnenfleckenzyklus). Eine einjährige Dauer der Stichproben wäre dabei von Interesse wegen der vollständigen Erfassung der Jahreszeiten für Vergleichszwecke.

Es ist üblich geworden, Statistiken zur erdmagnetischen Aktivität nach den jahreszeitlichen Einflüssen zu untersuchen. So wurde auch das hier vorliegende Material der drei Jahre 1960, 1961 und 1962 nach den Jahreszeiten gegliedert. Die Abb. 8 und 9 bringen oberhalb der Tagesgänge über alle drei Jahre die Mittelkurven für die jeweils 3 Frühlings-, Sommer-, Herbst- und Winterzeiten. Die Auswahl der an den entsprechenden Jahreszeiten beteiligten Sonnenrotationen geschah nach dem üblichen Schema:

Frühjahrsäquinoktium mit den Monaten	FMA
Sommersolstizium mit den Monaten	MJJ
Herbstäquinoktium mit den Monaten	ASO
Wintersolstizium mit den Monaten	NDJ.

Wenn man die Tagesgänge der Jahreszeiten für ruhige Tage ( $Q$ ), Abb. 8, mit denen für alle Tage ( $Q + M + D$ ), Abb. 9, vergleicht, so ergibt sich, vom Pegelunterschied abgesehen, fast völlige Gleichheit bis in die Einzelheiten hinein.

Um etwaige Unterschiede der Tagesgänge, die von den Jahreszeiten abhängen könnten, deutlich zu machen, wurden Differenzkurven ( $\Delta$ -Kurven) gezeichnet. Es wurde jeweils gebildet:

$$\begin{array}{l} \text{Mittlerer Tagesgang} \\ \text{der Jahreszeit} \end{array} \quad \text{minus} \quad \begin{array}{l} \text{Mittlerer Tagesgang} \\ \text{über drei Jahre} \end{array} = \Delta\text{-Kurve.}$$

Die  $\Delta$ -Kurven sind in den Abb. 8 und 9 paarweise nach Sommer und Winter, sowie Frühling und Herbst, dargestellt worden (Sommer: ausgezogen, Winter: punktiert; ebenso Frühling: ausgezogen, Herbst: punktiert). Positive Werte bedeuten, daß die entsprechenden Jahreszeitmittel größer sind als die entsprechenden Dreijahresmittel. Die Differenzen sind im allgemeinen nicht sehr groß, etwa 3—10% des jeweiligen Tagesgangpegels. Die  $\Delta$ -Kurven für Sommer und Winter zeigen die größeren Unterschiede. Die  $\Delta$ -Kurven für Frühling und Herbst sind nicht so markant unterschiedlich. Allgemein fällt auf, daß die  $\Delta$ -Kurvenzüge untereinander gegenläufig sind, teilweise nahezu im gleichen Niveau alternierend oder aber auch deutlich im Niveau unterschieden. Gegenüber dem dreijährigen mittleren Tagesgang lassen sich, nach Oktaven geordnet, folgende Aktivitätsmerkmale der Pulsationen unterscheiden:

1. *Oktave (3,0—7,5 sec)*: der Sommer-Winter-Vergleich zeigt keinen markanten Niveauunterschied, nur leichtes Alternieren; der Frühlings-Herbst-Vergleich zeigt deutlich, daß im Herbst geringere mittlere Aktivität herrscht als im Frühling, die Frühlingskurve ist durchweg über dem Dreijahresdurchschnitt;

2. *Oktave (7,5—15 sec)*: im Winter durchweg niedrigere Aktivität als im Sommer; im Frühlings-Herbst-Vergleich um das neutrale Niveau alternierend (also das entgegengesetzte Verhalten wie in der 1. Oktave);

3. *Oktave (15—30 sec)*: der Sommer-Winter-Vergleich bringt das prägnanteste Bild aller Differenzkurven, nämlich gegenläufige  $\Delta$ -Kurven; Frühling und Herbst dagegen indifferent alternierend;

4. *Oktave (30—60 sec)*: der Sommer-Winter-Vergleich zeigt Alternieren in einer Quasi-Tagesdoppelwelle im gleichen Niveau; im Frühlings-Herbst-Vergleich zeigt sich bei Gegenläufigkeit ein leichter Niveauunterschied dergestalt, daß die Herbstaktivität niedriger ist;

5. *Oktave (60—120 sec)*: Sommer gegen Winter alternierend bei leichtem Niveauunterschied (Winter geringer als Sommer); im Frühlings-Herbst-Vergleich ist die Herbstaktivität eindeutig geringer;

6. *Oktave (120—240 sec)* und 7. *Oktave (240—480 sec)*: alle Differenzkurven zeigen geringfügiges Alternieren im etwa gleichen Niveau.

*Zusammenfassend läßt sich sagen*: Wenn immer in der jahreszeitlichen Aktivität der Pulsationen ein geringeres Niveau vorherrscht, so sind Winter und Herbst davon betroffen.

Oben war über Schwankungen der Dichte in der höheren Atmosphäre aus Beobachtungen des Bremsseffektes künstlicher Satelliten nach einer Beobachtungsreihe von D. G. KING-HELE (1964) berichtet worden. Dabei wurde auch ein jahreszeitlicher Effekt gefunden. Es ist danach der Bremsseffekt im Sommer größer als im Winter und im Herbst größer als im Frühling, wobei die Werte von Herbst und Frühling jeweils größer sind als von Winter und Sommer. Im Winter und Sommer existieren also Minima und im Herbst und Frühling Maxima. Man hat also eine Halbjahreswelle mit Maxima im Frühling und Herbst.

Berechnet man, ähnlich wie oben, als Vergleich für die ersten vier Oktaven der „P, Fürstenfeldbruck“-Tagesgänge, die sämtlich Tagesmaxima haben, die Mittelwerte der Tagesgänge für die einzelnen Jahreszeiten aus  $Q + M + D$  (Abb. 9) und summiert diese, so erhält man

Sommer	7,47
Winter	6,92 (Winter = 93,5% des Sommers)
Frühling	7,58
Herbst	7,39 (Herbst = 97,0% des Frühlings),

in Übereinstimmung mit obiger zusammenfassender Kritik der Differenzenkurven des Jahreszeitenvergleichs.

In der Statistik der „P, Fürstenfeldbruck“ ist wohl, wie beim Bremsseffekt für Satelliten, der Sommerwert größer als der Winterwert. Indessen kehrt sich beim Frühlings-Herbst-Vergleich die Reihenfolge um, wenngleich bei sehr geringer Schwankungsbreite (nur 3%). Die aus den Dichtebeobachtungen resultierende Halbjahreswelle mit Maxima im Frühling und Herbst reproduziert sich also aus der Pulsationsstatistik nicht.

Im Laufe eines Jahrzehnts sind, gefördert durch die dreijährigen Zusammenkünfte der Internationalen Union für Geodäsie und Geophysik (IUGG) und deren Untergliederung „International Association of Geomagnetism and Aeronomy“ (IAGA), verschiedene Klassifikationen zur Auswertung von erdmagnetischen Pulsationen diskutiert worden. Nach bisherigen Erfahrungen und nach Konsultation verschiedener sachkundiger Bearbeiter schlägt die IAGA, speziell „Commission on Magnetic Activity and Disturbances, Working-Group on Morphology of Rapid Variations“, nach einer Empfehlung der IUGG-Konferenz in Berkeley 1963, mit Rundbrief vom 7. Januar 1964 folgende Klassifikation vor:

- a) Pulsationen ziemlich regelmäßiger Ausprägung und längerer Dauer sollen die Bezeichnung tragen:  $pc$  (pulsations continuous).
- b) Pulsationen von unregelmäßiger Ausprägung bei oft sehr abruptem Beginn sollen die Bezeichnung tragen:  $pi$  (pulsations irregular).

Das ganze Periodenspektrum der  $pc$  soll in einer Breite von 0,2 sec bis 600 sec liegen, und zwar:

$pc$  1: 0,2— 5 sec;  $pc$  2: 5— 10 sec;

$pc$  3: 10—45 sec;  $pc$  4: 45—150 sec;

$pc$  5: 150—600 sec.

Die  $pi$  klassifizieren sich in zwei Gruppen:

$pi$  1: 1—40 sec und  $pi$  2: 40—150 sec.

Die  $pi$ -Pulsationen treten insbesondere in Verbindung mit markanten länger periodischen Störungen (Bay-Störungen, also frühere  $pt$ -Pulsationen) und als Überlagerungen bei Sturmanfängen auf.

In der hier vorliegenden Pulsationsstatistik nach den sieben Oktaven sind die  $pc$  1 (nach neuester Klassifizierung) nur zum Teil vertreten. Der Bereich der 1. Oktave (3—7,5 sec) ragt in die  $pc$  1-Gruppe hinein. Die Empfindlichkeit der hier verwendeten Apparatur ist für den kürzeren Periodenbereich der  $pc$  1 zu klein. Es wäre auch der Papiervorschub von 6 mm/min zu langsam, um die entsprechenden Schwingungen optisch aufzulösen. Die Oktaven 2—4 der hier vorliegenden Statistik liegen im Bereiche der  $pc$  2, 3. Wie oben bereits erwähnt, hat es den Anschein, als ob die 4. Oktave (30—60 sec) aufgespalten werden müßte. Die Schiefe des Tagesganges mit der Verlagerung des Hauptmaximas in die Nachmittags-, respektive Abendstunden spricht dafür. Demnach würde ein Teil der 4. Oktave und die ganze 5. Oktave die  $pc$  4 repräsentieren. Die Oktaven mit den längsten Perioden (6 und 7, 120—240 sec und 240 bis 480 sec) würden den  $pc$  5 entsprechen. Die  $pi$  würden in einer solchen durchlaufenden Statistik, wie sie hier vorliegt, enthalten sein. Die  $pi$  1 wären vertreten in der 1. und 2. Oktave, und die  $pi$  2 würden wesentlich beitragen zum Tagesgang der 4. und 5. Oktave. Es war oben schon erwähnt worden, daß eine Klassifizierung nach sieben Oktaven, deren Einteilung sich nach der unteren Grenze der Auflösung der Apparatur richtet, rein formalen Charakter hat. Sie geht wahrscheinlich durch eine natürliche Gruppierung der Phänomene hindurch. In der Tat weisen die hier beschriebenen Tagesgänge der sieben Oktaven darauf hin, daß sich eine fortlaufende Statistik auch anders einteilen ließe. Versuche in der Richtung sind bereits aufgenommen worden.

### Literatur

- ANGENHEISTER, G.: Registrierung erdmagnetischer Pulsationen, Göttingen 1952/53. Gerl. Beitr. v. Geophysik, Bd. 64, H. 2, S. 108—132 (1954).
- ANGENHEISTER, G., und C. v. CONSRUCH: Pulsationen des erdmagnetischen Feldes in Göttingen von 1953—1958, I. Teil. Zeitschr. f. Geophys. Jg. 27, H. 1, S. 3—12 (1961).
- DIES.: Pulsationen des erdmagnetischen Feldes in Göttingen von 1953—1958, II. Teil. Zeitschr. f. Geophys. Jg. 27, H. 3, S. 103—111 (1961).
- BURKHART, K.: Mikropulsationen des Erdstroms und der erdmagnetischen Horizontal-komponenten. Zeitschr. f. Geophys., Jg. 21, S. 57—73 (1955).
- CARDUS, J. A., S. J.: PSC, Bahias y pulsaciones. Publ. del Observatorio del Ebro, Misc.-Nr. 18, Tarragona, 1958.
- IAGA-Bulletin nr. 16c: International Assoc. of Geomagnetism and Aeronomy, S. 1—251, „Rapid Magn. Variations“ Utrecht-Symposium September 1959, Tarragona 1961.
- IAGA: Commission on Magnetic Activity and Disturbances, Working-Group on Morphology of Rapid Variations. Rundbrief vom 7. Januar 1964, Tortosa (Spanien).
- KATO, Y.: Investigation on the Geomagnetic Rapid Pulsation. The Sc. Report of the Tohoku-University, Series 5, Geophysics, Vol. II., August 1959, S. 1—28.
- KING-HELE, D. G.: Variations in Upper-Atmosphere-Density between Sunspot Maximum and Minimum. Nature, Vol. 203, Nr. 4948, August 29, 1964, S. 959—960.
- PÖDDER, A.: Untersuchung der mikromagnetischen Oszillationen in Zui (Irkutsk) mit Hilfe der Induktionsspule. Gerl. Beitr. z. Geophys., Bd. 17 (1927), S. 232—242.
- SAITO, T.: Statistical Studies on Three Types of Geomagnetic Continuous Pulsations, Part I, Type I  $pc$  (5—40 sec). The Sc. Report of the Tohoku University, Fifth Series, Geophysics, Vol. 14, Nr. 3, December 1962, S. 81—106.
- , Mechanism of Geomagnetic Continuous Pulsations and Physical States of the Exosphere. Journ. of Geomagn. and Geoelectr., Vol. XVI, Nr. 2 (1964), S. 115—151 (Soc. Terr. Magn. and Electr. of Japan).
- SIEBERT, M.: Erdmagnetische Pulsationen, I. Umschau in Wiss. u. Techn., 1964, H. 4, S. 110 bis 113.
- , Erdmagnetische Pulsationen II. Umschau in Wiss. u. Techn., 1964, H. 6, S. 182—184; Fortsetzung aus H. 4.
- , Geomagnetic Pulsations with Latitude-Dependent Periods and their Relation to the Structure of the Magnetosphere. Planet. and Space Science, 1964, Vol. 12, S. 137—147, Pergamon-Press.
- SINGLER, A., und J. TAUBENHEIM: Zur Berechnung des effektiven Rekombinationskoeffizienten aus dem Tagesgang der normalen E-Schicht der Ionosphäre. Gerl. Beitr. z. Geophys., Bd. 71, H. 1 (1962), S. 62—68.
- VOELKER, H.: Zur Breitenabhängigkeit erdmagnetischer Pulsationen. Mittl. aus dem Max-Planck-Inst. f. Aeronomie, Nr. 11 (S), Springer-Verlag (1963).
- Veröffentlichungen des Geophys. Observatoriums Fürstfeldbruck, Serie A, Nr. 3—7, 1961 bis 1965. „Ergebnisse der erdmagnetischen Beobachtungen im Jahre 1960, 1961, 1962, 1963 und 1964“, Beitrag über erdmagnetische Pulsationen von A. KORSCHUNOW.

# Bericht über Untersuchungen zur $\beta$ -Aktivität der bodennahen Atmosphäre<sup>1)</sup>

Von K. TRIPPLER, Braunschweig<sup>2)</sup>

Eingegangen am 11. Februar 1965

*Zusammenfassung:* Die Konzentrationen von RaB (Pb-214), RaC (Bi-214) und ThB (Pb-212) der Luft in Braunschweig werden ständig gemessen. Die Form der Aktivitätswindrosen von RaB und ThB wird durch die Land-See-Verteilung und durch die großen Granitgebiete in der Tschechoslowakei bestimmt.

Die Konzentration von Rn-222 in der Bodenluft über Granit im Harz ist dreimal so groß wie in der Umgebung; trotzdem kann keine erhöhte  $\beta$ -Aktivität in der Luft gemessen werden.

Die täglichen Variationen der natürlichen Aktivität der Luft wird durch ein quasi stationäres Modell der Austauschrechnung beschrieben. Der Austauschkoeffizient ist in diesem Modell höhenkonstant. Berücksichtigt man das gemessene Verhältnis von  $C_{\text{RaB}}/C_{\text{RaC}}$ , so ergibt sich für die Randbedingung am Erdboden ein Anlagerungskoeffizient von  $1 \leq \alpha \leq 10$  cm/s.

*Summary:* The concentrations of RaB (Pb-214), RaC (Bi-214) and ThB (Pb-212) of the air in Braunschweig have been measured permanently. The figures of the activity-wind-roses of RaB and ThB are given by the land-sea-contribution as well as by the great areas of granite with increased exhalation of radioactive gases from the soil in Czechoslovakia.

The concentration of Rn-222 in the soil of the Harz mountains above granite is three times larger than in the environment but there is no higher  $\beta$ -activity in the air.

The daily variations of the natural activity in the air will be described by a simple quasi-stationary model in terms of the theory of turbulence. In this model the diffusion coefficient is constant above some altitude. A coefficient of accumulation of  $1 \leq \alpha \leq 10$  cm/sec is the boundary condition at the soil surface if the measured rate of  $C_{\text{RaB}}/C_{\text{RaC}}$  is taken into consideration.

Im Institut für Geophysik und Meteorologie der TH Braunschweig wird seit 1963 eine Zeitreihe der  $\beta$ -Aktivität der Luft mit zwei automatisch arbeitenden Filterapparaturen aufgenommen. Eine Anlage mißt die Konzentration von ThB und der Spaltprodukte in der Luft (Abb. 1), mit der zweiten Anlage werden die Konzentrationen von RaB und RaC bestimmt (Abb. 2, s. S. 104).

---

<sup>1)</sup> Vortrag gehalten auf der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Freiburg/Breisgau im September 1964.

<sup>2)</sup> Dipl.-Phys. KLAUS TRIPPLER, Institut für Geophysik und Meteorologie, Technische Hochschule Braunschweig, Pockelsstraße 11.

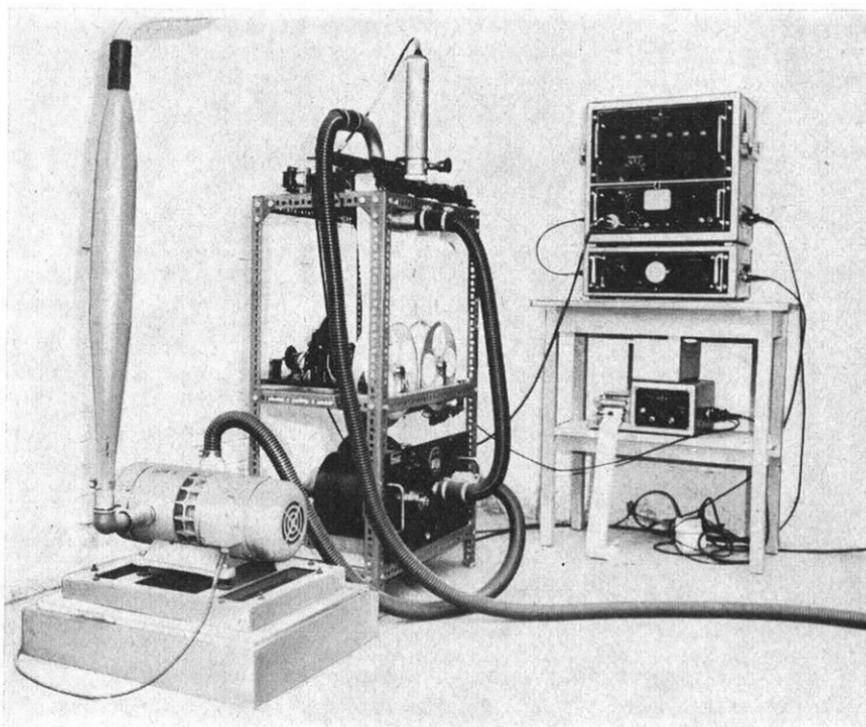


Abb. 1: Gesamtansicht der Apparatur zur Messung von ThB und der Spaltprodukte. Eine Regeleinheit (Bildmitte, unten) sorgt für einen konstanten Luftdurchsatz der Drehkolbenpumpe (Vordergrund) von  $20 \text{ m}^3/\text{h}$ . Die Filterrollen, das Programmschaltwerk, die Bestaubungskammer (Bestaubungszeit 60 min) und der Detektor sind über der Regeleinheit in der Bildmitte zu sehen. Als Zähler wird ein  $\beta$ -empfindlicher Szintillationszähler benutzt, der die Strahlung eines Filterfleckes in der 9. und 19. Stunde nach der Bestaubungszeit bestimmt. Bei vorgewählter Impulsrate (1000) wird die Meßzeit durch einen Zeitdrucker (unten rechts) ausgedruckt.

Von B. STORK wurde das Datenmaterial dazu benutzt, die Frage nach der Herkunft der natürlichen radioaktiven Substanzen am Meßort zu klären. Es wurden empirisch die Aktivitätswindrosen für RaB und ThB bestimmt. Um ihre Form erklären zu können, wurden Modellrechnungen unter folgenden Annahmen durchgeführt:

1. Es wurde angenommen, daß die natürliche  $\beta$ -Aktivität der Luft in Braunschweig allein durch die Land-See-Verteilung in einem Umkreis von 6000 km bestimmt ist. Diese Annahme folgt einer Veröffentlichung von H. ISRAËL und S. STILLER. Es zeigte sich jedoch, daß die zu dieser Modellvorstellung berechneten Aktivitätswindrosen von den empirischen abweichen, besonders deutlich für ThB.

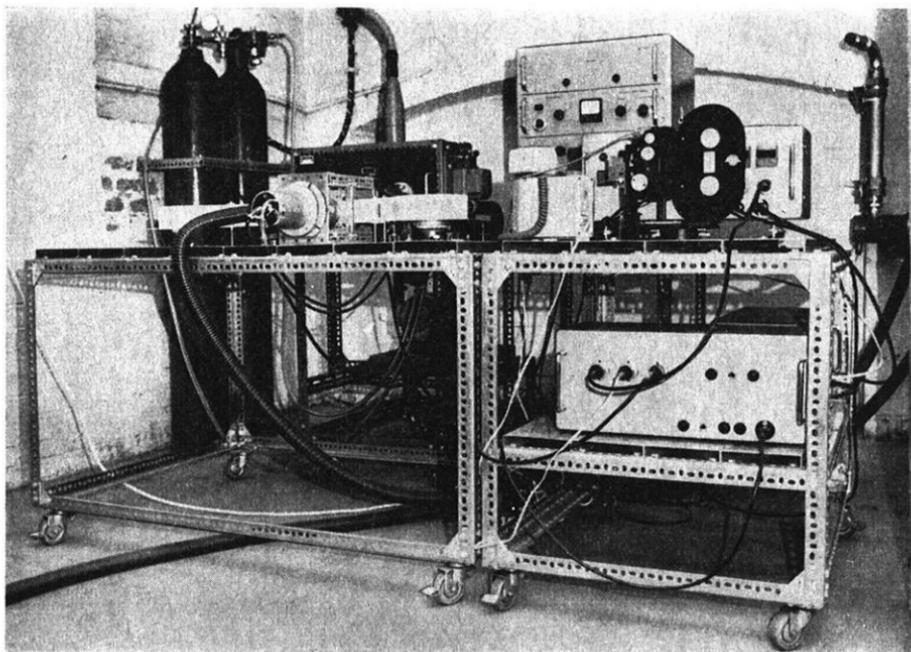


Abb. 2: Gesamtansicht der Apparatur zur Messung von RaB und RaC. Die Pumpe mit Regeleinheit ( $20 \text{ m}^3/\text{h}$ ) sind im Hintergrund kaum sichtbar. Die Bestäubungskammer (Bestäubungszeit 30 min) wird durch einen Methandurchflußzähler der Detektoranordnung ( $4 \pi$ -Geometrie) verdeckt (links im Bild). Die Filteraktivität wird (in drei aufeinanderfolgenden Zeitintervallen) durch mechanische Zähler nach 32facher Untersetzung der Ausgangsimpulse des Verstärkers (Hintergrund) registriert. Der Inhalt der Zählwerke wird alle 30 min photographiert (rechts oben). Das Programmschaltwerk befindet sich in dem Gehäuse darunter.

An dieser Stelle soll darauf hingewiesen werden, daß die berechneten Aktivitätswindrosen den empirischen der Größenordnung nach angepaßt wurden.

2. Angenommen wurde ferner, daß die natürliche Radioaktivität in Braunschweig nur aus Gebieten großer Exhalation stammt. Folgende Gebiete lassen eine erhöhte Exhalation erwarten:

- a) Erzgebirge und Riesengebirge mit ihren Uranlagerstätten,
- b) die großen Granitgebiete der Tschechoslowakei,
- c) die Uranabbaugebiete in Mittelfrankreich,
- d) einige Gebiete mit jungen saueren Eruptivgesteinen auf der Nordsüdpalenspalte,
- e) einige sekundäre Lagerstätten Schwedens und Finnlands,
- f) im Werra-Leine-Gebiet streicht eine Buntsandsteinschicht mit hohem Uran- und Thoriumgehalt aus.

Diese Gebiete wurden mit Punktquellen belegt, derart, daß eine Quelle die Quellstärke einer 500 km<sup>2</sup> großen Fläche hat. Unter dieser starken Vereinfachung war es möglich, eine Arbeit von G. SCHELLENBERGER über die Verteilung radioaktiver Substanzen im turbulenten Windfeld als mathematische Grundlage zu benutzen. Die Rechnungen ergaben einen erheblichen Einfluß des Erzgebirges sowie der Granitgebiete der Tschechoslowakei. Ebenso machte sich das Werra-Leine-Gebiet bemerkbar.

Alle anderen Gebiete erhöhter Exhalation tragen nach dieser Rechnung nicht zur Luftaktivität in Braunschweig bei.

Allein mit dieser Annahme konnten die empirischen Aktivitätswindrosen nicht dargestellt werden.

Erst die Kombination beider Effekte (Aufsammlung über Gebieten gleichgroßer Exhalation und Gebieten erhöhter Exhalation) ergab eine gute Übereinstimmung mit den empirischen Aktivitätswindrosen (Abb. 3, Abb. 4).

Es ist bemerkenswert, daß die 100 km<sup>2</sup> großen Granitgebiete des Harzes in 100 km Entfernung die Luftaktivität in Braunschweig nicht beeinflussen, obwohl die Radonkonzentration der Bodenluft im Harz (über Granit) 3- bis 4 mal so hoch ist wie in den Sedimentböden des Harzvorlandes. Dies wurde mit einer Apparatur gemessen, die K. TRIPPLER in unserem Institut entwickelte (Abb. 5, s. S. 107).

Auf Grund der Messungen lassen sich folgende Mittelwerte angeben:

1.  $8 \cdot 10^{-13}$  Curie/cm<sup>3</sup> in den Sedimentböden des Harzvorlandes,
2.  $24 \cdot 10^{-13}$  Curie/cm<sup>3</sup> im Harz über Granit.

Aktivitätswindrose für Ra B

Aktivitätswindrose für Th B

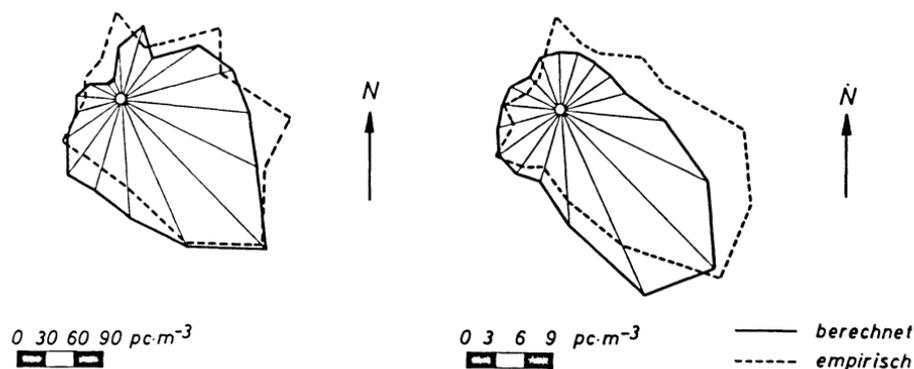


Abb. 3: Aktivitätswindrosen für Braunschweig. Die berechnete Kurve ergibt sich aus der Überlagerung der Aktivitäten, die aus Gebieten erhöhter und aus der Umgebung mit gleichgroßer Exhalation stammen.

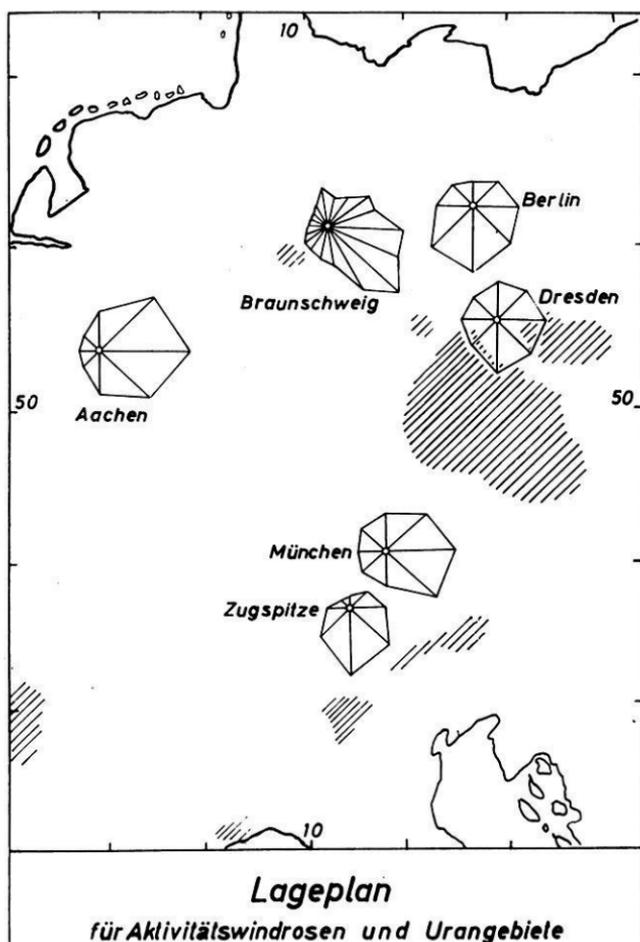


Abb. 4: Aktivitätswindrosen an verschiedenen deutschen Stationen. Die schraffierten Gebiete sind Gebiete mit erhöhter Urankonzentration im Gestein.

Daß die Luftaktivität durch die Granitfelder des Harzes nicht merkbar beeinflußt wird, ergaben Messungen mit einer transportablen Filterapparatur. Von D. HEYE wurde mehrfach und an verschiedenen Tagen ein Profil Grauwacke-Granit-Grauwacke ausgemessen (Abb. 6, s. S. 108). Es ergab sich in keinem Fall über Granit ein Anstieg in der Konzentration der radioaktiven Substanzen der Luft. Auch großräumige Messungen, die einen Vergleich der Luftaktivität des Harzes und der des Harzvorlandes ermöglichen, ließen in keinem Fall eine erhöhte Luftaktivität im Harz erkennen.

Das Verhalten der radioaktiven Substanzen am Meßplatz wird durch turbulente Austauschvorgänge in der Atmosphäre bestimmt. Abb. 7, s. S. 109) zeigt einen geglätt-

teten mittleren Tagesgang der Luftaktivitäten in Braunschweig für Mai 1963. Die Konzentrationen von RaB, RaC und ThB zeigen einen ausgeprägten Tagesgang, bei der künstlichen Komponente ist kein Tagesgang zu erkennen.

Mit Hilfe der Turbulenztheorie konnte H. SIEMANN den Tagesgang der natürlichen Luftaktivität deuten. Er hat ein stationäres Modell mit höhenkonstanten Austausch-  
koeffizienten  $A$  berechnet. Mit folgenden Randbedingungen wurde das Differential-

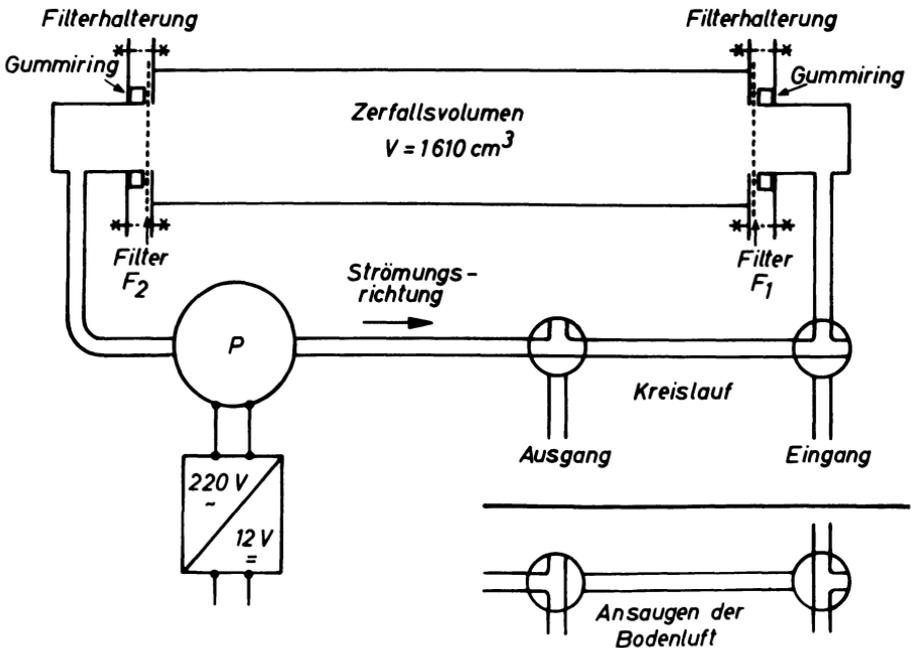


Abb. 5: Apparat zur Messung der Radonkonzentration der Bodenluft. In dem Volumen  $V$  zerfällt (während der „Bestäubungszeit“ des Filters  $F_2$  von 30 min) ein Teil der Radonatome in Schwermetalle, die zu 20% auf einem Filter abgeschieden werden. Die  $\beta$ -Aktivität des Filters wird anschließend in einer Bleikammer mit einem Endfensterzählrohr gemessen.

gleichungssystem für die Verteilung der radioaktiven Stoffe in der Atmosphäre gelöst:

1. Alle Konzentrationen sind Null für  $z = \infty$ .
- 2a. Am Erdboden ist für Radon und Thoron die zweite Randbedingung durch die Exhalation  $E$  gegeben.
- b. Die zweite Randbedingung der Folgeprodukte von Radon und Thoron berücksichtigt ihre Anlagerung an den Boden. Für den Fluß  $Q$  wird folgender Ansatz gemacht:

$$Q = -\alpha \cdot C(0)$$

*Profilmessung  
zwischen  
Sonnenberg und St. Andreasberg*

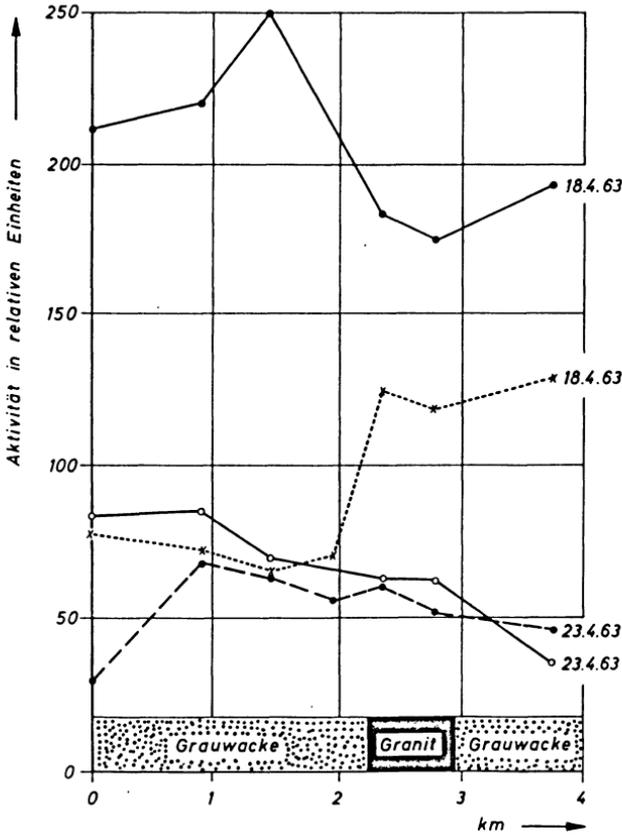


Abb. 6: Ergebnisse einiger Meßfahrten im Harz. An den in der Abbildung gekennzeichneten Stellen wurde im Stand 10 min lang ein Filter bestaubt. Die Ansaugstelle befand sich 1 m über dem Erdboden. Diese Messungen zeigen, daß auf Grund der  $\beta$ -Aktivität der Luft keine engräumigen Emanationsquellen gefunden werden können.

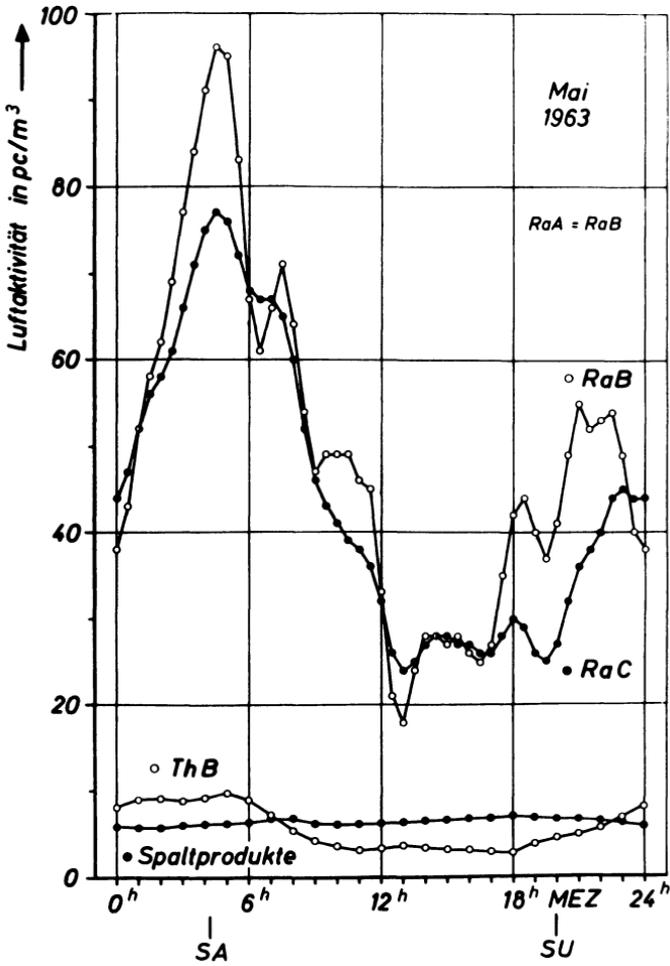


Abb. 7: Geglätteter mittlerer Tagesgang der Luftaktivitäten in Braunschweig. (Die Ansaugstelle liegt 15 m über dem Erdboden.)

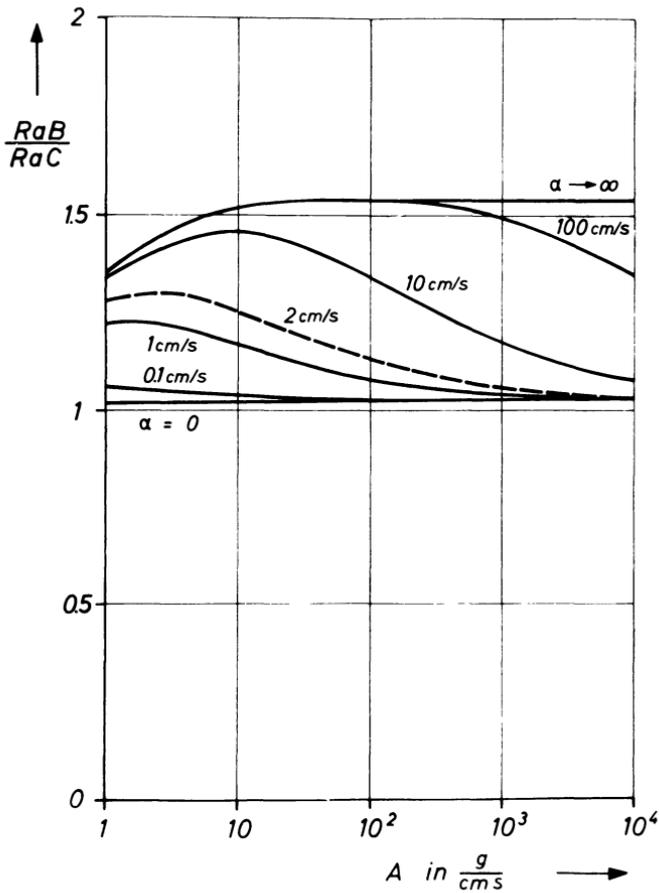


Abb. 8: Das errechnete Verhältnis  $C_{RaB}/C_{RaC}$  für eine Höhe von 15 m in Abhängigkeit vom Austauschkoeffizienten bei verschiedenen Anlagerungskoeffizienten als Parameter.

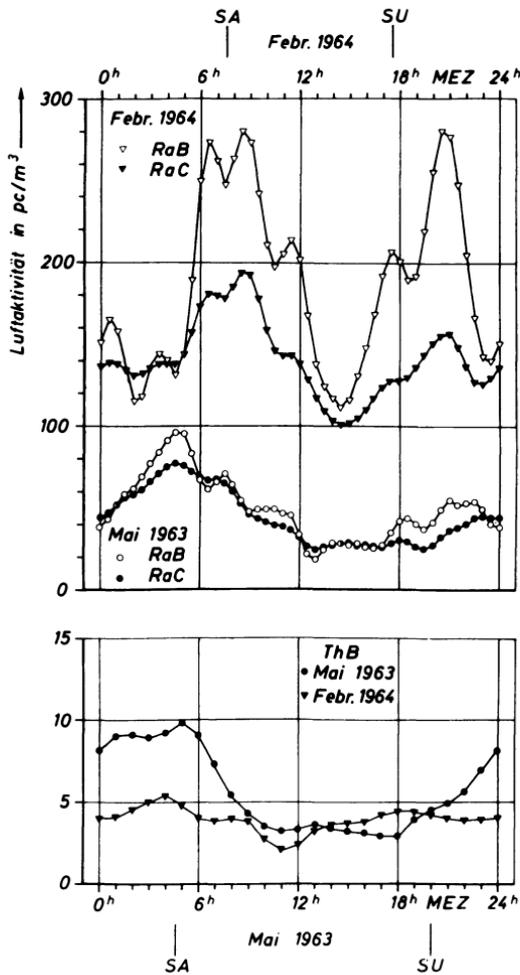


Abb. 9: Vergleich zwischen dem mittleren Tagesgang eines Sommer- und Wintermonats.

Wegen der stabileren Schichtung der Atmosphäre im Winter ist die Aktivität von RaB und RaC in der Luft etwa doppelt so groß wie im Sommer. Die Thoronexhalation wird im Winter durch den Bodenfrost gestört (Halbwertszeit von  $T_n$ : 55 s), dadurch ist eine geringere ThB-Konzentration in der Atmosphäre im Gegensatz zu einem mittleren Tagesgang im Sommer zu erklären.

Der Anlagerungskoeffizient  $\alpha$  gibt an, welche Menge des radioaktiven Stoffes sich pro Zeiteinheit an  $1 \text{ cm}^2$  des Bodens anlagert. Aus dem Verhältnis der Konzentrationen von RaB zu RaC in Abb. 7 läßt sich die Größenordnung von  $\alpha$  bestimmen. Bei großer Turbulenz am Tage ist  $C_{\text{RaB}}/C_{\text{RaC}} \approx 1$ ; bei ruhiger Atmosphäre in der Nacht ergibt sich

$$C_{\text{RaB}}/C_{\text{RaC}} \approx 1,5.$$

In Abb. 8 ist das nach dem Modell berechnete Verhältnis von  $C_{\text{RaB}}/C_{\text{RaC}}$  über dem Austauschkoeffizienten aufgetragen; der Parameter ist  $\alpha$ .

Das Verhalten der radioaktiven Substanzen am Meßort wird durch das gerechnete Modell gut beschrieben, wenn ein Anlagerungskoeffizient zwischen 1 und 10 cm/s angenommen wird; dabei scheint  $\alpha = 2 \text{ cm/s}$  der brauchbarste Wert zu sein.

Der Anlagerungskoeffizient  $\alpha$  kann noch nicht physikalisch gedeutet werden.

In Abb. 7 sind einige Bereiche vorhanden, in denen  $C_{\text{RaB}}/C_{\text{RaC}} < 1$  ist. Dieses Verhalten kann durch das einfache Modell nicht erklärt werden.

Für Februar 1964 wurde ebenso der geglättete mittlere Tagesgang berechnet (Abb. 9). Das Bild gleicht dem Tagesgang vom Mai 1963, wenn die Zeitverschiebung von Sonnenauf- und -untergang berücksichtigt wird.

## Literatur

- HEYE, D.: Entwicklung einer transportablen Apparatur zur Messung der  $\beta$ -Aktivität der Luft und erste Messungen. Braunschweig, Technische Hochschule, Inst. f. Geophys. u. Meteorol., Diplomarbeit 1963.
- SIEMANN, H.: Untersuchungen zum Tagesgang der  $\beta$ -Aktivität in der bodennahen Atmosphäre. Braunschweig, Technische Hochschule, Inst. f. Geophys. u. Meteorol., Dissertation 1964.
- STORK, B.: Untersuchungen zur Herkunft der natürlichen Radioaktivität der Luft in Braunschweig. Braunschweig, Technische Hochschule, Inst. f. Geophys. u. Meteorol., Diplomarbeit 1963.
- TRIPPLER, K.: Bau einer Apparatur zur Messung des Radongehaltes der Bodenluft und Übersichtsmessungen im Braunschweiger Gebiet. Braunschweig, Technische Hochschule, Inst. f. Geophys. u. Meteorol., Diplomarbeit 1964.
- ISRAËL, H. und S. STILLER: Climatological aspects of the natural radioactivity. Z. Geophys. 29 (1963), S. 51—56.
- SCHELLENBERGER, G.: Zur Verteilung radioaktiver Substanzen in einem turbulenten Windfeld. Z. Meteorol. 6 (1952), S. 225—231.

# Untersuchung magnetischer Eigenschaften an der Kontaktfläche zweier benachbarter Gesteinsarten

Von R. PUCHER, Göttingen<sup>1)</sup>

Eingegangen am 17. Juli 1965

*Zusammenfassung:* An zwei verschiedenen Kontakten, Basalt-Buntsandstein und Basalt-Basalt, wurden die magnetischen Eigenschaften von Gesteinsproben untersucht. Die Richtung der natürlich remanenten Magnetisierung (NRM) ändert sich durch thermische Beeinflussung des Gesteins nicht, die Intensität hat aber mehrere Maxima in Kontaktnähe, in denen verschiedene Erzkomponenten in verschieden starkem Maße Träger der Thermoremanenz sind. Anstieg der Remanenz bei Buntsandstein in Kontaktnähe wird als Reduktion von Hämatit zu Magnetit und Goethit zu Maghemit erklärt.

Bei den Untersuchungen zeigten sich zwei Stellen im Gestein, an denen die Richtung der NRM umgekehrt zur allgemeinen Richtung des Vorkommens ist. Als Ursache wird eine Selbstumkehr angenommen und diskutiert.

*Summary:* At two different contacts, basalt—red sandstone and basalt—basalt, magnetic properties of rock samples were investigated. There is no change in the direction of the natural remanent magnetization (NRM) by thermal influence, but the intensity of the NRM has different maxima near the contact. In these maxima the various ore components are of different importance for the thermal remanent magnetization (TRM). Increase of the remanence of red sandstone near the contact is explained by reduction of hematite to magnetite and goethite to maghemite. Within the rocks two places were located, where the NRM is directed opposite to that of the whole lava flow. Selfreversal, chemical changes and reheating processes are discussed.

Auf der Blauen Kuppe bei Eschwege wurde das Verhalten von Basalt und Buntsandstein (BS) in der Nähe des Kontaktes untersucht. Orientiert entnommene Proben längs mehrerer Kontaktprofile ergaben durchweg einen Anstieg der natürlich remanenten Magnetisierung (NRM) in Kontaktnähe. Die Richtung der NRM ist bei der Blauen Kuppe etwa antiparallel zum heutigen Erdfeld. Der Buntsandstein ist durch thermische Beeinflussung bis zu 4 m vom Kontakt entfärbt, die tonigen Bestandteile im BS sind gebrannt. VAN HOUTEN [5] findet als Ursache der Rotfärbung in Sedimenten Hämatit  $\alpha - \text{Fe}_2\text{O}_3$ , Lepidocrocit  $\gamma - \text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot \text{H}_2\text{O}$  und Goethit  $\alpha - \text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot \text{H}_2\text{O}$ . Bei hellem BS steigt der FeO-Gehalt. KORITNIG [2] erklärt die Entfärbung des BS als eine Umwandlung des Hämatits  $\alpha - \text{Fe}_2\text{O}_3$  in  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ , also eine Reduktion des  $\text{Fe}^{3+}$  in  $\text{Fe}^{2+}$ . Dies muß eine Erhöhung der NRM zur Folge haben. Sie wurde auch gefunden. Die Untersuchung weiterer Eigenschaften wie ungescherte Anfangsuszeptibilität, Sättigungsmagnetisierung, Erzgehalt und Erzkomponenten ergab keine systematische Änderung mit der Entfernung zur Kontaktfläche. Bemerkenswert ist, daß thermisch

---

<sup>1)</sup> Dipl.-Phys. RUDOLF PUCHER, 34 Göttingen, Geophysikalisches Institut der Universität, Herzberger Landstraße 180.

unbeeinflusster BS und Basalt invers magnetisiert sind, obwohl der BS wesentlich früher entstanden ist. Das Erdfeld kann in der Zeit zwischen der Entstehung beider Gesteine seine Richtung mehrmals umgekehrt haben [1].

Abb. 1 zeigt die Beträge der NRM längs eines Kontaktprofiles des Kontaktes Basalt-Basalt vom Lamsberg bei Kassel. Zwei verschiedene Basaltergüsse liefern die Kontaktfläche. Bei allen im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Kontaktprofilen ergab sich ein gleichartiger Verlauf der NRM-Verteilung: an der Kontaktfläche ist ein NRM-Maximum, links und rechts davon je ein Nebenmaximum. Dabei ändert sich

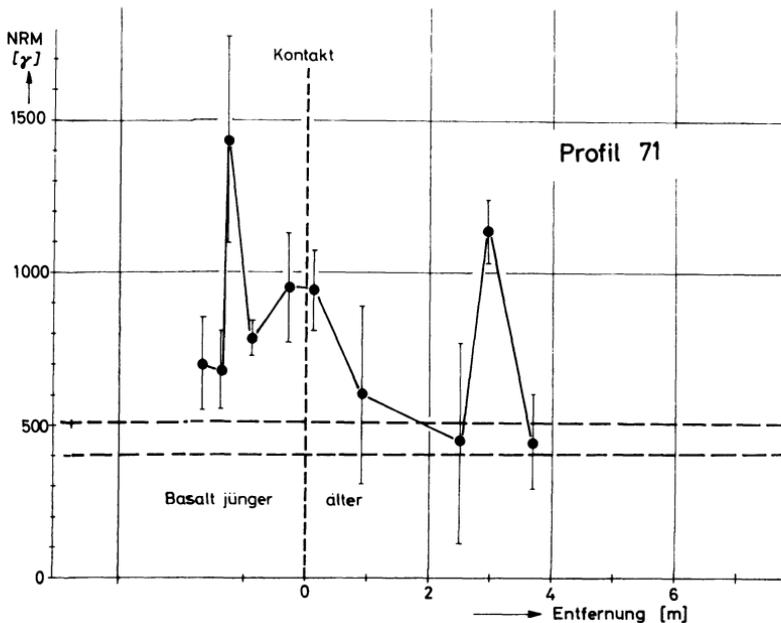


Abb. 1: Natürlich remanente Magnetisierung längs eines Kontaktprofils auf dem Lamsberg südlich Kassel.

die Richtung der Remanenz nicht. (Mittelwerte des Vorkommens mit mittlerem Fehler des Mittelwertes:  $\overline{NRM} = 460 \gamma \pm 62 \gamma$ ;  $\bar{I} = -72^\circ \pm 6^\circ$ ;  $\bar{D} = 168^\circ \pm 7^\circ$ ). An Gesteinsanschliffen und -dünnsliffen wurden mit Hilfe des Mikroskops Erzgehalt, Korngröße und grob die Zusammensetzung des Gesteins bestimmt. Abb. 2 zeigt Erzformen am Kontakt (2a) und 25 m entfernt (2b, 2c). Typisch ist die Kristallisation in Vorzugsrichtungen. Die mittlere Korngröße des Erzes ist am Kontakt  $5 \mu$ , entfernt vom Kontakt  $80 \mu$ . Der Erzgehalt schwankt zwischen 2,5% und 4,3 Vol.-%, jedoch nicht systematisch. Abb. 2b und 2c zeigen im Titanomagnetitkorn deutlich vom Rande und von Rissen her eine hellere Erzkomponente, Titanomaghemit. Er ist ein Oxy-

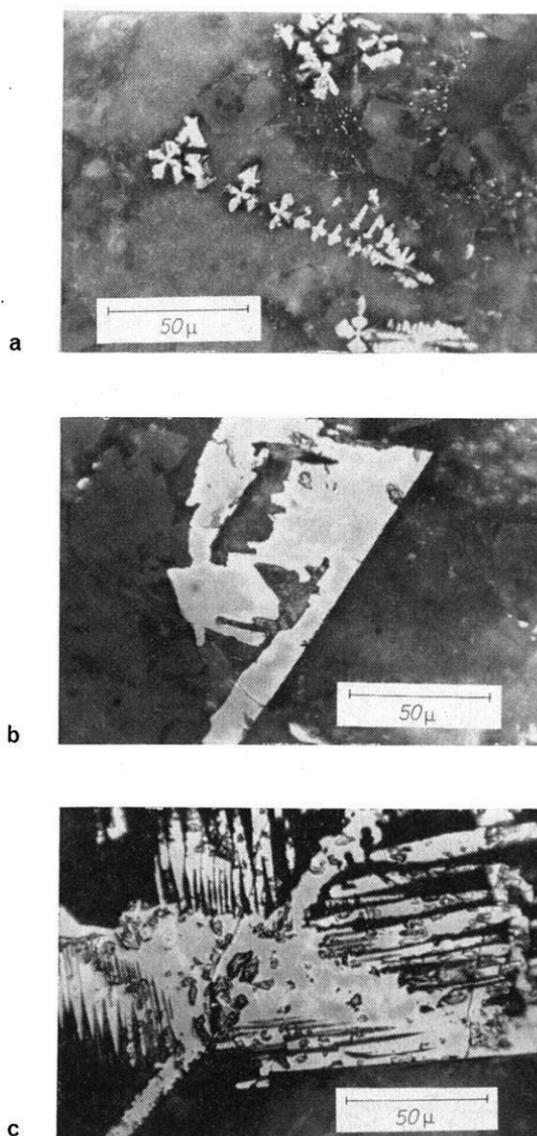


Abb. 2: Erzkristallformen und -größen in verschiedenen Entfernungen von der Kontaktfläche:

Abb. 2a: Kleine, skelettartige Kristalle (Dendriten) am Kontakt

Abb. 2b-c: 25 m davon entfernt nebeneinander kompakte und leistenförmige Kristalle.  
Diese Kristalle bestehen aus Titanomagnetit (dunklere Flecken) und -maghemit.

dationsprodukt des Titanomagnetits. Maghemit ist stark ferrimagnetisch, jedoch instabil. Durch Kristallumordnung entsteht der antiferromagnetische Hämatit  $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Der CURIE-Punkt  $T_c$  und die Sättigungsmagnetisierung  $J_s$  ermöglichen die Bestimmung der Lage im ternären System FeO — Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> — TiO<sub>2</sub>. Die Bestimmung beider Erzkomponenten ergab, daß sie beide auf einer Oxydationslinie liegen.

Für die Entstehung des Titanomaghemits kommen zwei Möglichkeiten in Betracht:

#### 1. Bildung bei Lagerung über geologisch lange Zeiten.

Der Titanomaghemit kann nur durch Oxydation bei Raumtemperatur unter Mitwirkung von H<sub>2</sub>O bei 1 Atm. aus Titanomagnetit entstanden sein (3). Dabei ist an freies Wasser gedacht, das durch Poren in das Gesteinsinnere dringt. Kristallwasser kann bei gewöhnlicher Temperatur nicht in genügendem Maße frei werden; bei höheren Temperaturen wäre das möglich. Nach erzmikroskopischen Beobachtungen bildet sich vorwiegend Titanomaghemit in größeren Abständen vom Kontakt. Für diese Art der Maghemitbildung spricht auch das Anschliffbild: die oxydierten Zonen wachsen vom Rand und von Rissen in den Kristall hinein. Heiße oxydierende Gase als Ursache der Maghemitbildung werden ausgeschlossen, da keine Entmischung festgestellt wurde.

#### 2. Titanomaghemitbildung beim Abkühlen und Auskristallisieren.

Bei der Annahme, daß zum Ende der Auskristallisation genügend Wasser oder Sauerstoff für eine Oxydation vorhanden ist, um Maghemit aus Magnetit zu bilden, müßte der entstandene Titanomaghemit eigene Kristalle bilden oder zumindest die Titanomagnetitkristalle schalenartig umgeben. Abb. 2 b und 2 c zeigen, daß dies nicht der Fall ist.

Aus obigen Befunden und Überlegungen folgt, daß nach Abkühlung des Magmas noch geologisch lange Zeiten zur Entstehung des Titanomaghemits angenommen werden müssen.

Zur Untersuchung der Intensitätsmaxima in Kontaktnähe wurden Erzgehalt und CURIE-Temperatur  $T_c$  bestimmt sowie  $J_r(T)$ -Messungen durchgeführt. Wechselfeld-abmagnetisierung der Proben ergab keine neuen Aspekte. Es wurden zwei Erzkomponenten mit  $T_c = 70^\circ\text{C}$  und  $T_c = 140^\circ\text{C}$  festgestellt. Aufgrund der  $J_r(T)$ -Messungen kann gesagt werden: Träger der TRM ist im allgemeinen, auch in den Maxima, nicht nur eine Erzkomponente. In den verschiedenen Maxima tragen jedoch die einzelnen Erzkomponenten in verschiedenem Maße zur TRM bei. Genauere Aussagen sind nicht möglich, da die Anzahl der untersuchten Profile zu gering ist.

Bei den magnetischen Untersuchungen am Lamsberg wurden zwei benachbarte Stellen im Gestein gefunden, bei denen die Richtung der Magnetisierung parallel zum heutigen Erdfeld ist, während allgemein der Basalt des Lamsberges invers magnetisiert ist. Der Abstand dieser Stellen von der Kontaktfläche beträgt 6 m bzw. 16 m. Diese Stellen wurden flächenhaft vermessen. Die Richtung der Remanenz fächert nach oben hin auf und wird antiparallel zum Erdfeld. Auffällig ist die niedrige Remanenz dieser Proben. Proben längs dieses Profils wurden im Wechselfeld abmagnetisiert. Abb. 3 a zeigt die Abmagnetisierungskurve einer invers magnetisierten Probe, Abb. 3 b die einer parallel magnetisierten Probe. Dargestellt ist die Projektion der Magnetisierung auf

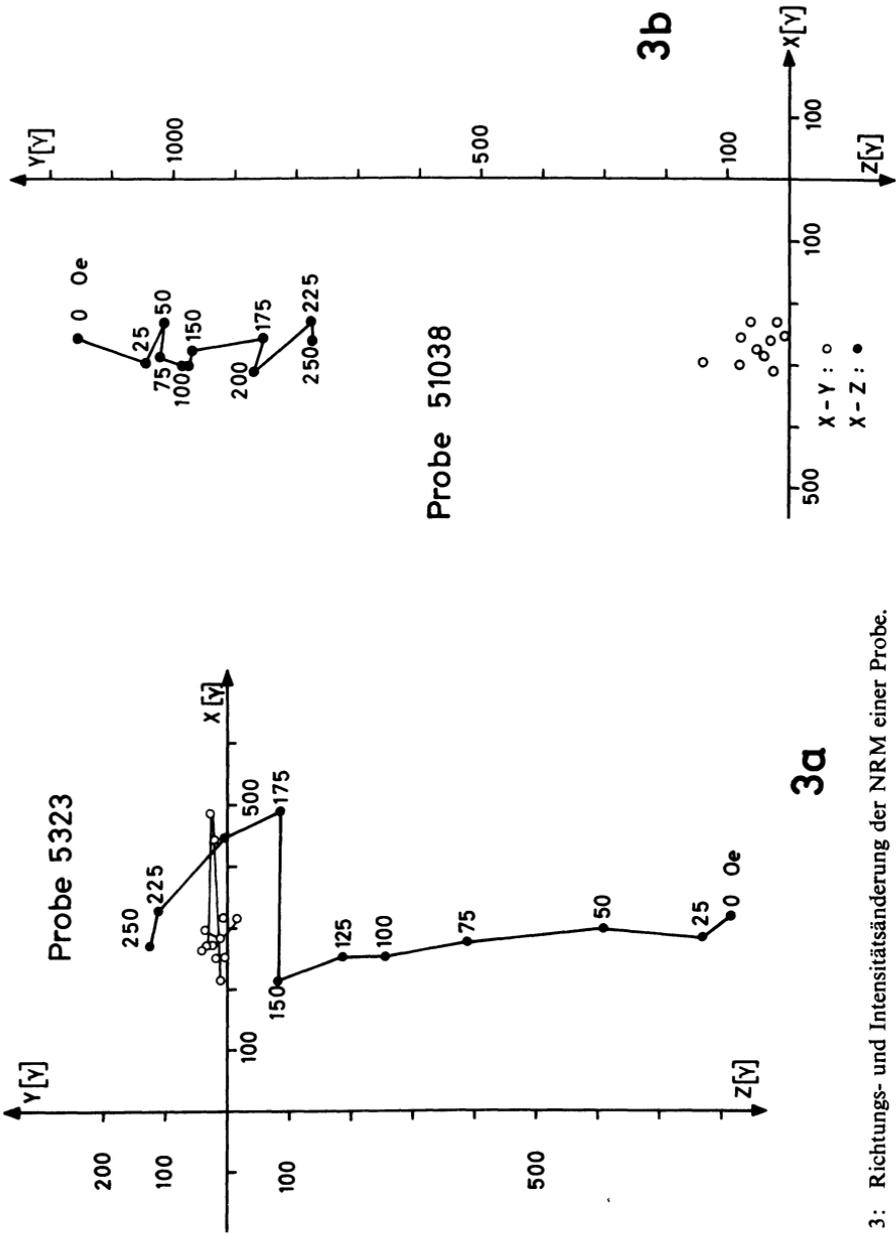


Abb. 3: Richtungs- und Intensitätsänderung der NRM einer Probe.

a) an einer Stelle normaler Magnetisierungsrichtung während der Abmagnetisierung bis 250 Oe im Wechselfeld.  
 b) mit der für den Lamsberg typischen inversen Magnetisierungsrichtung. Die Inklination ist ausnahmslos negativ.

die  $X$ - $Z$ -Ebene (gibt die Inklination  $I$  an) und auf die  $X$ - $Y$ -Ebene (gibt die Deklination  $D$ ). Die invers magnetisierten Proben sind beständig gegen Wechselfeldabmagnetisierung. Betrag und Richtung ändern sich unerheblich. Parallel magnetisierte Proben zeigen nach Abmagnetisierung bis 250 Oe max. Effektivfeldstärke wieder eine inverse Magnetisierungsrichtung. Die  $J_s(T)$ -Messungen ergeben bei invers magnetisierten Proben zwei recht scharfe CURIE-Punkte bei 70°C und 140°C, die parallel magnetisierten Proben ergeben nur CURIE-Bereiche um 70°C und 140°C. Das deutet auf eine etwas verschiedene Zusammensetzung der Erzkomponenten hin. Thermische Beeinflussung von der Kontaktfläche her als Ursache der Umkehrungsstellen ist sehr unwahrscheinlich.

Es ergibt sich die Frage, ob die überwiegend inverse Magnetisierungsrichtung des Lamsberges durch einen Umkehrmechanismus entstanden ist, oder ob zur Zeit der Abkühlung oder Entstehung das Erdfeld etwa entgegengesetzt zum heutigen Erdfeld gerichtet war. Bei umgekehrtem Erdfeld brauchen nur die kleinen Stellen mit paralleler Remanenz durch einen Selbstumkehrmechanismus erklärt zu werden. Bisher ist kein Modell zur Selbstumkehr bekannt, das das Entstehen ganzer Ergüsse mit inverser Magnetisierungsrichtung verstehen ließe. Die heute bekannten Modelle verlangen meistens ein ganz bestimmtes Verhältnis von zwei oder mehreren Erzkomponenten, das bei einem ganzen Vorkommen nicht völlig konstant sein kann. Eine Umkehr des Erdfeldes ist daher wahrscheinlich.

Bei den untersuchten beiden Stellen handelt es sich ganz sicher um zwei Fälle von Selbstumkehr, da sie in ein und demselben Erguß vorkommen. Den in diesem Fall vorliegenden Umkehrmechanismus kann man sich so vorstellen, daß an diesen Stellen die Erzkörner im Mittel aus zwei Erzkomponenten bestehen und das entmagnetisierende Feld der einen Komponente eine umgekehrte TRM der anderen bewirkt [4]. Dabei könnte eine Erzkomponente durch Erhitzung und Oxydation entstanden sein.

Meinem verstorbenen Lehrer, Prof. Dr. J. BARTELS, möchte ich an dieser Stelle danken. Für sein stetes Interesse an dieser Arbeit danke ich ebenfalls Herrn Dr. W. MEITZNER.

### Literatur

- [1] HOSPERS, J.: 1955, Rock Magnetism and Polar Wandering. The Journal of Geology 63, 59—74.
- [2] KORITNIG, S.: 1955, Die Blaue Kuppe mit ihren Kontakterscheinungen. Heidelberger Beiträge 4, 504.
- [3] MEITZNER, W.: 1963, Der Einfluß von Entmischung und Oxydation auf die magnetischen Eigenschaften der Titanomagnetite in Basalten bei 250°C und 350°C. Beiträge zur Mineralogie und Petrographie, 9, 320—352.
- [4] NÉEL, L.: 1955, Some Theoretical Aspects of Rock Magnetism. Advance in Physics, 4, 14.
- [5] VAN HOUTEN, F. B.: 1961 London, Significance of red Beds. In NAIRN, Descriptive Palaeoclimatology.

## Kurzmittteilung

# Ermittlung örtlicher Horizontalgradienten aus Gravimetermessungen im Nördlinger Ries<sup>1)</sup>

Von S. THYSSEN-BORNEMISZA, New York<sup>2)</sup>

Eingegangen am 3. Januar 1966

Einer Spezialvermessung bei Wörnitzostheim (als Gebiet „W“ bezeichnet) sind kreuzweise angeordnete Bouguerwerte entnommen zwecks Berechnung örtlicher Gradientenkomponenten  $G_{(x)}$  und  $G_{(y)}$  nach bekannten Verfahren (K. JUNG. [1]; S. THYSSEN-BORNEMISZA [2, 3, 4]). Die symmetrische Anordnung von Stationsabständen gestattete es, vier Horizontalgradienten für den hypothetischen Zentralpunkt  $B_0$  zu ermitteln.

Die Tabelle 1 enthält verschiedene Bouguerwerte in Abständen  $s = 50$  bis 200 m vom Zentralpunkt  $B_0$  entfernt, sowie auch die berechneten Komponenten  $G_{(x)}$  und  $G_{(y)}$ ,

Tabelle 1

Abstand von $B_0$ :	$s_1 = 50$ m	$s_2 = 100$ m	$s_3 = 150$ m	$s_4 = 200$ m
Bouguerwerte in mgal				
$B_x$	12.71	12.67	12.65	12.64
$B_{-x}$	.80	.84	.91	.93
$B_y$	.78	.80	.88	.96
$B_{-y}$	.73	.69	.66	.63
$G_{(x)} = (B_x - B_{-x}) / 2s$				
	— 9 E	— 8 E	— 9 E	— 7 E
$G_{(y)} = (B_y - B_{-y}) / 2s$				
	5	11	7	8
$G = \sqrt{G_{(x)}^2 + G_{(y)}^2}$				
	10	14	11	11

(die Werte von  $G_{(x)}$ ,  $G_{(y)}$ ,  $G$  sind aufgerundet)

aus denen der Gradient  $G$  leicht zu bestimmen ist. Daß die benutzten Stationsabstände nur mit einer angenäherten Genauigkeit zur Verfügung standen, hat auf die Ergebnisse nur geringen Einfluß.

<sup>1)</sup> K. JUNG, H. MENZEL und O. ROSENBAACH: Gravimetermessungen im Nördlichen Ries, Zeitschr. f. Geophysik 31 (1965) 1, S. 7—26.

<sup>2)</sup> S. THYSSEN-BORNEMISZA, The Plaza, New York City (USA).

Eine graphische Darstellung der ermittelten Gradienten zeigt eine fast genau senkrechte Lage zu dem örtlichen Isogammenverlauf, welcher der veröffentlichten Isogammenkarte im Ries entnommen werden kann. In dem vorliegenden Falle scheint demnach die Ermittlung des Isogammenbildes mit Hilfe von gravimeterbestimmten Horizontalgradienten möglich zu sein.

Die mit dem Gravimeter meßbaren Größen  $G_{(x)}$  und  $G_{(y)}$  können auch zur Bestimmung der zweiten Ableitung der Schwere [1] nach

$$G_{(zz)} \approx - \frac{\Delta G_{(x)} + \Delta G_{(y)}}{s}$$

herangezogen werden.

### Literatur

- [1] JUNG, K.: Schwerkraftverfahren in der Angewandten Geophysik, Leipzig 1961, Akad. Verlag.
- [2] THYSSEN-BORNEMISZA, S.: Eine gravimetrische Untersuchungsmethode für oberflächennahe Dichtestörungen, Zeitschr. f. Geophysik 31 (1965) 3/4, S. 219—221.
- [3] —, Reconnaissance survey using average horizontal gradients of gravity, Geophysics (USA), 30 (1965) 4, S. 661—664.
- [4] —, Correlating vertical magnetic intensity and average horizontal gradients of gravity, Geophysics (USA), 30 (1965) 6, S. 1138—1140.

Briefe an den Herausgeber

## Results of a Re-interpretation of the N-S-Refracton Line Adelebsen—Hilders-South in West-Germany<sup>1)</sup>

By K. FUCHS, Karlsruhe<sup>2)</sup> and M. LANDISMAN, Dallas<sup>2)</sup>

Eingegangen am 9. Dezember 1965; in revidierter Fassung am 14. Januar 1966

The N-S-refraction line 'Adelebsen—Hilders-South' consists of the two reverse profiles 'Adelebsen-South' and 'Hilders-North', as well as the profile 'Hilders-South', which partially is overlapped by the profile 'Adelebsen-South'. Several reports about this system of refraction profiles have appeared in the last few years (FUCHS [1, 2]; FUCHS and KAMINSKI [3]; THE GERMAN RESEARCH GROUP FOR EXPLOSION SEISMOLOGY [9]). This system was re-interpreted during a visiting residence of the first author at the Southwest Center for Advanced Studies.

The system extends over a total distance of 430 km. The profile 'Hilders-South' is one of the best recorded profiles in West-Germany. The main results of this interpretation are given in the following summary:

1. For a satisfactory explanation of the results of measurement, the zone of reduced velocity for compressional waves in the upper crust recently found in many continental areas (MÜLLER, LANDISMAN [7]; LANDISMAN, MÜLLER [6]) is also required in this region. If the plausible value of 5.5 km/sec is employed for the  $P$  wave velocity, then the channel is found in a zone at depths from 8 to 12 km. Whereas the  $P$  wave velocity reaches a maximum value of 5.93 km/sec in the lid above the channel, a first order discontinuity is found at its lower boundary, at which the velocity increases to 6.2 km/sec. The presence of such a channel explains among other things the termination of the  $P_g$  phase at a distance of about 120 km, and the presence of the stronger  $P_c$  phase which can be followed back as a second arrival to a distance of 64 km.

---

<sup>1)</sup> Abstracted from an oral report by FUCHS, LANDISMAN [4] presented at the Meeting of the Eastern Section of the Seismological Society of America, Lamont Geological Observatory 7—8 Oct., 1965. This research was supported by the National Aeronautics and Space Administration under Contract NsG-269-62. Contribution Number 27, Geosciences Division, Southwest Center for Advanced Studies, Dallas, Texas/U.S.A.

<sup>2)</sup> DR. KARL FUCHS, Geophysikalisches Institut der TH Karlsruhe, 75 Karlsruhe-West, Hertzstraße 16, Germany.

<sup>3)</sup> PROF. DR. MARK LANDISMAN, Southwest Center for Advanced Studies, P.O. Box 30365, Dallas, Texas/U.S.A.

2. The three profiles which constitute this system exhibit a striking similarity beneath the low-velocity zone. The same phases can be correlated on all three profiles, without any observed variation in travel time from profile to profile. The only variation among the three profiles is not a variation in the travel times but rather in the relative amplitudes of the corresponding time curve branches.

This means that the lower  $\frac{2}{3}$  of the crust consists of layers having thicknesses and average velocities which are nearly constant laterally throughout the region of investigation; the only significant variable from place to place is the vertical gradient of velocity in the various layers. A stronger or weaker gradient produces larger or smaller amplitudes, respectively, for the same travel time branch, without significantly changing the travel times.

The lateral uniformity of the crust has its parallel in the relatively uniform values of BOUGUER anomaly observed in this area.

3. The CONRAD discontinuity forms a zone of transition from the middle to the lower crust at depths from 20—23 km. In this transition zone the  $P$  wave velocity increases from 6.3 to 7.6 km/sec in small steps.

4. The lower crust above the MOHORVIČIĆ (M-)discontinuity is 10 km thick and possesses a  $P$  wave velocity of 7.6 km/sec. The thickness of the lower crust permits the 7.6 km/sec branch to become a first arrival from approximately 115 to about 150 km from the shot point. A velocity of 8.16 km/sec was observed for  $P_n$  arrival from beneath the M-discontinuity.

5. In addition to the travel times, which have been derived for a crustal model of the earth consisting of gradient spherical shells, the amplitudes of the various phases have also been calculated. In doing so, the energy loss due to geometrical spreading, partitioning at the boundary surfaces and at the earth's free surface has been taken into account (LANDISMAN, SATO and USAMI, in preparation).

Since absolute amplitude measurements are not available it is only possible to make a comparison of the various phases at the same station. The calculated relative amplitudes are concordant with the observed amplitudes with only a few exceptions. The amplitude observations therefore corroborate the essential features of the crustal model, which was derived originally from an analysis of the travel times alone.

6. The calculated amplitudes of the over-critical reflections from the M-discontinuity are the only ones which are significantly larger than the observations. This discrepancy can be observed not only in the vicinity of the critical point but out to a distance of about 180 km from the shot point. This is remarkable, since the presently proposed model possesses a contrast at the base of the crust which is much smaller than the contrast found in standard crustal models. It is an indication then, that perhaps the velocity contrast between the lower crust and upper mantle may be still smaller than the one proposed in the present model. A thin layer with a velocity of more than 7.6 km/sec would remove the discrepancy between the calculated and

observed amplitudes. However this layer was not included in the model since the reduction in the contrast at the M-discontinuity would also cause the critical distance for the  $P_n$ -branch to move out to greater distances. Strong second arrivals, now correlated with  $P_n$ , would no longer be explained and the possible transitional branches are not very strong. Furthermore, numerous observations of high frequency near-vertical reflections indicate that the M-discontinuity is a relatively abrupt, e. g. first-order, transition. Therefore the problem of the nature of the M-discontinuity requires further attention both in field experiments and in theory.

The proposed 10 km thick layer of high velocity material for the lower crust, derived from first arrivals and strong second arrivals, is supported by observations of amplitudes as well as travel times. Phase and group velocity measurements of surface waves in S. W. Germany likewise permit the conclusion that the mean velocity in the lower part of the earth's crust must be higher than 6.5 km/sec (KNOPOFF, MUELLER, PILANT [5]; SCHNEIDER, MUELLER, KNOPOFF [8]).

For further clarification of the presence of a layer with a velocity of 7.6 km/sec the authors recommend supplementary measurements on the profile 'Hilders-South' in a distance range from 115—155 km from the shot point. The station interval should be less than 5 km in this range. A similar reversed profile from a shot point 200 to 300 km south of Hilders would be very useful.

### Reference

- [1] FUCHS, K.: Ein Refraktionsprofil vom Harz bis zum Alpenrand. 1. Stuttgarter DFG-Kolloquium, 4 V 5 (1962), 10 p.
- [2] —, Die Gegenschußprofile Hilders-Eschenlohe und Hilders-Adeleben. 2. Stuttgarter DFG-Kolloquium, 22 V 2 and 22 V 3 (1963), 5 p.
- [3] FUCHS, K., and W. KAMINSKI: Bemerkungen zur Auswertung auf dem Refraktionsprofil vom Harz bis zum Alpenrand. Bad Kreuznacher DFG-Kolloquium, 9 V 4 (1964), 7 p.
- [4] FUCHS, K., and M. LANDISMAN: Detailed Crustal Investigation along a North-South Section through the Central Part of Western Germany. Paper presented at the 37th Meeting of the Eastern Section of the Seismological Society of America, Lamont Geolog. Observatory 7—8 Oct. 1965. Publication in preparation.
- [5] KNOPOFF, L., ST. MUELLER, and W. L. PILANT: Structure of the Earth Crust and Upper Mantle in the Alps from Phase Velocity of Rayleigh Waves. Bull. Seism. Soc. of America, 56 (1966) (in press).
- [6] LANDISMAN, M., and ST. MUELLER: Seismic Studies of the Earth's Crust in Continents; part II: Analysis of Wave Propagation in Continents and Adjacent Shelf Areas. Geophs. J.R.A.S., 10 (1965) (in press).
- [7] MUELLER, ST., and M. LANDISMAN: Seismic Studies of the Earth's Crust in Continents; part I: Evidence for a Low-Velocity Zone in the Upper Part of the Lithosphere. Geophs. J.R.A.S., 10 (1965) (in press).
- [8] SCHNEIDER, G., ST. MUELLER, and L. KNOPOFF: Gruppengeschwindigkeitsmessungen an kurzperiodischen Oberflächenwellen in Mitteleuropa. Zeitschr. f. Geophys., 32 (1966), 33—57 p.
- [9] THE GERMAN RESEARCH GROUP FOR EXPLOSION SEISMOLOGY: Crustal Structure in Western Germany. Zeitschr. f. Geophys., 30 (1964), 209—234 p.

**Verzeichnis der geophysikalischen Vorlesungen  
an den deutschsprachigen Universitäten und Hochschulen**

**Sommersemester 1966**

Universität Aachen

Einführung in die Geophysik II: Erdmagnetismus (1)	ISRAEL
Radioaktivität im geophys.-meteorol. Bereich (1)	ISRAEL

Freie Universität Berlin

Einführung in die Wetteranalyse I (2)	SCHERHAG
Einführung in die Geophysik III (2)	STROBACH
Seismik III (1)	STROBACH
Einführung in die Meereskunde IV (1)	STROBACH
Einführung in die Theoret. Meteorologie IV (4)	FORTAK
Grenzgebiete zwischen Geo- und Astrophysik: Solare Vorgänge und solare Strahlung (2)	FEUSSNER
Meteorologische Instrumentenkunde II (1)	BURGER
Einführung in die Geschichte der Naturwissenschaften (1)	STELIANU

Universität Bonn

Klima und Wetter der gemäßigten u. Polarzone (3)	FLOHN
Theoretische Grundlagen der synoptischen Meteorologie II (2)	LINGELBACH
Wolkenphysik II (2)	aufm KAMPE
Meteorologische Instrumentenkunde (2 14tgl.)	BREUER

T. H. Braunschweig

Einführung in die Geophysik (1)	KERTZ
Physik der hohen Atmosphäre (2)	KERTZ
Angewandte Geophysik II (1)	FLATHE
Anwendung geophysikalischer Methoden für die Wassererschließung (mit Übungen) (1)	FLATHE

Bergakademie Clausthal

Theorie des magnetischen Feldes der Erde und Ionosphäre (2)	ROSENBACH
Theorie der geophysikalischen Aufschlußverfahren (2)	ROSENBACH
Moderne Entwicklungen geophysikalischer Instrumente und Meßmethoden (2)	BEHRENS
Radioaktive Methoden zur Prospektion in der Hydrologie (1)	WENDT

T. H. Darmstadt

Numerische Wettervorhersage (2)	WIPPERMANN
Theoretische Meteorologie III (2)	WIPPERMANN
Grundzüge der Meteorologie II (2)	MANIER

Universität Frankfurt

Einführung in die Seismik (2)	BERCKHEMER
Theorie der elastischen Wellen (3)	BERCKHEMER
Klimatologie (2)	GEORGII

Physik der hohen Atmosphäre (1)	GEORGII
Energiehaushalt der Atmosphäre (1)	WACHTER
Ausgewählte Kapitel über Grundlagen zur Physik der Atmosphäre (2)	MÜGGE
Wetterbesprechungen (2)	MÜGGE
Theoretische Meteorologie I (2)	SCHMITZ
Universität Göttingen	
Plasmadynamik der Magnetosphäre (2)	SIEBERT
Wolkenphysik (1)	KLEINSCHMIDT
Einführung in die Physik der oberen Atmosphäre (1)	DIEMINGER
Kosmische Strahlung: Aktuelle Probleme (1)	EHMERT
Universität Hamburg	
Einführung in die Meteorologie (2)	BROCKS
Synoptik und Wettervorhersage (2)	FISCHER
Elektronische Meßgeräte der Geophysik (1)	STILKE
Turbulenz und Austausch II (1)	HASSE
Oberflächenwellen des Meeres II (1)	ROLL
Die Erde als Planet (2)	MENZEL
Einführung in die Geophysik I (2)	GUTDEUTSCH
T. H. Hannover	
Allgemeine Klimatologie (2)	DAMMANN
Thermodynamik der Atmosphäre (2)	DAMMANN
Klima der gemäßigten Breiten (2)	DAMMANN
T. H. Karlsruhe	
Theoretische Meteorologie I (3)	DIEM
Klimatologie A (3)	DIEM
Optik der Atmosphäre (1)	DIEM
Radioaktivität der Luft (1)	HÖSCHELE
Theorie der Ausbreitung seismischer Wellen I (2)	MÜLLER
Physikalische Akustik (2)	KNOPOFF
Physik fester Körper bei hohen Drucken (1)	KNOPOFF
Die Grenze zwischen oberem und unterem Erdmantel (1)	KNOPOFF
Quellen seismischer Wellen (2)	KNOPOFF
Schwere und Figur der Erde (1)	MÄLZER
Einführung in die Angew. Geophysik I (Seismik, Geoelektrik) (2)	FUCHS
Universität Kiel	
Einführung in die Meereskunde Teil II (1)	DIETRICH
Wärme- und Stoffhaushalt (2)	DIETRICH
Meßmethoden der physikalischen Ozeanographie (1)	SIEDLER
Die gelösten Gase im Meerwasser (1)	GRASSHOFF
Einführung in die Theoretische Ozeanographie IV (1)	KRAUSS
Theorie der internen Wellen (1)	KRAUSS

Prinzipien der numerischen Wettervorhersage I (2)	DEFANT
Das großräumige Zusammenspiel von Ozean und Atmosphäre II (1)	DEFANT
Allgemeine Klimatologie (2)	HINZPETER
Einführung in die Geophysik: Erdmagnetismus, kosmische Beziehungen (2)	JUNG
Einführung in die angewandte Geophysik: Seismische Methoden (2)	JUNG
Theorie der Auswertung geophysikalischer Messungen (3)	JUNG
Universität Köln	
Physik der festen Erde (3)	PAETZOLD
Meteorologie II (3)	HOFMANN
Einführung in die Klimatologie (2)	PELZL
Universität München	
Seismik und ihre Anwendung (2)	ANGENHEISTER
Einführung in die Vorlesungen der Geophysik (1)	ANGENHEISTER/ POHL
Berechnung von Modellen in der angewandten Geophysik (2)	ANGENHEISTER
Physik der festen Erde (2)	HARDTWIG
Grundzüge der Elastizitätstheorie mit Anwendungen in der Geophysik (2)	HARDTWIG
Ausbreitung elastischer Wellen, Teil II (1)	FÖRTSCH
Einführung in die geophysikalischen Übungen (Seismik) (2)	FÖRTSCH
T. H. Stuttgart	
Geophysik II (Angewandte Geophysik) (2)	HILLER
Physik des Erdinnern (1)	HILLER
Universität Tübingen	
Physik der Atmosphäre IV (Thermodynamik der Atmosphäre) (1)	MÜHLEISEN
Universität Graz	
Physik der Ionosphäre (5)	BURKARD
Universität Innsbruck	
Meteorologie der Gletscher (2)	HOINKES
Meteorologie der Polargebiete (2)	HOINKES
Physikalische Glaziologie (Isotopenforschung u. Eiszeitproblem)	AMBACH
Klimatologie der freien Atmosphäre (1)	EKHART
T. H. Zürich	
Allgemeine Geophysik (Seismologie, Erdelektrizität) (2)	GASSMANN
Geophysikalische Prospektion (Seismik) mit Übung (2)	GASSMANN
Geoelektrik und Magnetik (2)	M. WEBER
Bohrlochgeophysik (1)	RYBACH
Strömungslehre I (3)	ACKERET
Atmosphärenphysik II, Physik der hohen Atmosphäre (2)	DÜTSCH
Wolken- und Niederschlagsphysik (1)	M. DE QUERVAIN
Dynamik der Atmosphäre (2)	KUHN

DR. HELMUT HASSE  
o. Professor an der Universität Hamburg

## Bericht über neuere Untersuchungen und Probleme aus der Theorie der algebraischen Zahlkörper

2., durchgesehene Auflage, 2 Teile. 1965, 338 Seiten,  
broschiert DM 42.—

Die erste Auflage – 1930 erschienen – ist seit langem vergriffen. Die neue Auflage wurde vom Verfasser durchgesehen und stellenweise ergänzt. Sie bietet so einen guten Überblick über dieses wichtige Gebiet.

### Inhalt:

Teil I: Einleitung — Die HILBERT-FURTWÄNGLERSchen Sätze über Klassenkörper — Verallgemeinerung des Idealklassenbegriffs — Die TAKAGISchen Sätze über Klassenkörpertheorie — Umgruppierung der zu beweisenden Tatsachen — Die eigentlichen Beweise der TAKAGISchen Sätze — Das Zerlegungsgesetz für die Teiler der Relativdiskriminante — Der Satz von der arithmetischen Progression in  $k$  — HECKESche Funktionsgleichung der  $L$ -Reihe — Die absolut ABELSchen Körper und die zu einem imaginär-quadratischen Grundkörper ABELSchen Körper — Drei ungelöste Probleme aus der Theorie der relativ ABELSchen Körper.

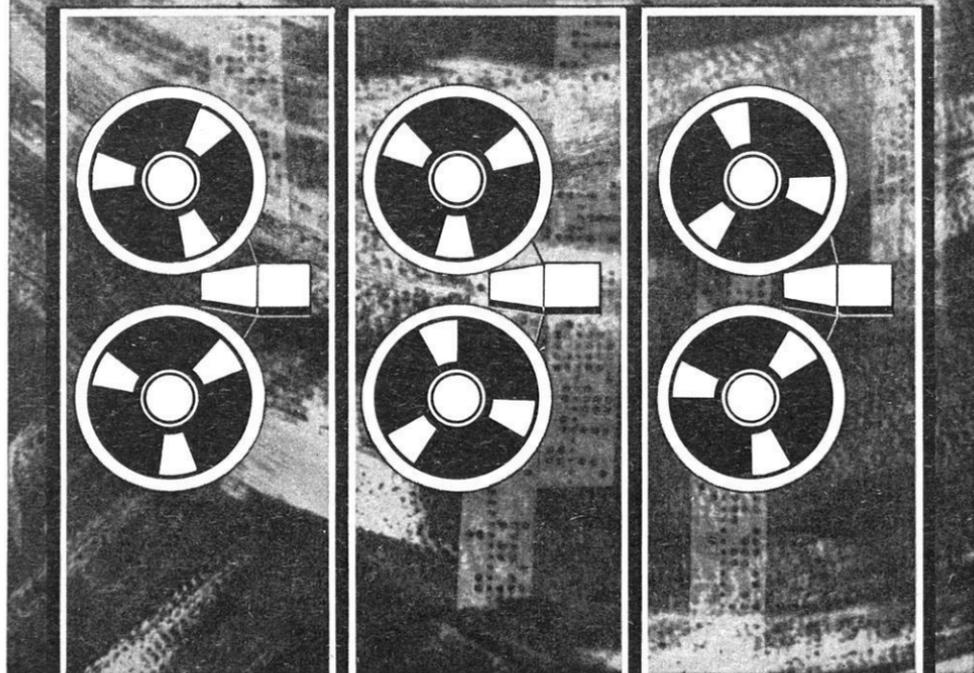
Teil Ia: Beweise zu Teil I.

Teil II: Das ARTINSche Reziprozitätsgesetz — Die Produktformel für das Normenrestsymbol — Das Reziprozitätsgesetz der Potenzreste — Explizite Formeln zum Reziprozitätsgesetz — Weitere Anwendungen des ARTINSchen Reziprozitätsgesetzes.



Physica-Verlag · Würzburg-Wien

# DIGITAL - SEISMIK



**DIGITALES** Registrieren

**DIGITALE** Datenverarbeitung

**DIGITALE** Verarbeitung von umgewandelten Analogwerten



ALGERIEN	SOCIÉTÉ NORD AFRICAINE DE GÉOPHYSIQUE 6, Boulevard Mohamed V - ALGER
AUSTRALIEN	PRAKLA (AUSTRALIA) PTY. LTD. Box 300 E, G.P.O. - BRISBANE/QUEENSLAND
BRASILIEN	PRAKLA S.A. Av. Franklin Roosevelt 23 12° andar - RIO DE JANEIRO
LIBYEN	PRAKLA LIBYA P.O. Box 679 - TRIPOLIS
MAROKKO	PRAKLA MAROC 4, Rue de Clarisse - RABAT-SOUISSI
NIEDERLANDE	PRAKLA / SEISMOS - NEDERLAND Prins Hendrikkade 84/85 - AMSTERDAM C
ÖSTERREICH	PRAKLA GMBH WIEN 19 - Kraindl-Gasse 15/10
SPANIEN	PRAKLA-SEISMOS ESPAÑOLA S.L. Calle Nervion 4 - MADRID (2)
TURKEI	PRAKLA ANKARA P.K. 41 - ÇANKAYA-ANKARA