

Werk

Jahr: 1970

Kollektion: fid.geo

Signatur: 8 Z NAT 2148:36

Digitalisiert: Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen

Werk Id: PPN101433392X_0036

PURL: http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X_0036

LOG Id: LOG_0088

LOG Titel: Heft 4

LOG Typ: issue

Übergeordnetes Werk

Werk Id: PPN101433392X

PURL: <http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X>

Terms and Conditions

The Goettingen State and University Library provides access to digitized documents strictly for noncommercial educational, research and private purposes and makes no warranty with regard to their use for other purposes. Some of our collections are protected by copyright. Publication and/or broadcast in any form (including electronic) requires prior written permission from the Goettingen State- and University Library.

Each copy of any part of this document must contain these Terms and Conditions. With the usage of the library's online system to access or download a digitized document you accept the Terms and Conditions.

Reproductions of material on the web site may not be made for or donated to other repositories, nor may be further reproduced without written permission from the Goettingen State- and University Library.

For reproduction requests and permissions, please contact us. If citing materials, please give proper attribution of the source.

Contact

Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen
Georg-August-Universität Göttingen
Platz der Göttinger Sieben 1
37073 Göttingen
Germany
Email: gdz@sub.uni-goettingen.de

Zeitschrift für Geophysik

Band 36

1970

Heft 4

Inhaltsverzeichnis

CHAPMAN, S.: Geophysics and Germany, Men and Enterprises	393
HEINRICH, H., D. REIMER and H. SIEMANN: Investigation of the Auroral Electrojet	399
KIST, R., und K. SPENNER: Plasmamessungen im Polarlicht-Elektrojet und daraus erschlossene elektrische Felder	421
MÖLLER, F., und L. HASER: Polarisationsmessungen an künstlichen Bariumwolken	451
KEPPLER, E.: Der Forschungssatellit AZUR (mit Faltafel)	457
PRODEHL, C.: Crustal Structure of the Western United States from Seismic-Refraction Measurements in Comparison with Central European Results	477
BERCKHEMER, H.: MARS 66	501
Briefe an den Herausgeber:	
KIZAWA, T.: Recordings with Askania Gravimeters before and after Important Earthquakes	519
Ergänzung zu: In memoriam OTTO LUCKE	522



PHYSICA - VERLAG · WÜRZBURG

ZEITSCHRIFT FÜR GEOPHYSIK

als zweimonatliche Publikation herausgegeben im Auftrag der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft von

W. Dieminger, Lindau/Harz

und

J. Untiedt, Münster i. W. (als Stellvertreter)

unter Mitwirkung von

A. Defant, Innsbruck — W. Hiller, Stuttgart — K. Jung, Kiel — W. Kertz, Braunschweig — E. A. Lauter, Kühlungsborn — H. Menzel, Hamburg — O. Meyer, Hamburg — F. Möller, München — St. Müller, Karlsruhe — H. Reich, Göttingen — U. Schnucker, Göttingen — M. Siebert, Göttingen — H. Soffel, München

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

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

Jede Originalarbeit beginnt mit einer deutschen und einer englischen oder französischen Zusammenfassung. Bei deutschsprachigen Aufsätzen und Briefen werden Titel der Arbeit und Abbildungsunterschriften zusätzlich in englischer oder französischer Sprache gebracht.

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

Es wird gebeten, die Manuskripte in Maschinenschrift mit handschriftlich eingetragenen Formeln druckfertig einzureichen und gesondert 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 Zitate sollen entsprechend folgendem Beispiel angefertigt werden:

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

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

Anschrift der *Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft*:

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

Bank: Neue Sparcasse, Hamburg 24/11528

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

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

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

Gedruckt mit Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft.

Dem Heft liegt ein Prospekt des Verlags Vieweg, Braunschweig, bei.

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

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

Printed in Germany



PHYSICA-VERLAG, Würzburg 1970

Am 16. Juni 1970 verstarb in Boulder, Colorado, SYDNEY CHAPMAN im Alter von 82 Jahren. Er war Träger der *Emil-Wiechert-Medaille* der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft. Aus Anlaß der Verleihung der Medaille am 22. September 1969 in Göttingen hielt SYDNEY CHAPMAN im Rahmen einer gemeinsamen Feier der Akademie der Wissenschaften zu Göttingen und der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft den nachfolgend abgedruckten Vortrag. Seine sehr persönlichen Bemerkungen am Beginn und am Ende des Vortrags sind weglassen worden.

Geophysics and Germany, Men and Enterprises

By S. CHAPMAN

Geophysics has many branches, and in the short time available to me I can mention only some few of its highlights, and chiefly those relating to geomagnetism, the part I know best. In the study of its history I owe much to the learned and distinguished German historian of geophysics, HELLMANN. He collected and republished several of the most important early writings on geophysics, with commentary. He told how our first evidence of the recognition that in general the magnetic compass does not point truly northward comes from the mid-15th century, and consisted not in written accounts, but in marks on geographic maps and on sundials for travelers (to tell the time), then often provided with a compass in order to orient them properly. In the production of such sundials and compasses Nürnberg and Augsburg were prominent centers. GEORG HARTMANN, Vicar of St. Sebald's, Nürnberg, was an expert in their construction. A letter written by him in 1544 to the Duke ALBRECHT of Prussia has been preserved, in which he mentions that in 1510 he had measured the magnetic declination in Rome; it was 6°E (whereas at Nürnberg it was 10°). This is the earliest recorded land measurement of the compass direction. In the same letter HARTMANN told how he had noticed a tilt of 9° to the horizontal of a pivotted compass needle that was balanced horizontally before being magnetized. This is our first record of a recognition of the magnetic dip, though HARTMANN did not go further and find that the true dip was about 70° . It was independently discovered and measured by NORMAN in London in 1576.

More than two centuries later, geomagnetism was among the many interests of the great ALEXANDER VON HUMBOLDT, whose fame in his time, I have read, was second only to that of NAPOLEON. In his extensive and adventurous scientific travels of 1799—1803 in South America, he carried with him, besides thermometers and a barometer, also magnetic instruments. Timing the swing of a dip needle, he was the first to show that the earth's magnetic force is weakest near the equator. He became ardently interested also in the transient variations of the compass direction. On his return to Berlin in 1806/07 he sometimes invited his friends to a magnetic party to observe with a microscope the small variations of the compass; he gave the name *magnetic storm* to occasions when the changes were specially large and irregular.

HUMBOLDT saw the interest and scientific value of observing the magnetic changes regularly in many places. His example was followed by his friend ARAGO in Paris, by KÜPPFER in Russia, and others, and also in Peking, which he visited in his Asian journey of 1829 in the service of the Russian Czar. He also helped to turn the interest of GAUSS to geomagnetism.

GAUSS (1777—1855), who has been called the prince of mathematicians, was director of the Göttingen Sternwarte, and a leading light of this University and its Academy. During the decade beginning in 1832 he was intensely and most fruitfully occupied with geomagnetism, in which his greatest achievements were threefold. He showed how to measure the magnetic force absolutely and not merely relatively, as in HUMBOLDT'S American measurements, which assumed the constancy of his dip needle. This was a landmark in the history of physical measurement. Second, he developed instruments by which eye readings could be conveniently made of the changes not only of the compass direction, but also of the horizontal and vertical intensity. Also, to avoid the need for the observer to be close to the magnetic needles, while watching their small movements through a microscope, GAUSS introduced the new invention of POGGENDORFF, the long-time editor of the *Annalen der Physik*: Light from a fixed lamp was reflected on to a distant scale from a small mirror fixed to the moving needle. Third, GAUSS expressed the observed measurements of the magnetic field at many places over the earth in terms of spherical harmonic functions, and thus confirmed mathematically GILBERT'S inference, in 1600 A. D., that the field comes from within the earth.

Thus GAUSS set up in Göttingen the first complete magnetic observatory. In this work he had the enthusiastic gifted help of his young colleague WILHELM WEBER (1804—1891). Their plans were closely followed in other countries, and an international *Magnetic Union* based on Göttingen was set up. Observatories were established in many parts of the world, where on most days eye readings of their instruments were made at the hours of Göttingen time, and oftener on selected days chosen by GAUSS. It was one of the great eras of progress in the subject.

A few years before this period began, an unknown young apothecary of Dessau, HEINRICH SCHWABE, started to make daily observations of the spots on the sun, a study much neglected, though open to any European from the time of GALILEO and SCHEINER. SCHWABE observed assiduously from 1826 onwards, and by 1844 he suspected the existence of a variation in their number, with a period of about 10 years. Later HUMBOLDT asked SCHWABE for his further observations, to 1850, of the number of spots that had appeared each year, and published them in his famous book *Cosmos*. This made SCHWABE'S discovery of the sunspot cycle widely known, and within about a year the same periodicity was found in the earth'S transient magnetic changes. LAMONT, director of the magnetic observatory at München, was one of those who shared in this new discovery. This was a striking event in the history of science. The seasonal changes on the earth had long been known to depend on the *geometrical* change of the inclination of the earth'S axis of rotation relative to the sun, in the

course of the earth's annual orbit. But the approximately parallel changes of the sunspot cycle and the geomagnetic variations showed that the earth is affected also by *intrinsic* changes on the sun's surface. They influence both the quiet-day changes and the irregular magnetic disturbances. In later years BARTELS associated these two effects with changes in the sun's ultraviolet radiation, absorbed high in our atmosphere, and in its particle radiations, which were then only hypothetical. Since the present age of space exploration began 12 years ago, their flow is regularly observed, and is known as the solar wind.

BARTELS, trained at Göttingen under MEINARDUS after World War I served at the Potsdam magnetic observatory under ADOLF SCHMIDT, director there from 1902 to 1929. SCHMIDT was one of the foremost and most enlightened observatory directors of his time, and BARTELS received further valuable training from him. SCHMIDT was a man of great scholarship and excellent intuition and understanding regarding geomagnetism, both to learn new truths and to reject errors widely held in his time. Potsdam became the main German magnetic observatory, and retained this standing during BARTELS' directorship after SCHMIDT retired.

The magnetic observatory that GAUSS and WEBER set up here in Göttingen was put underground, to reduce its temperature variations. Its instrumental equipment was developed under its later directors WEBER, LEJEUNE-DIRICHLET and SCHERING. The observatory took part in the 1st International Polar Year, but its activity and relative importance declined for a time.

Around 1900 the present Institute of Geophysics was built under the guidance of EMIL WIECHERT, the first holder of a new chair of geophysics, to which he was appointed in 1898. He adorned this chair and brought new high distinction to Göttingen as a centre of geophysical research until his death in 1928. I shall speak later of his work and that of his successor G. ANGENHEISTER senior, who directed the Institute until his death. In 1945 BARTELS became in turn the professor of Geophysics and director of the Institute, and restored its old fame as an important centre of geomagnetic research and international leadership. He did not believe that a university observatory should issue regular yearbooks of magnetic observations, but he was deeply and daily interested in the transient changes of the earth's magnetic field, and often discussed them both with his staff and students, and in print. His many papers concerning them were cogent, illuminating and original. His best-known contributions to geomagnetic science were his statistical studies and the new indices of magnetic disturbance, local and planetary, that he devised and produced. He also portrayed them graphically in striking and enlightening diagrams which he distributed each half-month. These were and are widely distributed; they receive a warm welcome and careful attention at many observatories, institutes and universities throughout the world.

BARTELS had great social gifts, including a pleasant wit that was appreciated by all who heard him; it was sometimes a valuable means of calming feelings during controversies at international scientific gathering and leading to agreed solutions. Thus he

played a notable part in the international science of his time. He was also a good cooperator, often writing joint papers, and, in happy collaboration with me, our book *GEOMAGNETISM*.

In these respects there was much contrast between him and his great predecessors ADOLF SCHMIDT of Potsdam and EMIL WIECHERT of this University and Academy. They were good and helpful to their students and assistants, but their work was done silently, and alone. They were somewhat withdrawn from the world, rarely relaxing to take part in social occasions. BARTELS once told me how artful students could sometimes lighten their examination difficulties by playing upon WIECHERT's gentle soul to induce him to soften the rigours of his tests of their proficiency.

Geophysics is a many-branching subject, and each director of an Institute of Geophysics may be expected to impress upon it, during his period of office, the mark of his own special interests. WIECHERT, before he came to Göttingen, was known for his works on electrodynamics and cathode rays. But here, soon being put in charge of geophysics, and given the opportunity to plan the building of a new Institute, intended for research and to supplement his wide-ranging courses of lectures, he gave priority, in the equipment and activity of the Institute, to seismic studies and to the measurement of atmospheric electricity. The magnetic observations were for a time intermitted, though the house and instruments were transferred to the new site from their old site at the Sternwarte. Under his assistant GERDIEN the Institute took an important part in the advance of our knowledge of atmospheric electricity, but his personal love was for seismology. At that time it was generally considered a branch of geographical studies; he transformed it into one of the principal subjects in geophysics. He studied the principles of measurement of earthquake waves, and designed the astatic pendulum, which was widely adopted over the globe. With his instruments and his theoretical insight in interpreting the seismic observations he made the fundamental discovery that the earth has two main different parts, which are now called the core and the mantle. Then he became a pioneer in the study of the outer layer of the mantle by artificially made waves, at first by dropping from heights up to 14 meters an iron ball weighting 4 tons. His pupil MINTROP developed the method further, using explosives. The waves were recorded by portable seismographs taken to different distances to determine the travel times and infer the paths and the nature of the subterranean materials traversed by the waves. This work was an early stage in the development of the enormously economically important applied science of geophysical exploration of the earth for valuable minerals and oil. The reclusive but far-seeing scholar in the hilly woods above Göttingen thus had a worldwide impact on his and later generations.

He saw that his experiments and theories of the transmission of elastic waves through the solid earth could be applied also to the atmosphere; and he used explosions to study the abnormal propagation of sound to heights of order 40 km, where the sound waves are reflected back to the ground, beyond a zone in which the noise of the explosion, carried by waves near the earth's surface, is no longer heard.

Despite his retiring habits, he was one of the founders of the Deutsche Seismologische Gesellschaft in 1922, which two years later broadened its scope and became the Deutsche Geophysikalische Gesellschaft. WIECHERT was the president successively of the two bodies, from 1922 to 1925; and then became the honorary president of this Society until his death. It was a fitting memorial to his leadership and vision for geophysics in Germany and the world that his name was associated with the Medal bestowed for the fifth time here in his well-beloved Göttingen today. Despite several offers of chairs elsewhere, he remained faithful to this lovely and historic city to the end of his life. In the work of this Deutsche Geophysikalische Gesellschaft his influence continues to this time.

He also influenced geophysics beyond the equator, by the support and later guidance he gave to the proposal made by the geographer HERMANN WAGNER, with the enthusiastic backing of ADOLF SCHMIDT, before the Geophysikalische Kommission of the Göttingen Academy, for the remarkable enterprise of establishing a geophysical observatory at Apia on the south sea island of Samoa. With substantial government financial support the observatory was established in 1902, initially for a period of 5 years.

Its life was renewed successively, and it continued in fruitful operation until after World War I it was taken over by New Zealand. Its superintendents were first WAGNER, then O. TETENS and F. LINKE and G. ANGENHEISTER, who worked in Samoa for some years and then at Göttingen and Potsdam before he succeeded WIECHERT here in Göttingen. The observations made there were many-sided and were made on the lines followed at Göttingen, as earlier in the time of GAUSS. There were seismometers, magnetometers, meteorological and atmospheric electric instruments among others. Many important reports were issued on the observatory work, including a long climatological report by TETENS and LINKE. The lunar atmospheric tide there was studied by WAGNER and later by myself.

Another direction in which the influence of the seismic work pioneered by WIECHERT, appeared, was to the study of the depth of glaciers and inland ice in Greenland, proposed by MEINARDUS, WAGNER's successor here in Göttingen and the teacher of BARTELS, to the famous meteorologist ALFRED WEGENER. Before his untimely death in Greenland, he ventured boldly outside the field of his main work to propound the theory of continental drift—Kontinental-Verschiebung, namely that far greater changes had occurred on the surface of the earth than geologists had up to that time dreamt of—though from the time of LEONARDO DA VINCI there were those who thought that there had been rises and falls of the continents, and, as the Alps strongly suggest, much folding and thrusting of one layer above or under another. But WEGENER proclaimed that Africa and America had once been united, and indeed that all the continents had once formed one great land mass, which later broke up and drifted apart. The theory was put forward on somewhat scanty evidence, and for many years was ridiculed and rejected by many earth scientists. In recent years it has gained remarkable support from widespread studies of palaeomagnetism by the

record preserved in the magnetism of sedimentary and some igneous rocks, of the earth's long magnetic history. This has led to the acceptance of WEGENER'S ideas by a large number of workers in the earth sciences, though there are some firm opponents who remain unconvinced.

The contribution of Germany to aeronomy has been great and varied. Besides the work of WIECHERT and GERDIEN in atmospheric electricity and the study of abnormal sound propagation already mentioned, an outstanding pioneer investigation of the ozone layer using a balloon-borne spectrograph was made by ERICH REGENER, whose son has followed worthily in his father's footsteps, in New Mexico. JULIUS BARTELS became successor as head of REGENER'S Institute which is now part of the Max-Planck-Institute at Lindau.

Finally I must mention the great contribution by Germany to oceanography through its Atlantic Research expedition of the Deutsche Marine vessel METEOR during the years 1925—27. It was a worthy successor to the CHALLENGER expedition. Planned by ALFRED MERZ, who began but was not spared to complete its work, this enterprise enriched oceanographic knowledge by a long series of volumes reporting on the many aspects of its work. It was a nautical research expedition of which this country can be justly proud.

Investigation of the Auroral Electrojet

By H. HEINRICH, D. REIMER and H. SIEMANN, Braunschweig¹⁾

Eingegangen am 25. März 1970

Summary: The program PEJ 1, supported by the German Government, was planned in 1967 to investigate the Auroral Electrojet (AEJ). Three rockets of the Black Brant III-type with magnetometers for measuring the field components, an impedance-probe and a retarded-potential analyzer on board were launched in late 1968 from ESRANGE in Kiruna, Sweden.

A position-finding system, based on magnetometer measurements was used to calculate the position of the ionospheric current-system and to control the count-down.

The gross structure of the AEJ was resolved by comparing the available data from ground-based magnetometers with the height-profiles of the total intensity.

Above an altitude of 130 km a sudden change in the phase shift of the transverse magnetic field has been measured. This can be interpreted as being due to a magnetospheric current system that is closed in the ionosphere. From the height profiles of the electron density the conductivities were computed. The electric fields as derived from the combined results of these data and from the magnetometer measurements are comparable to results obtained by barium-cloud experiments.

Zusammenfassung: Im November und Dezember 1968 wurden auf dem Gelände der ESRO (European Space Research Organisation) in Kiruna, Schweden, drei Raketen vom Typ Black Brant III (Programm PEJ 1) gestartet mit dem Ziel, den mit magnetischen Baystörungen am Erdboden verbundenen stark gebündelten Teil (Polarer Elektrojet) des ionosphärischen Strom-Systems zu erforschen.

Die Raketen waren mit Magnetometern zur Messung der Komponenten des Erdfeldes, mit einer Impedanzsonde zur Erfassung der lokalen Elektronendichte und einem Bremsfeld-analysator zur Ermittlung der Elektronentemperatur und der Geschwindigkeiten geladener Teilchen ausgerüstet worden.

Zur Bestimmung der Position des Strom-Systems ist ein auf Magnetometerregistrierungen basierendes automatisches Ortungssystem benutzt und zur Kontrolle des count-down eingesetzt worden.

Die großräumige Struktur des Polaren Elektrojet (PEJ) konnte durch Vergleiche von Magnetometerregistrierungen am Boden mit den Höhenprofilen der Total-Intensität abgeleitet werden.

Oberhalb 130 km wurde eine starke Änderung der Phasenverschiebung des transversalen Magnetfeldes beobachtet. Diese Änderung kann als Effekt eines magnetosphärischen Strom-systems, welches durch die Pedersen-Ströme in der Ionosphäre geschlossen wird, gedeutet werden. Aus den Elektronendichte-Profilen sind die Leitfähigkeiten berechnet worden. Die kombinierten Ergebnisse von Magnetometern und Impedanzsonde liefern für die elektrischen Felder Werte, die mit den Ergebnissen von Barium-Wolken-Experimenten vergleichbar sind.

¹⁾ Dr. H. HEINRICH: Institut für Geophysik und Meteorologie Techn. Universität Braunschweig. — Dr. D. REIMER and Dr. H. SIEMANN: Institut für Geophysik und Meteorologie Techn. Universität Braunschweig; Present address: Dornier System, Friedrichshafen.

1. General Introduction

Geomagnetic bay disturbances seem to be closely correlated with auroral displays [AKASOFU 1968], the most exciting physical phenomena in the auroral zone, although magnetic bays have been observed with no visible auroras occurring. This means that the ionospheric currents which are responsible for the observed magnetic disturbances need not be confined to auroral displays, and there is some evidence for the north-south extension of these ionospheric currents to be several 100 km.

Until now only a few direct measurements have been performed to study such current-systems while most of the investigations concerning ionospheric current-systems are based on ground-based magnetometer data [AKASOFU et al. 1969].

Our aim was to investigate the most intense part of the current-system near local midnight which we call Auroral Electrojet (AEJ), to find out its structure and to get an idea of what may be the driving force of that current-system.

Ionospheric electric fields appear to be the dominant driving forces, so a good deal of rocket experiments have been performed to measure the ionospheric electric fields in the polar region [HAERENDEL and LÜST 1968; POTTER and CAHILL 1969; WESCOTT, STOLARIK and HEPPNER 1969].

In addition, there exist a few model-calculations of the AEJ [BOSTRÖM 1964; BONNEVIER, BOSTRÖM and ROSTOKER 1969] in which ionospheric electric fields are employed. These calculations are the theoretical background of our work, therefore a short review is being given here.

1.1 *The models of the AEJ*

Let us assume the driving force of the AEJ to be an electric field which originates in the magnetosphere.

Due to the high parallel conductivity in the magnetosphere the magnetic field lines are equipotentials. Thus, any magnetospheric electric field will be mapped down into the ionosphere along the field lines if we disregard effects possibly caused by an ionospheric dynamo. We shall discuss two configurations and ask for important differences which may be detected by the instruments on board of a rocket.

To compute the height profiles of the Hall- and Pedersen-conductivities [FEJER 1965] one has to know the height variations of the electron density and collision frequencies of the particles involved in this process [DALGARNO 1961, NICOLET 1953].

Although the measured profiles of the electron density [KIST and SPENNER 1970] may considerably differ from this function it does not affect appreciably the shape of the height profiles of the conductivities under consideration.

In our considerations we shall employ height-integrated terms on account of the fact that the electric field is nearly height-independent [see BOSTRÖM 1964].

Configuration I

Figure 1 shows a schematic representation of this model. We introduce a coordinate-system x, y, z (x -axis pointing north, y -axis east, and z -axis positive towards the earth's centre) in which the current flows from east to west over a length of several hundred km, at least. Its north-south extension is taken to be 10 km, its vertical extension depends on the conductivities. The primary electric field E is homogeneous in the region of the AEJ and no currents will flow to and from the magnetosphere.

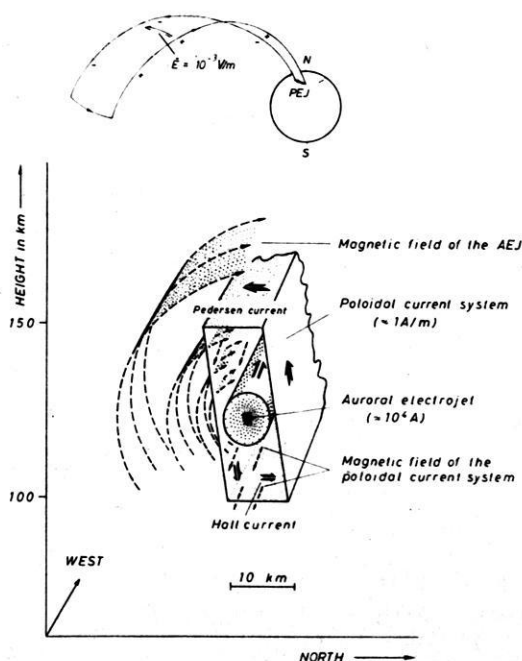


Fig. 1: Schematic representation of currents and magnetic fields for configuration I [SEILER und KERTZ 1967].

The Hall current of the field E will charge the boundaries of the current layer, and give rise to a polarization-field E_p , the Hall current of which is responsible for the large enhancement of I_y , thus producing an electrojet (I_y is the y -component of the height-integrated current density).

The most interesting aspect of this configuration is the generation of an ionospheric poloidal current-system surrounding the electrojet. This poloidal system is the source of a horizontal magnetic field which is directed to the East and confined to an altitude-range between about 100 km and 160 km.

Configuration II

The primary electric field E is now directed north-south and confined to the current-layer while currents may flow to and from the magnetosphere.

In this model the electrojet is simply the Hall current of the field E . On the other hand the Pedersen-current of this electric field is part of a magnetospheric poloidal current system that produces a horizontal magnetic field which is directed to the west and might be detectable up to great heights. Figure 2 shows a schematic representation for the second configuration.

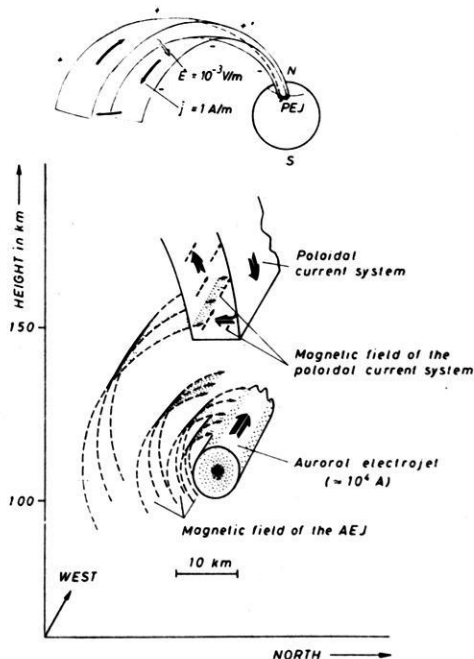


Fig. 2: Schematic representation of currents and magnetic fields for configuration II [SEILER und KERTZ 1967].

The remarkable difference between the two configurations concerning the horizontal fields produced by the poloidal current systems establishes an effective means to distinguish between the two models on the base of rocket magnetometer measurements. We therefore decided to launch three rockets (the description of the experiments are given in sections 3 and 4, see also [KIST and SPENNER 1970] to yield some information about the gross structure of the jet, the driving forces, and, with a few reasonable assumptions, the magnitude of the ionospheric electric fields.

The results of ground based measurements are presented in section 2. The results from the rocket magnetometers are given in section 3 and 4, and the close connection of the results in section 2 and 3 should be mentioned. The flight performance of the rockets and magnetograms are given in the appendix.

2. The Position-Finding System for the AEJ

2.1 Introduction

The magnetic fields of the poloidal current systems of configurations I and II were to be measured to get the desired informations about the driving mechanism of the AEJ. Thus the AEJ itself,—for the moment we consider the AEJ to be a line current—, must be located within the rocket trajectory. This requires an accurate position-finding system (PFS) for the AEJ.

The main features of our system (PFS), which is based on magnetometer measurements, will be briefly discussed in this section.

2.1.1 Model current systems

For simplicity we assume that the measured magnetic disturbances at the earth's surface represent the field of a single line current in the ionosphere.

Then we find

$$Z/H = -d/h \quad (2-1)$$

Z = vertical component of the earth's field

H = horizontal component of the earth's field

X = north component of the earth's field

Y = east component of the earth's field

d = distance between observation point and the current

h = height of the current

The cartesian coordinate system we use throughout this paper gives heights above ground level as negative values. The direction $\alpha + 90^\circ$ of the auroral electrojet will be calculated from

$$\operatorname{tg} \alpha = Y/X \quad (2-2)$$

(α being rotated in a clockwise sense).

On account of the fixed trajectory for a given type of rockets at ESRANGE, Kiruna, the rocket reaches the altitude of 100 km a well known time after take off. Thus if we know the position and velocity of the AEJ at any time, we are able to determine the exact launch time to meet the conditions mentioned in chapter 2.1.

Provided the AEJ is a single line current in the E -region, we only need one magnetometer station to yield the required information about d , α , and the current strength I of the system.

In reality there are several complicating factors:

- a) The AEJ is not a line current. Ground-based magnetometers on a north-south-profile often measure almost identical horizontal disturbances over several degrees of latitude.
- b) One has to account for the induction effect of the well-conducting earth.
- c) Pulsations and effects with time scales of e.g. one day are unwanted perturbations.

To take these perturbations into consideration the PFS should consist of more than one station, because more than three parameters may be determined to calculate d , α and I .

We decided to use two stations. Thus a model of the AEJ may contain six parameters for a unique solution.

2.1.2 The model for the AEJ

KERTZ [1954] has shown that the field of a line current I_L at height h_L equals the field of a plane current at height h exactly if the current distribution is

$$i_h(x) = \frac{I_L}{\pi} \cdot \frac{h - h_L}{(x - x_0)^2 + (h - h_L)^2}. \quad (2-3)$$

The half-width of this distribution is $2b = 2(h - h_L)$ and the total current is

$$\int_{-\infty}^{+\infty} i_h(x) dx = I_L.$$

To account for point a) in chapter 2.1.1 we assume that the AEJ has the distribution given in (2-3), and we may use the equivalent line current I_L for the calculation of d , α and I .

To account for points b) and c) we use the differences of corresponding components of two stations and allow for a homogeneous field (H_0 , Y_0 , Z_0 are the field-components) in all components. The advantage of this method is that the homogeneous field contains all the fields the sources of which are at great distances as compared to the distance of the ground stations. Daily variations and ring current effects are eliminated as well as the influence of deep-seated induced currents. For detailed information see REIMER [1969].

2.2 The position-finding system

For fast accurate calculations a small computer was used. The setup of the whole system is specified in the block-diagram of figure 3.

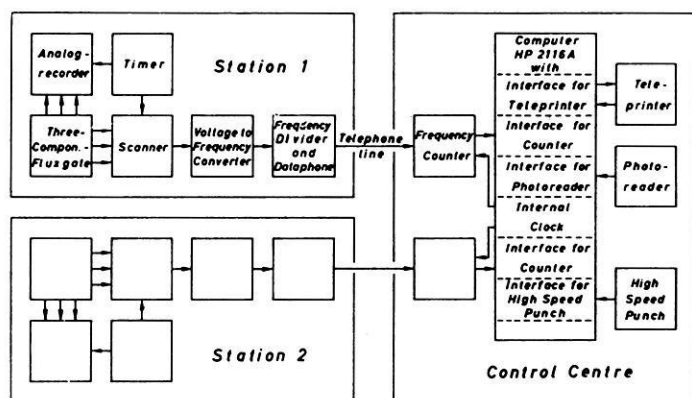


Fig. 3: Block diagram for the position-finding system with two identical magnetometer stations.

As magnetometers we used two sets of three-component fluxgates with a range of $\pm 2000 \gamma$ and an electrical suppression of the normal fields. The block containing the three sensors was oriented such that one component was perpendicular to the horizontal magnetic field during quiet periods. The sensors and the boxes containing the electronics were buried about 50 cm below the earth's surface to eliminate drifts possibly caused by variations of temperature. A calibration could be done in situ by applying a dc-current to the feed-back coil of the magnetometers. For more information see MÜLLER [1970].

2.3 Results from ground-based measurements

2.3.1 Height integrated current densities

During the campaign recordings of the magnetic field have been taken at the five stations Kiruna, Abisko, Tromsö, Esrange and Kilpisjärvi (120 km north of ES-RANGE), the last two being used in the position-finding system. The recordings of the last two stations are shown in the appendix for the times of the three rocket flights. These magnetograms were employed in a detailed study in which the height-integrated current densities were determined on the basis of more sophisticated models for the AEJ. The most complex model allowed for two independent equivalent line currents and their induced currents. Thus up to nine parameters had to be evaluated. This was done using a least-squares-fit and an iterative method. The results for rockets 1 and 2 are shown in figures 4 and 5 for the launchings on Nov. 19., 2h 38m 30s, and on Dec. 4., 23h 26m 30s. It must be pointed out again that the current density functions shown are derived solely from ground-based measurements. This means that variations on scales less than about 100 km could not be detected. Significant features are the great half-width of the current-distributions of the order of 500 km and perhaps the asymmetry

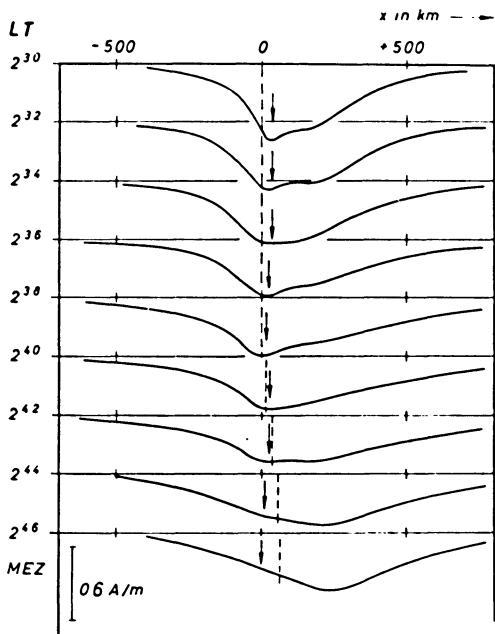


Fig. 4: Height-integrated current densities for flight of rocket 1 (19. 11. 1968).

The dashed lines illustrate the horizontal distance of the rocket from the launch-site. The arrows show the results of the position-finding of the AEJ.

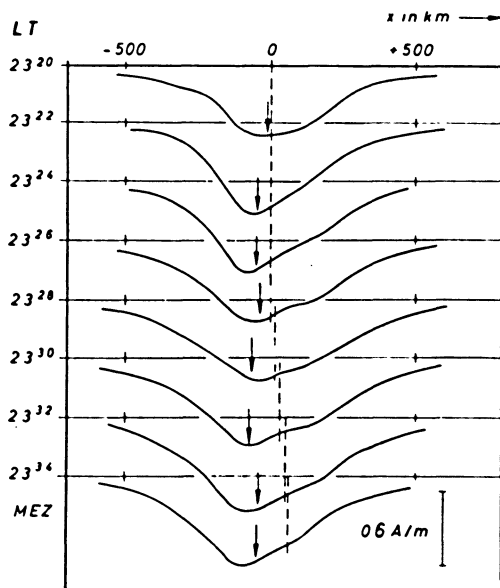


Fig. 5: Height-integrated current densities for flight of rocket 2 (4. 12. 1968).

The dashed lines illustrate the horizontal distance of the rocket from the launch-site. The arrows show the results of the position-finding of the AEJ.

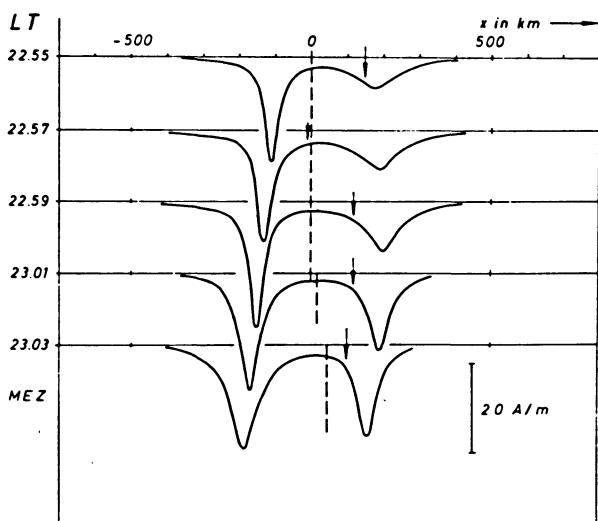


Fig. 6: Height-integrated current densities for flight of rocket 3 (3. 12. 1968).

The dashed lines illustrate the horizontal distance of the rocket from the launch-site. The arrows show the results of the position-finding of the AEJ.

To check the validity of the deduced current distributions, more calculations have been done. Good agreement with the rocket measurements of the total intensity of the magnetic field was found.

2.3.2 Result from the PFS

Small arrows in figures 4 and 5 indicate the position of the equivalent line current as determined from the records of only two stations. The arrows point to small maxima of the current distribution which are superimposed on the very wide general distribution. This performance was expected as the model allowed for a single equivalent line current and a homogeneous field.

The limits of the model are shown during the flight of rocket 3 launched on Dec. 3., 22h 59m 00s. The investigations based on all the accessible ground-level measurements yield a current distribution with two strong and narrow peaks (figure 6). The rocket passed through the current-carrying layers halfway between the two maxima. The position-finding system—forced to interpret the measurements as belonging to one equivalent line current—sometimes pointed to one maximum, and sometimes to the other one.

So we may conclude that the system actually used, and the model with a homogeneous field and one equivalent line current did work and did give reliable results as long as the overall distribution of height-integrated current density could be approximated by the function given in (2-3).

To allow for more complicated structures a model containing two equivalent line currents and perhaps their induced currents should be used. This model requires ground-based measurements from at least three stations.

3. The Results of the Proton-Magnetometer Measurements

3.1 Introduction

3.1.1 The rocket-instrument

In the proton-magnetometer the well known effect of nuclear energy-level splitting by a magnetic field is used to derive the total strength of the earth's magnetic field by simply measuring the Larmor frequency.

It was calculated that for the maximum weight and resistance allowed a magnetometer probe of width 5 cm and length 10 cm yields optimum signal strength of the voltage induced in the receiver coil. A sensor of these dimensions, filled with butyl-alcohol which has a relaxation-time of 0.9s, and a coil with 2300 windings were used. This combination yielded an ac-signal of $10 \mu V_{pp}$ across the matched input of the amplifier.

The amplifier was composed of high-reliability operational elements and a relai-switching circuit with electronic control during the various switching steps. The amplified signal was fed into the IRIG-Standard telemetry and recorded at the surface together with a 200 kHz-reference ground station signal.

3.1.2 Data processing

To obtain the total intensity of the earth's field the frequency of a decaying sine wave has to be measured with a high degree of accuracy.

To eliminate the noise from the record the data had to be digitized first and then subjected to a (digital) high-pass filter, because no appropriate analog device was available.

Subsequently, the "hyper-rapid Fourier transform" was used to compute the spectrum of each signal. The frequency at the spectral peak—which is the relevant information—was found by applying some interpolation formula.

Careful tests with exactly known sets of simulated data were performed to check the whole procedure. It turned out to be accurate within $\pm 10 \gamma$. On account of the perturbation fields of the payload and the rocket itself several reductions were made. Thus, the absolute accuracy of the measured data depends solely on the accuracy to which the perturbation fields are known—which is $\pm 50 \gamma$ —whereas the relative accuracy equals that of the data-processing procedure.

The effect of the rocket spin on the Larmor-frequency was eliminated. For further information see HEINRICH [1969].

3.2 *Measurements and Interpretation*

3.2.1 Height-Profiles of ΔF

ΔF is the difference between the measured total intensity and the corresponding value calculated from a spherical harmonics expansion (Program FIELD and set 12/66 of coefficients) of the earth's magnetic fields.

The next three figures, 7, 8 and 9 show plots of ΔF versus altitude for the three rocket flights.

To interpret these results we shall first look at the possible current-distribution as given in section 2 and derive a three-dimensional current-distribution on the base of these data which is in agreement with the electron-density results [KIST et al., 1970]. Finally we shall compute the magnetic field of this current-system, and, by selecting the component in the direction of the earth's field, we will try to fit the measurements.

3.2.2 The magnetic field of a three dimensional current-system

As pointed out in section 2, we can easily calculate the field-components of a line current. This magnetic field may be produced as well by some equivalent current-distribution at a certain height.

For further calculations we assume the maximum current-density (concerning the height variations) to be at the 110 km level, where the maximum electron-density was measured.

The height variation of the current density corresponds to that of the conductivities. We therefore introduce a Chapman-function, $CF(h)$, to describe the height variations of the current-density.

Using the notation of section 2 we may write

$$j(h, x) = \frac{I_L}{\pi} \frac{b}{(x - x_0)^2 + b^2} \cdot CF(h) \quad (3-2)$$

(with j being the current-density within the electrojet system). After an integration we obtain I_L , the strength of the equivalent line current.

The magnetic field of this model electrojet had to be computed numerically.

3.2.3 Interpretation of the results

Rocket 1

From the appropriate height-integrated current densities that were given in section 2 (cf. fig. 4) we calculated the magnetic field along the rocket trajectory, and compared the result with the proton-magnetometer data. A better agreement was achieved after the original distribution had been modified slightly. These changes (of amplitude, position and half-widths of the peaks) were well within the limits of resolution given

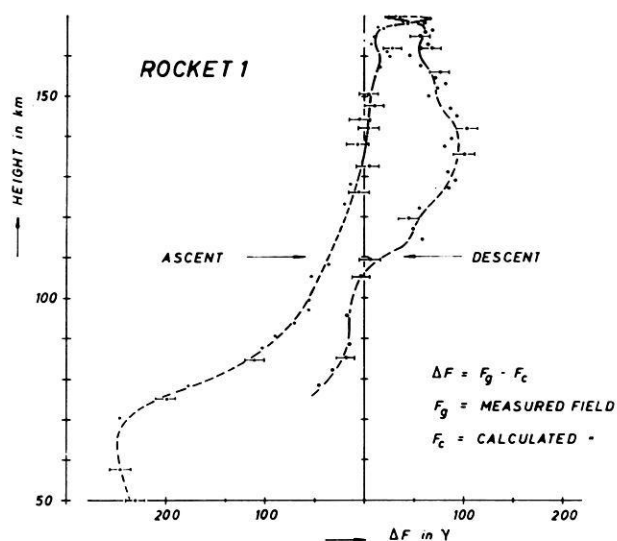


Fig. 7: Results from the proton-magnetometer measurements for rocket 1.

in section 2. The time variation of the modified distribution is shown on the right-hand side of fig. 10. The other graph shows the computed magnetic field \vec{F} of this current distribution along the rocket trajectory.

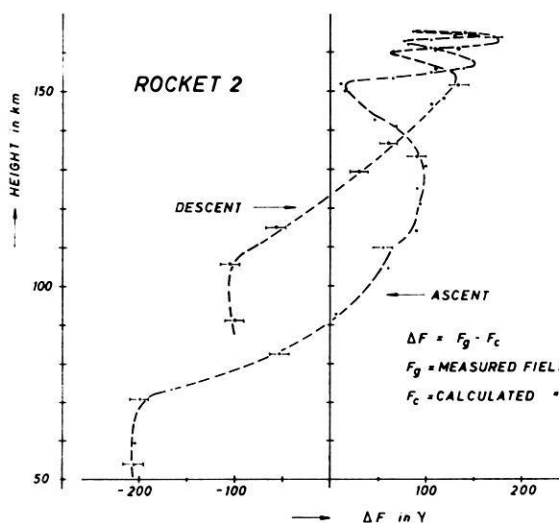


Fig. 8: Results from the proton-magnetometer measurements for rocket 2.

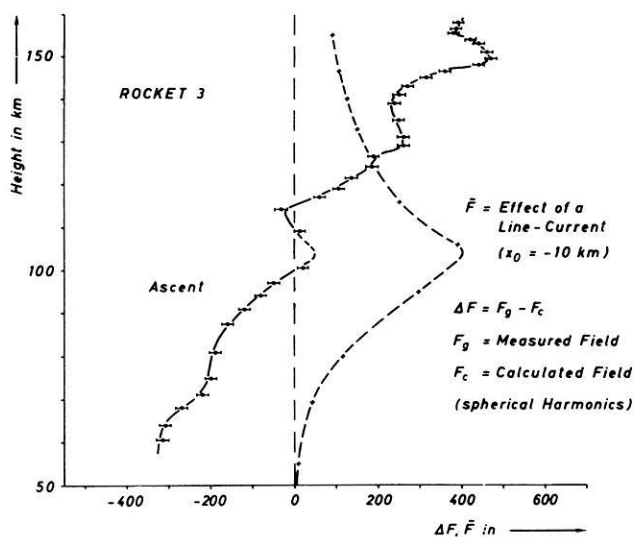


Fig. 9: Results from the proton-magnetometer measurements for rocket 3.

A comparison of this result with the ΔF -curve in figure 7 clearly demonstrates the really good agreement of the measurements and the calculations.

Among the variety of distributions that can be derived from ground-based data, the distribution we chose for figure 10 describes very well the distribution at those times. Yet, we do not claim to have given the exact values of amplitude, position and half-width, since some other combination of two—or even more—current-systems might yield similar results. However, the shape of the combined system may not be altered much from that given in fig. 10 in order to fit the ΔF curve as good as in this case.

Rocket 2

When we applied the trial-and-error method described above to the data for rocket 2 we found that the current distribution as given in fig. 5 had to be altered more distinctly than in the first case:

The half-width of the northern current band had to be reduced to about one half of the value deduced from ground-based measurements (see also KIST and SPENNER [1970]).

Figure 11 shows the result. Apart from the rapid changes in the measured curve above 130 km—which we believe are due to rapid motions of the southern current-system on a small scale—the calculated curve again shows the same features as the measured curve in figure 8, so the same conclusion as for rocket 1 holds.

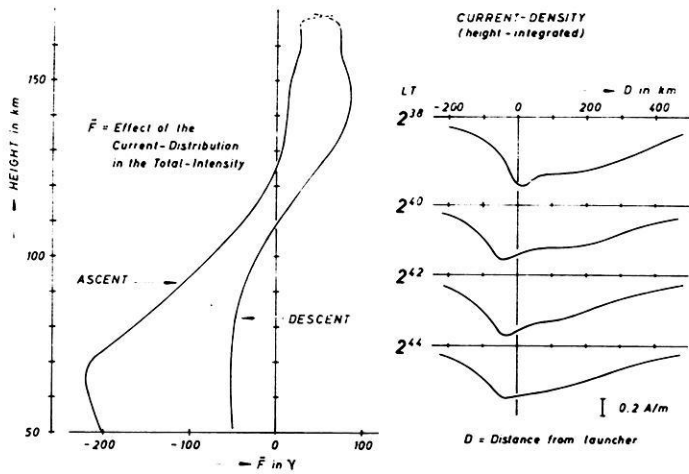


Fig. 10: The magnetic field of the current distribution on the right side (rf. fig. 4) yields a component \tilde{F} in the direction of the earth's magnetic field. \tilde{F} is shown on the left side and should be compared with fig. 7.

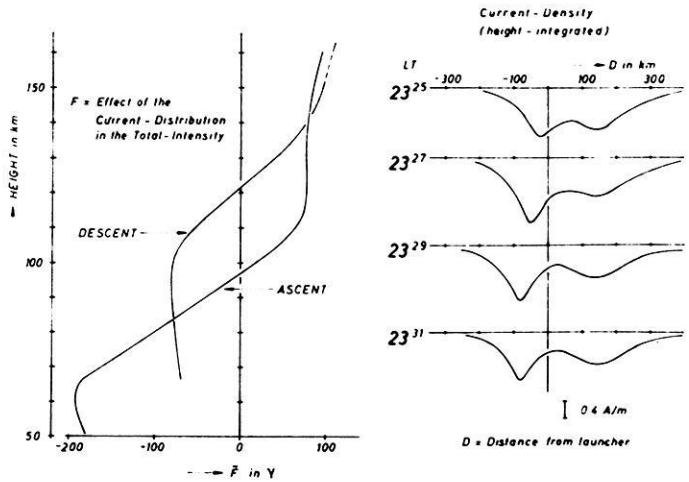


Fig. 11: The magnetic field of the current distribution on the right side (rf. fig. 5) yields a component \tilde{F} in the direction of the earth's magnetic field. \tilde{F} is shown on the left side and should be compared with fig. 8.

Rocket 3

Because of the telemetry breakdown no data were available for the descent part of the trajectory. On account of the various possibilities to fit the ΔF curve given in fig. 9 no model calculations have been performed in this case.

According to the ground-based results, the rocket passed the current-system in between two strong bands (cf. fig. 6). The position and amplitudes of the peaks are somewhat uncertain, because the small values recorded on the ground had to be interpreted as being differences of large contributions of either current band. No wonder then, that the ground-based data do not show all details that can be deduced from the rocket magnetometer data. For instance, an analysis of fig. 9 displays an asymmetry of the current concentration that is not shown in fig. 6. It is easily visualized that the field produced by a current-distribution, which is centered approximately 40 km south of the launch-site and which looks like a line current (10 km south of launch-site), nicely fits the data. The southern current appears to have been stronger as well as lying closer to the rocket trajectory than the northern current band.

4. The Results of the Search-Coil Magnetometer Measurements

4.1 *Introduction*

4.1.1 Description of the Instrument

The sensor of the search-coil magnetometer was a flat coil with a diameter of 12 cm which had 13000 windings and was mounted in such a way that its axis was perpendicular to the spin axis of the rocket. Because of the rocket's rotation in the geomagnetic field an alternating voltage was induced in the coil. Its amplitude and phase yielded the projection of the magnetic field vector into a plane normal to the spin axis. The signal was amplified and fed to an analog-to-digital converter.

4.1.2 Calibration of the Magnetometer

Although metal parts were avoided in the vicinity of the search-coil a distortion of the measurements (especially concerning the phase) by eddy currents had to be expected. Therefore the magnetic frequency response of the magnetometer was determined with the instrument mounted in the payload. Braunbek-Coils were used to generate homogeneous alternating fields, and digital data processing techniques were employed [SCHNEBEL 1970].

4.1.3 Data Processing

First the PCM-signal delivered by the analog-to-digital converter had to be decoded. Then with the aid of a digital computer, the amplitude and phase of the quasi-

sinusoidal signal were determined as functions of time. These time functions were corrected by taking into account frequency response obtained during the dynamic calibration of the built-in magnetometer.

4.1.4 Separation of the disturbance caused by the AEJ from the undisturbed field

Unfortunately, at the time the payload had been constructed there was no device available which allowed the rocket's attitude to be determined with respect to some coordinate systems fixed to the earth. Thus the permanent part of the geomagnetic field could be eliminated only by assuming that neither the attitude nor the spin rate changed during flight. Because of the aerodynamics of the rocket this is probably only true for altitudes higher than 100 km. Therefore only data from measurements taken above this level have been processed.

Due to the nearly vertical attitude of the rocket axis the amplitude of the signal is about the absolute value of the horizontal field component. The undisturbed horizontal field component measured along the rocket trajectory as a function of time

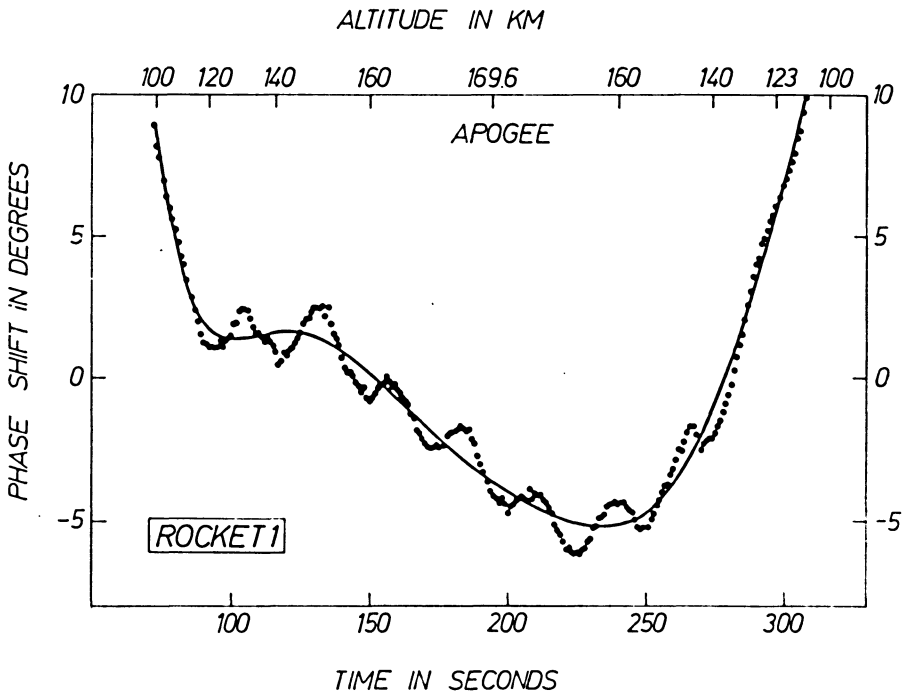


Fig. 12: The dotted curve represents the measured phase shift of the transverse magnetic field versus flight time, the solid line is obtained after correction for nutation effects.

would be a parabola because the altitude of the rocket as a function of time has this shape and the apogee is very small compared to the earth's radius. Therefore the permanent part of the measured field component is assumed to be a parabola found by a least-squares polynomial approximation, and the effect of the AEJ is given by the deviation from this curve.

By analogy the effect of the AEJ on the signal's phase is the deviation from a straight line, also obtained from a least-squares approximation.

Now the amplitude deviation as well as the deviation in phase still contain an approximately sinusoidal part which is caused by the coning motion of the rocket. This distortion was removed by approximating the time function by a polynomial of the 10th degree. The effect of this procedure on the phase shift is shown in fig. 12.

4.2 *Measurement and Interpretation*

4.2.1 Horizontal Intensity

The perturbation of the horizontal intensity, caused by the AEJ, as measured with the search-coil magnetometer agrees with the results from the measurements of the total field intensity. As these measurements have been discussed in detail in chapter 3.2, a discussion of the measured horizontal intensity is being omitted here.

4.2.2 Direction of the Horizontal Component

As outlined in section 1, BOSTRÖM [1964] developed several models to explain the phenomenon of the AEJ, the two most important of which were shown in fig. 1 and 2. Both models include a poloidal current system, which generates a horizontal magnetic field that cannot be detected on ground but can be measured with rocket magnetometers.

Configuration I

Contains a poloidal current system which causes a horizontal magnetic field of some 1000γ pointing east between 100 km and 160 km altitude.

Configuration II

Contains a poloidal current system which causes a horizontal magnetic field of some 1000γ pointing west above 130 km altitude.

When the horizontal intensity of the undisturbed field (pointing to the north) is 10000γ , an additional field of 1000γ shifts the field direction about ± 5 degrees.

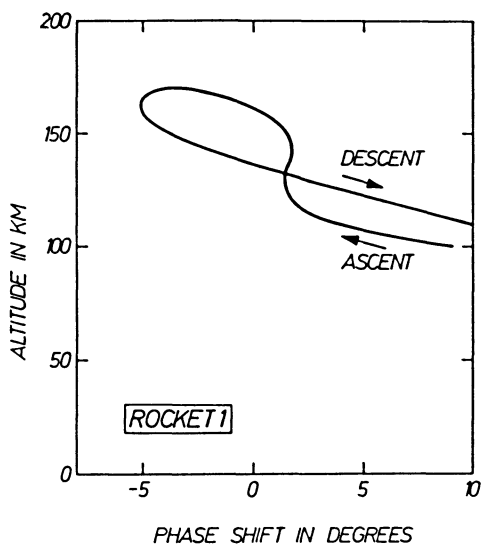


Fig. 13: Phase shift as a function of altitude for rocket 1.

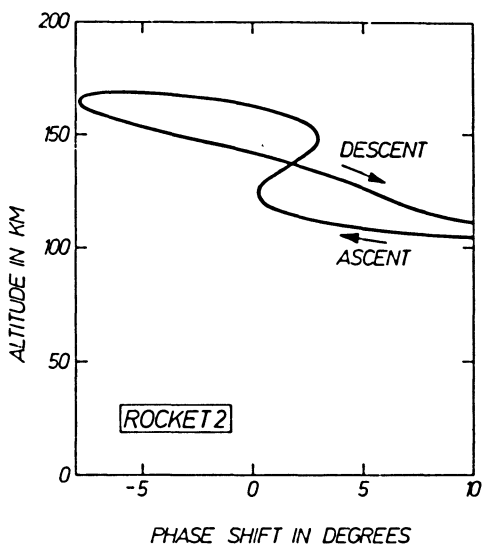


Fig. 14: Phase shift as a function of altitude for rocket 2.

This means:

If the measurements of the search-coil magnetometer show a phase shift of some 5 degrees in the range between 100 km and 160 km one should accept configuration I. If the measurements of the search-coil magnetometer show above about 130 km a phase shift of some 5 degrees one should accept configuration II.

Figure 13 and figure 14 show the phase shifts observed during flight 1 and flight 2, respectively, as a function of altitude.

Unfortunately ascent and descent do not show nearly the same values as one would expect. This means that the spin rate of the rocket was not sufficiently constant as had been presumed for the method of data processing described above.

But when we look at the ascents, in which one can trust more than in the descents because of the aerodynamics of the rockets, we observe a sudden change in the phase shift above 130 km.

5. Conclusions

As had been expected it was possible to determine the center of the horizontal distribution of a current system with the position-finding system.

In connection with data from several observatories the measurements yielded a broad horizontal distribution in all three cases. For flights 1 and 2 an asymmetric distribution was found. For flight 3 the shape of the distribution was determined by two large maxima separated by at least 200 km.

The structure of the AEJ was determined by the proton-magnetometer data with a resolution much higher than any one that could have been obtained from the ground-based measurements.

In addition, the altitude of the AEJ could be determined by the proton-magnetometer data. The measurements supported the assumption of the position-finding procedure that the altitude of the AEJ ranges between 100 and 120 km.

The results of the search-coil suggest that Boström's configuration II (cf. sect. 1) might describe the AEJ mechanism quite well on account of the measured sudden change in the phase shift above an altitude of 130 km.

The combined results from magnetometer and electron-density measurements yielded electric fields in the ionosphere comparable to those obtained from ion-cloud experiments.

The spin frequency and the attitude of the rockets were not sufficiently constant between 80 km and 130 km (due to unknown effects, perhaps aerodynamics) as had been presumed for the method of data processing described in sec. 4. Thus a very precise attitude measurement system and an accurate determination of the spin frequency together with the component-magnetometers are necessary equipment for further investigations of the AEJ. In addition, the apogee of the rocket should be above a height of 250 km.

To get a precise picture of the ionospheric conditions during a magnetic bay-disturbance one must include simultaneous measurements of the ionospheric electric fields. The results of these combined measurements would yield the desired information about the unknown source mechanisms involved.

Although one might be afraid of the technical complexity of a project like this, we suppose that further investigations of the AEJ are urgent and we hope that our results will have a stimulating effect.

Acknowledgements

We are indebted to the German Bundesministerium für Bildung und Wissenschaft for financial support, and to a team of the Deutsche Forschungs- und Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt, who have launched the rockets, for technical assistance. We wish to thank Prof. Dr. RAWER and Messrs. R. KIST and K. SPENNER for their excellent cooperation, and Prof. Dr. W. KERTZ for his helpful advice and comments during the course of this program.

The success of this project is due to the outstanding efforts of our co-workers Messrs. D. SCHNEBEL, B. KRÜGER, B. THEILE and S. MÜLLER in our team.

Appendix

A. Flight performance of the rockets.

	Day	launch-time	apogee	remarks
Rocket 1	19. 11. 68	02h 38m 30s LT	169 km	
Rocket 2	4. 12. 68	23h 26m 30s LT	167 km	
Rocket 3	3. 12. 68	22h 59m 00s LT	168 km	telemetry breakdown near apogee

B. Magnetograms from Kiruna and Kilpisjärvi for flights of the three rockets.

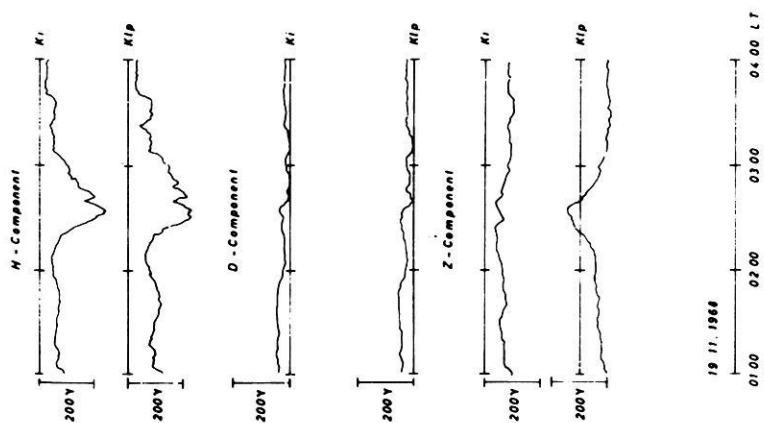


Fig. 15: Magnetograms from Kiruna (Ki) and Kilpisjärvi (Kip) for november 19., 1968 (rocket 1).

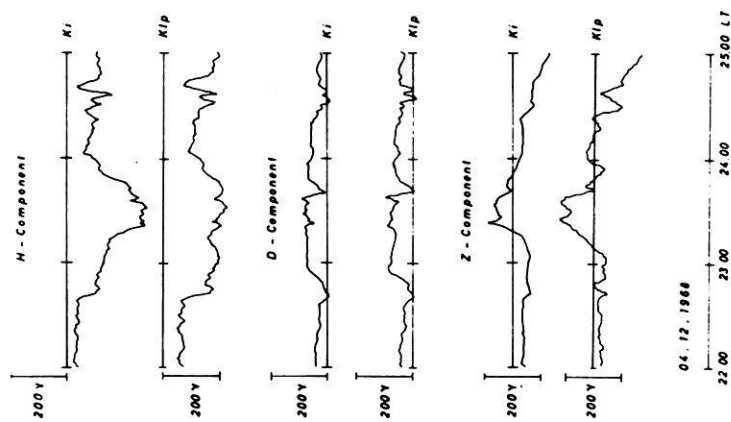


Fig. 16: Magnetograms from Kiruna (Ki) and Kilpisjärvi (Kip) for december 4., 1968 (rocket 2).

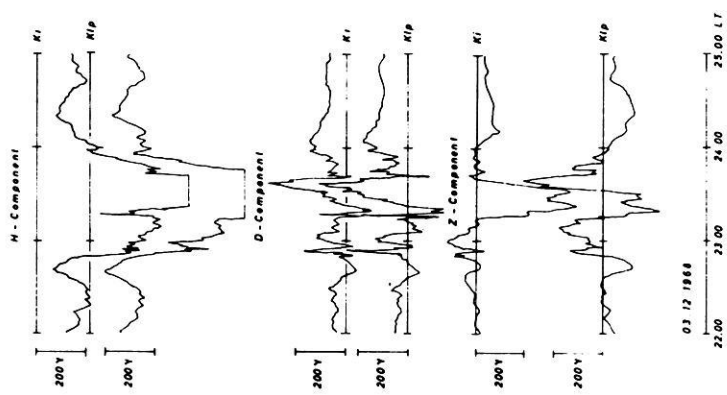


Fig. 17: Magnetograms from Kiruna (Ki) and Kilpisjärvi (Kip) for december 3., 1963 (rocket 3).

References

- AKASOFU, S.-I.: Polar and Magnetospheric Substorms. D. Reidel Publishing Comp., Dordrecht, 1968
- AKASOFU, S.-I., and C.-I. MENG: A study of polar magnetic substorms 2. Three-dimensional current system. *J. Geophys. Res.* 74, 4035—4053, 1969
- BONNEVIER, B., G. ROSTOKER, and R. BOSTRÖM: A Three-dimensional model current system for polar magnetic substorms. Publication of the Royal Institute of Techn., Stockholm. Dept. of Plasma Physics, May 1969
- BOSTRÖM, R.: A model of the auroral electrojet. *J. Geophys. Res.* 69, 4983—4999, 1964
- DALGARNO, A.: Charged particles in the upper atmosphere. *Ann. Géophys.* 17, 16—49, 1961
- FEJER, J. A.: Motions of Ionisation. In *Physics of the Earth's Upper Atmosphere* (ed. Hines, Phagis, Hartz, Fejer), 157—175, Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, N. Y., 1965
- HAERENDEL, G., and R. LÜST: Electric fields in the upper atmosphere. In *Earth's Particles and Fields* (ed. B. M. McCormac), 271—285, Reinhold Book Corp., New York, 1968
- HEINRICH, H.: Raketenmessung in der Polarlichtzone mit einem Protonen-Magnetometer. *GAMMA 6*, Techn. Universität Braunschweig, 84 S., 1969
- KERTZ, W.: Modelle für erdmagnetisch induzierte elektrische Ströme im Untergrund. *Nachr. Akad. Wiss. Göttingen IIa*, 101—110, 1954
- KIST, R., und K. SPENNER: Plasmamessungen im Polarlicht-Elektrojet und daraus erschlossene elektrische Felder. *Z. Geophys.*, this issue, 1970
- MÜLLER, S.: 3-Komponenten-Magnetometer zur Peilung des polaren Elektrojet. *GAMMA 11*, Techn. Universität Braunschweig, 1970
- NICOLET, M.: The collision frequency of electrons in the ionosphere. *J. Atm. Terr. Phys.* 3, 200—211, 1953
- POTTER, W. E., and L. J. CAHILL: Electric and magnetic field measurements near an auroral electrojet. *J. Geophys. Res.* 74, 5159—5160, 1969
- REIMER, D.: Bestimmung der momentanen Lage des polaren Elektrojets. *GAMMA 9*, Techn. Universität Braunschweig, 151 S., 1969
- SCHNEBEL, D.: Verfahren zur Kalibrierung von Raketen-Magnetometern. *GAMMA 10*, Techn. Universität Braunschweig, 1970
- SEILER, E., und W. KERTZ: Der polare Elektrojet. *Z. Geophys.* 33, 371—402, 1967
- WESCOTT, E. M., J. D. STOLARIK, and J. P. HEPNER: Electric fields in the vicinity of auroral forms from motions of barium vapor releases. *J. Geophys. Res.* 74, 3469—3487, 1969

Plasmamessungen im Polarlicht-Elektrojet und daraus erschlossene elektrische Felder¹⁾

Electric Fields Derived from Plasma Measurements in the Polar Electrojet

Von R. KIST und K. SPENNER, Freiburg²⁾

Eingegangen am 17. Februar 1970

Zusammenfassung: Bei Aufstiegen mit Black Brant-Raketen in ESRANGE zur Untersuchung des Polarlicht-Elektrojets wurde die Impedanzsonde zur Messung der lokalen Elektronendichte eingesetzt. Die erhaltenen Elektronendichteprofile werden diskutiert. Aus den Meßergebnissen werden Profile der elektrischen Leitfähigkeiten berechnet. Besonderer Wert wird auf die Frage gelegt, welche Profile der Elektronen- und Ionenstoßfrequenzen dabei zu benutzen sind. Die erhaltenen Leitfähigkeiten werden verwendet, um die elektrischen Feldstärken im Polarlicht-Elektrojet (AEJ) zu berechnen. Dabei werden die Stromdichtewerte eingesetzt, die sich aus parallellaufenden magnetischen Messungen des Geophysikalischen Instituts der TU Braunschweig ergaben. Die erhaltenen Feldstärken stimmen mit den aus der Ionentriftmessung gewonnenen Werten sowie mit den Feldstärken überein, die aus Bariumwolkenexperimenten erschlossen wurden.

Bei denselben Raketenaufstiegen wurde die Elektronentemperatur mit einem Gegenspannungsanalysator im Polarlicht-Elektrojet gemessen. Innerhalb des Stromsystems zeigt sich eine kräftige Temperaturerniedrigung. Die Ionenstromverteilung um die spinnende Rakete wurde untersucht. Die gemessene Strommodulation erlaubt es, die Ionenanströmrichtung und die Ionentriftgeschwindigkeit zu ermitteln. Aus dieser Triftgeschwindigkeit und aus den Leitfähigkeitswerten wurde das höhenabhängige elektrische Feld und das entsprechende Stromprofil berechnet. Die Resultate werden mit den davon unabhängigen Magnetometermessungen und den theoretischen Modellvorstellungen zum AEJ verglichen.

Summary: With a variable frequency impedance probe electron density profiles have been measured on board of three Black Brant rockets, fired at ESRANGE/Kiruna. The profile obtained during ascent for rocket 1 can be represented quite well by a CHAPMAN-ELIAS-function, with an "effective scale height" of 15 km, and height of maximum 115 km. At the two other occasions, considerable deviations from this particular profile have been stated. They could be due to a more complex ionization function as is particularly indicated in case of rocket 3 by the magnetometer measurements after which the rocket moved towards a second

¹⁾ Die Messungen wurden im Rahmen eines Gemeinschaftsprojekts mit dem Institut für Geophysik und Meteorologie der TU Braunschweig durchgeführt. Vgl. den Beitrag von H. HEINRICH, D. REIMER und H. SIEMANN: "Investigation of the Auroal Electrojet" in diesem Heft.

²⁾ Arbeitsgruppe für physikalische Weltraumforschung, 78 Freiburg, Werderring 15. – Teil 1 dieses Aufsatzes wurde von R. KIST, Teil 2 von K. SPENNER verfaßt.

current density peak. In fact, as the rockets were intended to be fired into an Auroral Electrojet (AEJ) the position of which has been determined from ground observations, the probability is very high that the ionization profile as function of latitude was rather variable.

Conductivity profiles have been computed using the measured electron densities and collision frequency profiles which had to be chosen carefully. After height integration of the calculated conductivities they were brought together with height integrated current densities determined by magnetometer measurements, so that an electric field could be computed. It has been assumed that this field, in the height range concerned, is independent on height.

Electric fields determined in this way agree well with results obtained independently from the retarding potential analyzer for the height of the AEJ. In detail, our data obtained in the vicinity of an AEJ give a prevailing NS-component. A typical value for the NS-component is 12 mV/m for rockets 1 and 2 hitting the AEJ. We conclude that in an AEJ the electric field is considerably increased. In fact, for rocket 3 which did not hit directly an AEJ but went into a region between two current density peaks the NS-component was only 5 mV/m.

Thus, at ionospheric heights, electron density in situ profile observations, together with data on collision frequencies and magnetic field observations reasonably allow the electric field to be deduced.

With the planar retarding potential analyzer (RPA) electron and ion velocity distributions have been measured in all three rockets. Except for energies above 7 kTe for which an increased population was found the data agree with a maxwellian distribution so that the electron temperature T could be derived. The temperatures show their average increase between 100 and 170 km of height, and a minimum where the rocket was hitting the AEJ. The vertical gradient of T is always increased in cases where the AEJ was well developed.

Firstly with a RPA the ion drift velocity in the xy -plane could be determined from the wake effect upon the ion current as found by the ion current modulation which was equal in period with the rocket spin. A relevant simplified theory is given. The velocities so obtained contain the relevant rocket motion components and fit well with these, so that the horizontal ion drift can be isolated.

Supposing the ion motion to be due to the effect of an electric field (i.e. neglecting neutral wind drag effects) this field could be calculated and the total current be derived, using local electron density values measured by the impedance probe. Agreement with magnetic observations is quite good, except for one case where the small discrepancy could be explained by assuming a neutral wind drag effect of about 60 m sec^{-1} . The electric field profile and the current profile of one rocket measurement is in good agreement with theoretical models of the AEJ given by BOSTRÖM.

1. Elektronendichte, elektrische Leitfähigkeit und elektrische Feldstärke

1.1 Das Raketengerät

Die Impedanzsonde mit Frequenzdurchlauf wurde auf allen drei Nutzlasten zur Messung des Profils der lokalen Elektronendichte eingesetzt. Obwohl dieses Gerät und seine Auswertetheorie bereits anderweitig beschrieben wurde [JACOBS und RAWER 1965, 1966; KIST 1969], soll seine Funktionsweise hier kurz angegeben werden. Eine HF-Spannung, die im Frequenzbereich von 1,4 bis 10 MHz durchfahren wird, liegt an einer zylindrischen Antenne an, die an der Spitze der Rakete isoliert montiert ist und gegen die Raketenhaut einen Kondensator bildet. Im ionosphärischen Plasma, bei vernachlässigbarer Stoßzahl, weist dieser Kondensator eine Impedanz auf, die,

ähnlich wie bei einem Resonanzkreis, bei einer bestimmten Frequenz von kapazitiven zu induktiven Werten umschlägt. Diese Frequenz ist im Idealfall die „obere Hybridfrequenz“.

$$f_{\text{Hy}} = (f_N^2 + f_B^2)^{\frac{1}{2}}$$

(f_N = Plasmafrequenz; f_B = Gyrofrequenz).

Für $f < f_{\text{Hy}}$ ist die Impedanz der idealen Plasma-Antenne induktiv, für $f > f_{\text{Hy}}$ kapazitiv.

Die mit der Impedanzsonde gemessene Resonanzfrequenz liegt jedoch etwas unterhalb von f_{Hy} , da parallel zum Plasmakondensator noch eine definierte Kapazität liegt, die im wesentlichen durch das Verbindungskabel zwischen Elektronikbox und Antenne bestimmt ist.

Die Amplitudendifferenz der HF-Spannungen, die an der Antenne und einem Vergleichsnetzwerk erscheinen, wird verstärkt und, abhängig von der Frequenz, telemetriert. Die Zeit, in der das Gerät einen Frequenzdurchlauf ausführt, beträgt etwa eine halbe Sekunde, so daß die mittlere räumliche Auflösung bei etwa 500 m liegt. Die Meßunsicherheit für die Elektronendichte liegt bei Höhen oberhalb etwa 90 km unter 7%. Unterhalb 90 km sind größere Fehler möglich, da bei den dort niedrigen Elektronendichten der Einfluß der Ionenschicht auf die Lage der Resonanzfrequenz stärker ausgeprägt ist. Überdies wird in Gebieten, in denen die Plasmafrequenz in die Nähe der Gyrofrequenz kommt, unsere vereinfachte Auswertetheorie weniger zuverlässig.

1.2 Experimentelle Ergebnisse

Die erhaltenen Resonanzfrequenzen wurden in Plasmafrequenzen und die zugehörigen Elektronendichteprofile umgerechnet, die in Abb. 1 dargestellt sind. Für die folgende Diskussion der Ergebnisse ist es von Bedeutung, daß ein Elektronendichteprofil stets eine Folge von Meßwerten darstellt, die in Raum und Zeit verteilt sind (längs der Raketenbahn).

Rakete 1 (19. 11. 68)

Das Aufstiegsprofil kann recht gut mit Hilfe der CHAPMAN-ELIAS-Funktion

$$N(h) = N_0 \exp \left\{ \frac{1}{2} (1 - z - e^{-z}) \right\} \quad (1.1)$$

beschrieben werden, wobei $Z = (h - h_0)/H$; $h_0 = 115$ km; $H = 15$ km und $N_0 = 3,5 \cdot 10^{11} \text{m}^{-3}$ ist. (N_0 = max. Elektronendichte; h_0 = Höhe, in der N_0 erreicht wird; H = Skalenhöhe).

Nach Ausweis der Magnetometermessungen [HEINRICH et al. 1970] befand sich die Rakete während des Aufstiegs recht gut innerhalb des Stromdichtemaximums des Polarlicht-Elektrojet (AEJ). Diese Beobachtung wird unterstrichen durch die

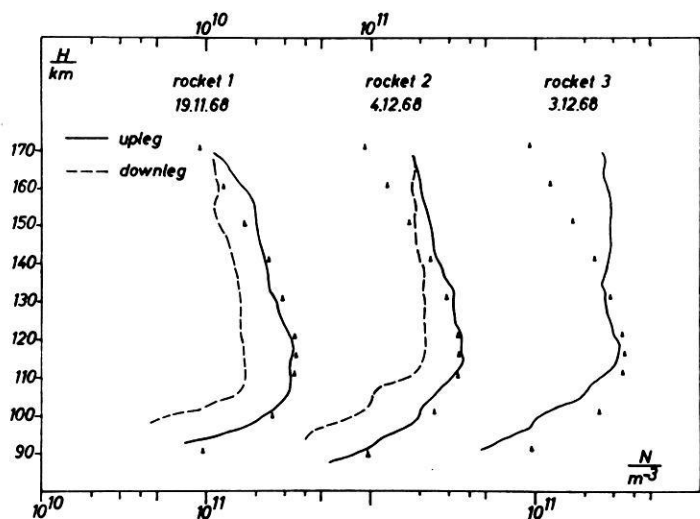


Abb. 1: Elektronendichte-Profile für alle drei Raketen, gemessen mit der Impedanz-Sonde. (Volle Dreiecke bezeichnen die für Aufstieg 1 angepaßte CHAPMAN-ELIAS-Funktion.)

Electron density profiles for all three flights, measured with the impedance probe (full triangles indicate fit with CHAPMAN-ELIAS function for ascent 1).

Tatsache, daß die unmittelbar vor und nach dem Aufstieg erhaltenen Ionogramme keine Reflexionen zeigen. Soweit an Hand der Ergebnisse des RPA-Experiments Elektronendichtewerte ermittelt wurden, stimmen sie ziemlich gut mit den Ergebnissen der Impedanzsonde überein.

Die während des Abstiegs gemessenen Elektronendichten sind merklich niedriger als die Aufstiegswerte. Offensichtlich paßt dies zu der magnetometrisch erschlossenen Stromdichteverteilung [HEINRICH et al. 1970], aus der man ersieht, daß die Rakete beim Abstieg Gebiete niedrigerer Stromdichte erreichte. Auch der während des Raketenfluges beobachtete Abfall der Riometerabsorption (27,6 MHz) von ca. 1,9 dB auf 0,8 dB paßt in dieses Bild. Allerdings können wir zur Zeit nicht ausschließen, daß ein Schweifeffekt durch Ausgasen der absteigenden Rakete auch eine Erniedrigung der Elektronendichte im „Kielwasser“ der Rakete hervorrief. In diesem Falle wären die Abstiegsresultate unsicher.

Rakete 2 (4. 12. 68)

Bis hinauf zu 130 km kann das Aufstiegsprofil sehr gut durch die Gl. (1) mit den für Rakete 1 bestimmten Parametern beschrieben werden. Oberhalb dieser Höhe übersteigen jedoch die mit der Impedanzsonde gemessenen Elektronendichtewerte jene des CHAPMAN-ELIAS-Profiles bis zu 100%. Der Maximalwert der gemessenen

Elektronendichte von $3,5 \cdot 10^{11} \text{m}^{-3}$ ist in sehr guter Übereinstimmung mit dem Wert, der aus dem Ionogramm des Kiruna Geophysical Observatory (KGO) ermittelt wurde. Das erste ESRANGE-Ionogramm nach dem Schuß zeigt eine maximale Elektronendichte von $2,5 \cdot 10^{11} \text{m}^{-3}$, die gut mit dem während des Abstiegs gemessenen Wert von $2,2 \cdot 10^{11} \text{m}^{-3}$ übereinstimmt. Auch im Verlauf dieses Schusses nahm die Riometerabsorption beträchtlich ab (der AEJ wanderte hier nach Süden bzw. teilte sich in zwei sich voneinander entfernende Zentren auf).

Rakete 3 (3. 12. 68)

Die Abweichung des Dichteprofiles von dem für Rakete 1 erhaltenen Profil der Gl. (1) ist sehr stark oberhalb 130 km. Dies ist mit den magnetometrischen Beobachtungen [HEINRICH et al. 1970] in Einklang, nach denen sich die Rakete auf das zweite Stromdichtemaximum zu bewegte, das nördlich des Startplatzes lokalisiert war (und selbst in südlicher Richtung wanderte). Die gemessene maximale Elektronendichte von $3,3 \cdot 10^{11} \text{m}^{-3}$ ist in guter Übereinstimmung mit dem Ionogrammwert des KGO ($3,5 \cdot 10^{11} \text{m}^{-3}$). Die ESRANGE-Ionosonde, die sich etwa 40 km nördlich des Startplatzes befindet, zeigte zu dieser Zeit keine Reflexion, wohl wegen der höheren Ionisation über dieser Stelle.

Während dieses Schusses nahm die Riometerabsorption von anfänglich 0,6 dB auf schließlich etwa 2,1 dB zu. Leider verfügen wir über keine Abstiegsdaten bei diesem Flug, da bei Erreichen des Apogäums die Telemetrie ausfiel. Sehr wahrscheinlich wären aufgrund der Magnetometermessungen beim Abstieg wesentlich höhere Elektronendichtewerte gemessen worden als beim Aufstieg; dies scheint sich mit der starken Abweichung des Aufstiegsprofils von dem CHAPMAN-ELIAS-Profil oberhalb 130 km bereits anzukündigen.

1.3 Berechnung von Leitfähigkeitsprofilen

Neben der Elektronendichte sind die Haupt-Eingangsparmeter bei der Berechnung elektrischer Leitfähigkeiten die Stoßfrequenzen:

$$\begin{aligned} \sigma_P &= \frac{N_e}{B} \left[\frac{\omega_e/v_{en}}{1 + (\omega_e/v_{en})^2} + \frac{\omega_i/v_{in}}{1 + (\omega_i/v_{in})^2} \right] \\ \sigma_H &= \frac{N_e}{B} \left[\frac{1}{1 + (v_{en}/\omega_e)^2} - \frac{1}{1 + (v_{in}/\omega_i)^2} \right] \\ \sigma_{\parallel} &= \frac{N_e}{B} \frac{\omega_i/v_{in} + \omega_e/v_{en}}{1 + (\omega_i/v_{in} + \omega_e/v_{en}) \cdot v_{ei}/\omega_e} \end{aligned} \quad (1.2)$$

Dabei sind σ_P , σ_H die PEDERSEN- und HALL-Leitfähigkeit, σ_{\parallel} die Leitfähigkeit parallel zum Magnetfeld $B = 0,5$ Gauß, ω_e , ω_i die Elektronen- und Ionengyro-

frequenz, ν_{en} , ν_{in} die Elektronen- und Ionenstoßfrequenz, ν_{ei} die Stoßfrequenz zwischen Elektronen und Ionen und $e = 1,602 \cdot 10^{-19}$ Asec die Elementarladung. In (1.2) ist das ionosphärische Plasma als elektrisch neutral behandelt.

1.3.1 Stoßfrequenzprofile

Wir wollen schauen, welche Stoßfrequenzprofile hier zu verwenden sind. Abb. 2 zeigt eine Reihe von Elektronenstoßfrequenzen für den hier interessierenden Höhenbereich. Stoßfrequenzen für monoenergetische Elektronen wurden in effektive Stoßfrequenzen umgerechnet, wobei ein von PIGGOTT und THRANE [1966] für Höhen oberhalb von 90 km angegebener Faktor 2,5 benutzt wurde. Die durch volle Dreiecke gekennzeichneten Stoßfrequenzen wurden nach PIGGOTT und THRANE [1966] berechnet, wobei die Proportionalität der Stoßfrequenz zu T_e/T_n (T_e , T_n = Elektronen- bzw. Neutralteilchentemperatur), berücksichtigt wurde. Dabei sind die T_e -Werte und — als Näherung für T_n — der Wert der Iontemperatur T_i des GSA-Experimentes bei 170 km benutzt worden. Für 80 km wurde T_n der CIRA 65-Atmosphäre (Modell 5) entnommen; in den Zwischenhöhen wurde T_n linear zwischen dem CIRA- und dem GSA-Wert interpoliert. Die durchgezogene Kurve in Abb. 2 stellt Mittelwerte dar, die aus allen in dieser Figur eingetragenen Stoßfrequenzen mit Ausnahme der von BOSTRÖM [1964] benutzten Werte gebildet wurden. Wie zu ersehen ist, scheinen die von BOSTRÖM benutzten Stoßfrequenzen um einen Faktor von mindestens 2 zu klein zu sein.

Abb. 3 zeigt Ionenstoßfrequenzen. Die durchgezogene Kurve bezeichnet Stoßfrequenzen, die durch Mittelung von bei HEINRICH [1969] entnommenen und nach DALGARNO [1958, 1961] berechneten Werten entstanden sind. Diese Abbildung zeigt, daß die von BOSTRÖM benutzten Ionenstoßfrequenzen ebenfalls, und zwar wenigstens unterhalb 130 km, als zu klein erscheinen.

Abb. 4 zeigt Elektronen-Ionen-Stoßfrequenzen als Funktion der Elektronendichte für verschiedene Werte der Elektronentemperatur. Die Kurven sind nach einer von NICOLET [1953] angegebenen Formel berechnet.

1.3.2 Leitfähigkeitsprofile

Da in der gesamten Ionosphäre $\omega_i/\nu_{in} \ll \omega_e/\nu_{en}$, oberhalb etwa 80 km $(\omega_e/\nu_{en})^2 \ll 1$ und oberhalb etwa 100 km $\nu_{en} \cdot \nu_{in} \ll \omega_e \omega_i$ gilt, können die Gleichungen (5.2) wie folgt vereinfacht werden:

$$\begin{aligned}\sigma_P &= \frac{N_e}{B} \frac{\omega_i/\nu_{in}}{1 + (\omega_i/\nu_{in})^2} \\ \sigma_H &= \frac{N_e}{B} \frac{1}{1 + (\omega_i/\nu_{in})^2} \\ \sigma_{||} &= \frac{N_e}{B} \frac{\omega_e}{\nu_{en} + \nu_{ei}}\end{aligned}\tag{1.3}$$

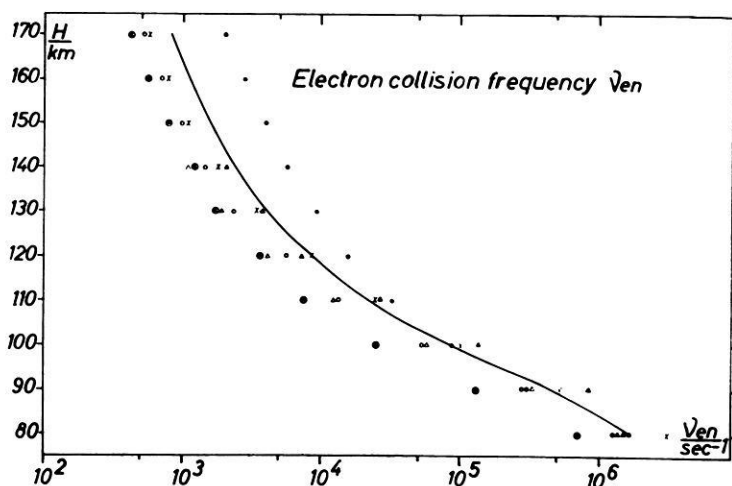


Abb. 2: Effektive Elektronen-Stoßfrequenzen ν_{en} :

- × Werte, die HEINRICH [1969] entnommen wurden.
- Werte, die mit der CIRA 65 Atmosphäre nach der Formel von PHELPS und PACK [1959] errechnet wurden.
- Experimentelle Werte nach PIGGOTT und THRANE [1966] extrapoliert oberhalb 140 km.
- △ Theoretische Werte berechnet nach PIGGOTT und THRANE unter der Annahme $T_e/T_n = 1$.
- ▲ Theoretische Werte, berechnet nach PIGGOTT und THRANE, unter Benutzung von quasi beobachteten T_e/T_n -Werten. (Mittelwert der Beobachtungen aller drei Raketen.) T_e wurde direkt mit GSA-Technik gemessen, siehe Teil 2. Zu T_n siehe Text.
- ⊗ Werte, die von BOSTRÖM [1964] benutzt wurden.

Effective electron collision frequencies ν_{en} :

- × Values taken from HEINRICH [1969].
- Values calculated with CIRA 65 atmosphere using the formula of PHELPS and PACK [1959].
- Experimental values after PIGGOTT and THRANE [1966] extrapolated above 140 km.
- △ Values calculated after PIGGOTT and THRANE assuming $T_e/T_n = 1$.
- ▲ Values calculated after PIGGOTT and THRANE using quasi observed T_e/T_n values (mean of all three rockets). T_e has been directly observed by RPA-techniques, see part 2. For T_n interpolation was made between the T_1 -value deduced by RPA technique at 170 km and the T_n value of CIRA 65 at 80 km.
- ⊗ Values used by BOSTRÖM [1964].

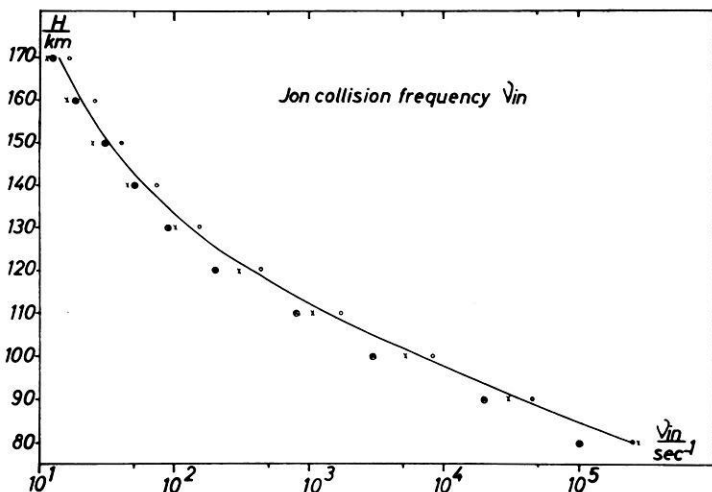


Abb. 3: Ionen-Stoß-Frequenzen ν_{in} :

- × Werte, die HEINRICH [1969] entnommen wurden.
- Werte, die nach DALGARNO [1958, 1961] unter Benutzung der CIRA 65-Atmosphäre berechnet wurden.
- ⊗ Werte, die von BOSTRÖM [1964] benutzt wurden.

Ion collision frequencies ν_{in} :

- × Values taken from HEINRICH [1969].
- Values calculated after DALGARNO [1958, 1961] using CIRA 65.
- ⊗ Values used by BOSTRÖM [1964].

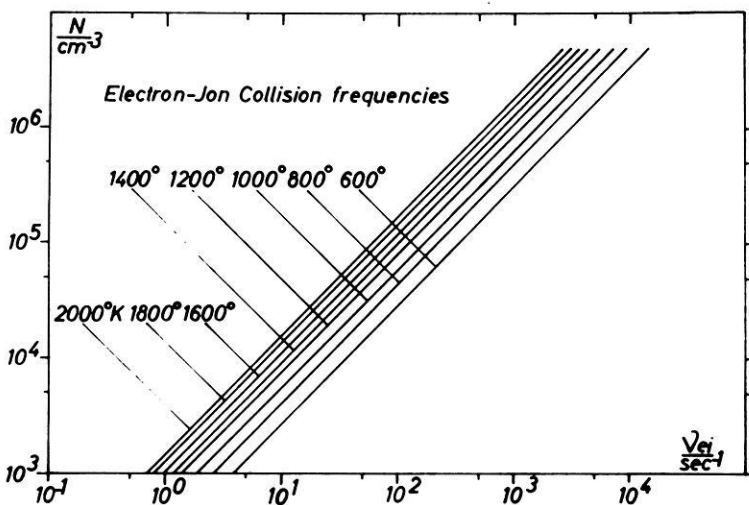


Abb. 4: Elektronen-Ionen-Stoßfrequenzen ν_{ei} nach NICOLET [1953].

Electron-ion collision frequencies ν_{ei} after NICOLET [1953].

In den angegebenen Höhenbereichen hängen somit die PEDERSEN- und HALL-Leitfähigkeit praktisch nur von den Ionenstoßfrequenzen ab. Dort gilt zwischen σ_P und σ_H demnach die einfache Beziehung

$$\sigma_P = \frac{\omega_i}{\nu_{in}} \sigma_H \quad (1.4)$$

Im betrachteten Höhenbereich sind die Elektronen- und Ionengyrofrequenz praktisch konstant:

$$\omega_e = 9 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}; \quad \omega_i = 1,55 \cdot 10^2 \text{ sec}^{-1},$$

wobei ω_i einen Mittelwert für NO^+ und O_2^+ darstellt ($B = 0,5$ Gauß).

Die Stoßfrequenzen der Abbildungen 2 bis 4 wurden nun — zusammen mit den Aufstiegsprofilen der Abbildungen 1 bis 3 — zur Berechnung der Leitfähigkeiten nach (1.2) benutzt. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 5 bis 7 dargestellt. Die gestrichelten Linien geben die Leitfähigkeitswerte an, die man bei Benutzung der Stoßfrequenzen nach BOSTRÖM [1964] erhält. In niedrigeren Höhen, wo $(\omega_i/\nu_{in})^2 \ll 1$, hängt σ_H praktisch nur von der Elektronendichte N ab. Sobald sich $(\omega_i/\nu_{in})^2$ dem Wert 1 nähert oder diesen übersteigt, führen die von BOSTRÖM benutzten niedrigeren Ionenstoßfrequenzen zu niedrigeren HALL-Leitfähigkeiten. Dies gilt auch für σ_P oberhalb etwa 125 km. Unterhalb dieser Höhe wird der Faktor ω_i/ν_{in} bestimmend, so daß hier die mit den niedrigeren ν_{in} -Werten verbundenen PEDERSEN-Leitfähigkeiten höher sind. Unterhalb etwa 100 km beeinflußt schließlich mehr und mehr die elektronische Komponente den Wert von σ_P .

Die Leitfähigkeitswerte σ_H , die mit BOSTRÖMS niedrigeren ν_{in} -Werten gerechnet wurden, sind gemäß Formel (1.3) etwa zweimal so hoch wie jene, die mit denen für diese Arbeit gewählten ν_{in} -Werten gebildet wurden. Aus den Abbildungen 5 bis 7 geht hervor, daß die durch die verschiedenen Ionenstoßfrequenzen hervorgerufenen Unterschiede in den σ_P - und σ_H -Werten Faktoren bis zu 1,6 entsprechen.

1.4 Elektrische Felder

Wir wollen nun versuchen, die elektrischen Felder zu finden, die für die magnetisch beobachteten Stromdichten (HEINRICH et al. 1970] verantwortlich waren. Wie es für Fälle, in denen Stromsysteme durch Magnetometermessungen erschlossen werden, typisch ist, können wir nur integrale Betrachtungen unter der Annahme einer höhenunabhängigen Horizontalkomponente des elektrischen Feldes E anstellen; die höhenintegrierte Stromdichte wird dann:

$$I = \int_0^{\infty} i \, dh = E \int_0^{\infty} \sigma \, dh = E \cdot \Sigma \quad (1.5)$$

(i = lokale Stromdichte).

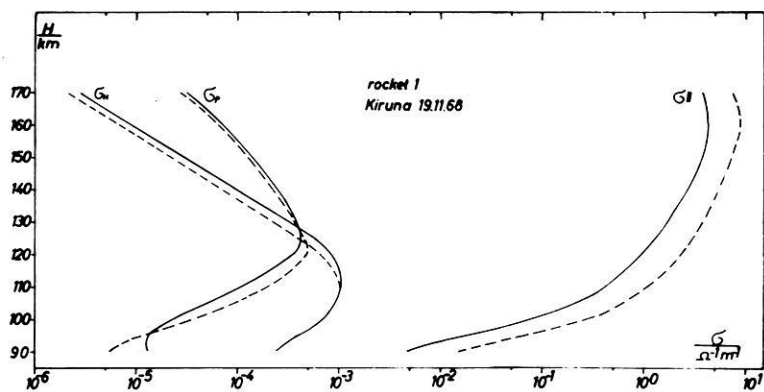


Abb. 5.

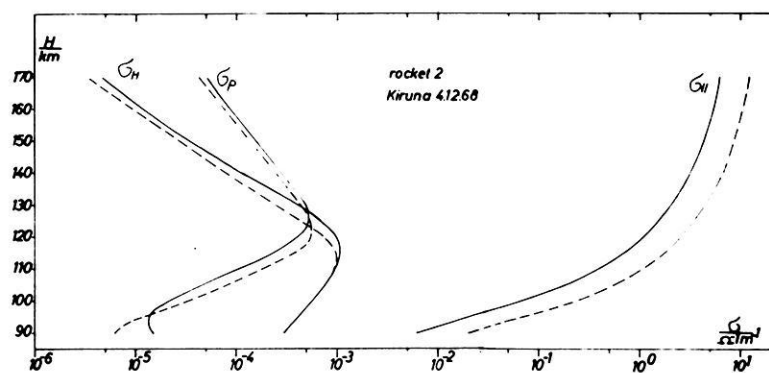


Abb. 6.

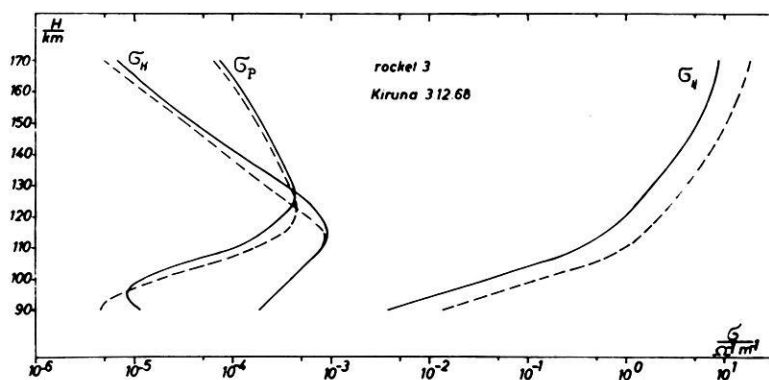


Abb. 7.

Aus den Abbildungen 5 bis 7 sowie aus den Leitfähigkeitsprofilen bei BOSTRÖM [1964] geht hervor, daß der Beitrag von σ_P und σ_H zu Σ_P und Σ_H unterhalb und oberhalb des hier betrachteten Höhenbereiches (90 bis 170 km) ohne weiteres zu vernachlässigen ist, so daß wir

$$\Sigma = \int_{90 \text{ km}}^{170 \text{ km}} \sigma dh$$

benutzen können.

In Tabelle 1 sind die höhenintegrierten Leitfähigkeiten eingetragen. Σ_{\parallel} ist etwa 4 Größenordnungen größer als Σ_P und Σ_H . In der ungestörten Ionosphäre ist Σ_P größer als Σ_H , da bei ca. 300 km ein zweites Maximum für σ_P existiert [BOSTRÖM, 1964]. Dieses Maximum wird unwesentlich im Fall eines AEJ, so daß die oben erwähnte Integration bis zu 170 km ausreichend ist. Natürlich bleibt zu bedenken, daß die Integration nicht mit σ -Werten erfolgte, die zu einer bestimmten Vertikallinie gehören, sondern mit solchen, die längs der Raketenbahn angetroffen wurden.

Tabelle 1.

	Σ_P/Ω^{-1}	Σ_H/Ω^{-1}	$\Sigma_{\parallel}/\Omega^{-1}$
Rakete 1	14,05	34,5	$16,8 \cdot 10^4$
Rakete 2	16,2	35,0	$21,15 \cdot 10^4$
Rakete 3	15,5	27,5	$26,1 \cdot 10^4$
ungestörte Ionosphäre	0,56	0,19	—

Mit den Σ -Werten der Tabelle 1 wurden die integrierten Schichtleitfähigkeiten $\Sigma_{xx} \cong \Sigma_P/\sin^2 \psi$ und $\Sigma_{yx} \cong \Sigma_H/\sin \psi$ ($\psi = 77^\circ$, Inklinationwinkel für Kiruna) gebildet [Untiedt, 1968]. In unserem Koordinatensystem (x nach Norden, y nach Osten, z zum Erdmittelpunkt) wurden nun (unter Vernachlässigung von Neutralwinden) die folgenden Gleichungen benutzt (siehe auch Teil 2):

$$\begin{aligned} I_x &= \Sigma_{xx} E_x - \Sigma_H E_y \\ I_y &= \Sigma_{yx} E_x + \Sigma_P E_y \end{aligned} \quad (1.6)$$

Abb. 5, 6, 7: Aus den gemessenen Elektronendichten mit den von uns angenommenen Stoßzahlwerten berechnete PEDERSEN-Leitfähigkeit σ_P , HALL-Leitfähigkeit σ_H und feldparallele Leitfähigkeit σ_{\parallel} . Gestrichelt: Ergebnis mit den von BOSTRÖM [1964] benutzten Stoßfrequenzen.

Conductivities computed from the measured electron densities with collision frequencies as given by the full curves of Figs. 2, 3, 4: PEDERSEN-conductivity σ_P , HALL-conductivity σ_H , fieldparallel conductivity σ_{\parallel} . Broken curves: results obtained with collision frequencies used by BOSTRÖM [1964].

Die höhenintegrierten Stromdichten I_x und I_y wurden den Ergebnissen der magnetometrischen Messungen [HEINRICH et al. 1970] entnommen, wobei für die Richtung des AEJ Mittelwerte des gemessenen Azimutwinkels von 260° (Rakete 1), 265° (Rakete 2) und 260° (Rakete 3) benutzt wurden. Die erhaltenen elektrischen Feldstärken sind in Tabelle 2 eingetragen:

Tabelle 2

		Rakete 1	Rakete 2	Rakete 3
$\frac{E_x}{\text{mV m}^{-1}}$	A *)	— 12	— 15	— 5
	B *)	— 14	— 11	
	mittel	— 13	— 13	
$\frac{E_y}{\text{mV m}^{-1}}$	A	— 4	— 4	— 2
	B	— 5	— 3	
	mittel	— 4,5	— 3,5	

*) Bei A wurden die höhenintegrierten Stromdichtewerte von D. REIMER, bei B diejenigen von H. HEINRICH benutzt.

Wir erhalten somit ein elektrisches Feld mit einer Nord-Süd-Komponente, die etwa um den Faktor drei größer als die Ost-West-Komponente ist. Dieses Resultat scheint den Schluß von WESCOTT et al [1969] zu bestätigen, daß der AEJ im wesentlichen einen HALL-Strom darstellt.

Die elektrischen Felder der Tabelle 2 stimmen recht gut mit den elektrischen Feldern überein, die in Teil 2 mit Hilfe der GSA-Technik aus der horizontalen Ionentriftbewegung für den Höhenbereich um etwa 120 km gewonnen wurden. Unser Resultat ist ebenfalls mit den elektrischen Feldern vergleichbar, die aus Bariumwolkenexperimenten (allerdings für Höhen von 200–300 km) abgeleitet wurden [FÖPPL et al. 1968; WESCOTT et al. 1969].

2. Messung von Elektronen-Temperatur und Ionen-Trift mit einem Gegenspannungs-Analysator und daraus berechnete elektrische Feld- und Stromprofile

2.1 Einführung

Für ein besseres Verständnis und für theoretische Berechnungen ist es von großer Wichtigkeit, neben der Elektronendichte auch deren Temperatur und die Plasmabewegung zu kennen. Zu diesem Zweck wurde mit einem planaren Gegenspannungsanalysator (GSA) [HINTEREGGER 1960] das thermische Energiespektrum der Elektronen und, als neue Anwendung, auch die Ionentriftgeschwindigkeit gemessen. Während die Elektronentemperatur aus der Strom-Spannungskurve der LANGMUIR-Charakteristik abgeleitet wurde, konnte die Ionentrift aus der gemessenen Strommodulation um die rotierende Rakete ermittelt werden.

Der planare Sensor der GSA besteht im wesentlichen aus dem Gegenspannungsgitter in der Front des Sensors, dem Schirmgitter und dem Kollektor (Abb. 8). Die Kollektorplatte ist umgeben von einem Schutzring. Beide sind so geladen, daß in einem Mode (+ 18 V) nur die Elektronen gesammelt und die positiven Ionen abgestoßen werden, während im folgenden Mode (- 15 V) nur die Ionen gemessen werden. Das Schirmgitter (+ 15 V bzw. - 18 V) ist immer etwas negativer als der Kollektor, um Sekundärelektronen zu unterdrücken; außerdem verringert es die Kapazität zwischen Gegenspannungsgitter und Kolektor. Um eine bessere Energieauflösung zu erhalten, ist das Gegenspannungsgitter als Doppelgitter ausgebildet. Das Potential wurde in 256 Schritten zwischen + 5 V und - 4 V durchgeföhren. Zur Verkürzung der Meßzeit war die Möglichkeit vorgesehen, automatisch 7 Stufen von 8 zu überspringen, so lange die gemessene Stromänderung klein blieb. Die ein-

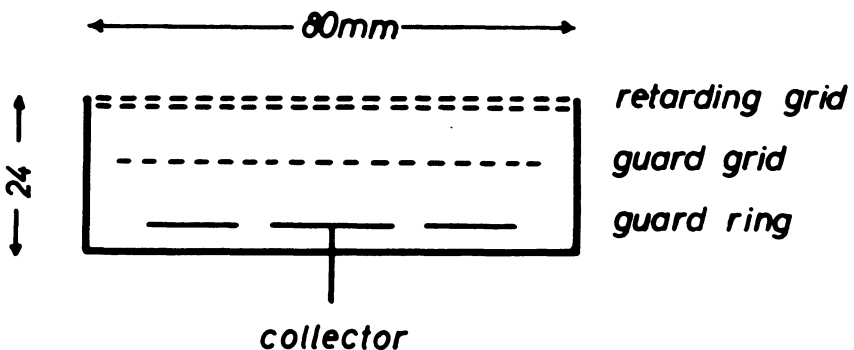


Abb. 8: Gegenspannungs-Sensor (schematisch).

Sensor of (planar) retarding potential analyzer (RPA): Double retarding front grid on variable voltage, screen or guard grid to eliminate secondary electrons, collector plate surrounded by guard ring to achieve planar geometry.

fallenden geladenen Partikel können nur dann das Gegenspannungsgitter passieren, wenn deren kinetische Energie größer ist als das angelegte Gitterpotential. Der gesammelte Teilchenstrom wurde in Abhängigkeit von der Gitterspannung durch einen empfindlichen linearen Verstärker (10^{-6} A bis 10^{-10} A) mit automatischer Bereichsumschaltung gemessen. Der Durchmesser des Sensors betrug 8 cm mit einer Kollektorfläche von etwa 3 cm^2 . Der Sensor war an einem kurzen Ausleger befestigt ($1/2 \text{ m}$) und schaute in Richtung der Raketenachse.

2.2 Messung der Elektronentemperatur

Aus dem gemessenen Elektronenstrom und der angelegten Gitterspannung wurde die halblogarithmische Strom-Spannungskurve aufgezeichnet, die in Abb. 9 dargestellt ist. Dieses integrale Energiespektrum kann durch seine Temperatur gekennzeichnet werden, wenn eine thermische Energieverteilung vorliegt. Die gemessene Verteilung zeigte für den Logarithmus des Stroms regelmäßig einen linearen Verlauf über zwei Größenordnungen. Dies bedeutet, daß die Elektronen in einem Energiebereich, der von 2 oder 3 bis zu $7 kT_e$ reicht, einer MAXWELL-Verteilung gehorchen. Vom Plasmapotential aus gerechnet entsprechen $2,5 kT_e$ einer negativen Gegen-

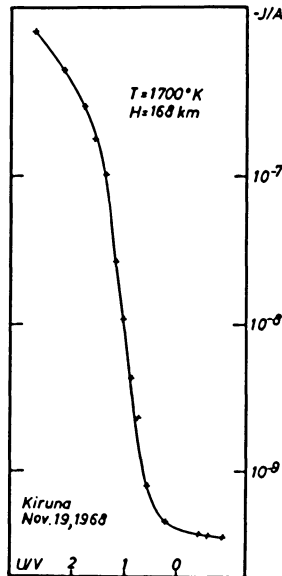


Abb. 9: Eine gemessene Stromspannung-Charakteristik (halb-logarithmisch).

Example of a measured semi-logarithmic current voltage curve; the quasi-linear part corresponding to the tail of a maxwellian distribution, is used to derive an electron temperature.

spannung von ca. 0,3 V. Das Plasmapotential kann aus der Lage der Kurve gegen die Spannungsachse erhalten werden. Im vorliegenden Beispiel (Abb. 9) betrug sein Wert etwa + 1,8 V. Im Bereich unter $2 kT_e$ erhält man keine genauen Messungen, weil die verschiedenen Störfelder bei kleinen Potentialen die Messung verfälschen. Wir dürfen aber annehmen, daß in diesem Bereich kleiner Energie die gleiche thermische Verteilung besteht wie im anschließend gut meßbaren Energiebereich. Dagegen wurde im Bereich oberhalb von $7 kT_e$ ein größerer Strom gemessen, als er dem Schwanz einer MAXWELL-Verteilung, d. h. einer Geraden in Fig. 9 entsprechen würde. Hieraus ergibt sich, daß eine energiereiche Elektronen-Komponente der thermischen überlagert ist. Der Teilchenfluß ändert sich oberhalb von 120 km nicht mehr wesentlich mit der Höhe, und er beträgt etwa 10^9 Elektronen $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ in allen drei Aufstiegen.

Im thermischen Bereich des Spektrums wurde die Temperatur aus der Steigung des linearen Teils der halblogarithmischen Stromspannungskurve ermittelt, entsprechend den folgenden Gleichungen:

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{eU}{kT_e}\right) \quad \text{oder} \quad \frac{T_e}{^\circ\text{K}} = \frac{5,02 \cdot 10^3 (\Delta U/V)}{\Delta \log_{10}(I/A)}$$

- I gemessener Strom, I_0 Strom für $U = 0$;
 e Ladung eines Elektrons, U Gegenspannung;
 k BOLTZMANN-Konstante, ΔU Spannungsdifferenz zwischen 2 Punkten;
 $\Delta \log I$ entsprechende logarithmische Stromdifferenz;
 T_e wirksame Temperatur der Elektronen.

Die Ergebnisse der drei Aufstiege sind in den Abbildungen 10, 11 und 12 zusammengestellt. In allen drei Fällen gelingt die erste Temperatur-Messung ungefähr in 100 km Höhe und ergibt rund 1000°K , um dann auf rund 2000°K in 170 km Höhe anzusteigen.

Aufstieg 1 (Abb. 10) zeigt eine starke Streuung der Meßpunkte im Apogäum und verschiedene Werte für den Auf- und Abstieg; letztere sind bei 100 km Höhe wenigstens 400°K größer. (Die experimentelle Unsicherheit ist höchstens 100°K). Wir glauben, daß während dieses Aufstiegs die Ionosphäre sehr heterogen war, so daß die Rakete im Abstieg ein Gebiet anderen Zustandes durchfuhr. Dementsprechend finden wir auch für die Ionentrift starke Veränderungen, wie weiter unten gezeigt wird.

Aufstieg 2 (Abb. 11) zeigt im Höhenbereich von 100 bis 130 km ein Temperaturminimum von 500°K bei 120 km Höhe; das ist exakt die Höhe, für die unsere Triftmessungen maximalen Strom im AEJ anzeigen. In den beiden anderen Aufstiegen ist diese Minimum ebenfalls angedeutet, jedoch weniger ausgeprägt.

Aufstieg 3 (Abb. 12) gibt Temperaturen, welche gerade zwischen den beiden Aufstiegen liegen. Der mittlere Temperaturanstieg ist geringer ($10^\circ/\text{km}$) für Rakete 3 und den Abstieg von Rakete 1 als für Flug 2 und den Aufstieg von Rakete 1 ($15^\circ/\text{km}$).

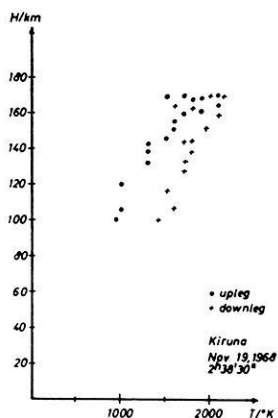


Abb. 10: Elektronentemperatur, gemessen mit Rakete 1.

Measured electron temperature for rocket 1. Descent values higher than those of ascent.

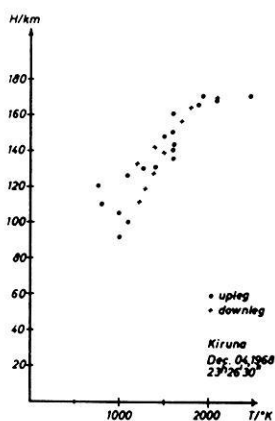


Abb. 11: Elektronentemperatur, gemessen mit Rakete 2.

Measured electron temperature for rocket 2. Note minimum at altitude of AEJ (120 km) observed at ascent.

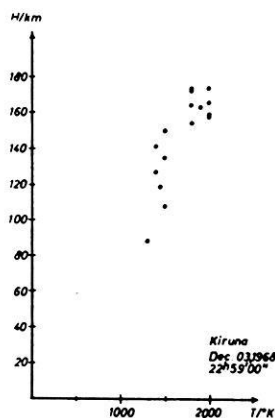


Abb. 12: Elektronentemperatur, gemessen mit Rakete 3.

Measured electron temperature for rocket 3 (upleg only, telemetry broke down during downleg).

Im Vergleich mit den magnetischen Bodenbeobachtungen [HEINRICH et al. 1970] und unseren Triftmessungen, die später beschrieben werden, haben wir demnach dann einen großen vertikalen Gradienten der Elektronentemperatur T_e , wenn der Strom im AEJ groß ist, und umgekehrt. Die Elektronentemperatur scheint durch den Aufbau eines AEJ erniedrigt zu werden; dabei tritt die größte Temperaturerniedrigung in der gleichen Höhe auf, in der die Beobachtung der Ionen-Triftgeschwindigkeit das Strommaximum ergibt. Dies erklärt auch den starken Temperaturanstieg beim Abstieg in Abb. 10, da sowohl die magnetischen als auch die Triftmessungen eine geringere Stromdichte im Abstieg zeigen.

Für unsere späteren Überlegungen ist die Ionentemperatur ebenfalls von Wichtigkeit. Da aber die thermische Ionengeschwindigkeit in der gleichen Größenordnung liegt wie die Raketengeschwindigkeit, ist die Temperaturbestimmung ziemlich schwierig. Lediglich im Apogäum, wo die Raketengeschwindigkeit in der (vertikalen) z -Richtung klein ist, konnten wir die Ionentemperatur bestimmen. Für Flug 1 erhielten wir etwa 1000°K und für Flug 2 etwa 1100°K in 170 km Höhe.

2.3 Messung der Ionen-Triftgeschwindigkeit

Wir können unser oben beschriebenes Meßinstrument, den GSA, auch zur Untersuchung der Ionen-Triftgeschwindigkeit benutzen. Dabei gehen wir von der Vorstellung aus, daß die Rakete selbst gegenüber dem Ionengas Überschallgeschwindigkeit hat, also ein Hindernis in einer hypersonischen Plasmaströmung darstellt und deshalb einen Bereich verminderter Ionendichte (Schweif; englisch = wake = Kielwasser) hinter sich herzieht. Hat man außer der im wesentlichen vertikalen Bewegung der Rakete noch eine horizontale Trift des Plasmas, so entsteht auch in der xy -Ebene ein Schweif-Effekt, d. h. um die Rakete herum in dieser Ebene. (Die reine z -Bewegung verursacht dagegen keine Störung in der xy -Ebene). Der Sensor, an einem kurzen Ausleger befestigt, schaut in z -Richtung und rotiert mit dem Spin der Rakete um die Raketenachse. Da unser Sensor auf der Rakete als Bezugssystem den Teilchenfluß im Zeitverlauf, also in Abhängigkeit des Drehwinkels, laufend mißt, sollte eine Störung der Zentralsymmetrie in der xy -Ebene im zeitlichen Stromverlauf zu erkennen sein. Sofern die Störung bis zum Ende des Auslegers reicht, wird jede Plasmabewegung in dieser Ebene eine Strommodulation im Takt der Spinfrequenz erzeugen. Das Strommaximum erscheint im Azimuth des ankommenden Ionenstroms, das Minimum auf der gegenüberliegenden Seite im „Schatten“ der Rakete. Diese Modulation erscheint in der Tat sehr deutlich bei allen drei Aufstiegen.

Abb. 13 zeigt eine Registrierung während der Betriebsart „Ionenmode“. Es wurde eine zeitlich treppenförmige abnehmende Gegenspannung angelegt; der mittlere Ionenstrom nimmt daher zu. Dem Strom überlagert ist eine kräftige Modulation, deren Frequenz genau mit der Spinfrequenz übereinstimmt, wie sie durch die Magnetometer-Aufzeichnung (dritte Spur in Abb. 13) gemessen wurde. Einige vorläufige Meßergebnisse dazu haben wir bereits früher beschrieben [RAWER und SPENNER 1969].

Ähnliche Effekte mit LANGMUIR-Proben sind von verschiedenen Autoren angegeben worden, ohne daß jedoch die gemessene Modulation als Ionentrift interpretiert worden wäre.

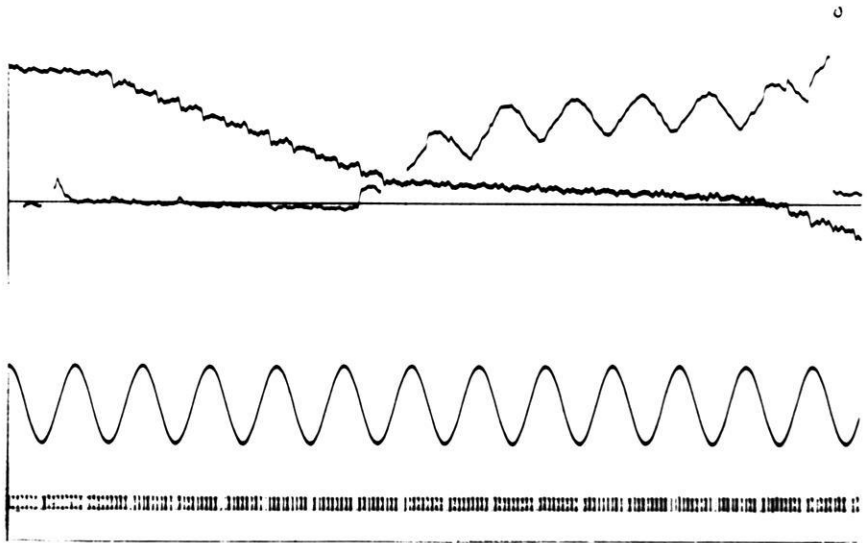


Abb. 13: Registrierung für einen Ionen-Meßmode. Spur 1 (links von oben) zeigt die treppenförmige Gegenspannung mit Fein- und Grobschritten, Spur 2 das modulierte Ionenstrom-Signal, Spur 3 das Magnetometer-Signal zur Phasenbestimmung der Strommodulation, Spur 4 den Zeit-Kode (Rakete 1, 120 km Höhe).

Record obtained for an ion measuring mode, i.e. with a retarding potential going to negative values. Trace 1 shows the staircase like retarding potential with rough and fine stepping. Trace 2 is the ion current which is zero at first, begins to increase in the middle of the time scale and reaches its maximum at right. Superposed to this general increase, a strong modulation occurs. Its frequency exactly equals the spin frequency as is seen from trace 3, the magnetometer output (x -component). Phase comparison between both traces allows to determine the ion flux direction (as seen from the rocket). The modulation depth is used to compute the ion flux intensity. Trace 4 is the time code (rocket 1, altitude 120 km).

2.3.1 Theoretische Grundlagen

Für eine qualitative Untersuchung des modulierten Stromes teilen wir die xy -Ebene um die Rakete in zwei Zonen. Die erste Zone ist die sogenannte Plasmahaut; sie umgibt die Rakete allseitig als eine Schicht positiver Raumladung nahe der Raketenhaut, in der das stark negative Potential allmählich zum ungestörten Raumpotential abfällt. Die positiven Ionen, die diese Zone treffen, werden durch das elektrische Feld in der Plasmahaut der Rakete angezogen. In der zweiten Zone

ist das elektrische Feld bereits so weit abgeschirmt, daß die thermischen Ionen auf ihrem Weg nicht mehr wesentlich gestört werden. In dieser feldfreien Zone läßt sich die thermische Ionendichte näherungsweise aus geometrischen Überlegungen berechnen unter der Voraussetzung, daß innerhalb eines bestimmten Winkels φ keine Ionen den gegebenen Punkt A im Abstand l von der Rakete erreichen können (Abb. 14). Diese vereinfachenden Überlegungen gelten nur für nicht allzu große Störungen, für verhältnismäßig kleine Machzahl und für genügend große freie Weglängen.

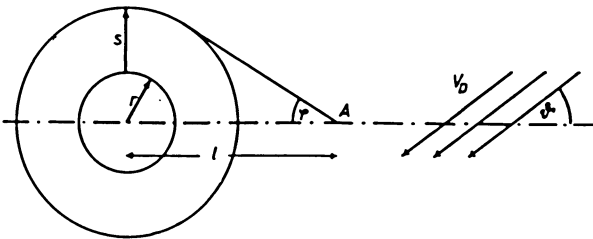


Abb. 14: Zur Berechnung der Ionenstrommodulation in Abhängigkeit von der Triftgeschwindigkeit benutztes Modell.

Model used for computation of the ion current modulation due to wake effects in the xy -plane of the spinning rocket with radius r . The retarding potential analyzer A is supposed to be at radial distance l ; s is the effective thickness of the sheath. The plasma velocity projection into the xy -plane is v_D with azimuth ϑ .

Wir setzen also folgende Bedingungen voraus:

$$l_f > l; r_B \gg l; L_R \gg l$$

l_f mittlere freie Weglänge; r_B Gyroradius der Ionen, L_R Länge der Rakete oberhalb und unterhalb der xy -Ebene, r Raketenradius, s Schichtdicke (die erste Bedingung ist oberhalb von 110 km Höhe erfüllt, die beiden anderen Bedingungen waren im vorliegenden Fall ebenfalls weitgehend erfüllt).

Für die positive Ionendichte gilt dann bei MAXWELL-Verteilung der Temperatur T_i :

$$n_A = n_0 \left\{ 1 - \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{\alpha}{v_D \cos \vartheta}} \operatorname{erf}(x \operatorname{tg} \varphi) \exp(-x^2) dx \right\} \quad (2.1)$$

$$\alpha = \sqrt{\frac{2kT_i}{m}}; \quad \sin \varphi = \frac{r+s}{l}$$

- α = mittlere thermische Ionengeschwindigkeit; T_i Iontemperatur;
- k = BOLTZMANN-Konstante; m = mittlere Ionenmasse;
- n_0 = ungestörte Ionendichte; ϑ = Einfallswinkel der Triftströmung;
- v_D = Triftgeschwindigkeit.

Der Strom auf einem planaren GSA am Punkt A ist dann:

$$I = I_0 \left\{ 1 - \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{v_D}{\alpha} \cos \vartheta} \operatorname{erf}(x \operatorname{tg} \varphi) \exp(-x^2) dx \right\}^2 \quad (2.2)$$

I_0 Strom ohne Störung durch die Rakete.

Die entsprechende Modulation M ist:

$$M = \frac{I_{\text{Max}} - I_{\text{Min}}}{(I_{\text{Max}} + I_{\text{Min}})/2} = \frac{\frac{4}{\sqrt{\pi}} \int_0^{v_D/\alpha} \operatorname{erf}(x \operatorname{tg} \varphi) \exp(-x^2) dx}{\left(1 - \frac{\varphi}{\pi}\right)^2 + \left(\frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^{v_D/\alpha} \operatorname{erf}(x \operatorname{tg} \varphi) \exp(-x^2) dx\right)^2} \quad (2.3)$$

Bestimmen wir die Azimuth-Werte, bei denen die Extrema des Stroms auftreten, so haben wir die Strömungsrichtung bestimmt, die Modulation M ergibt dann das Verhältnis v_D/α , sofern man den Winkel φ kennt.

2.3.2 Datenanalyse

Modulation und Einfallswinkel wurden für Aufstieg 1 und 2 berechnet. Bei der Analyse des Ionenstroms wurden je drei Spinperioden zusammengefaßt. Die damit verbundene Verschlechterung der Höhengauflösung wird durch die Verbesserung der Winkelauflösung mehr als aufgewogen. Unter der Voraussetzung eines gegebenen Schirmwinkels φ erhalten wir das relative Geschwindigkeitsverhältnis und daraus eine x -Komponente nach magnetisch Norden und eine y -Komponente nach magnetisch Osten (Wir benutzen dabei ein Bezugssystem, das zwar die Translation, nicht aber die Rotation der Rakete mitmacht). Zur Berechnung von α benötigen wir die Iontemperatur, welche nicht während des ganzen Fluges gemessen werden konnte. So gingen wir von der Annahme aus, daß die Temperatur bei 80 km 300°K beträgt (Cira 65: Model 5, 00 h) und linear ansteigt zu 1000°K in 170 km Höhe entsprechend den GSA-Ergebnissen. Geringe Änderungen von T_1 ändern α kaum, so daß die Unsicherheit in α sicher klein ist.

Um nun die Triftgeschwindigkeit im erdbezogenen System zu erhalten, muß die Plasmaströmung, die durch die Raketenbewegung verursacht wird, abgezogen werden. Diese ist umgekehrt gleich der senkrecht zur Raketenachse vorhandenen Geschwindigkeitskomponente. Sie setzt sich aus einem höhenunabhängigem horizontalen Geschwindigkeitsanteil der Rakete und aus einem mit der Höhe abnehmenden vertikalen Geschwindigkeitsanteil zusammen. Beide sind noch durch die Nutation moduliert. Diese Anströmung ist in Abb. 15 und 16 dargestellt (durchgezogene Linie). Bei der Berechnung der Lagedaten der Raketen wurde dabei die Annahme getroffen,

daß die Achse des Nutationskegels in der Bahnebene liegt, da die Lagedaten leider unvollständig sind. Vergleicht man nun die von der Rakete stammende Anströmung mit der gemessenen Triftgeschwindigkeit (punktierter Kurve in Abb. 15 und 16), so sieht man deutlich, daß der Triftgeschwindigkeit der Einfluß der Raketengeschwindigkeit überlagert ist.

Nun ist noch der Winkel φ in Gleichung (2.3) solange zu variieren, bis die Meßpunkte mit der von der Nutation verursachten Modulation am besten übereinstimmen.

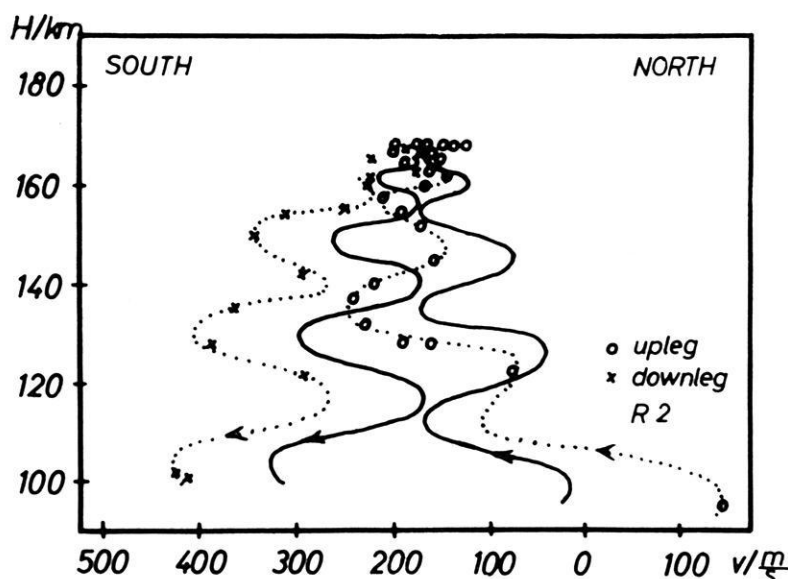


Abb. 15: Relative Ionen-Geschwindigkeit in der x -Richtung (N.-S.) (gepunktet) und entsprechende Anströmgeschwindigkeit, die durch die Raketenbewegung verursacht wird (ausgezogene Kurve) für Rakete 2.

Relative ion velocity component, dotted curve, in x -direction (N.-S.) and the corresponding plasma velocity of flow caused by the velocity component of the rocket 2; (full curve). The relative ion velocity was derived from the ion current modulation measured with the retarding potential analyzer.

Diese Variationsmethode ist recht empfindlich und ergab eine effektive Schichtdicke von 25 cm bei einer negativen Aufladung der Rakete von etwa 2 V. Dies bedeutet, daß in dieser Entfernung der Einfluß des negativen Raketenpotentials auf die thermischen Ionen im Mittel verschwindet. Die Ionentrift-Geschwindigkeit im erdbezogenen System erhält man durch Subtraktion der Anströmung durch die Raketenbewegung vom Meßwert. Das Ergebnis ist in Abb. 17 und 18 dargestellt.

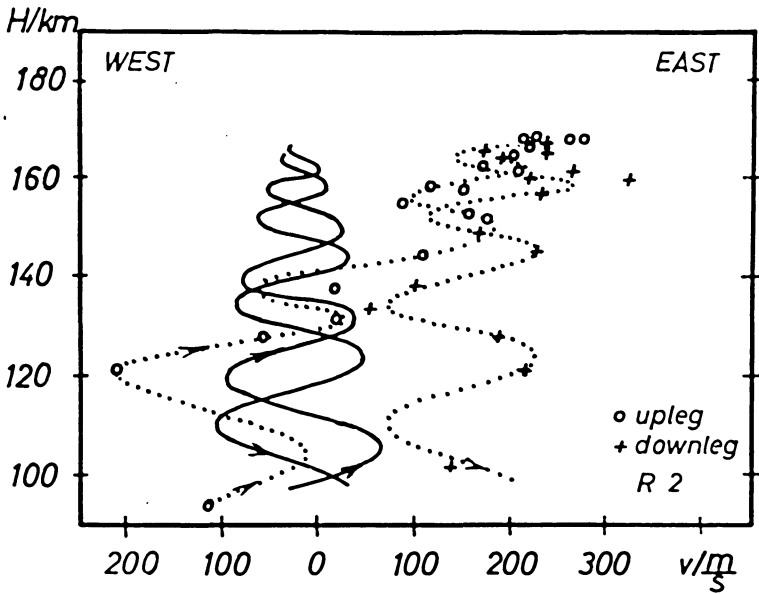


Abb. 16: Relative Ionen-Geschwindigkeit in der y -Richtung (E.-W.) (gepunktet) und entsprechende Anströmgeschwindigkeit, die durch die Raketenbewegung verursacht wird (ausgezogene Kurve) für Rakete 2.

Relative ion velocity component, dotted curve, in y -direction (E.W.) and the corresponding plasma velocity of flow caused by the velocity component of rocket 2, full curve. The relative ion velocity was derived from the ion current modulation measured with the retarding potential analyzer.

Für Aufstieg 1 wurde die gleiche Schichtdicke wie bei Aufstieg 2 angenommen, da eine neuerliche Überprüfung nicht möglich war. Die Rakete flog nach den Magnetometerdaten ohne nennenswerte Nutation, deshalb trat hier auch keine höhenabhängige zusätzliche Modulation auf. Die Raketenachse stand im Flug nahezu vertikal, und so war nur eine Korrektur um die konstante Horizontalgeschwindigkeit der Rakete erforderlich. Die Ergebnisse sind in Abb. 19 und 20 dargestellt.

Die Fluglage der dritten Rakete war für die Triftmessung sehr ungünstig, da der Winkel zwischen Flugvektor und Raketenachse sehr groß war (etwa 10°). Die Rakete verursachte so durch ihre eigene Geschwindigkeit eine starke Modulation. Zusammen mit dem Ionenwind war die gemessene Modulation so stark, daß das Elektrometer in jedem Spinzyklus zweimal den Bereich umschaltete (mehr als 12 Schaltungen/sec). Die Schaltzeit des Elektrometers war nicht kurz genug, um trotzdem Phase und Modulation mit der notwendigen Genauigkeit zu bestimmen.

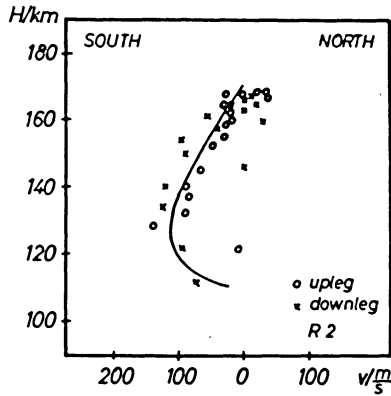


Abb. 17: Ionen-Triftgeschwindigkeit: Nord-Süd-Komponente für Rakete 2.

Ion drift velocity: North-South component for rocket 2.

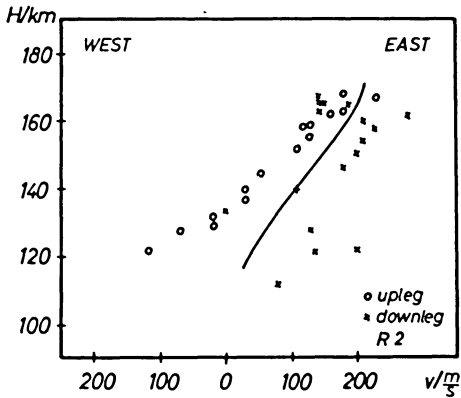


Abb. 18: Ionen-Triftgeschwindigkeit: Ost-West-Komponente für Rakete 2.

Ion drift velocity: East-West component for rocket 2.

Betrachten wir nun die Ergebnisse des Aufstiegs 2 (Abb. 17 und 18), so finden wir eine Ionengeschwindigkeit von etwa 110 m/s im Bereich von 120–140 km nach Süden und eine nach Osten gerichtete Geschwindigkeit, die mit der Höhe zunimmt. Eine große Differenz besteht zwischen Auf- und Abstieg. Wir sind jedoch nicht sicher, daß es sich hier um einen realen Unterschied handelt, denn die Fluglage der Rakete

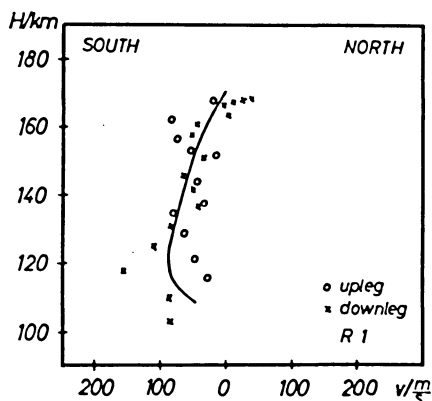


Abb. 19: Ionen-Triftgeschwindigkeit: Nord-Süd-Komponente für Rakete 1.

Ion drift velocity: North-South component for rocket 1.

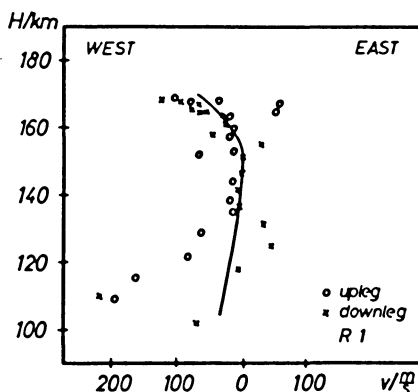


Abb. 20: Ionen-Triftgeschwindigkeit: Ost-West-Komponente für Rakete 1.

Ion drift velocity: East-West component for rocket 1.

geht sehr stark in die Korrektur ein. Wenn die Achse des Nutationskegels um 3° nach Westen geneigt gewesen wäre, würden die Auf- und Abstiegsdaten nahezu zusammentreffen. Wegen des Fehlens genauer Lagedaten wird deshalb stets der Mittelwert aus den Aus- und Abstiegsdaten der gleichen Höhe gebildet (ausgezogene Kurve). Dadurch wird die Unsicherheit der Lagemessung eliminiert. Man erhält jedoch nur noch Mittelwerte aus Auf- und Abstieg.

Aufstieg 1 gibt eine etwas geringere Geschwindigkeit in Südrichtung als Aufstieg 2 (Abb. 19). Jedoch in Ost-West-Richtung finden wir eine westwärts gerichtete Bewegung im Gegensatz zu Aufstieg 2 (Abb. 20). Außerdem erscheinen hier sehr erhebliche Variationen in beiden Richtungen, besonders im Höhenbereich bei 120 km, die eine sehr gestörte Ionosphäre vermuten lassen.

Nimmt man an, daß die Trift durch ein elektrisches Feld hervorgerufen sei, so läßt sich aus dem gemessenen Ionen-Triftprofil das elektrische Feld berechnen unter der Annahme, daß andere Kräfte die Ionenbewegung nicht wesentlich beeinflussen. Es ist allerdings anzunehmen, daß in dem beobachteten Höhenbereich neutrale Winde auftreten. In diesem Fall sind unsere Berechnungen zu korrigieren. Da aber die Winde unbekannt sind, werden wir unsere Ergebnisse mit denen der Magnetometer überprüfen. Wesentliche Unterschiede der beiden unabhängigen Meßergebnisse wären ein Anzeichen für einen neutralen Wind.

Das elektrische Feld ist gegeben durch

$$E = n_0 e S^{-1} v_D \quad (2.4)$$

S Leitfähigkeitstensor (Komponenten $\sigma \dots$); E Elektrische Feldstärke.

Unter der Annahme, daß (wegen der hohen Leitfähigkeit in dieser Richtung) längs der magnetischen Feldlinien kein elektrisches Feld vorhanden ist, kann man das elektrische Feld durch die Ionentrift folgendermaßen ausdrücken:

$$E_x = \frac{n_0 e}{\sigma_{xx}^i} \frac{v_x - \frac{1}{a_2} v_y}{a_1 + \frac{1}{a_2}}; \quad E_y = \frac{n_0 e}{\sigma_{yx}^i} \frac{v_x + \frac{1}{a_1} v_y}{a_1 + \frac{1}{a_2}} \quad (2.5)$$

$$\frac{\sigma_{yx}^i}{\sigma_{xx}^i} = a_1; \quad \frac{\sigma_{yy}^i}{\sigma_{xx}^i} = a_2; \quad \sigma_{yx}^i = \frac{\sigma_H^i}{\sin \psi}; \quad \sigma_{xx}^i = \frac{\sigma_P^i}{\sin^2 \psi}$$

ψ Inklinationswinkel, σ_H HALL-Leitfähigkeit

σ_P PEDERSEN-Leitfähigkeit (Die Leitfähigkeiten wurden von R. KIST berechnet).

Die errechneten Ergebnisse für das elektrische Feld von Aufstieg 2 sind in Abb. 21 dargestellt. In Ost-West-Richtung nimmt das elektrische Feld mit der Höhe langsam zu. In Nord-Süd-Richtung finden wir ein Maximum bei 120 km. Dieser Feldverlauf läßt sich zusammensetzen aus einem mit der Höhe zunehmenden Feld (wie wir es in Ost-West-Richtung gefunden haben) und einem starken zusätzlichen Feld im Höhen-

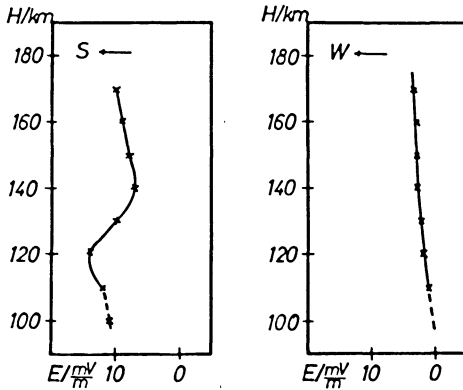


Abb. 21: Profil des elektrischen Feldes (links N.-S., rechts E.-W.-Komponente), errechnet aus der Ionen-Trift für Rakete 2.

Profile of computed electric field (NS-component at left, EW-component at right hand) for rocket 2. The profile has been obtained with equations (2.4) and (2.5) using electron density values observed by R. KIST at the computation of the different conductivity expressions. Neutral wind influence has not been admitted.

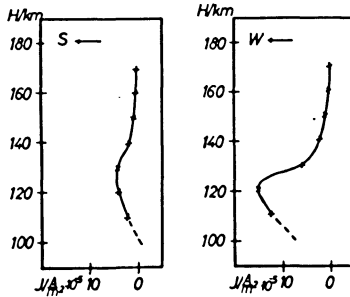


Abb. 22: Das dem elektrischen Feld der Abb. 21 entsprechende Stromprofil (Rakete 2).

Profile of total current as computed by equation (2.6) from the electric field shown in Fig. 21 (rocket 2).

bereich um 120 km. Abb. 22 zeigt die dem elektrischen Feld entsprechenden Stromdichten nach der Gleichung

$$\begin{aligned} J_x &= \sigma_{xx} E_x - \sigma_{11} E_y; \\ J_y &= \sigma_{xy} E_x + \sigma_p E_y. \end{aligned} \quad (2.6)$$

Die in Abb. 22 angegebenen Stromwerte wurden also aus der errechneten Ionen-trift einerseits und der von R. KIST gemessenen Elektronendichte andererseits erhalten (die zur Berechnung der Leitfähigkeit benutzt wurde).

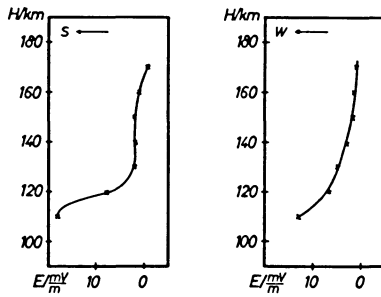


Abb. 23: Profil des elektrischen Feldes (links N.-S., rechts E.-W.-Komponente), berechnet aus der Ionentrift (Rakete 1).

Profile of computed electric field (NS-component at left, EW-component at right hand) for rocket 1. The profile has been obtained with equations (2.4) and (2.5) using electron density values observed by R. KIST at the computation of the different conductivity expressions. Neutral wind influence has not been admitted.

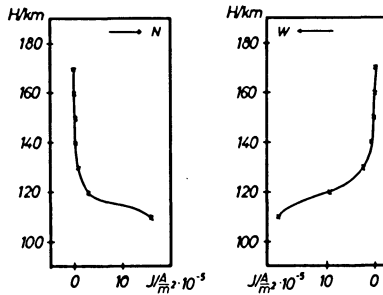


Abb. 24: Das dem elektrischen Feld der Abb. 23 entsprechende Stromprofil (Rakete 1).

Profile of total current as computed by equation (2.6) from the electric field shown in Fig. 23 (rocket 1).

Wir finden ein ausgeprägtes Strommaximum in 120 km Höhe mit

$$J_x = -0,4 \cdot 10^{-5} \frac{A}{m^2} \quad \text{und} \quad J_y = -1,5 \cdot 10^{-5} \frac{A}{m^2}$$

für Aufstieg 2.

Der höhenintegrierte Strom zwischen 170 km und 110 km hat eine Südkomponente von $0,13 \text{ Am}^{-1}$ und eine Westkomponente von $0,36 \text{ Am}^{-1}$.

Der totale höhenintegrierte Strom wurde durch Interpolation mit

$$J_x = -0,12 \frac{A}{m} \quad \text{und} \quad J_y = -0,45 \frac{A}{m}$$

(vgl. punktierte Linie in Abb. 14 und 15) geschätzt. Dieses Ergebnis stimmt gut mit den Magnetometerbeobachtungen überein [HEINRICH et al. 1970].

Abb. 23 zeigt die Ergebnisse für das elektrische Feld in Aufstieg 1 und die entsprechenden Ströme in Abb. 24. Der höhenintegrierte Strom zwischen 170 km und 110 km Höhe hat eine Nordkomponente von $0,14 \text{ Am}^{-1}$ und eine Westkomponente von $+0,32 \text{ Am}^{-1}$. Dies ist etwa 20% weniger als in Aufstieg 2.

Im Vergleich zu den Magnetometerdaten [HEINRICH et al. 1970] finden wir, daß der interpolierte höhenintegrierte Strom J_y in Westrichtung und auch der Gesamtbetrag übereinstimmen. Jedoch die Richtung der Nord-Süd-Komponente entspricht nicht der aus den Magnetometerdaten erschlossenen. Diese Diskrepanz könnte eine neutrale Windgeschwindigkeit von etwa 60 m/s nach Westen erklären. Außerdem muß man starke lokale Störungen des elektrischen Feldes in der Nordlichtzone erwarten, wie sie auch bei Messungen mittels Ionenwolken gefunden wurden [FÖPPL et al. 1968; WESCOTT et al. 1969]. Hierüber geben die Magnetometerdaten keine Aufschlüsse, da sie über lokale Störungen innerhalb kurzer Entfernungen keine eindeutigen Aussagen erlauben. Bei der Beurteilung aller Höhenprofile ist zu berücksichtigen, daß diese als Mittelwerte über örtlich und zeitlich verschiedene Meßpunkte erhalten wurden und so keinen echten Höhenschnitt darstellen.

2.4 Folgerungen

Das aus den Ionentriftmessungen erschlossene Stromprofil zeigt in beiden Anstiegen ein ausgeprägtes Maximum im 100 ... 130 km Höhenbereich, das im wesentlichen der HALLstrom eines nach Süden gerichteten elektrischen Feldes ist. Dies entspricht beim Aufstieg 2 weitgehend einer Modellrechnung für den AEJ von BOSTRÖM [1964]. Dort wird einmal angenommen, daß der AEJ in etwa 120 km Höhe der HALLstrom eines primär nach Süden gerichteten elektrischen Feldes ist (2. Modell n. [BOSTRÖM 1964]). Zusätzlich finden wir aber ein schwächeres elektrisches Feld auch in Ost-Westrichtung. Dessen HALLstrom sollte dann ein nach Süden gerichtetes Polarisationsfeld erzeugen, das ebenfalls zum AEJ beiträgt (1. Modell n. [BOSTRÖM 1964]). In Aufstieg 2 (Fig. 21) finden wir tatsächlich im 120 km Bereich ein ausgeprägtes E-Feld maximum, das als Polarisationsfeld erklärt werden könnte. So liegt es nahe zu vermuten, daß in diesem Fall der AEJ durch eine Kombination beider Modellvorstellungen erklärt wird. Wie verschieden jedoch die elektrischen Felder in den einzelnen Ereignissen sein können, zeigt der Aufstieg 1, der zu einem ganz anderen Feldverlauf führt.

Hier wird vermutet, daß die Ionosphäre besonders inhomogen war und daß eventuell der Einfluß eines Neutralwindes zu verfälschten Resultaten bei der Feldberechnung geführt hat.

Danksagung

Wir danken Prof. KERTZ und Dr. SIEMANN für die Anregung zu diesem Forschungsprojekt sowie für dessen organisatorische Durchführung.

Dem Bundesministerium für Bildung und Wissenschaft danken wir für die Förderung dieses interessanten Projektes.

Wir danken vielmals Herrn Prof. RAWER für wertvolle Hinweise bei der Durchsicht des Manuskripts.

Besonderer Dank gebührt Herrn W. OTT, der die Impedanzsonde gebaut und während der Schußkampagne auf ESRANGE/KIRUNA betreut hat.

Literatur

- BOSTRÖM, R.: A model of the Auroral Electrojets. *J. Geophys. Res.* 69, 4983—4999, 1964
- FÖPPL, H., C. HAERENDEL, L. HASER, R. LÜST, F. MELZNER, B. MEYER, H. NEUSS, J.-H. RABBen, E. RIEGER, J. STÖCKER und W. STOFFREGEN: Preliminary Results of Electric Field Measurements in the Auroral Zone. *J. Geophys. Res.* 73, 21—26, 1968
- DALGARNO, A.: Ambipolar Diffusion in the F2-Layer. *J. Atmospheric Terrest. Phys.* 12, 219—220, 1958
- : Charged Particles in the Upper Atmosphere. *Ann. Geophys.* 17, 16—49, 1961
- HEINRICH, H.: Raketenmessungen in der Polarlichtzone mit einem Protonen-Magnetometer. GAMMA 6, Institut für Geophysik und Meteorologie der TU Braunschweig, 1969
- HEINRICH, H., D. REIMER, and H. SIEMANN: Investigation of the Auroral Electrojet. *Z. Geophys.* 36 (dieses Heft), 1970
- HINTEREGGER, H. E.: Combined Retarding Potential Analysis of Photoelectrons and Environmental Charged Particles up to 234 km. *Space Res.* I, 304—327, 1960
- JACOBS, K. G. and K. RAWER: Electron Density Measurements in the Ionosphere over the Sahara with a variable frequency Impedance Probe. *Space Res.* V, 706—718, 1965
- : Raketenmessungen mit einer Hochfrequenz-Impedanzsonde. *Jahrb. Wissensch. Ges. Luft- und Raumf.*, 378—384, 1966
- KIST, R.: Electronendichteprofile von Polarlichtschichten, gemessen mit ESRO-Raketen in Kiruna, BMBW-Forschungsbericht W 69-12, 1969
- NICOLET, M.: The Collision Frequency of Electrons in the Ionosphere. *J. Atmospheric Terrest. Phys.* 3, 200—211, 1953
- PHELPS, A. V. and J. K. PACK: Electron Collision Frequencies in Nitrogen and in the lower Ionosphere. *Phys. Rev. Lett.* 3, 340—342, 1959
- PIGGOTT, W. R. and E. V. THRANE: The Collision Frequency in the E- and D-regions of the Ionosphere. *J. Atmospheric Terrest. Phys.* 28, 721—737, 1966
- RAWER, K. und K. SPENNER: Detection of Plasma Drift with a Retarding Potential Analyzer. *Space Res.* IX, 1969 (in print)
- UNTIEDT, J.: Der äquatoriale Elektrojet — Stromsystem und Magnetfeld. GAMMA 2, Institut für Geophysik und Meteorologie der TU Braunschweig, 1968
- WESCOTT, E. M., J. D. STOLARIK and J. P. HEPNER: Electric Fields in the Vicinity of Auroral Forms from Motions of Barium Vapor Releases. *J. Geophys. Res.* 74, 3469—3487, 1969

Polarisationsmessungen an künstlichen Bariumwolken

Measurements of Polarization at Artificial Barium Clouds

Von G. F. MÖLLER und L. HASER, Garching¹⁾

Eingegangen am 10. April 1970

Zusammenfassung: Mit einem photoelektrischen Polarimeter, das mit rotierendem Analysator arbeitet, wird der Polarisationsgrad der Resonanzfluoreszenzstrahlung von Bariumwolken in der Hochatmosphäre gemessen. Es ergeben sich für die Resonanzlinie von Ba I $\lambda = 5535 \text{ \AA}$ ein Polarisationsgrad von $0,78 \pm 0,05$ und für die Linie $\lambda = 4554 \text{ \AA}$ von Ba II ein Polarisationsgrad von $0,33 \pm 0,05$. Der Aufbau und die Arbeitsweise des Gerätes werden beschrieben und die Meßergebnisse diskutiert.

Summary: The polarization of resonance radiation from barium clouds in the upper atmosphere is measured by a photoelectrical polarimeter with rotating analyzer. The construction of the polarimeter and a discussion of the results is given. One finds the degree of polarization to be $P = 0.78 \pm 0.05$ at a wavelength $\lambda = 5535 \text{ \AA}$ (resonance line of the neutral barium), and $P = 0.33 \pm 0.05$ at a wavelength of $\lambda = 4554 \text{ \AA}$ (resonance line of the ionized barium).

Einleitung

Am Institut für extraterrestrische Physik werden seit einigen Jahren Experimente mit künstlichen Bariumwolken in der hohen Atmosphäre gemacht [HAERENDEL, LÜST und RIEGER 1967; FÖPPL et al. 1967; HASER 1967]. In Höhen von über 130 km bis etwa 350 km wird bei einer chemischen Reaktion überschüssiges Barium verdampft. Durch das Sonnenlicht werden Ba-Atome zu Resonanzfluoreszenz angeregt und die Wolken sind dadurch vom Boden aus beobachtbar. Nach einer kurzen Phase schneller Expansion werden die Ba-Atome durch atmosphärische Moleküle abgebremst und diffundieren langsam auseinander. Im allgemeinen sind die Wolken anfänglich optisch dick und gehen nach einigen Sekunden in den optisch dünnen Zustand über. Zur Auswertung der fotografischen Aufnahmen in Hinblick auf die Gesamtteilchenzahl ist es aber wesentlich, den Zeitpunkt dieses Überganges möglichst genau zu kennen [LÜTJENS 1966]. Messungen der Polarisations-eigenschaften der Fluoreszenzstrahlung können hier Aufschluß bringen. Zu diesem Zweck wurde ein Polarimeter gebaut und der Polarisationsgrad der Resonanzlinie des neutralen Bariums bei $\lambda = 5535 \text{ \AA}$ und der kurzwelligen Linie des Resonanzdoublets des ionisierten Bariums bei $\lambda = 4554 \text{ \AA}$ gemessen.

¹⁾ Gerhard F. MÖLLER und Leo HASER, Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, Institut für extraterrestrische Physik, 8046 Garching.

Theorie

Um eine Übersicht über die zu erwartende Polarisation zu bekommen, beschränkt man sich auf folgendes Modell, das den Verhältnissen im Experiment angepaßt ist:

1. Resonanzstrahlung ohne Vielfachstreuung.
2. Rechter Winkel zwischen Beleuchtungsrichtung und Beobachtungsrichtung.
3. Dipolstrahlung.

Der Polarisationsgrad der Resonanzstreustrahlung ist unter diesen Voraussetzungen im wesentlichen von der Gesamtdrehimpulsquantenzahl J der Terme, zwischen denen der Übergang stattfindet, bestimmt [MITCHELL und ZEMANSKY 1934; FEOFILOV 1959]. In Korrekturen muß die Hyperfeinstruktur von Barium und ein äußeres Magnetfeld in Stärke und Richtung berücksichtigt werden. Die Voraussetzungen für dieses Modell waren beim Experiment in Kiruna recht gut erfüllt. Jede Wolke wird im Laufe der Zeit so verdünnt, daß keine Vielfachstreuung mehr stattfindet. Der Winkel zwischen Beleuchtungs- und Beobachtungsrichtung beträgt immer nahezu 90° , da die Experimente in der Abend- oder Morgendämmerung stattfinden. Die Forderung der Dipolstrahlung ist bei den betrachteten Linien erfüllt. Das Magnetfeld in Kiruna hat eine Stärke von 0,54 Gauß parallel zur Beobachtungsrichtung und damit eine depolarisierende Wirkung von 2,5%.

λ [Å]	Übergang	Polarisationsgrad
5535	$6s6p\ 1P^0_1 - 6s^2\ 1S_0$	0,84
4554	$6s^2S_{1/2} - 6p^2P^0_{3/2}$	0,37

Beschreibung des Instrumentes

Das Polarimeter arbeitet mit rotierendem Analysator. Die beim Durchgang von linear polarisiertem Licht auftretende Helligkeitsmodulation enthält die nötige Information um den Polarisationsgrad des eintreffenden Lichtes zu bestimmen. Der Polarisationsgrad ist definiert als $P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$ [BORN und WOLF 1959].

Die Umdrehungsfrequenz des rotierenden Polarisationsfilters, die maßgebend ist für die zeitliche Auflösung der Messung, beträgt 1,32 Sekunden. Der Öffnungswinkel ist so groß gewählt, daß die Bariumwolke in ihrer interessanten Phase ganz erfaßt wird, aber auch so eng, daß nicht zuviel störender Himmelshintergrund mitgemessen wird. Das Gesichtsfeld von 10° Durchmesser erscheint optimal. Das mit der doppelten Umdrehungsfrequenz des Analysators intensitätsmodulierte Licht fällt auf die Photokathode eines Sekundärelektronen-Vervielfachers, die zur Herabsetzung des thermischen Rauschens mit Hilfe eines Peltierelementes gekühlt ist.

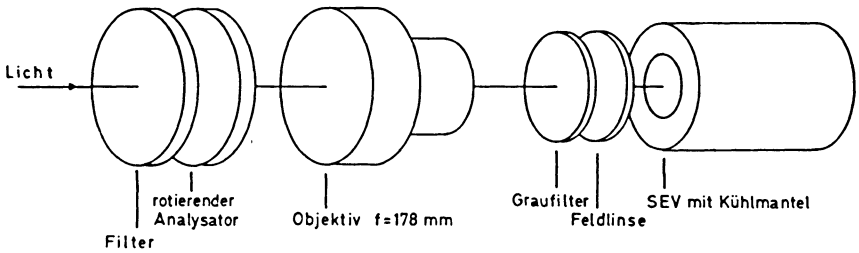


Abb. 1: Aufbau des Polarimeters.

Construction of the polarimeter.

Um eine gleichmäßige Ausleuchtung der Photokathode zu erreichen, wird die Objektivöffnung mit einer Feldlinse im Brennpunkt des Objektivs auf die Kathode abgebildet. Das Objektiv hat eine Brennweite von 178 mm, und ein Öffnungsverhältnis von 1:2,8 (Abb. 1). Für die vom SEV kommenden Impulse, die einzelne Photonen repräsentieren, wurde eine impulszählende Elektronik entwickelt. Die Impulse werden verstärkt, sobald sie einen einstellbaren Schwellwert übersteigen. Durch die Regelung dieses Wertes läßt sich die Empfindlichkeit des Gerätes verändern. Einschieben von Graufiltern erlaubt es, starke Helligkeitsunterschiede bei verschiedenen Experimenten ausgleichen zu können. Die verstärkten Impulse werden in drei dekadischen Untersetzerstufen wahlweise 1:10, 1:100 oder 1:1000 untersetzt. Gleichzeitig speisen sie einen Frequenz-Spannungswandler, an den zwei

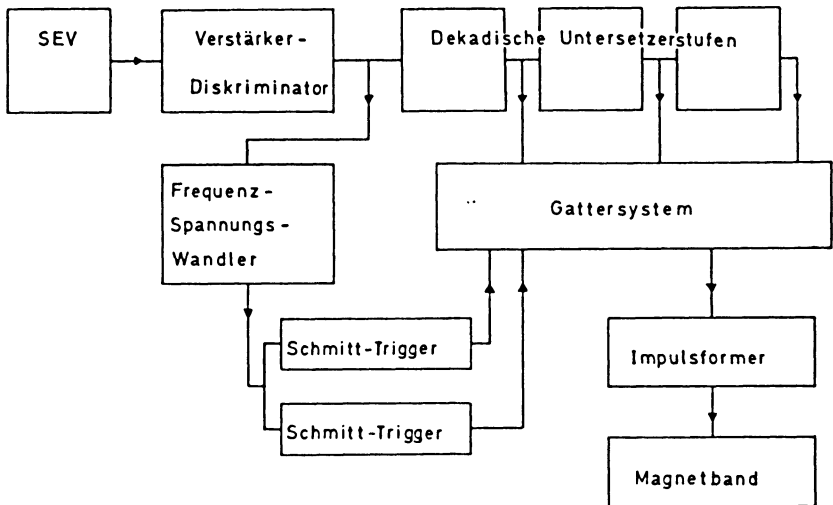


Abb. 2: Blockschaltbild der Impulsverarbeitenden Elektronik.

Bloc-diagram of the pulse-handling electronics.

Schmitt-Trigger mit verschiedenen hohen Eingangsschwellen gekoppelt sind. Je nach Impulsrate bzw. Spannung am Ausgang des Wandlers bildet der Zustand der Schmitt-Trigger drei logische Stufen (0,0), (0,1) und (1,1). Das dadurch angesteuerte Gattersystem bestimmt, welche der drei Untersetzungsstufen ausgelesen wird. Zur besseren Unterscheidbarkeit erhält jeder Impuls je nach der Untersetzungsstufe eine charakteristische Höhe. Schließlich wird die Impulsfolge auf Magnetband registriert. Auf einer anderen Spur des Bandes wird während der Messung ein Referenzsignal in Form eines scharfen Impulses bei jeder vollen Umdrehung des Polarisationsfilters aufgezeichnet (Abb. 2).

Das Abfragen der Meßergebnisse vom Band erfolgt am vorteilhaftesten mit einem Vielkanalanalysator, der als Multiscaler geschaltet ist. Um innerhalb einer Umdrehungsdauer des von 1,32 s eine \sin^2 -Modulation aufzulösen, wurde eine Zählzeit von 50 ms gewählt. Aus dieser Art der Registrierung erhält man alle 0,66 s je ein Maximum und ein Minimum der Intensität und damit je einen Wert für den Polarisationsgrad. Auf diese Art der Auswertung geht die Abb. 3 zurück. Wegen der statistischen Fehler wäre es an sich wünschenswert, längere Zählzeiten zu verwenden. Wegen der nötigen zeitlichen Auflösung ist dies jedoch nicht möglich. Durch phasengerechte Überlagerung der Zeitintervalle kann man beliebig viele Perioden erfassen. Über eine Verzögerungsleitung wird ein Gatter mit einer bestimmten Phasenverschiebung gegenüber dem 0° -Referenzimpuls für 50 ms geöffnet, und nur während dieser Zeit werden die registrierten Impulse vom Band gezählt. Die Länge der Verzögerung wird nun variiert, und so eine ganze Periode mit 50 ms-Intervallen überdeckt. Diese Methode ist aber nur anwendbar, wenn sich die Intensität und der Polarisationsgrad nur langsam mit der Zeit ändern. Dies ist bei der Strahlung der ionisierten Wolke der Fall (Abb. 4), während sich bei der neutralen Wolke die Intensität für dieses Verfahren zu schnell ändert.

Meßergebnisse

Beim Einsatz des Gerätes zur Messung des Polarisationsgrades der von Bariumwolken ausgesandten Strahlung am 20. März 1968 in Kiruna/Schweden ergab sich folgendes Verhalten (Abb. 3). In der Anfangsphase der neutralen Wolke steigt der Polarisationsgrad der Linie $\lambda = 5535 \text{ \AA}$ an, und zwar von 0,65 bei 15 s bis auf 0,78 ... 0,05 bei 70 s nach Verdampfung. Er bleibt dann nahezu konstant, bis er bei 95 s nach Verdampfung etwa 20% absinkt, um danach wieder anzusteigen.

Der geringe Polarisationsgrad in den ersten 50 s nach Verdampfung läßt sich dahingehend interpretieren, daß bei großer optischer Dicke infolge von Mehrfachstreuung in der Wolke eine Depolarisation auftritt. Die Ausdehnung der Wolke und die Abnahme der Zahl der neutralen Teilchen durch Ionisation bewirkt nun, daß ein immer größerer Teil der Strahlung durch Einfachstreuung von Sonnenlicht direkt zum Beobachter gelangt. Im optisch dünnen Fall findet keine Mehrfachstreuung mehr statt und der Polarisationsgrad bleibt konstant. Die quantitative Erfassung

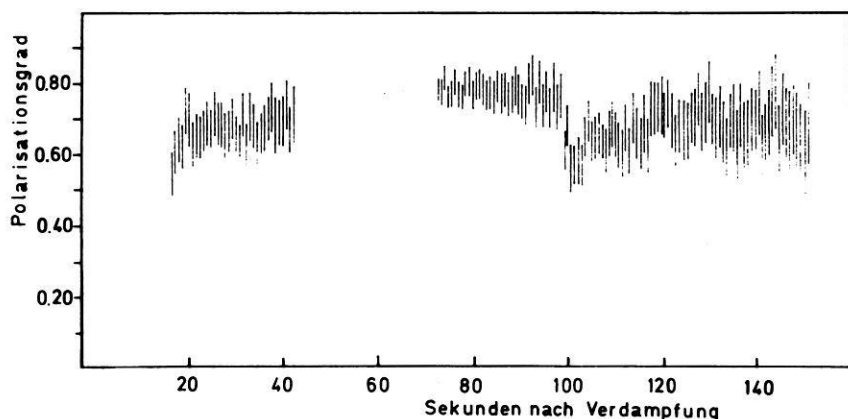


Abb. 3: Zeitliches Verhalten der in der Linie $\lambda = 5535 \text{ \AA}$ gemessenen Polarisation.

Time dependence of the polarization at $\lambda = 5535 \text{ \AA}$.

dieser Vorgänge erfordert eine Bearbeitung des Strahlungstransportes in der Wolke [DRAPATZ 1970].

92 s nach Verdampfung wird eine neue im Anfang optisch dicke Wolke erzeugt, die ebenfalls im Blickfeld des Polarimeters liegt. Der Anteil an unpolarisierter Strahlung nimmt zu, die gemessene Gesamtpolarisation sinkt. Auch die zweite Wolke wird schließlich durch Ausdehnung und Abnahme der Teilchenzahl optisch dünn, und die Polarisation nimmt wieder zu. Aus diesen Messungen ergibt sich, daß die

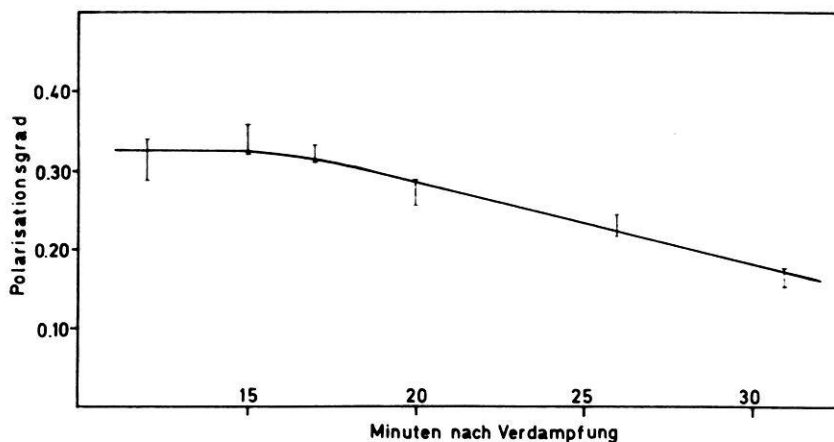


Abb. 4: Zeitliches Verhalten der in der Linie $\lambda = 4554 \text{ \AA}$ gemessenen Polarisation.

Time dependence of the polarization at $\lambda = 4554 \text{ \AA}$.

Polarisation sehr gut den Zeitpunkt für den Übergang von optisch dicker zu optisch dünner Wolke liefert. Bisher war die von der sphärischen Symmetrie abweichende Form der Wolken der einzige Hinweis für optische Dicke. Nach der Auswertung der photographischen Aufnahme erreicht diese Wolke ihre Kugelgestalt im Bereich von etwa 70 s bis 80 s nach Verdampfung, in guter Übereinstimmung mit dem hier gefundenem Zeitpunkt.

Auch für die Linie $\lambda = 4554 \text{ \AA}$ der ionisierten Wolke stimmt der gemessene Polarisationsgrad innerhalb der Fehlergrenzen mit dem theoretisch zu erwartenden Wert überein; er liegt bei $0,33 \pm 0,05$ (Abb. 4). Für spätere Zeiten etwa von 17 Minuten nach Verdampfung an wird eine Abnahme der Polarisation beobachtet. Eine mögliche Erklärung hierfür ist, daß zu dieser Zeit die Gesamthelligkeit abgesunken und somit der Einfluß des unpolarisierten Hintergrundes zu merken ist. Dagegen spricht aber, daß parallel gelaufene Messungen der Linie $\lambda = 4934 \text{ \AA}$, der anderen Komponente des Dubletts, zeigen, daß diese bis zur 20. Minute zunimmt.

Literatur

- BORN, M., and E. WOLF: Principles of Optics, Pergamon Press, London 1959
- DRAPATZ, S.: In Vorbereitung 1970
- FEOFILOV, P. P.: The Physical Basis of Polarized Emission, Moscow 1959; englische Übersetzung Consultants Bureau, N. Y. 1961
- FÖPPL, H., HAERENDEL, L. HASER, J. LOIDL, P. LÜTJENS, R. LÜST, F. MELZNER, B. MEYER, H. NEUSS and E. RIEGER: Artificial Strontium and Barium Clouds in the Upper Atmosphere. Planet. Space Sci. 15, 357–372, 1967
- HAERENDEL, G., R. LÜST and E. RIEGER: Motion of Artificial Ion Clouds in the Upper Atmosphere. Planet. Space Sci. 15, 1–18, 1967
- HASER, L.: In Aurora and Airglow, ed. by B. M. McCormac, N. Y. 1967, Reinhold Publishing Corp.
- LÜTJENS, P.: Diplomarbeit Universität München 1966
- MITCHELL, A. C. G., and M. W. ZEMANSKY: Resonance Radiation and Excited Atoms, Cambridge University Press, 1934

Der Forschungssatellit AZUR

The Research Satellite AZUR

Von E. KEPPLER, Lindau (Harz)¹⁾

Eingegangen am 21. April 1970

Zusammenfassung: Es wird eine Übersicht über die Meßaufgaben des Forschungssatelliten AZUR gegeben. Danach werden die wissenschaftlichen Meßinstrumente beschrieben. Der technische Aufbau des Satelliten und die wichtigsten Entwurfs-Parameter werden dargestellt. Über das Flugverhalten nach dem Start wird kurz berichtet.

Summary: A summary on the scientific aims to be reached with the satellite AZUR is given. The scientific instruments are described. The technical construction and the most important design parameters of the Satellite are summarized. The observed flight performance is reported briefly.

1. Einleitung

Am 8. November 1969, 01.52 UT, wurde AZUR (Internationale Bezeichnung: 1969-097 A) (Abb. 1) von amerikanischen Raketenstartplatz Vandenberg (Western Test Range) aus mit einer SCOUT-Rakete in eine elliptische Umlaufbahn geschossen. Der vorliegende Artikel soll die wissenschaftliche Zielsetzung des Satelliten umreißen und eine Übersicht über die Meßinstrumente und den technischen Aufbau des Satelliten geben.

AZUR ist der erste im nationalen Raumfahrtprogramm der Bundesrepublik gebaute Forschungssatellit. An der Durchführung dieses Projekts waren insgesamt sieben Firmen aus dem Bereich der Raumfahrt- und Elektronikindustrie beteiligt. Die Projektleitung lag bei der Gesellschaft für Weltraumforschung (GfW) in Bad Godesberg, die Programmdirektion beim Bundesministerium für Bildung und Wissenschaft. Der Satellit wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Bildung und Wissenschaft erbaut.

Das gesamte Projekt war das erste einer Serie bilateraler Gemeinschaftsprojekte zwischen der BRD und den USA. Der amerikanische Partner ermöglichte unseren Ingenieuren und Wissenschaftlern im Rahmen dieses Projekts ein umfangreiches Training. Die Bereitstellung der SCOUT-Rakete wurde ebenso wie die Startdurchführung, die Bahnbestimmung im Flug und ein Teil des Dateneempfangs von NASA übernommen.

¹⁾ Dr. Erhard KEPPLER, Max-Planck-Institut für Aeronomie, Institut für Stratosphärenphysik, 3411 Lindau (Harz).

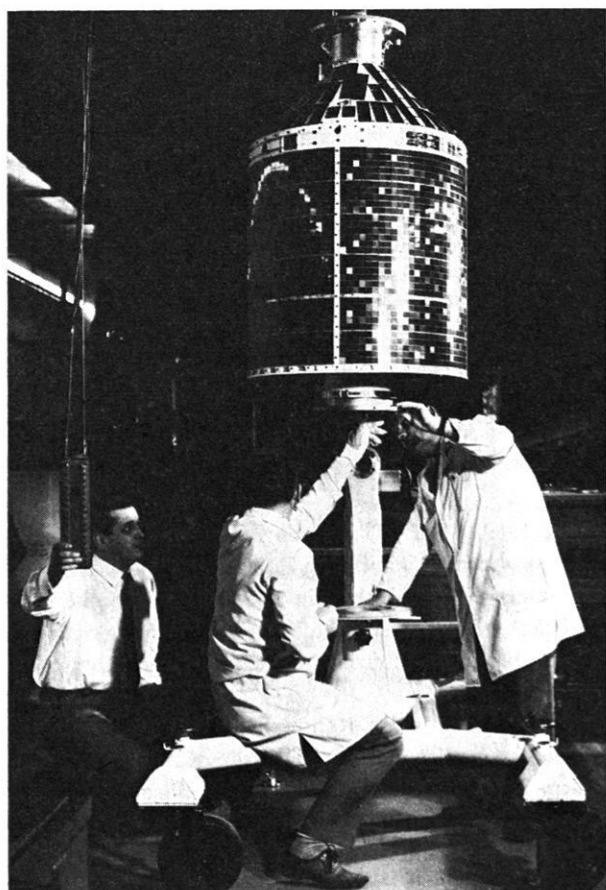


Abb. 1: Der erste im nationalen Raumfahrtprogramm der Bundesrepublik Deutschland erbaute Satellit AZUR, hier auf dem Montagedolly.

AZUR, the first satellite being built in the frame of the national space research program of the Federal Republic of Germany. The satellite is shown on the dolly.

Im folgenden wird zunächst eine kurze Übersicht über die wissenschaftliche Aufgabenstellung gegeben, danach werden die Meßinstrumente beschrieben, schließlich wird der technische Aufbau des Satelliten skizziert und über den bisherigen Missionsverlauf berichtet.

2. Wissenschaftliche Zielsetzung

Die Mission des Satelliten AZUR wurde bestimmt durch drei voneinander weitgehend unabhängige Fragestellungen. Der Satellit sollte gestatten,

- Untersuchungen in der Polarlichtzone,
- Untersuchungen im Bereich des inneren Strahlungsgürtels und
- Untersuchungen solarer Teilchenereignisse

durchzuführen. Dementsprechend erlaubt die Nutzlast, das Energiespektrum von Protonen im Bereich 0,25 bis 100 MeV direktional sowie omnidirektional mit mäßiger Zeitauflösung (10 sec) zu bestimmen, Elektronen von 40 keV bis 4 MeV direktional und omnidirektional zu erfassen, die Intensität von zwei Polarlichtlinien (3914 Å und 2972 Å) zu registrieren und schließlich transversale hydromagnetische Wellen nachzuweisen.

Diese Aufgaben betreffen Untersuchungen im Bereich der äußeren und der inneren Magnetosphäre. Dementsprechend wurde für den Satelliten eine polare elliptische Bahn gewählt, deren Parameter in Tabelle 1 zusammengestellt sind. Diese Bahn gestattet Messungen in allen Breiten außerhalb des Erdstrahlungsgürtels (Perigäumspassagen); sie führt in Apogäumspassagen am Äquator bis in die Nähe des Intensitätsmaximums für energiereiche Protonen.

Tabelle 1: Bahndaten.

Bahnelement	Nominalbahn	Istbahn
Große Halbachse (km)	8179,09	8142,80
Exzentrizität	0,17337	0,16957
Inklination (Grad)	102,671	102,975
Argument des Perigäums (Grad)	161,801	161,906
Rektaszension des aufst. Knotens (Grad)	125,490	126,564
Anomalistische Periode (min)	122,688	121,87603
Höhe des Perigäums (km)	382,69	383,84
Höhe des Apogäums (km)	3218,72	3145,43
Geozentrische Breite des Perigäums bei Injektion	17,741 N	17,617 N
Progression des Perigäums (Grad/Tag) ($d\omega/dt$)	1,667	1,671
Progression der Knotenlinie ($d\Omega/dt$) (Grad/Tag)	0,96	

3. Geophysikalischer Hintergrund

Im Strahlungsgürtel gilt das Interesse in besonderem Maße den Quell- und Verlustprozessen für geladene Teilchen. Die absoluten Verluste sind im wesentlichen auf die atmosphärischen Verluste (Absorption in der Atmosphäre) zurückzuführen. Andere Verlustprozesse sind in jüngerer Zeit von KENNEL und PETCHEK [1966], CORNWALL [1966] und HAERENDEL [1969] untersucht worden. Anisotrope Pitchwinkelverteilungen von Protonen können zu Instabilitäten und damit zur Emission von Ionenzyklotronwellen führen, die Energie entlang der Feldlinien in die Ionosphäre leiten und dort dissipieren. Als Quellprozesse kommen in erster Linie Diffusionsprozesse in Betracht, von denen die radiale Diffusion [NAKADA und MEAD 1965] wahrscheinlich die niederenergetische Population erklären kann. Pitchwinkeldiffusion ist ein anderer, sicherlich wirksamer Prozeß, der zu einer Bewegung der Spiegelpunkte der Teilchen führt. Diese Prozesse sind jedoch gegenwärtig noch nicht vollständig behandelt worden. Ausführlich untersucht sind die auf Zerfall von Albedoneutronen beruhenden Injektionsprozesse [HESS 1968]. Sie tragen jedoch nicht wesentlich zum Aufbau der beobachteten Protonenpopulation im inneren Strahlungsgürtel bei. Es wird daher weiterer sehr präziser Messungen insbesondere des zeitlichen Verhaltens und der räumlichen Verteilung der Teilchenflüsse bedürfen, um diese Fragen beantworten zu können.

Das dynamische Verhalten gefangener Teilchen in der Nähe der Grenze der Speicherzonen, speziell in der Nähe der Polarlichtzone, zeigt besondere tageszeitabhängige Variationen. Hier spielen sicherlich Prozesse eine Rolle, die mit dem Wechselspiel zwischen Speicherzonen und Magnetosphärenschweif zusammenhängen. Der magnetosphärische Teilsturm beeinflusst offensichtlich die niederenergetische Teilchenpopulation am äußeren Rand des Strahlungsgürtels. Jenseits der Speicherzone lassen sich angesichts der schnell über hohe Dynamikbereiche variierenden eigentlichen Polarlichtzonenphänomene gegenwärtig so fundamentale Fragen wie die nach der Herkunft der Teilchen und nach der Natur der Beschleunigungsprozesse nicht schlüssig beantworten (vgl. z. B. HULTQVIST [1968]).

Innerhalb der eigentlichen Polkappe haben in letzter Zeit an Bord von Satelliten auf polaren Bahnen durchgeführte Messungen während durch solare Protonen hervorgerufener PCA-Ereignisse bemerkenswerte Strukturen in der räumlichen Verteilung des Teilchenflusses erkennen lassen [PAULIKAS et al. 1968]. Hinter diesen Befunden steht die noch immer offene Frage, ob geladene Teilchen aus dem interplanetaren Raum direkten Zugang zu den Polregionen haben, oder ob die Teilchen nach Feldlinienverschmelzung im Bereich des Magnetosphärenschweifs auf dem Umweg über den Schweif in die Polkappe gelangen.

Eine Übersicht über den gegenwärtigen Stand unseres Wissens und die daraus sich für AZUR konkret ergebenden primären Meßaufgaben ist bei ACHTERMANN et al. [1970] zu finden.

4. Beschreibung der Meßinstrumente an Bord von AZUR

Sieben Meßinstrumente wurden zur Erfüllung der in Abschnitt 2 genannten Meßaufgaben ausgewählt. Die Geräte sind in Tabelle 2 einschließlich einiger charakteristischer Parameter zusammengestellt. Die Lage der einzelnen Meßgeräte ist in Abb. 2 angegeben, in Tabelle 3 sind die Namen der Wissenschaftler angegeben, die die einzelnen Instrumente entworfen und hergestellt haben.

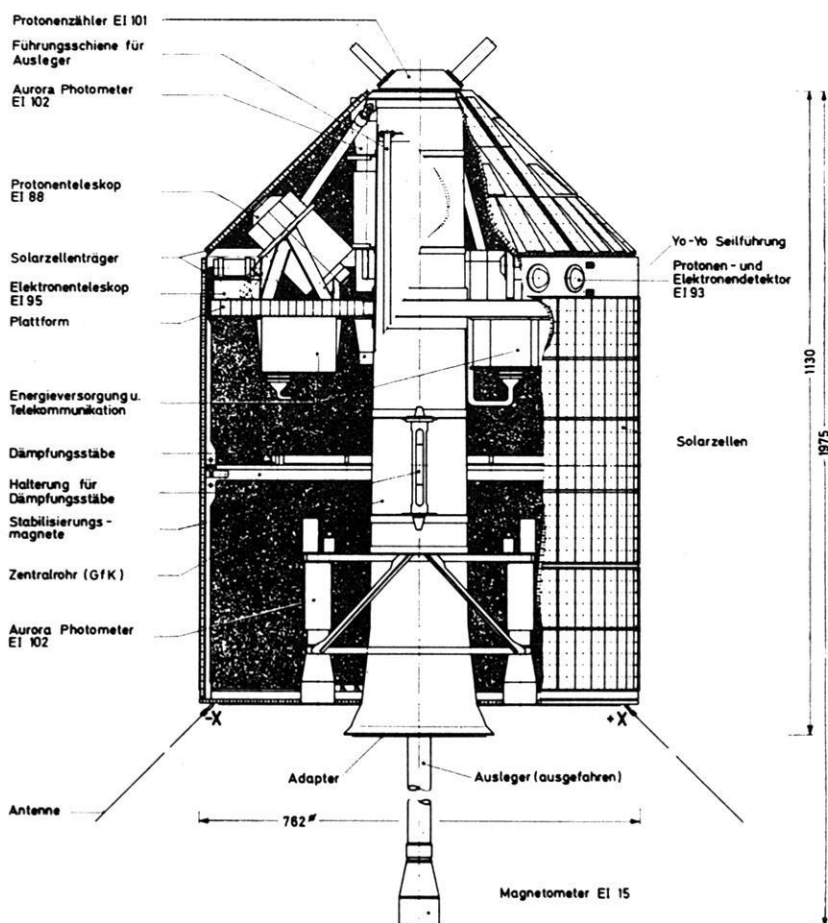


Abb. 2: Querschnitt durch den Satelliten.

Cross sections through the satellite.

Tabelle 2: Charakteristische Daten der Experimente.

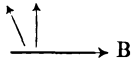
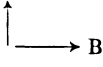
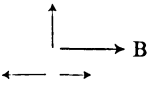
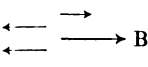
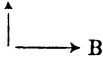
Experiment	Orientierung relativ zum Magnetfeld	Öffnungswinkel	Gewicht [kg]	Leistungs- verbrauch [W]
EI 88		28°	$2 \times 2,82$	$2 \times 1,330$
EI 92		$20,4^\circ$	1,67	0,43
EI 93		2π	1,30	0,64
EI 95		50° 50° 25° 4π	1,97	0,2
EI 101		2π 2π	0,80	0,08
EI 102		10°	2,55	0,72
EI 15		—	3,41	4,34

Tabelle 3: Meßinstrumente im AZUR. — Übersicht.

Bezeichnung	Type	Kanalzahl	Energie-Bereich	Verantwortl. Wissenschaftler	Institut
EI 88/1 EI 88/2	p- α -Teleskop	8 + 8	1,4— 2,6 MeV (p) 6,5— 19 MeV (α) 2,6— 4,9 MeV (p) 4,9— 10,4 MeV (p) 10,4— 22 MeV (p) 22 — 44 MeV (p) 44 —100 MeV (p) Untergrund	Dr. D.HOVESTADT	Max-Planck-Institut für Extraterr. Physik Garching bei München
EI 93	p-e ⁻ -Detektor	4	20 — 45 MeV (p) 20 — 80 MeV (p) > 1,5 MeV (e ⁻) > 4,0 MeV (e ⁻)	Dr. D.HOVESTADT	Max-Planck-Institut für Extraterr. Physik Garching b. M.
EI 92	p-Spektrometer	6	1,65—13,5 MeV (p) 0,25—12,5 MeV (p) 0,25— 1,65 MeV (p) 0,5 — 1,65 MeV (p) 1,0 — 1,65 MeV (p) 2,0 — 6,4 MeV (α)	J. MORITZ	Inst. für Reine u. Angewandte Kernphysik der Universit. Kiel, Kiel
EI 95	e ⁻ -Zähler	4	E > 40 keV (e ⁻) E > 0,7 MeV (p) Untergrund	Dr. L. ROSSBERG	Max-Planck-Inst. f. Aeronomie, Inst. für Stratosphärenphysik Lindau/Harz
EI 101	p-Zähler	2	E > 12 MeV (p) E > 30 MeV (p) E > 0,7 MeV (e ⁻) E > 3,2 MeV (e ⁻)	Dr. E.KIRSCH	Max-Planck-Inst. f. Aeronomie, Inst. für Stratosphärenphysik Lindau/Harz
EI 102	Photometer	3	$\lambda = 3914 \text{ \AA}$ $\lambda = 2972 \text{ \AA}$	Dr. A. ROSSBACH	DFVLR-Inst. f. Phys. d. Atmosphäre Oberpfaffenh./Obb.
EI 15	Magnetometer	2	$\Delta B \geq 5\gamma$ $5 \cdot 10^{-3} - 8 \text{ Hz}$	Dr. G.MUSMANN	Inst. f. Geophysik u. Meteorologie d. Techn. Universität Braunschweig

4.1 Omnidirektionaler Teilchenzähler (EI 101)

Auf der konischen Spitze des Satelliten ist ein aus zwei zylindrischen Zählrohren bestehendes Instrument befestigt. Unterschiedliche Wandstärken beider Zählrohre machen sie empfindlich für Protonen oberhalb 10 bzw. 30 MeV und für Elektronen oberhalb von 0,7 und 3,2 MeV. Beide Zählrohrachsen sind senkrecht zueinander und senkrecht zur benachbarten Satellitenoberfläche angeordnet.

Die von Teilchen in den Zählrohren ausgelösten Impulse werden in Registern gespeichert und alle 5 sec (10 MeV Zähler) bzw. alle 10 sec (30 MeV Zähler) ausgelesen und jeweils als quasilogarithmisch komprimiertes 11-bit-Wort übertragen.

Wegen der Totzeit der Zählrohre (ca. 150 μ sec) durchläuft die Zählrate mit zunehmendem Teilchenfluß ein Maximum, während der Strom steigt. Zur Unterscheidung, auf welcher Seite des Maximums die Zählrate liegt, triggert der Zählerstrom einen Schwellendiskriminator. 1 bit im Telemetrierahmen indiziert, ob die Zählrate diesseits oder jenseits des Maximums lag. Der Geometriefaktor von 10 cm² pro Zählrohr erlaubt den Nachweis bereits kleiner Teilchenflüsse.

4.2 Direktionaler Elektronenzähler (EI 95)

Die Öffnungskegel von vier sonst gleichartigen Geiger-Müller-Zählrohren mit dünnem Glimmerfenster (Fensterdicke äquivalent der Reichweite von 40-keV-Elektronen) sind im Satelliten so orientiert, daß einer senkrecht, ein zweiter parallel, ein dritter antiparallel zur Figurenachse des Satelliten mit den in Tabelle 2 angegebenen Öffnungswinkeln weist. Ein viertes Zählrohr ist allseitig geschirmt und dient zur Bestimmung des Untergrundes.

Die von den Zählrohren erzeugten Impulse werden wie unter 4.1 beschrieben, in Binärspeichern gezählt und nach quasilogarithmischer Kompression alle 5 Sekunden übertragen. Zusätzlich werden die Zählerstände von je 4 aufeinanderfolgenden Binärzählern der drei erstgenannten Zählrohre mit einer zeitlichen Auflösung von 12,5 msec in Echtzeit übertragen.

4.3 Photometer (EI 102)

Zwei Photometer — Interferenzfilter mit Photomultiplier — registrieren unter Nachtbedingungen die Intensität der Polarlichtlinien bei 3914 und 2972 Å. Die Photometer sind an der Unterseite des Satelliten montiert. Die Multiplierströme werden durch Kondensatorentladung mittels Glimmlampen digitalisiert und als Pulsraten in Echtzeit übertragen. Ein drittes, im Oberteil des Satelliten angeordnetes Photometer wird als Referenz gegen die Nachthimmelhelligkeit benutzt. Ein Dämmerungsschalter schaltet die Versorgungsspannung des Instruments ab, sobald die Sonne über dem Horizont erscheint.

4.4 Magnetometer (EI 15)

Eine Zwei-Komponenten-Förstersonde ist auf einem etwa 80 cm langen „Boom“ montiert. Die beiden Magnetometer sind senkrecht zueinander und senkrecht zur Figurenachse des Satelliten montiert.

Die Magnetometer können in zwei Meßbereichen ($\pm 70000 \gamma$ und $\pm 10000 \gamma$ Vollausschlag) betrieben werden. Die analogen Ausgangssignale werden alternierend von einem 12-bit-Analog-Digitalwandler mit einer zeitlichen Auflösung von 62,5 msec digitalisiert. Die 12 bit werden alle 5 Sekunden übertragen, die letzten 6 bit alle 62,5 msec in Echtzeit.

Das Instrument dient, neben der Lagemessung, mittels der in Echtzeit zeitlich hochaufgelöst übertragenen Daten dem Nachweis transversaler hydromagnetischer Wellen.

4.5 Protonenspektrometer (EI 92)

Zur Untersuchung von Intensität und Energiespektrum niederenergetischer Protonen (Energiebereich 0,25 bis 1,65 MeV) dient ein aus zwei Halbleiterdetektoren (je 33μ dick, Oberflächengrenzschichtdetektoren) aufgebautes Spektrometer. Protonen, die im vorderen Detektor ihre gesamte Energie verlieren, werden in die Energiebereiche 0,25—1,65; 0,5—1,65; 1,0—1,65 MeV klassiert und, nach Speicherung der Pulse in Binärzählern, quasilogarithmisch komprimiert und alle 10 Sekunden übertragen.

Der zweite Detektor dient als Antikoinzidenzgeber und begrenzt den Energiebereich nach oben. In zwei weiteren Zählkanälen wird die Zahl der Antikoinzidenzen — entsprechend dem Protonenfluß im Energiebereich oberhalb von 1,65 MeV — und der Fluß von Alpha-Teilchen im Energiebereich 2—6,4 MeV bestimmt.

Ein mechanischer Kollimator definiert den Öffnungswinkel des Instruments von $20,4^\circ$ (Vollwinkel). Im Kollimator sorgt ein Permanentmagnet für die quantitative Eliminierung von Elektronen mit Energien bis etwa 0,5 MeV. Das Instrument ist senkrecht zur Figurenachse des Satelliten eingebaut.

4.6 Protonen-Alpha-Teilchen-Teleskop (EI 88)

Zwei sonst gleiche Halbleiter-Teleskope sind im Satelliten senkrecht und unter 135° zur Figurenachse eingebaut.

Die Teleskope bestehen aus 7 hintereinanderliegenden Halbleiterzählern mit zwischengeschobenen Absorberplättchen. Die gesamte Anordnung ist zur Definition des Öffnungswinkels und zur Unterdrückung von Teilchen aus unerwünschten Richtungen von einem Plastik-Szintillationszähler umgeben.

Die energiemäßige Analyse der einfallenden Teilchen geschieht mittels einer Vierfach-Koinzidenz-Antikoinzidenz-Logik nach dem Schema $ABC\bar{S}$, wo A, B, C irgend drei aufeinanderfolgende Halbleiterzähler (Oberflächengrenzschichtzähler) bezeichnen, S den umgebenden Szintillationszähler. In der Apertur sorgt ein Permanentmagnet für die Eliminierung eventuell störender Elektronen.

Tabelle 4: Energiekanäle von EI 88.

Kanal Nr.	Teilchenart	Energiebereich	Logik
1	p	1,4— 2,6 MeV	\overline{ABCS}
2	α	6,5— 19 MeV	$A_x B_x \overline{DS}$
3	p	2,6— 4,9 MeV	\overline{BCDS}
4	p	4,9— 10,4 MeV	\overline{CDES}
5	p	10,4— 22,0 MeV	\overline{DEFS}
6	p	22,0— 44,0 MeV	\overline{EFGS}
7	p	44,0—100 MeV	\overline{FGS}
8		Untergrund	S

Der Öffnungswinkel beider Instrumente beträgt jeweils 28° Vollwinkel, entsprechend einem Geometriefaktor von $0,04 \text{ cm}^2\text{ster}$. Die Energiekanäle sind in Tabelle 4 aufgelistet. Jedem Kanal ist ein Binärzähler zugeordnet, aus dem die Daten alle 10 sec nach quasilogarithmischer Kompression als 11-bit-Wort ausgelesen werden.

4.7 Omnidirektionaler Protonen-Elektronen-Detektor (EI 93)

Zwei durch halbkugelförmige Absorberkappen verschieden stark abgeschirmte, auf der Oberfläche des Satelliten montierte kubische Halbleiterdetektoren (Lithium-Drift-Detektoren, Öffnungswinkel 2π , Geometriefaktor $0,0185 \text{ cm}^2$ und $0,0475 \text{ cm}^2$) gestatten den Nachweis von Protonen in den Energiebereichen 20—45 MeV und 40 bis 80 MeV, und von Elektronen in den Energiebereichen $> 1,5 \text{ MeV}$ und $> 4,0 \text{ MeV}$.

Die Zählraten dieser Detektoren werden in 4 Binärzählern gespeichert und wie bei den anderen Instrumenten alle 10 Sekunden übertragen.

5. Technischer Aufbau des Satelliten

Die Grundstruktur des Satelliten besteht aus einem Zentralrohr aus glasfaserverstärktem Kunststoff, an dem eine Plattform aufgehängt ist (vgl. Abb. 2). Das Ganze wird umhüllt von einem zylindrischen Paneel, das auf der Unterseite über eine weitere Plattform mit dem Zentralrohr verbunden ist. Über der oberen Plattform verjüngt sich das Paneel kegelförmig zur Spitze. Im Zentralrohr wurde der ausfahrbare „Boom“ montiert, der das Magnetometer trägt. Experimente und Bordgeräte sind, soweit nicht andere Gründe dagegenstanden, auf und unter der oberen Plattform befestigt.

Etwa in der Mitte des Satelliten sind am Zentralrohr zwei ellipsoidförmige Permanentmagnete (Stabilisierungsmagnete, vgl. unten) angeordnet. Zwei Schleifen aus weichmagnetischen Dämpferstäben dienen dem Abbau des Restspins.

Die Oberfläche des Paneels (Zylinder, Kegel und Bodenpaneel) ist mit insgesamt 5040 n-auf-p-Silizium-Solarzellen bedeckt. Jede Zelle hat eine Fläche von $2 \times 2 \text{ cm}^2$.

Die einzelnen Zellen sind in Streifen zusammengefaßt, so daß die von der Solarzellenanlage angebotene Ausgangsspannung zwischen 6,5 und 11,5 V liegt. Die insgesamt 2,3 m² Solarzellenfläche bietet bis zu 41 W Leistungsangebot. Jede Zelle ist zur Verminderung der Strahlenschädigung mit einer 0,5 mm starken Quarzscheibe abgedeckt. Im Schatten wird der Betrieb des Satelliten durch eine aus 7 Zellen bestehende Ag-Cd-Batterie (16 Ah, maximale Leistungsabgabe: 29 W) ermöglicht. Die Batterie wird auf der Tagseite ständig aufgeladen.

Der Satellit rotierte zusammen mit der 4. Raketenstufe beim Einschub in die Bahn mit 160 RPM (Spin). Nach Trennung von der Rakete wurde der Spin des Satelliten mit Hilfe eines zweistufigen Yo-Yo-System auf etwa 1 RPM abgebaut. Die Dämpferstäbe reduzierten den Spin weiter. Etwa ab 0,1 RPM begann sich der Satellit ins Erdmagnetfeld einzustellen.

Eine Gewichtsbilanz ist in Tabelle 5 wiedergegeben.

Die von den Meßinstrumenten gewonnenen Daten werden, soweit sie nicht bereits digital vorliegen, mit Analog-Digitalwandlern digitalisiert. Übertragen werden Daten in 33 wissenschaftlichen Haupt-Datenkanälen mit 5 bzw. 10 Sekunden zeitlicher Auf-

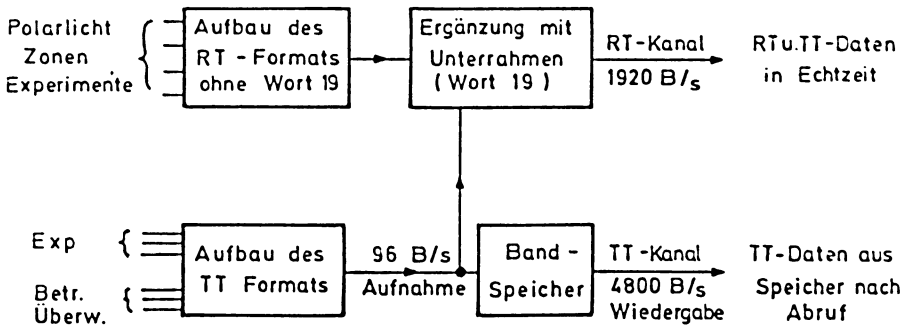
Tabelle 5: Gewichtsbilanz.

Wissenschaftliche Nutzlast	14,28 kg
Lageregelung	4,75 kg
Telekommunikation ¹⁾	12,10 kg
Boom	3,62 kg
Energieversorgung ²⁾	13,27 kg
Struktur	20,82 kg
Ballance Gewichte	1,3 kg
Sonstiges	1,99 kg
<hr/>	
Flugkonfiguration	72,12 kg
YO Yo	0,39 kg
Startgewicht	81,7 kg

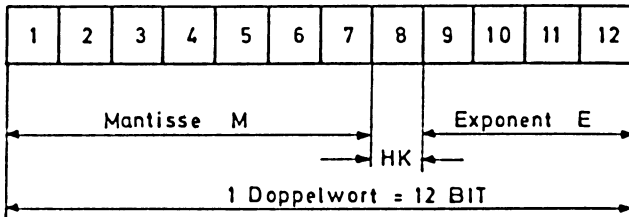
¹⁾ Enthält die zu den Experimenten gehörenden Pulszählereinheiten. — ²⁾ Mit Solarzellen.

lösung, 17 zeitlich hochaufgelösten wissenschaftlichen Datenkanälen, 56 Zustandsindikationen (1 bit), 58 Betriebsüberwachungskanälen (6 bit pro Kanal), 2 Betriebsüberwachungskanälen (12 bit). Von diesen dienen 30 der Zustandsanzeige bei den Meßinstrumenten, 14 der Betriebsüberwachung der Instrumente. Die in den Hauptdatenkanälen erzeugten Impulse werden in Binärzählern gespeichert und im Takt des Telemetriesystems alle 5 bzw. 10 Sekunden ausgelesen. Dabei wird eine quasilogarithmische Datenreduktion durch Gleitkommadarstellung mit 4-bit-Charakteristik und 7-bit-Mantisse vorgenommen. Diese Daten werden der digitalen Telemetrieinheit im 6-bit-Parallel-Zeitmultiplex angeboten. Um Daten während eines ganzen Umlaufs gewinnen zu können, wurde ein Magnetbandspeicher (Telefunken) mit einer Speicherkapazität von $1,5 \cdot 10^6$ bit eingebaut, auf dem die Daten abgespeichert werden. Der

Zum Telemetrieformat Azur



Zahlendarstellung der Meßwerte
(Gleitkommadarstellung)



$M \cdot 2^E = n \cdot K$, $n =$ mittlere Zählrate, $K =$ Konstante
 HK = Betriebsüberwachungs - Information

Abfragehäufigkeit der Speicher 0,1 Hz

1 Datenrahmen : 80 Worte zu je 12 BIT

Abb. 3a: Wort-Formatierung im AZUR. — Word-formatting in AZUR.

1		2		3		4		5		6		7		8	
1 SYNCHRON- WORT						4 Digitale Housekeeping Dat.						7 LM X		8 LM Y	
9 EI95-1		10 EI95-2		11 EI95-3		12 EI95-4		13 EI95 EI95		14 EI95 EI101		15 EI101		16 Eichwort PZE2	
17 EI88/1-1 1		18 EI88-2 2		19 EI88/1 3		20 EI88/1 4		21 EI88/1 5		22 EI88/1 6		23 EI88/1 7		24 EI88/2 1	
25 EI88/2 2		26 EI88/2 3		27 EI88/2 4		28 EI88/2 5		29 EI88/2 6		30 EI88/2 7		31 EI92-1		32 EI92-2	
33 EI92-3		34 EI92-4		35 EI92-5		36 EI92-6		37 EI89-1		38 EI89-2		39 EI89-3		40 EI89-4	
41 Format- zähler		42 Orbit- zähler		43 EI93-1		44 EI93-2		45 EI93-3		46 EI93-4		47 LM X nur bei		48 LM Y RTM	
49 EI95-1		50 EI95-2		51 EI95-3		52 EI95-4		53 EI95 EI95		54 EI95 EI101		55 EI101		56 Eichwort PZE1	
57 88/1-1		58 88/2-1		59 RES.		60 RES.		61 1.1.1		62 3.2.2		63 4.2		64 4.5	
65 4.7		66 5.1.2		67 6.2		68 6.4		69 6.6		70 6.8		71 6.11		72 6.13	
73 6.14		74 6.16.2		75 6.16.3		76 6.16.4		77 7.2		78 7.8.1		79 7.9		80 RESERVE	
65 88/1-2		66 88/2-2						61 3.2.1		62 4.1		63 4.3		64 4.6	
65 5.1.1		66 6.1		67 6.3		68 6.5		69 6.7		70 6.10		71 6.12		72 6.13.2	
65 5.1.1		66 5.1.2		67 6.2		68 6.4		69 6.6		70 6.8		71 6.11		72 6.13	
65 5.1.1		66 5.1.2		67 6.2		68 6.4		69 6.6		70 6.8		71 6.11		72 6.13	

10 sec. →

Abb. 3b: TT-Datenrahmen. — TT-data frame.

Speicher erlaubte eine Aufnahmezeit von 250 Minuten mit einer Bitfolgefrequenz von 96 bit/sec (split phase). Durch Telekommando wurde die Bandwiedergabe (4800 bit/sec) über einer Bodenstation ausgelöst.

Die Daten sind in einem Rahmen von 80 Worten (960 bit) mit einer Rahmenlänge von 10 Sekunden angeordnet, der mit einem Synchronisationswort (24 bit) beginnt. Die 11-bit-Hauptdatenworte werden dabei jeweils noch durch ein Zustandsindikationsbit ergänzt, so daß eine einheitliche Wortlänge von 12 bit erreicht wird (TT-Rahmen) (Abb. 3a, b).

Daten mit höherer zeitlicher Auflösung werden ohne Zwischenspeicherung direkt in Echtzeit übertragen. Diese Echtzeitdaten werden zu einem separat gebildeten Format (RT-Format) (Abb. 3c) von 5×24 bit (62,5 msec) zusammengefaßt. In jedem dieser RT-Formate wird je ein Halbwort des TT-Rahmens zusammen mit der Wortnummer des TT-Formats übertragen. Dadurch wird sichergestellt, daß in Echtzeit in jedem Fall alle Daten übertragen werden können. Zur Übertragung stehen zwei Sender (136,56 und 136,74 MHz) mit einer HF-Ausgangsleistung von 0,5 W zur Verfügung, die mit PCM/PSK/PM moduliert werden. Ein Sender wird mit RT-Daten moduliert, der andere dient zum Abspielen des Bandgerätes, doch kann durch Telekommando die Modulation vertauscht werden. Die Abstrahlung erfolgt über 4 Halbwelligendipolantennen.

Der Betrieb des Satelliten wird durch 70 verschiedene Telekommandos ermöglicht. Die vom Boden gesendeten Kommandos (148,25 MHz) werden von einem AM/PM-

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	
1	Schwellwert	EI95	Kanal	1	EI95	Kanal	2	EI95	Kanal	3	EI102	Abg.	EI95	Schw2	Schw3	EI 15	Kanal 1	(X)						
2																								
3																								
4																								
5																								

62,5 msec

Teilformat I (TF I)

1	Rahmensynchronisation																							
2	Wie Zeile 2...5 TF I																							
3																								
4																								
5																								

Teilformat II (TF II)

TfII 1	TfII-1 2	TfII-2 3	TfII-7 8
--------	----------	----------	----------

Abb. 3c: RT-Datenrahmen. — RT-data frame.

Empfänger an Bord empfangen (7,7 kHz Unterträger pulsdauermoduliert) und dekodiert. Ein Tone-Digital-Command-System [COATES 1969] mit der Adresse LLLO LLLO wird benutzt. Jede Adresse wird zweimal gesendet und muß zweimal richtig erkannt werden, ehe der darauffolgend dreimal gesendete Befehl (4 aus 8 Code, einmal erkannt) exekutiert wird.

6. Stabilisierung

Der Satellit wird mittels der oben erwähnten Permanentmagnete (magnetisches Moment 80 Am^2) magnetisch stabilisiert. Der Anfangsspin wird deshalb mittels Yo Yo mit Hilfe weichmagnetischer Dämpferstäbe abgebaut. Die Stabilisierung ist so ausgelegt, daß die Figurenachse des Satelliten in keinem Punkt der Bahn mehr als 10° vom erdmagnetischen Feldvektor abweicht. Damit ergibt sich für die Teilchenmessungen ein natürliches Referenzsystem: Der Winkel des Geschwindigkeitsvektors der Teilchen zum lokalen Feldvektor (Pitchwinkel) ist hier von besonderem Interesse.

7. Bahn- und Lagebestimmung, Datenempfang

Die Bahnbestimmung wird vom weltweiten STADAN-Bodenstationsnetzwerk (Abb. 4) der NASA durchgeführt. Aus den wöchentlich an das deutsche Kontrollzentrum in Oberpfaffenhofen b. München übermittelten Bahnelementen werden jeweils für die kommende Woche Bahnvorhersagen berechnet und Kontaktzeiten mit den verschiedenen Bodenstationen bestimmt. Jeweils nach einer bestimmten Zeit werden retrospektiv definitive Bahnbestimmungen durchgeführt, die später der Datenauswertung zugrundegelegt werden.

Die momentane Lage der Satellitenachse relativ zum Erdmagnetfeld wird aus den Magnetometermessungen (2 Komponenten senkrecht zur Figurenachse) und dem an jedem Punkt der Bahn nach Größe und Richtung hinreichend genau bekannten Erdmagnetfeld ermittelt. Vier auf dem Mantel des Satelliten angeordnete Solar-Aspekt-Sensoren gestatten darüber hinaus, die Roll-Lage des Satelliten zu bestimmen. Die Bahn des Satelliten wurde so gewählt, daß sich das Perigäum der Bahn nach dem Start langsam über die nördliche Polkappe bewegte. Der Satellit tauchte dabei für knapp 3 Monate maximal 22 Minuten in den Erdschatten ein. Nach dieser Periode bleibt die Bahn ständig sonnenbeschienen.

Abb. 4 (als Kartenbeilage am Schluß des Heftes):

Bodenstationen im AZUR-Programm mit Subsattellitenbahn.

Die magnetischen Breiten $\varphi_m = 60^\circ \text{ N}$ und $\varphi_m = 70^\circ \text{ N}$ sind mit eingezeichnet.

Ground stations used in the AZUR-program. The sub-satellite track is also shown.

Magnetic latitudes $\varphi_m = 60^\circ \text{ N}$ and $\varphi_m = 70^\circ \text{ N}$ are also shown.

Für den Datenempfang wurde Vorsorge in zweifacher Hinsicht getroffen:

Zum Empfang der Daten bei Bandwiedergabe wurden neben der zentralen deutschen Bodenstation (ZDBS) Weilheim/Obb. die für Telekommandogabe ausgerüsteten ESRO-Stationen Spitzbergen, Fairbanks/Alaska und Falkland-Inseln vorgesehen. Zum Empfang der ständig abgestrahlten Echtzeit-Telemetriedaten, die besonders im Bereich der Polarlichtzone von Interesse sind, wurden eigene Empfangsstationen in

Tabelle 6: Bodenstationen in der Betriebsphase von AZUR.

	Länge	Breite	Daten- empfang	Kommando- gabe	Tracking
1. Deutsches Bodenstations-Netzwerk					
Weilheim/Obb.	11,05° E	47,52° N	×	×	
Kevo/Finnland	27° E	69,75° N	×		
Reykjavik/Island	21,8° W	64,1° N	×		
Fort Churchill/Kanada	147,5° W	64,9° N	×		
2. ESRO-Stationen					
Redu/Belgien	5° E	50° N	(×)	(×)	
Ny Alesund/Spitzbergen	12° E	79° N	×	×	
Fairbanks/Alaska	140° W	65° N	×	×	
Port Stanley/Falkland-Inseln	58° W	52° S	×	×	
3. NASA-Stationen					
Fairbanks/Alaska	140° W	65° N		+	×
Fort Myers/Florida	81,9° W	26,5° N	×	+	×
Johannesburg/Südafrika	27,7° E	25,9° S		+	
Kauai/Hawaii (ca.)	160° W	20° N	×	+	
Lima/Peru	77,2° W	11,8° S	×	+	×
Orroral/Australien (ca.)	150° E	35° S		+	×
Quito/Ecuador	78,4° W	0,6° S	×	+	×
Rosman/North Carolina	82,9° W	35,2° N		+	
St. John's/Neufundland	52,7° W	47,7° N		+	×
Santiago/Chile	70,7° W	33,1° S		+	×
Tananarive/Madagaskar (ca.)	50° E	20° S	×	+	×
Winkfield/England	0,7° W	51,4° S		+	×

(×) Backup-Stationen

+ Protektive Kommandos

Kevo/Finnland, Reykjavik/Island und Fort Churchill/Kanada aufgebaut [DEISS et al. 1968/1969]. Darüber hinaus werden diese Daten von den ESRO-Stationen Spitzbergen und Fairbanks aufgenommen.

Für den Fall eines Ausfalls des Bandgerätes wurde mit NASA ein beschränkter Einsatz von äquatornahen STADAN-Stationen zur Aufzeichnung von Echtzeit-Telemetriedaten vereinbart. Darüber hinaus wurde mit CNAE (Brasilien) der Einsatz der Station San José dos Campos (São Paulo) und mit CNES (Frankreich) der Einsatz der Stationen Courou, Fortaleza (Südamerika), Las Palmas (Azoren) und Brazzaville (Kongo) zur Gewinnung zusätzlicher Daten aus dem Bereich der südatlantischen Anomalie verabredet. Eine Übersicht über die verschiedenen Bodenstationen ist in Tabelle 6 zu finden.

Eine laufende Überwachung des Satellitenzustandes (Quick Look) wird bei Echtzeitübertragungen im Kontrollzentrum vorgenommen. Dort wird auch festgelegt, welche Station zu welcher Zeit Kommandos zum Satelliten sendet.

8. Datenverarbeitung

An den Empfangsstationen werden die Daten direkt, d. h. nach HF-Demodulation, zusammen mit einem Zeitcode auf Magnetband aufgezeichnet. Kontaktzeiten und Satellitenposition werden für jede Station bestimmt und den Stationen als wöchentliche Vorhersage übermittelt. Die Daten werden im bestimmten Zeitabständen per Post an das Kontrollzentrum geschickt, wo sie nach Qualitätsprüfung zur weiteren Aufbereitung freigegeben werden. Diese „Analogbänder“ werden im Prozeß der Datenaufbereitung zunächst in rechnerkompatible Digitalbänder (Pufferbänder) umgesetzt. Hierbei wird jedem Datenrahmen eine Qualitätskennung (Bitfehler) und die Zeit zugeordnet. Im Prozeß der Datenverarbeitung werden aus den Pufferbändern digitale Editionsblätter, für RT- und TT-Daten getrennt, erstellt. Redundante Daten, die etwa durch gleichzeitigen Empfang von mehreren Bodenstationen aus erhalten werden, werden zunächst nicht beseitigt. Bei der Editierung werden die separat erstellten Blätter mit Bahninformationen mitverwertet. Jedem Rahmen wird so zusätzlich der Ort und die Lage zugeordnet.

Aus den Editionsblättern werden schließlich durch Abspeicherung ausgewählter Daten und durch Hinzufügen gewisser, in parallel laufenden Rechenprozessen gewonnener Zusatzinformationen (geomagnetische Koordinaten, B-L-Koordinaten, Weltzeit usw.) Experimentatorenblätter hergestellt, die dann den beteiligten Wissenschaftlern zur Datenweiterverarbeitung zur Verfügung stehen. Die Experimentatorenblätter sind bereits auf die Erfordernisse der den Wissenschaftlern zur Verfügung stehenden Datenverarbeitungsanlagen zugeschnitten (Spurzahl der Blätter, Code usw.). Die Experimentatorenblätter werden Qualitätskontrollen unterworfen, dann werden Redundanzen eliminiert und die Daten in physikalische Größen transformiert (Analysenband). Das Analysenband ist schließlich die Grundlage für die beabsichtigte Interpretation der Messungen.

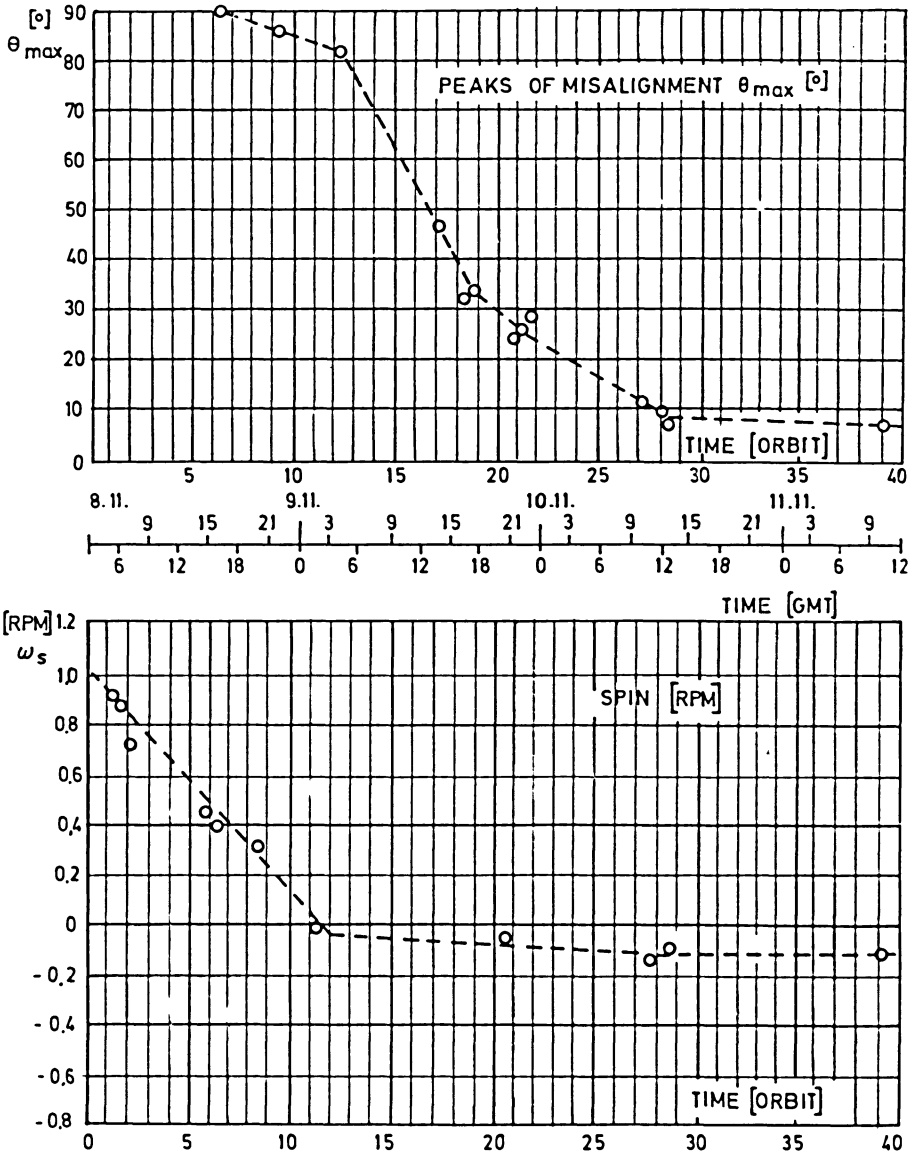


Abb. 5: Einfangphase.

Initial orbital period during which magnetic stabilization is achieved.

9. Missionsverlauf während der ersten 1000 Umläufe

Der Satellit erreichte nach einem erfolgreichen Start praktisch seine Nominalbahn (vgl. Tabelle 1). Zunächst arbeiteten alle Teilsysteme zufriedenstellend. Das Abspinnen verlief planmäßig, ebenso das Ausfahren des Magnetometerbooms. Sehr bald zeigte sich jedoch eine verhältnismäßig hohe Empfindlichkeit des Kommandoempfängers. Der Satellit empfing von Zeit zu Zeit Kommandos, die ihn in willkürliche Betriebszustände brachten. Dies ist vermutlich auf eine Schwäche im Entwurf des Kommando-Dekoders zurückzuführen, in dem ein Zeitglied, das die Erkennung von Adresse und Befehl innerhalb einer bestimmten Zeit verlangt, fehlt. Der Satellit wurde dabei hauptsächlich beim Überfliegen von Gegenden mit starkem Funkverkehr beeinflusst

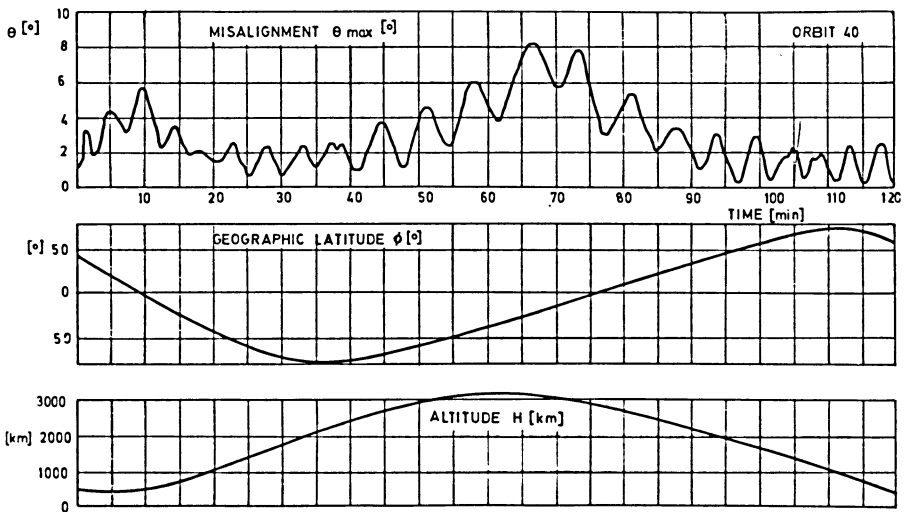


Abb. 6: Ablage der Satellitenachse vom Erdmagnetfeld während eines Umlaufs.

Deviation of the satellite axis versus the geomagnetic field vector during one orbit.

(falsche Kommandos werden im Mittel etwa in jedem 10. Orbit exekutiert). Zur Verbesserung der Situation wird der Satellit seitdem von verschiedenen Bodenstationen aus routinemäßig etwa alle 2 Stunden durch eine Serie von Kommandos in den gewünschten Betriebszustand gebracht. Durch diese Maßnahme wird der Betrieb des Satelliten durch Falschkommandos kaum mehr beeinträchtigt.

Alle Meßinstrumente an Bord des Satelliten arbeiten fehlerlos. Die Stabilisierung erreichte die geforderten Werte. Der zeitliche Verlauf der „Eingangsphase“ ist in Abb. 5 dargestellt. Abb. 6 zeigt den Verlauf der Ablage des Satelliten vom Magnetfeld während eines vollen Umlaufs. Die Energieversorgungsanlage arbeitet ebenfalls zufriedenstellend. Alle Meßinstrumente sind seit dem Start nahezu ständig in Betrieb.

Am 9. 12. 1969, einen Monat nach dem Start, fiel das Bandgerät aus bisher ungeklärter Ursache aus. Bis zu diesem Zeitpunkt konnten während rund 300 Umläufen aufgenommene Daten zum Boden überspielt werden. Die Qualität der aufgezeichneten Daten war während der ganzen Zeit sehr gut.

Seit dem Ausfall des Bandgerätes werden Daten nur noch in Echtzeit empfangen. Durch den Einsatz von Stationen der Organisationen NASA, CNES, ESRO, CNAE kann trotzdem ein hoher Prozentsatz der interessierenden Daten (etwa 70%) aufgenommen werden.¹⁾

Literatur

- ACHTERMANN, E., E. KEPPLER, E. KIRSCH, J. MORITZ, G. MUSMANN, G. PASCHMANN, A. ROSSBACH und L. ROSSBERG: Übersicht über die wissenschaftlichen Ziele der Mission des Satelliten AZUR. Forschungsbericht des Bundesministeriums für Bildung und Wissenschaft — Weltraumforschung. (im Erscheinen) 1970
- COATES, R. J.: Tracking and Data Acquisition for Space Exploration. *Space Sci. Rev.* 9, 361, 1969
- CORNWALL, J. M.: Micropulsations and the Outer Radiation Zone. *J. Geophys. Res.* 71, 2185—2199, 1966
- DEISS, D., B. ERNST, F. R. HUBER, L. THOMANEK, H. SCHICHTL, H. STACHL, H. ENGEL, H. ROTH, H. VIERBACHER, O. IHL, L. MOOSER und H. ROTH: Echtzeit-Telemetrie-Station für das Satellitenprojekt AZUR. I. Überblick. II. VHF-Satellitenempfangsantenne HA 121/141/50. III. Antennendrehstand. IV. Programmsteueranlage. V. Zeitanlage. Neues von Rohde & Schwarz, Ausg. 34, Jahrg. 8/9, 5, Dez./Jan. 1968/1969
- HAERENDEL, G.: Outer Belt Protons in Equilibrium with Emission of Ion Cyclotron Waves. Lockheed Palo Alto Res. Lab. Rep., 1969
- HESS, W. N.: The Radiation Belt and the Magnetosphere. Blaisdell Publ. Co., 69, 1968
- HULTQVIST, B.: Auroral Particles. *Ann. Géophys.* 24, 563, 1968
- KENNEL, C. F., and H. E. PETCHEK: Limit on Stably Trapped Particle Fluxes. *J. Geophys. Res.* 71, 1—28, 1966
- NAKADA, M. P., and G. D. MEAD: Diffusion of Protons in the Outer Radiation Belt. *J. Geophys. Res.* 70, 4777—4791, 1965
- PAULIKAS, G. A., J. B. BLAKE, and S. C. FREDEN: Low-Energy Solar-Cosmic-Ray Cutoffs: Diurnal Variations and Pitch-Angle Distributions. *J. Geophys. Res.* 73, 87—95, 1968

¹⁾ Am 29. 6. 1970, im Erdumlauf 2752, konnte AZUR nicht mehr empfangen werden. Die Ursache des Ausfalls ist z. Zt. nicht bekannt.

Crustal Structure of the Western United States from Seismic-Refraction Measurements in Comparison with Central European Results¹⁾

By C. PRODEHL, Karlsruhe²⁾

Eingegangen am 6. März 1970

Summary: In 1961—1963, a network of 64 seismic-refraction profiles was recorded by the U.S. Geological Survey in the western United States, west of longitude 109° W. By the re-interpretation with the aid of record sections, a basic travel time diagram could be derived, similar to that found for central Europe. Besides the first arrivals on profiles in the Snake River Plain, the northern Basin and Range province, and the Middle Rocky Mountains two dominant phases in secondary arrivals are correlated, whereas the profiles in other areas show only one dominant phase in secondary arrivals. Under the southern Cascade Mountains and the Snake River Plain the top of material with velocities of 6.5—7.0 km/s is found at depths of 7 to 17 km. Velocity inversions within the upper 20 kilometers of the earth's crust are indicated under the southern Cascade Mountains, the Middle Rocky Mountains, and partly under the Basin and Range province. Beneath the northern part of the Basin and Range province and the Middle Rocky Mountains, an intermediate transition zone between upper and lower crust can be well determined. The resulting velocities at the base of the crust and in the uppermost part of the upper mantle lie between 7.3 and 7.9 km/s for most parts of the western United States except for southern California and the Middle Rocky Mountains (≥ 8.0 km/s). The base of the crust dips from 30—36 km under the Basin and Range province toward the adjacent Sierra Nevada (42 km), Snake River Plain (44 km), Middle Rocky Mountains (45 km), and Colorado Plateaus (43 km). The crust is relatively thin under the Mojave desert (28 km) and the Coast Ranges of central California (24—26 km), but shows 37 km thickness under the Transverse Range in southern California.

Zusammenfassung: In den Jahren 1961—1963 legte der U.S. Geological Survey in den westlichen Vereinigten Staaten (westlich des Längengrades 109° W) ein refraktionsseismisches Profilnetz mit 64 Profilen an, die größtenteils mit Schuß und Gegenschuß beobachtet wurden. Für sämtliche Profile wurden Seismogramm-Montagen hergestellt. Bei der Reinterpretation dieser Profile wurde eine charakteristische Anordnung von Laufzeitkurven gefunden, die den Ergebnissen in Mitteleuropa ähnelt. Außer den Ersteinsätzen lassen sich in späteren Einsätzen bei den Profilen in der Snake River Plain, der nördlichen Basin and Range province und den mittleren Rocky Mountains zwei dominierende Phasen korrelieren, während bei den Profilen in anderen tektonischen Einheiten im wesentlichen nur eine dominierende Phase in späteren

¹⁾ Contribution No. 124 within the research program "Determination of Crustal Structure in Central Europe" of the Deutsche Forschungsgemeinschaft (German Research Association). Contribution No. 53, Geophysical Institute, University of Karlsruhe.

²⁾ Dr. CLAUDIUS PRODEHL, Geophysikalisches Institut der Universität Fridericiana, 75 Karlsruhe, Hertzstr. 16, Germany.

Einsätzen sichtbar ist. Unter den südlichen Cascade Mountains und der Snake River Plain wird die Oberfläche von Material mit P-Wellen-Geschwindigkeiten zwischen 6,5 und 7,0 km/s in einer Tiefe von 7 bis 17 km angetroffen. Geschwindigkeitsinversionen innerhalb der oberen 20 Kilometer der Erdkruste müssen unter den südlichen Cascade Mountains, den mittleren Rocky Mountains und Teilen der Basin and Range province angenommen werden. Unter der nördlichen Basin and Range province und den mittleren Rocky Mountains ist eine Übergangszone zwischen oberer und unterer Kruste gut ausgebildet. Für die meisten Gebiete der westlichen Vereinigten Staaten ergeben sich an der Basis der Erdkruste und im obersten Erdmantel Geschwindigkeiten zwischen 7,3 und 7,9 km/s, lediglich in Südkalifornien und in den mittleren Rocky Mountains wurden höhere Geschwindigkeiten ($\geq 8,0$ km/s) gefunden. Die Basis der Erdkruste taucht von 30–36 km in der Basin and Range province unter die umliegenden Gebiete: Sierra Nevada (42 km), Snake River Plain (44 km), mittlere Rocky Mountains (45 km) und Colorado Plateaus (43 km). Unter der Mojave-Wüste beträgt die Mächtigkeit der Kruste etwa 28 km, unter den Transverse Ranges in Südkalifornien bis zu 37 km und unter den Coast Ranges von Mittelkalifornien 24–26 km.

Introduction

During the last 12 years, in many countries of the world detailed investigations of the earth's crust and upper mantle by explosion seismology have been carried out. Summaries of most of the results in central Europe and North America were published for example by PAKISER and STEINHART [1964], JAMES and STEINHART [1966], MORELLI et al. [1967], CLOSS [1969], and HEALY and WARREN [1969]. The results presented show that the structure of the crust and upper mantle varies from area to area. However, the results also show a rather heterogeneous character, depending on different authors and different methods used for the interpretation of the data. To eliminate heterogeneity of the models caused by heterogeneity in the methods of interpretation, CHOUDHURY et al. [1967] and GIESE [1968] have compiled most of the data for the Alps and for western Germany and presented uniform models.

Based on the same method [GIESE 1966] used by CHOUDHURY et al. [1967] and GIESE [1966, 1968] the author has re-interpreted a detailed seismic-refraction survey in the western United States, performed by the U.S. Geological Survey from 1961 to 1963. Most of the field work was done as a part of the VELA UNIFORM Project of the Advanced Research Projects Agency, U.S. Department of Defense, under ARPA Order No. 193. A network of 64 profiles, mostly reversed and recorded to distances of 300–400 km, was observed in Nevada, California, Utah, and adjacent areas.

Chemical explosions in drill-holes, lakes or the Pacific Ocean served as energy sources, the charges ranging in size from less than 0.5 to 10 tons. Additionally several underground explosions of nuclear devices at N.T.S. (Nevada Test Site) were recorded. At each recording-site, six vertical-component seismometers were placed at 0.5 km intervals to form 2.5 km spreads in line with the direction of the profile as far as terrain permitted. Technical details concerning instruments and field work have been described by WARRICK et al. [1961] and JACKSON et al. [1963].

Most of the data including some earlier measurements have been published by various authors: DIMENT et al. [1961], EATON [1963, 1966], EATON et al. [1964], GIBBS and ROLLER [1966], HEALY [1963], HILL and PAKISER [1966, 1967], JOHNSON [1965], PAKISER and HILL [1963], ROLLER [1964, 1965], ROLLER and HEALY [1963], RYALL and STUART [1963], and WILLDEN [1965] and summarized for example by PAKISER [1963], STUART et al. [1964], and WARREN [1968a, b].

Geologic setting

Fig. 1 and Table 1 show the location of shotpoints and profiles and the physical division of the area of investigation after FENNEMAN and JOHNSON [1964].

Table 1: Shotpoints.

No.	Shotpoint	Coordinates		Altitude (meters)
		latitude	longitude	
1	San Francisco	37° 36.08'	122° 41.55'	Sea level
2	Camp Roberts	35° 47.38'	120° 49.98'	208
3	San Luis Obispo	35° 07.60'	120° 47.10'	Sea level
4	Santa Monica Bay	34° 00.06'	118° 33.28'	Sea level
5	Shasta Lake	40° 46.17'	122° 13.92'	314
6	Mono Lake	37° 59.00'	119° 07.60'	1950
7	Independence	36° 44.79'	118° 15.72'	1655
8	China Lake	35° 47.00'	117° 44.96'	677
9	Fallon	39° 31.43'	118° 52.48'	1220
10	Shoal	39° 12.02'	118° 22.82'	1740
11	Boise	43° 34.70'	115° 58.95'	931
12	Strike Reservoir	42° 55.29'	115° 53.70'	748
13	Mountain City	41° 50.24'	115° 53.70'	1683
14	Elko	40° 46.23'	115° 40.97'	1625
15	Eureka	39° 30.82'	115° 39.00'	1806
16	Delta	39° 40.55'	112° 35.55'	1150
17	Lida Junction	37° 20.96'	117° 29.54'	1658
18	Lathrop Wells	36° 37.18'	116° 13.76'	951
19	Nevada Test Site (NTS)	37° 07' *	116° 02' *	1400*
20	Hiko	37° 54.20'	115° 13.80'	1538
21	Navajo Lake	37° 32.53'	112° 47.55'	2912
22	Lake Mead	36° 05.28'	114° 47.96'	369
23	Mojave	35° 03.02'	118° 00.33'	786
24	Barstow	34° 58.34'	117° 04.23'	755
25	Ludlow	34° 49.36'	116° 11.02'	396
26	Kingman	35° 19.36'	114° 03.92'	1180
27	American Falls Reservoir	42° 50.14'	112° 48.66'	1360
28	Bear Lake	41° 56.35'	111° 17.10'	1820
29	Flaming Gorge Reservoir	40° 56.77'	109° 38.43'	1730
30	Hanksville	38° 21.99'	110° 55.64'	1430
31	Chinle	35° 55.64'	109° 34.44'	1830

* Approximate center of location of the NTS shots used in this report.

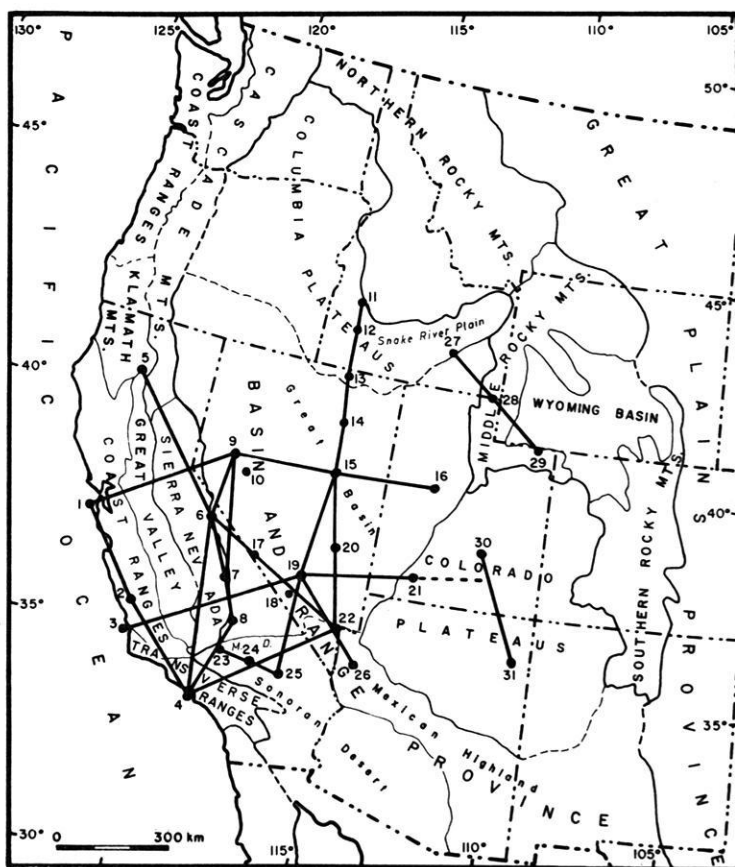


Fig. 1: Physical divisions of the western United States after FENNEMAN and JOHNSON [1946] and location of seismic refraction profiles.

M.D. Mojave Desert

Shotpoints

- | | | |
|---------------------|----------------------------|-------------------------|
| 1 San Francisco, | 11 Boise, | 21 Navajo Lake, |
| 2 Camp Roberts, | 12 Strike Reservoir, | 22 Lake Mead, |
| 3 San Luis Obispo, | 13 Mountain City, | 23 Mojave, |
| 4 Santa Monica Bay, | 14 Elko, | 24 Barstow, |
| 5 Shasta Lake, | 15 Eureka, | 25 Ludlow, |
| 6 Mono Lake, | 16 Delta, | 26 Kingman, |
| 7 Independence, | 17 Lida Junction, | 27 American Falls Res., |
| 8 China Lake, | 18 Lathrop Wells, | 28 Bear Lake, |
| 9 Fallon, | 19 Nevada Test Site (NTS), | 29 Flaming Gorge Res., |
| 10 Shoal, | 20 Hiko, | 30 Hanksville, |
| | | 31 Chinle. |

The westernmost profiles were recorded in the Coast Ranges of California, a part of an active mobile orogenic belt in which sedimentation, deformation, volcanism, and plutonism have been intimately associated since the mid-Mesozoic [CROWELL 1968]. The Coast Ranges are separated from the Sierra Nevada by the Great Valley of central California, a great depression with the structure of a complex synclinorium floored with alluvial deposits [KING 1959].

The Sierra Nevada to the east is mainly composed of plutonic rocks of the Sierra Nevada batholith of Mesozoic age and is a huge block formed by westward tilting and profound late Cenozoic faulting on the east [BATEMAN et al. 1963, BATEMAN and WAHRHAFTIG 1966, PAKISER et al. 1964]. Here some profiles were recorded parallel to the geologic structures, one profile reaching into the Cascade Mountains in the north, a volcanic mountain range built by eruptions of basaltic to rhyolitic lava during Pliocene, Pleistocene, and recent time [MACDONALD 1966]. Other profiles cross the geologic structures of Coast Ranges, Great Valley, and Sierra Nevada, and reach into the Basin and Range province on the east.

The main part of the seismic investigation was concentrated on the Great Basin of the Basin and Range province in Nevada and western Utah. The obvious Cenozoic structures of the Basin and Range province are block faults due to crustal extension. The present north-trending ranges were formed mostly since the early Miocene and stand 500—1200 m above the alluvial floors of flanking basins [HAMILTON and MYERS 1966, 1968]. According to HAMILTON and MYERS, the total extension of the whole province across the wide northern part has been between 50 and 300 km. One seismic-refraction line extends from the Basin and Range province into the Snake River Plain in the north, a part of the Columbia Plateaus. According to HAMILTON and MYERS, the Snake River Plain is a lava-filled tension rift formed in the lee of the northwestward-drifting plate of the Idaho batholith.

On the east, the Basin and Range province is bordered by the Colorado Plateaus, a region of large plateaus, escarpments, and canyons, the plateaus reaching heights of 3000—3600 m [KING 1959], and by the Middle Rocky Mountains which comprise ranges of deformed miogeosynclinal rocks on the west and a set of rather simple uplifts and basins on the east [KING 1959]. Both in the Colorado Plateaus and in the Middle Rocky Mountains, a seismic-refraction line with two or three shoptpoints was recorded in 1963.

Analysis of seismic-refraction profiles

The examination of the record sections prepared for each profile to be re-interpreted shows that on nearly all profiles similar phases can be correlated and that the corresponding travelttime curves show a typical arrangement which is very similar to that found by GIESE [1966] and GIESE et al. [1967] for central Europe. Figs. 2 to 7 present the record sections of several profiles recorded in different tectonic units:

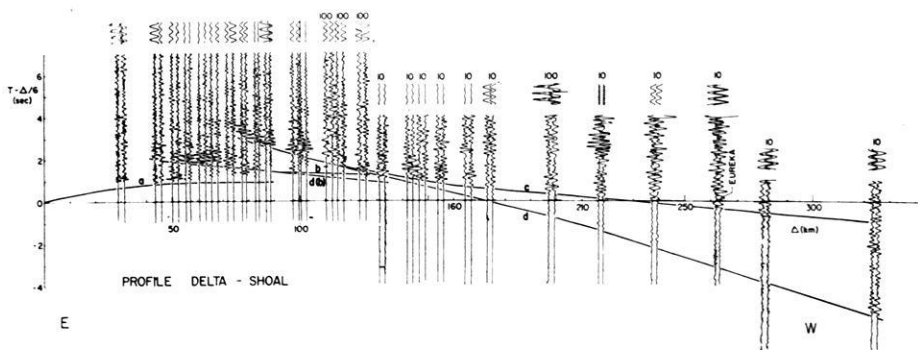


Fig. 2: Record section of the profile Delta (16)—Shoal (10). Calibration on top of each trace in microvolts. The numbers behind the shotpoints refer to Fig. 1.

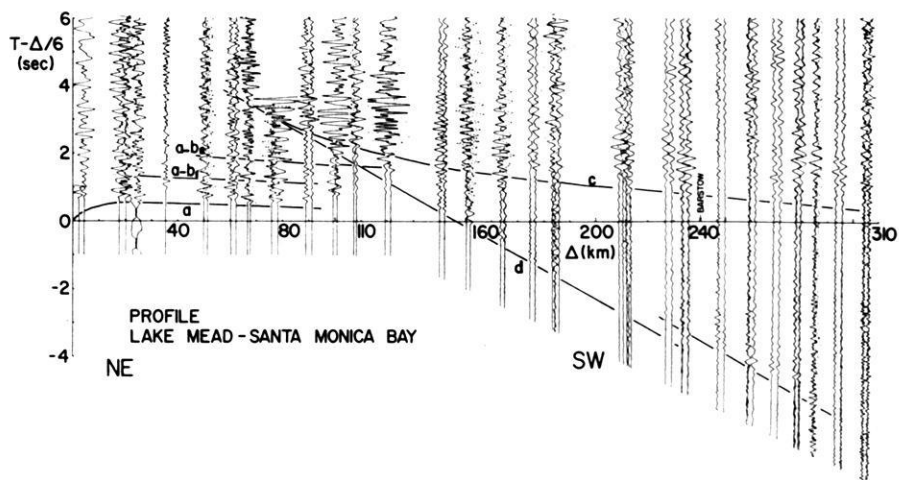


Fig. 3: Record section of the profile Lake Mead (22)—Santa Monica Bay (4).

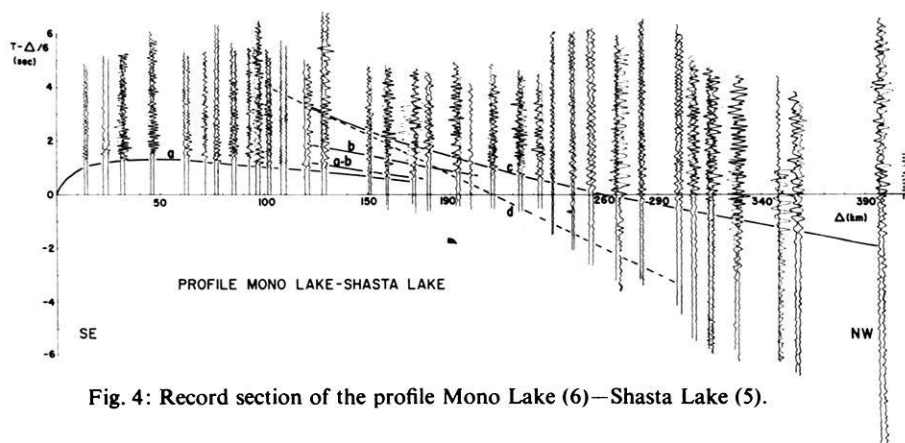


Fig. 4: Record section of the profile Mono Lake (6)—Shasta Lake (5).

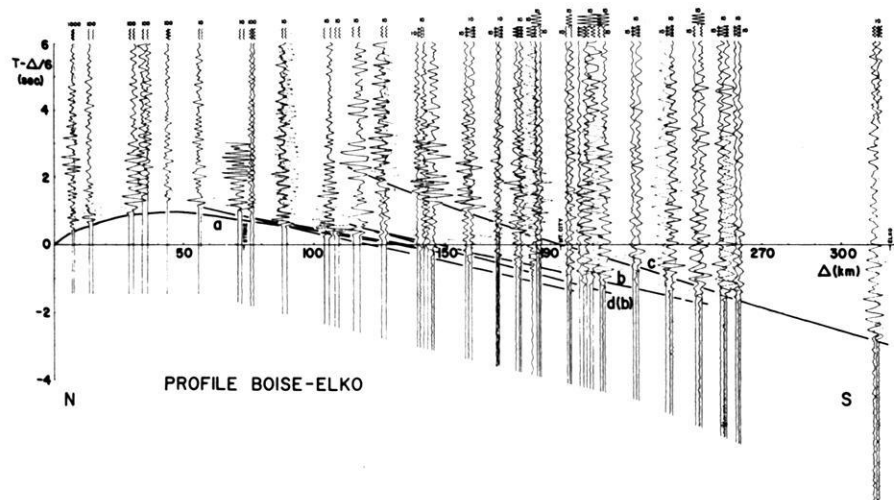


Fig. 5: Record section of the profile Boise (11)—Elko (14).

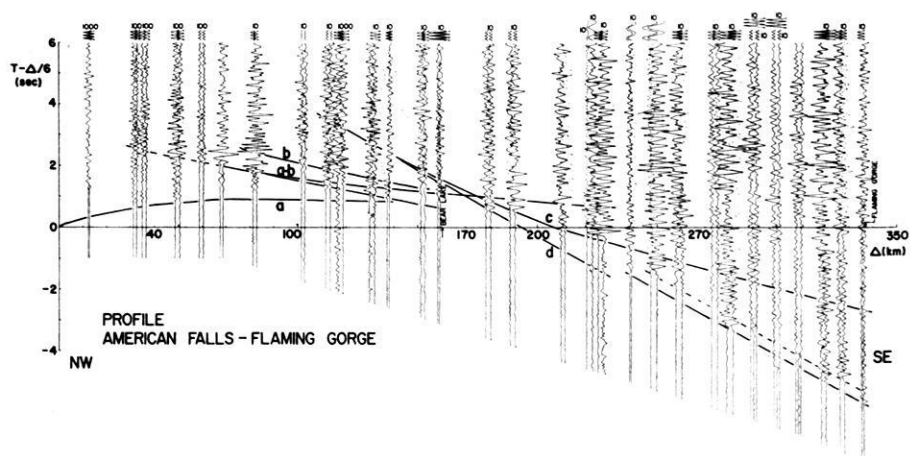


Fig. 6: Record section of the profile American Falls Reservoir (27)—Flaming Gorge Reservoir (29).

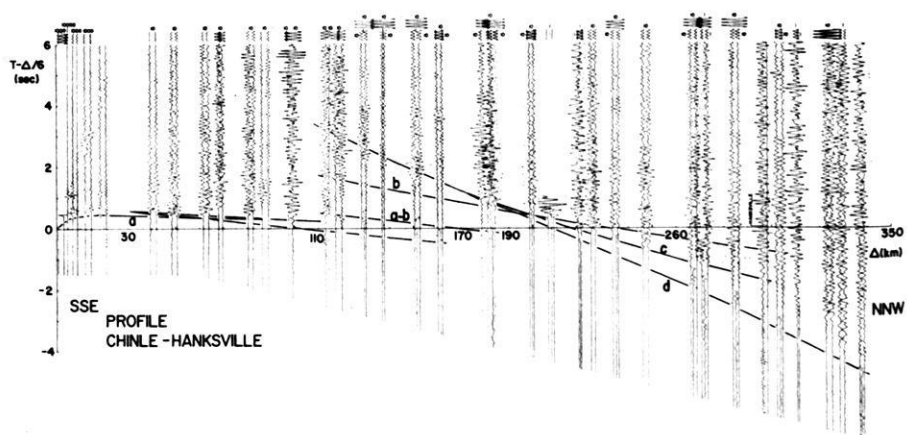


Fig. 7: Record section of the profile Chinle (31)—Hanksville (30).

The profile Delta-Shoal (Fig. 2) was recorded in the northern part, the profile Lake Mead-Santa Monica Bay (Fig. 3) in the southern part of the Basin and Range province.

The profile Mono Lake-Shasta Lake (Fig. 4) was recorded parallel to the geologic structures of the Sierra Nevada, Fig. 5 (Boise-Elko) presents a profile recorded mainly within the Snake River Plain, and finally profiles through the Middle Rocky Mountains (Fig. 6: American Falls Reservoir-Flaming Gorge Reservoir) and the Colorado Plateaus (Fig. 7: Chinle-Hanksville) are shown.

The first arrivals generally align on two travelttime curves: $a(P_g)$, correlated with the basement, and $d(P_n)$, correlated with the upper mantle. Except for the profiles in the Snake River Plain basement velocities of 5.9–6.3 km/s are found based on curve a . On the profiles in the Snake River Plain (Fig. 5), however, as well as on the profile Shasta Lake-Mono Lake the northernmost part of which crosses the southern Cascade Mountains, velocities of 6.6–7.0 km/s result at relatively small distances from the shotpoint.

Depending on crustal thickness, phase d can be correlated beginning from a distance of 130–200 km. At distances greater than 250 km very often the amplitudes of the corresponding arrivals increase. In some cases, these arrivals are delayed with respect to the phases well recognizable up to 200 km distance (Fig. 3 and 6). This delay may be due to the influence of sedimentary layers beneath the corresponding stations, but more often the first arrivals seem to disappear with increasing distance which may be explained by the structure of the upper mantle. On the profiles in the Snake River Plain (Fig. 5) phase d was not recorded, also on some profiles in the Sierra Nevada (Fig. 4) phase d was not or only weakly recorded. The measured apparent velocities vary between 7.3 and 8.25 km/s. Details will be discussed below.

Characterized by large amplitudes, a dominant phase c can be correlated in later arrivals between 70 and 240 km or even greater distances from the shotpoint. The corresponding apparent velocity decreases with increasing distance from about 7.2–8.0 km/s to 6.2–7.0 km/s, and the travelttime curve d is tangent to curve c at the end closest to the shotpoint. This phase c is interpreted as a reflected phase from the Mohorovičić (M) discontinuity, named $P_M P$, by most authors [see for example HEALY and WARREN 1969, PAKISER and STEINHART 1964]. This phase was best recorded in the Basin and Range province and the Snake River Plain (Fig. 2, 3, and 5), yet can be well recognized on most profiles in other areas of the western United States as shown in Fig. 4, 6, and 7. It can be correlated on most profiles in central Europe also [GIESE 1966]. However, GIESE has shown that the explanation as a reflected wave is not in agreement with the exact curvature of curve c in most cases for central Europe. Rather phase c originates in a more or less thick transition zone between crust and upper mantle.

In some areas of the western United States, a well-defined phase b is observed between 50 and 150 km distance from the shotpoint. Like phase c , this phase b is interpreted as reflected phase by most authors, named $P_I P$, i.e. reflected from an intermediate layer. Though very well observed on profiles in the northern Basin and

Range province (Fig. 2), the Snake River Plain (Fig. 5), or the Middle Rocky Mountains (Fig. 6), this phase is very weak or even absent on other profiles as for example in the southern Basin and Range province (Fig. 3). Also in central Europe, the nature of a corresponding traveltime curve b usually is not clear and unique [GIESE 1968]. When phase b is very well developed, often an additional phase $d(b)$ can be observed, usually in first arrivals, the traveltime curve of which is tangent to curve b (Fig. 2 and Fig. 5).

Basic data

Before determining velocity-depth relations, CHOUDHURY et al. [1967] and GIESE [1968] have presented some parameters for the Alps and western Germany which give objective information on the general features of any structure. Such data are: the cross-over distance Δd between the traveltime curve $d(P_n)$ and the distance axis in the reduced traveltime diagram, the "critical" distance Δ_c which is defined here as the distance at which curve d is tangent to curve c , the corresponding "critical" reduced time \bar{T}_c , and the P_n velocity resulting from curves d of reversed profiles. Having found a similar arrangement of traveltime curves in the western United States as found for central Europe, it is reasonable to look for similar typical parameters on the profiles in the western United States and to draw corresponding contour maps.

Figs. 8 and 9 show contour maps of the parameters Δd and Δ_c . The corresponding values were plotted at half their distance. In addition to the profiles re-interpreted, some additional data were available for the parameter Δd : a seismic-refraction survey in the Coast Ranges of central California, carried out in 1967 [STEWART 1968, 1969], a survey in central Arizona of 1964 [WARREN 1969] and the P_n traveltime curve published by BERG et al. [1960] for the eastern Basin and Range province. In the contour map (Fig. 8), the corresponding shotpoints are marked by open quadrangles. The contour maps of Δ_c and Δd represent in a first approximation the variation of the total crustal thickness. Minima result for the Pacific coast of central California, central Nevada, and southeastern California, maxima are obtained for the Sierra Nevada, the Snake River Plain, the Middle Rocky Mountains, and the Colorado Plateaus. A comparison with the corresponding maps by CHOUDHURY et al. [1967] and GIESE [1968] for the Alps and western Germany shows that the maximum values of $\Delta d \geq 200$ km and $\Delta_c = 120-140$ km in the western United States are comparable with the results found for the Alps while the minimum values of $\Delta d = 120-140$ km and $\Delta_c = 60-80$ km in the western United States are comparable with areas in western Germany outside of the Alps.

To eliminate the traveltime delays caused by sedimentary layers the "critical" reduced time \bar{T}_c was corrected by the corresponding reduced traveltime $\bar{T}_{a,c}$ of curve $a(P_g)$ at the "critical" distance Δ_c . The resulting time difference $\bar{T}_c - \bar{T}_{a,c}$ was plotted at half the "critical" distance $\Delta_c/2$ (Fig. 10). High values indicate that the medium of propagation contains material with relatively low P wave velocities. They are found

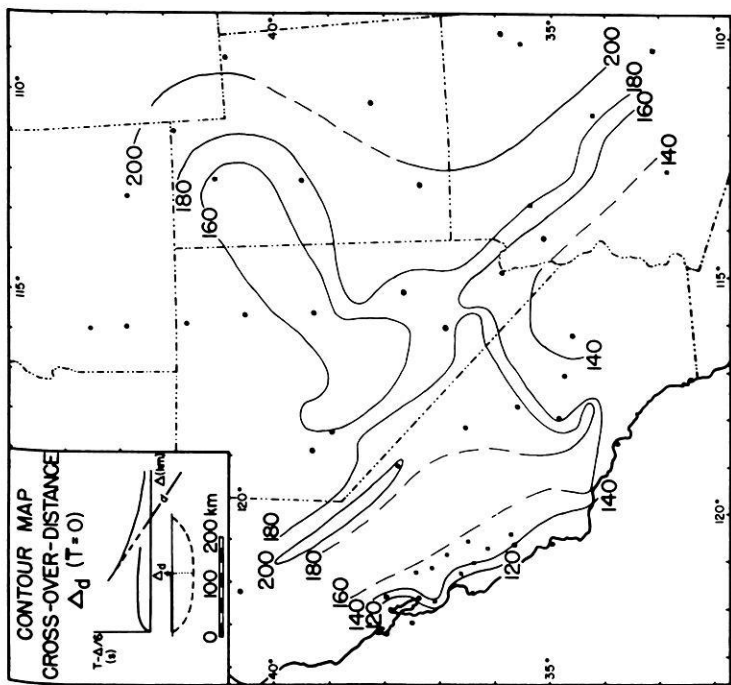


Fig. 8: Contour map of the cross-over distance A_d between P_n (curve d) and $v = 6$ km/s (λ -axis).

Full circles: Shotpoints according to Fig. 1 and Table 1.

Open squares: Shotpoints of other seismic refraction surveys, the P_n traveltimes curves of which are used.

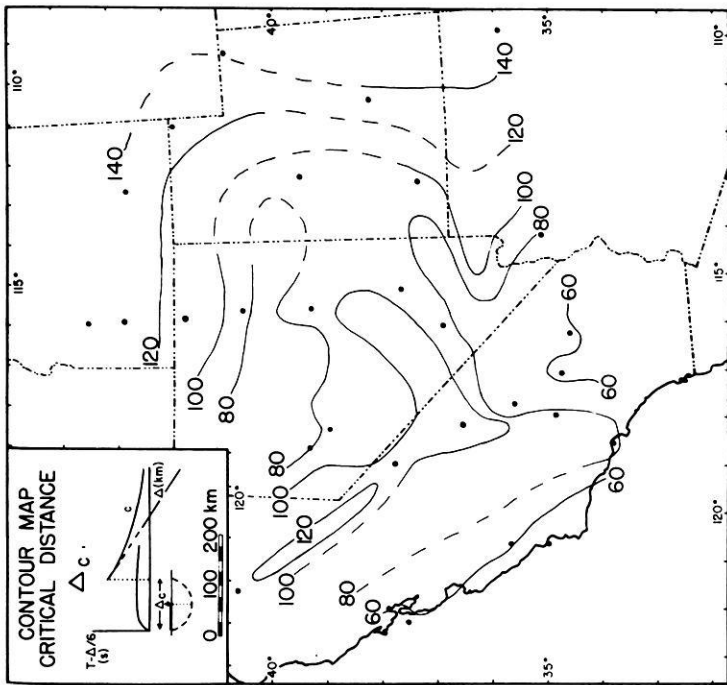


Fig. 9: Contour map of the "critical" distance A_c .

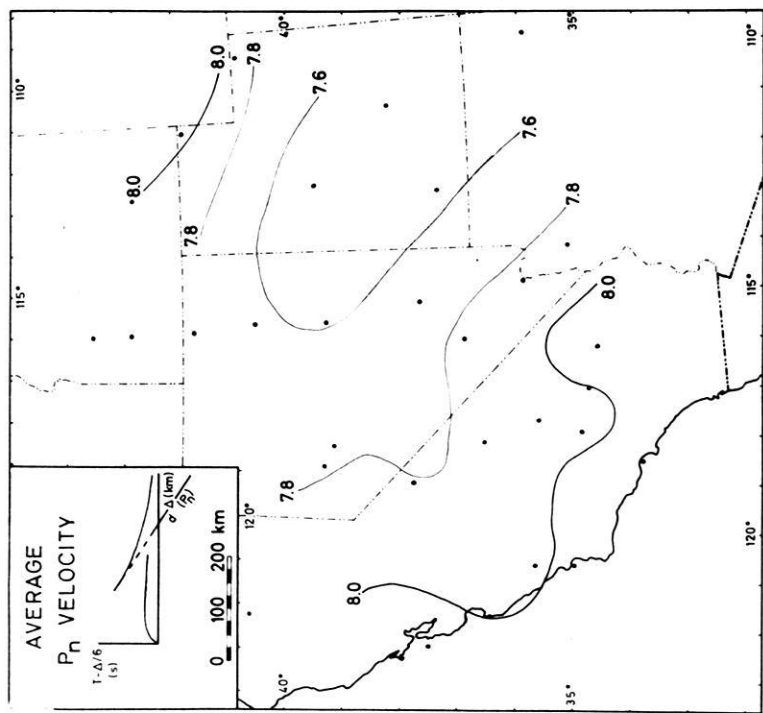


Fig. 11: Contour map of the average P_n velocity based on curve d .

For the construction of the contour lines, for reversed profiles an average value was used, for profiles where the P_n velocity increases with increasing distance the lowest well-defined value was used.

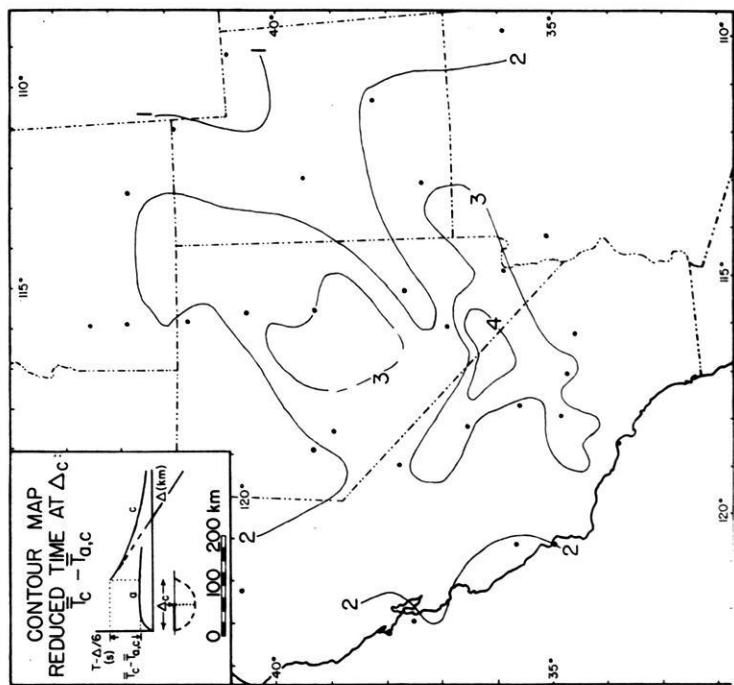


Fig. 10: Contour map of the reduced traveltime $\bar{T}_c - \bar{T}_{n,c}$.

in central Nevada and across southern Nevada including adjacent parts of California. On the corresponding map for western Germany [GIESE 1968], similar high values of 3–4 seconds occur in southeastern Bavaria and adjacent parts of Tyrol. Times of 1–2 seconds in other areas of the western United States are comparable with the values found for the main part of western Germany.

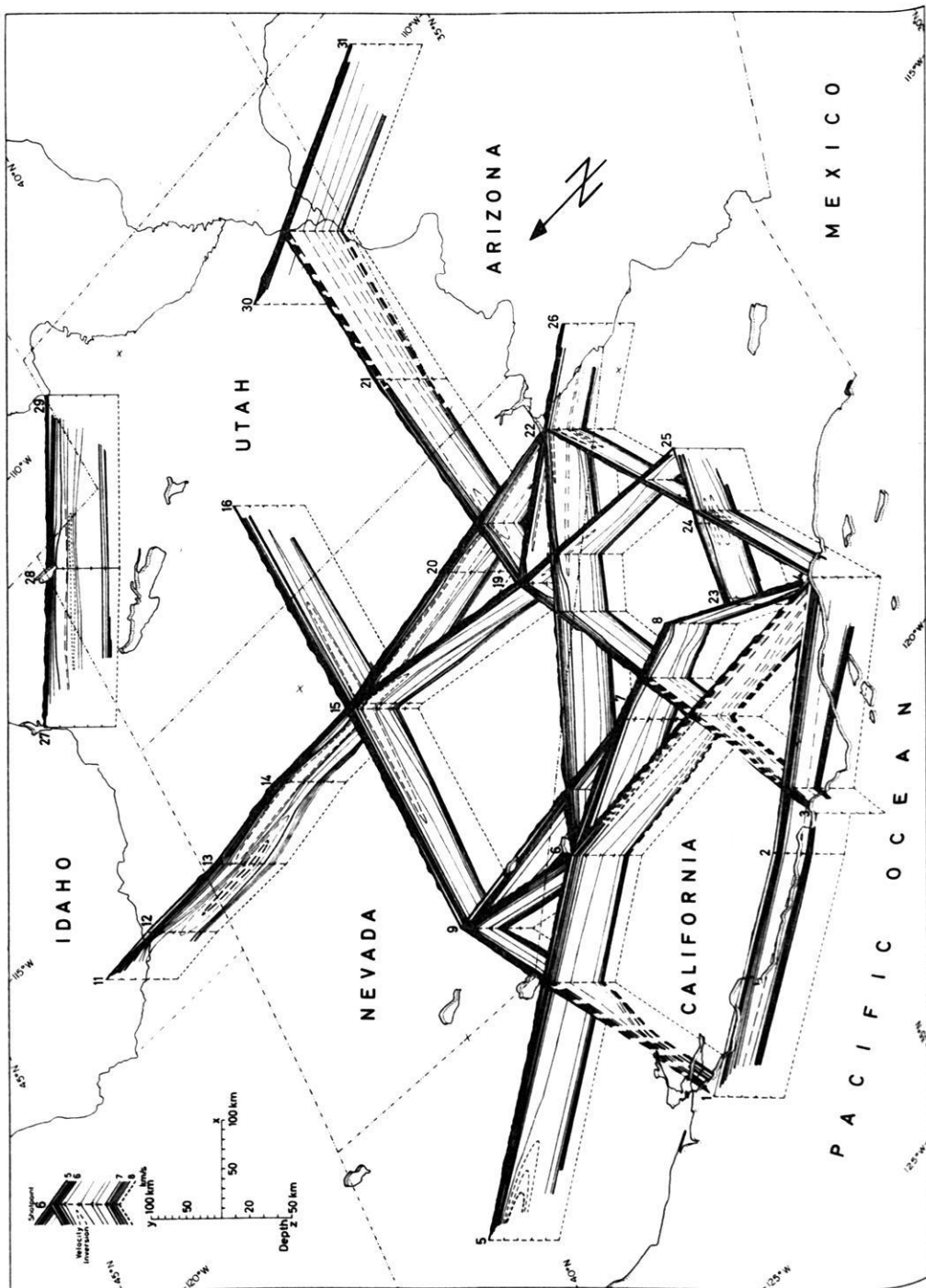
The contour map of the average P_n velocity (Fig. 11) is based on curve d . The velocity gradient in the upper mantle is very small as indicated by the fact, that curve d is a nearly straight line in most cases. The resulting velocity values are strongly influenced by horizontal velocity gradients. To obtain approximately true velocities, therefore, an average value was used for reversed profiles, and plotted at the middle of the corresponding two shotpoints. While, with the exception of two areas in the central part of western Germany, the P_n velocity found in central Europe is equal to or greater than 8.0 km/s as shown by GIESE (1968) by the corresponding contour map for western Germany and stated by various authors [FUCHS et al. 1963, GERMAN RESEARCH GROUP 1964, PRODEHL 1965, FUCHS and LANDISMAN 1966, GIESE 1966, MEISSNER 1967, ANSORGE 1968, CLOSS 1969], the P_n velocities found for the western United States are generally less than 8.0 km/s varying between 7.6 and 7.9 km/s. Only beneath the Coast Ranges of California, southern California, and the Middle Rocky Mountains, P_n velocities of 8 km/s and higher are obtained. Except for the Mojave desert in southern California this result is in general agreement with former investigations [PAKISER 1963, PAKISER and STEINHART 1964, STUART et al. 1964, PAKISER and ZIETZ 1965].

Crustal structure

GIESE [1963, 1966] has used successfully the Herglotz-Wiechert method for the determination of velocity-depth functions in cases where $t(\Delta)$ is a continuous function. On nearly all profiles in central Europe as well as on most profiles in the western United States, however, the traveltimes curves cannot be combined to a continuous system with cusps (triplications) corresponding to depths where the velocity-gradient is very strong. Besides indirect methods [FUCHS and LANDISMAN 1966, MUELLER and LANDISMAN 1966], velocity-depth functions can also be found directly with the aid of an approximation method developed by GIESE [1966].

The crustal models presented in this paper are based on GIESE's method. The results of the velocity-depth determinations were used to construct 15 crustal cross sections through the area of investigation showing lines of equal velocity. All cross sections were combined to a fence diagram (Fig. 12). Because of the wide spacing of the shotpoints, the crustal cross sections cannot give detailed changes in horizontal direction, but only an approximate picture of changes in crustal structure.

Under the Snake River Plain and under the southern Cascade Mountains the velocity increases within a small depth range to 6.6–7.0 km/s. It is possible that upper crustal material is lacking here as indicated by basaltic volcanic surface material



[PAKISER and HILL 1963, PAKISER 1964, HAMILTON and MYERS 1966, 1968]. Under the Snake River Plain curves *a*, *b*, and *d(b)* (Fig. 5) result from velocity increases within probable basaltic material. Under the southern Cascade Mountains beneath a zone of strong velocity increase between 0 and 7 km, a velocity inversion from 6.6 to 6.0 km/s is found between 8 and 17 km depth corresponding to a local gravity low within a more extended gravity high [PAKISER 1964].

Under the Basin and Range province, within the upper crust a slight velocity inversion from 6.1–6.3 to 6.0–6.1 km/s is found. Especially under its southern part relatively low *P* wave velocities of 6.0 km/s are found within the upper 20 km and seem to exist even below that depth near Lake Mead and N.T.S. Also under the southernmost part of the Sierra Nevada, near China Lake, low-velocity material (6.1 km/s) reaches to depths of about 20 km. Under the Middle Rocky Mountains the existence of a zone with velocity inversion within the upper crust, from 6.4 to 5.8 km/s, is indicated at a depth of about 17 km. Under the Colorado Plateaus, the main part of the Sierra Nevada, and the Coast Ranges of California, however, a velocity inversion is not evident within the crust.

From the existence of a well-defined traveltime curve *b* in some areas (Figs. 2 and 6) a well-defined intermediate transition zone within the crust is derived where the velocity increases from 6.4–6.6 to 7.0 km/s within the small depth range of a few kilometers. Such a zone is found under the Middle Rocky Mountains and the northern part of the Basin and Range province. Moving in the Basin and Range province from north to south, the intermediate transition zone disappears. There are no or only weak indications for a distinct division of the crust in an upper and a lower part beneath the southern part of the Basin and Range province. Under the Sierra Nevada, the Coast Ranges of California, and the Colorado Plateaus, an intermediate transition zone is not clearly developed, rather the velocity increases more or less uniformly from 6.1–6.2 km/s in the uppermost crust to 6.7–6.8 km/s at the top of the crust-mantle transition.

The base of the crust is generally a transition zone, the thickness of which varies between 2 and about 10 km and in which the velocity increases gradually from 6.6 to 7.0 km/s to about 7.8 km/s. This zone is relatively thin under the Coast Ranges of California, the Basin and Range province, and the Snake River Plain, but increases in thickness under the Sierra Nevada, the Middle Rocky Mountains, and the Colorado Plateaus.

Fig. 12: Fence diagram of the western United States showing crustal structure by lines of equal velocity (contour interval 0.2 km/s). The diagram is viewed from an angle of 45° from the Pacific Ocean toward the northeast, approximately parallel to the line from Los Angeles to Salt Lake City. The depth *z* is exaggerated 2:1 versus the horizontal direction *y* (SW to NE). The scale of surface elevation corresponds to the scale of *z*. Velocity lines less than 5 km/s are not shown. Dashed lines indicate uncertain results. The depth scales under the shotpoints are divided into 10 km intervals. The shotpoints are numbered according to Fig. 1 and Table 1.

Strongly increasing velocity in combination with an increasing velocity gradient within the crust-mantle transition zone suggests to define the depth of the strongest velocity gradient as the base of the crust and to draw a corresponding contour map for the depth of strongest velocity gradient $z(\Delta_c)$ (Fig. 13). With an average thickness of 32–34 km, the crust is thinner under the Basin and Range province than under the surrounding Sierra Nevada in the west, the Snake River Plain in the north, the Middle Rocky Mountains in the northeast, and the Colorado Plateaus in the east

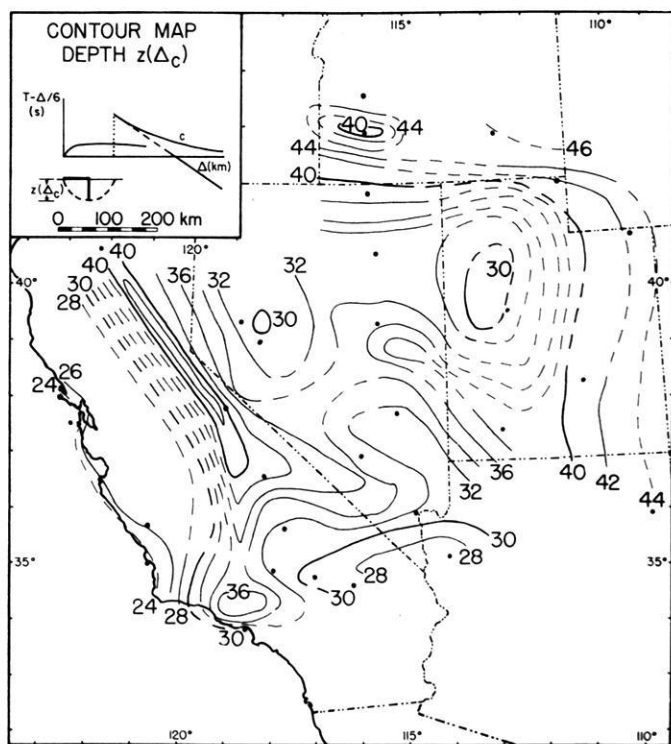


Fig. 13: Contour map of total crustal thickness. The contour lines show the depth of the strongest velocity gradient in the transition zone between crust and mantle: $z(\Delta_c)$. The values are plotted at half "critical" distance from the corresponding shotpoint.

where crustal thickness reaches more than 40 km. This result was already suggested by the contour maps for Δ_a and Δ_c (Figs. 8 and 9). Beneath the Basin and Range province minima in crustal thickness are found near Fallon, Nevada (29 km), near Delta, Utah (29 km), and between Kingman, Arizona, and Ludlow, California (28 km). The minimum near Delta, Utah, may correspond to an interpretation of BERG et al. [1960] who found the top of a layer with 7.59 km/s at 25 km depth beneath northwestern Utah.

The thick crust under the Sierra Nevada is not confined to its morphologic boundary in the east at Owens Valley but reaches far to the east in its central part concordant with the geologic observation that the Sierra Nevada batholith south of Mono Lake extends eastward from Owens Valley into the Death Valley region [BATEMEN et al. 1963] and "is broken into numerous large and small basin-and-range blocks"

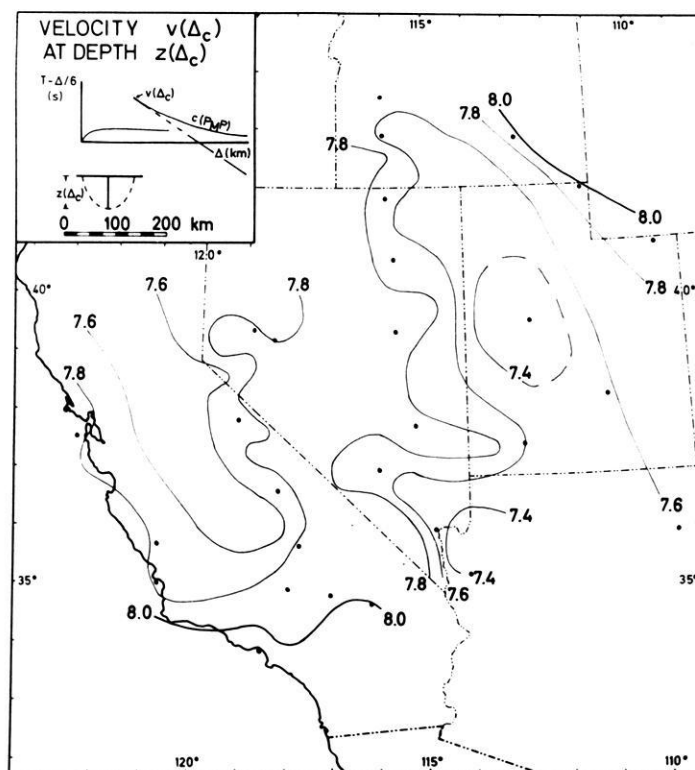


Fig. 14: Contour map of the velocity $v(\Delta_c)$ at the depth of strongest velocity gradient $z(\Delta_c)$ in the crust-mantle transition zone. The values are plotted at half the "critical" distance from the corresponding shotpoint.

[HAMILTON and MYERS 1967]. To the south the crustal thickness decreases to 33 km near China Lake.

The thinnest crust was found with 24–26 km under the Coast Ranges of central California, similar to a result found by BERG et al. [1966] who obtained a crustal thickness of only 16 km for the Coast Ranges of Oregon.—South of San Luis Obispo the crust thickens and reaches 36–37 km under the Transverse Ranges north of Los Angeles.

The velocity $v(d_c)$ which corresponds to the depth of strongest velocity gradient is mapped in Fig. 14. For some areas significantly lower velocity values result than are shown in the contour map of the P_n velocity (Fig. 11) which are based on curve d . These differences may be explained by a further velocity increase below the depth of strongest velocity gradient. This result corresponds to similar differences between velocity in the zone of strongest gradient and P_n velocity mapped by GIESE [1968] for

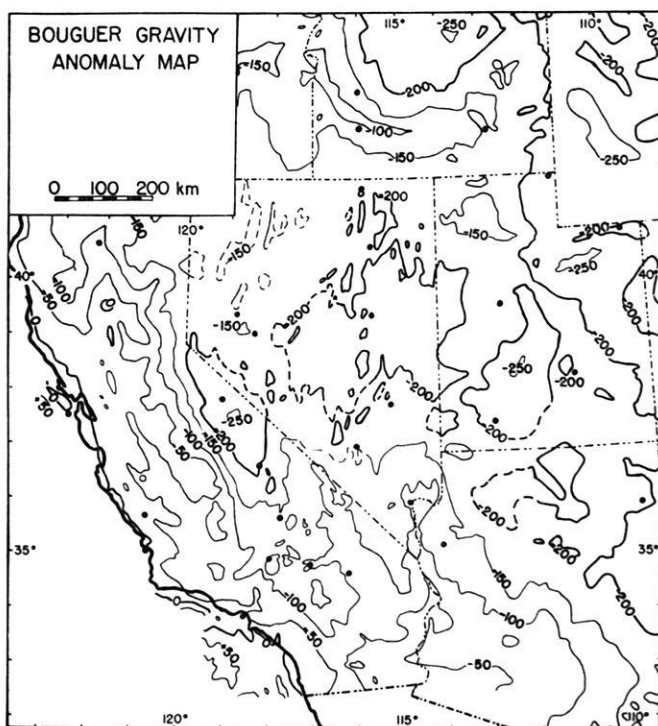


Fig. 15: Bouguer gravity anomaly map of the area of investigation, simplified after the Bouguer gravity anomaly map of the United States [AMERICAN GEOPHYSICAL UNION 1964]. The contour interval is 50 mgal. Full circles mark the position of the shot-points (Fig. 1 and Table 1).

western Germany. For some areas of western Germany the difference amounts to 0.5 km/s or even more.

The comparison between crustal structure and the Bouguer gravity anomalies [AMERICAN GEOPHYSICAL UNION 1964] in Fig. 15 shows general agreement for all areas outside the Basin and Range province. The gravity high under the Coast Ranges of California corresponds to a thin crust, gravity lows under the Colorado Plateaus, the Middle Rocky Mountains, and the Sierra Nevada correspond to a thick crust.

The gravity highs under the Snake River Plain and the southern Cascade Mountains correspond to a mainly basic crust.

This general correlation is evidently not fulfilled for the Basin and Range province. Here low gravity in addition to a thin crust suggests the existence of an anomalous upper mantle which is also indicated by low P wave velocities (Fig. 11 and 14), high heat flow of ≥ 2 cal/cm²sec [LEE and UYEDA 1965], and velocity-depth determinations for the upper mantle by JOHNSON [1967] and ARCHAMBEAU et al. [1969].

The results presented in this paper show a general agreement with the results summarized by a map of PAKISER and ZIETZ [1965] showing the variations in crustal thickness, mean crustal velocity, and upper-mantle velocity.

Also the interpretations by previous authors which are summarized by WARREN [1968a, b] and HEALY and WARREN [1969] show generally good agreement with the results shown here, with a few exceptions: A thick layer with a velocity of 6.9 km/s in the lower crust of the Sierra Nevada and a resulting total crustal thickness of about 50 km as reported by EATON [1966] could not be confirmed. Also, as discussed in detail above, a well-defined intermediate boundary zone between upper and lower crust could not be found everywhere.

Because of the different tectonic and geologic position of the western United States and of central Europe a comparison of the results obtained for both areas is problematic. Nevertheless, it seems interesting to the author to point out the most obvious similarities and differences of the seismic-refraction data and of the crustal structure derived from those data for both the western United States and central Europe.

The total crustal thickness of the Sierra Nevada and the Middle Rocky Mountains is about the same as found by CHOUDHURY et al. [1967] for the Alps. Also the thickness of the crust-mantle transition zone is within a comparable range. However, the well-defined low-velocity zone under the Alps where the velocity decreases from 6.1–6.2 km/s to about 5.5 km/s is only weakly indicated under the Middle Rocky Mountains and is not evident under the Sierra Nevada. The result that the total crustal thickness as well as the thickness of the crust-mantle transition zone decrease with increasing distance from the Alps is similar to the results found for the environment of the Sierra Nevada. It is questionable, whether the same conclusions can be made for the Middle Rocky Mountains. The structure of the adjacent Colorado Plateaus rather indicates a similar thickness of both the total crust and the transition zone between crust and mantle. Equal crustal thickness of more than 40 km is reported also for the southern Rocky Mountains and the adjacent Great Plains in Colorado [PAKISER 1965]. This result for the Great Plains which belong to the stable platform of the North American continent is significantly greater than found with 30 km for the "normal" crust in central Europe.

The crust under the Apennines between Genoa and Florence is about 25–30 km thick [GIESE et al. 1967, 1968] which agrees with values found for the Coast Ranges of California. Future surveys and interpretations may show whether the crustal and upper mantle structure of the northern Apennines and the adjacent Po Plain in

northern Italy can be compared with the crustal and upper mantle structure of the Coast Ranges and the adjacent Great Valley of California.

Acknowledgements

The present study was enabled by a grant of the Deutsche Forschungsgemeinschaft (German Research Association) in cooperation with the U.S. Geological Survey and a succeeding appointment as a Visiting Scientist at the National Center for Earthquake Research of the U.S. Geological Survey in Menlo Park, California. I am mostly indebted to the staff of the National Center for Earthquake Research, especially to Dr. L. C. PAKISER and Dr. J. H. HEALY for detailed discussion; Dr. J. P. EATON, W. H. JACKSON, J. C. ROLLER, D. J. STUART, and S. W. STEWART for unpublished data, reports, record sections, and computer programs. I am also indebted to Professor P. GIESE, Berlin, for discussion, and to Professors St. MÜLLER, Karlsruhe, and M. LANDISMAN, Dallas, for unpublished record sections of the Mojave-Ludlow profiles. J. ANSORGE, Dr. K. FUCHS, and Dr. G. MÜLLER, Karlsruhe, kindly read the manuscript.

References

- AMERICAN GEOPHYSICAL UNION: Bouguer gravity anomaly map of the United States, exclusive of Alaska and Hawaii. U.S. Geol. Survey Spec. Map, 2 sheets, scale 1:2500000, 1964
- ANSORGE, J.: Die Struktur der Erdkruste an der Westflanke der Zone von Ivrea. Schweiz. Mineralog. u. Petrogr. Mitt. 48, 247–254, 1968
- ARCHAMBEAU, C. B., E. A. FLINN and D. G. LAMBERT: Fine structure of the upper mantle. J. Geophys. Res. 74, 5825–5865, 1969
- BATEMAN, P. C., L. D. CLARK, N. K. HUBER, J. G. MOORE and C. D. RINEHART: The Sierra Nevada batholith—a synthesis of recent work across the central part. U.S. Geol. Survey Prof. Paper 414-D, D1–D46, 1963
- BATEMAN, P. C. and C. WAHRHAFTIG: Geology of the Sierra Nevada. In: Geology of northern California, ed. E. H. BAILEY, California Div. Mines Bull. 190, San Francisco, 107–172, 1966
- BERG, J. W., K. L. COOK, H. D. NARANS and W. M. DOLAN: Seismic investigation of crustal structure in the eastern part of the Basin and Range province. Bull. Seism. Soc. Am. 50, 511–535, 1960
- BERG, J. W., L. TREMBLY, D. A. EMILIA, J. R. HUTT, J. M. KING, L. T. LONG, W. R. MCKNIGHT, S. K. SARMAH, R. SOUDERS, J. V. THIRUVATHUKAL and D. A. VOSSLER: Crustal refraction profile, Oregon Coast Range. Bull. Seism. Soc. Am. 56, 1357–1362, 1966
- CHOUDHURY, M., P. GIESE and G. DE VISINTINI: Crustal structure of the Alps—some general features from explosion seismology. IUGG—General Assembly, Switzerland, 15 p., 1967
- CLOSS, H.: Explosion seismic studies in western Europe. In: The earth's crust and upper mantle, ed. P. J. HART, Geophys. Monograph 13, Am. Geophys. Un., Washington, D.C., 178–188, 1969

- CROWELL, J. C.: The California Coast Ranges. UMR J. 1, 133—156, 1968
- DIMENT, W. H., S. W. STEWART and J. C. ROLLER: Crustal structure from the Nevada Test Site to Kingman, Arizona, from seismic and gravity observations. *J. Geophys. Res.* 66, 201—214, 1961
- EATON, J. P.: Crustal structure from San Francisco, California, to Eureka, Nevada, from seismic-refraction measurements. *J. Geophys. Res.* 68, 5789—5806, 1963
- : Crustal structure in northern and central California from seismic evidence. In: *Geology of northern California*, ed. E. H. BAILEY, California Div. Mines Bull. 190, San Francisco, 419—426, 1966
- EATON, J. P., J. H. HEALY, W. H. JACKSON and L. C. PAKISER: Upper mantle velocity and crustal structure in the eastern Basin and Range province, determined from SHOAL and chemical explosions near Delta, Utah. Program Annual Meeting, Seism. Soc. Am., 30—31, 1964
- FENNEMAN, N. M. and D. W. JOHNSON: Physical divisions of the United States. U.S. Geol. Survey Map, 1:7000000, 1946
- FUCHS, K. and M. LANDISMAN: Detailed crustal investigation along a north-south section through the central part of western Germany. In: *The earth beneath the continents*, ed. J. S. STEINHART and T. J. SMITH, Geophys. Monograph 10, Am. Geophys. Un., Washington, D.C., 433—452, 1966
- FUCHS, K., St. MÜLLER, E. PETERSCHMITT, J. P. ROTHÉ, A. STEIN and K. STROBACH: Krustenstruktur der Westalpen nach refraktionsseismischen Messungen. *Gerlands Beitr. z. Geophysik* 72, 149—169, 1963
- GERMAN RESEARCH GROUP FOR EXPLOSION SEISMOLOGY: Crustal structure in western Germany. *Z. Geophysik* 30, 209—234, 1964
- GIBBS, J. F. and J. C. ROLLER: Crustal structure determined by seismic-refraction measurements between the Nevada Test Site and Ludlow, California. U.S. Geol. Survey Prof. Paper 550-D, D125—D131, 1966
- GIESE, P.: Die Geschwindigkeitsverteilung im obersten Bereich des Kristallins, abgeleitet aus Refraktionsbeobachtungen auf dem Profil Böhmischem Eschenlohe. *Z. Geophysik* 29, 197—214, 1963
- : Versuch einer Gliederung der Erdkruste im nördlichen Alpenvorland, in den Ostalpen und in Teilen der Westalpen mit Hilfe charakteristischer Refraktions-Laufzeit-Kurven sowie eine geologische Deutung. *Habil. Schrift, Math.-Naturwiss. Fak. d. Freien Universität Berlin*, 143 p., 1966
(veröff.: *Inst. f. Meteorol. u. Geophysik d. FU Berlin, Geophys. Abh.* 1/2, 214 p., 1968)
- : The structure of the earth's crust in central Europe. 10th Gen. Ass., *Europ. Seism. Comm.*, Leningrad, 30 p., 1968
- GIESE, P., K. GÜNTHER and K. J. REUTTER: Vergleichende geologische und geophysikalische Betrachtungen der Westalpen und des Nordapennins. *Z. deutsch. geol. Ges.* 120, 152—196, 1968 (1970)
- GIESE, P., C. PRODEHL and C. BEHNKE: Ergebnisse refraktionsseismischer Messungen 1965 zwischen Französischem Zentralmassiv und den Westalpen. *Z. Geophysik* 33, 215—261, 1967

- GIESE, P., C. PRODEHL and G. DE VISINTINI: Ergebnisse refraktionsseismischer Messungen im Grenzbereich Alpen/Apennin und im Nordapennin. Vortrag, deutsch. geol. Ges., 119. Hauptversammlung, 1967
- HAMILTON, W. and W. B. MYERS: Cenozoic tectonics of the western United States. *Rev. Geophysics* 4, 509—549, 1966
- : The nature of batholiths. U.S. Geol. Survey Prof. Paper 554-C, C1—C30, 1967
- : Cenozoic tectonic relationships between the western United States and the Pacific Basin. In: *Proceedings of Conference on Geologic Problems of San Andreas fault system*, ed. W. R. DICKINSON and A. GRANTZ, School of Earth Sciences, Stanford University, California, 342—357, 1968
- HEALY, J. H.: Crustal structure along the coast of California from seismic-refraction measurements. *J. Geophys. Res.* 68, 5777—5787, 1963
- HEALY, J. H. and D. H. WARREN: Explosion seismic studies in North America. In: *The earth's crust and upper mantle*, ed. P. J. HART, *Geophys. Monograph* 13, Am. Geophys. Un., Washington, D.C., 208—220, 1969
- HILL, D. P. and L. C. PAKISER: Crustal structure between the Nevada Test Site and Boise, Idaho, from seismic-refraction measurements. In: *The earth beneath the continents*, ed. J. S. STEINHART and T. J. SMITH, *Geophys. Monograph* 10, Am. Geophys. Un., Washington, D.C., 391—419, 1966
- : Seismic-refraction study of crustal structure between the Nevada Test Site and Boise, Idaho. *Geol. Soc. Am. Bull.* 78, 685—704, 1967
- JACKSON, W. H., S. W. STEWART and L. C. PAKISER: Crustal structure in eastern Colorado from seismic-refraction measurements. *J. Geophys. Res.* 68, 5767—5776, 1963
- JAMES, D. E. and J. S. STEINHART: Structure beneath continents: A critical review of explosion studies 1960—1965. In: *The earth beneath the continents*, ed. J. S. STEINHART and T. J. SMITH, *Geophys. Monograph* 10, Am. Geophys. Un., Washington, D.C., 293—333, 1966
- JOHNSON, L. R.: Crustal structure between Lake Mead, Nevada, and Mono Lake, California. *J. Geophys. Res.* 70, 2863—2872, 1965
- : Array measurements of P velocities in the upper mantle. *J. Geophys. Res.* 72, 6309 to 6325, 1967
- KING, P. B.: *The evolution of North America*. Princeton University Press, Princeton, N.J., 189 p., 1959
- LEE, W. H. K. and S. UYEDA: Review of heat flow data. In: *Terrestrial heat flow*, ed. W. H. K. LEE, *Geophys. Monograph* 8, Am. Geophys. Un., Washington, D.C., 87—190, 1965
- MACDONALD, G. A.: Geology of the Cascade Range and Modoc Plateau. In: *Geology of northern California*, ed. E. H. BAILEY, California Div. Mines Bull. 190, San Francisco, 65—96, 1966
- MEISSNER, R.: Zum Aufbau der Erdkruste. Ergebnisse der Weitwinkelmessungen im bayerischen Molassebecken. *Gerlands Beitr. z. Geophysik* 76, 211—254, 295—314, 1967

- MORELLI, C., S. BELLEMO, I. FINETTI and G. DE VISINTINI: Preliminary depth contour maps of the Conrad and Moho discontinuities in Europe. *Boll. Geofis. teor. ed appl.* 9, 142—157, 1967
- MUELLER, ST. and M. LANDISMAN: Seismic studies of the earth's crust in continents. In: Evidence for a low-velocity zone in the upper part of the lithosphere. *Geophys. J.* 10, 525—538, 1966
- PAKISER, L. C.: Structure of the crust and upper mantle in the western United States. *J. Geophys. Res.* 68, 5747—5756, 1963
- : Gravity, volcanism, and crustal structure in the southern Cascade Range, California. *Geol. Soc. Am. Bull.* 75, 611—620, 1964
- : The basalt-eclogite transformation and crustal structure in the western United States. U.S. Geol. Survey Prof. Paper 525-B, B1—B8, 1965
- PAKISER, L. C., and D. P. HILL: Crustal structure in Nevada and southern Idaho from nuclear explosions. *J. Geophys. Res.* 68, 5757—5766, 1963
- PAKISER, L. C., M. F. KANE, and W. H. JACKSON: Structural geology and volcanism of Owens Valley region, California—a geophysical study. U.S. Geol. Survey Prof. Paper 438, 68 p., 1964
- PAKISER, L. C., and J. S. STEINHART: Explosion seismology in the western hemisphere. In: *Research in geophysics 2, solid earth and interface phenomena*, ed. H. ODISHAW, Mass. Inst. Technology Press, Cambridge, 123—147, 1964
- PAKISER, L. C., and I. ZIETZ: Transcontinental crustal and upper mantle structure. *Rev. Geophysics* 3, 505—520, 1965
- PRODEHL, C.: Struktur der tieferen Erdkruste in Südbayern und längs eines Querprofils durch die Ostalpen, abgeleitet aus refraktionsseismischen Messungen bis 1964. *Boll. Geofis. teor. ed appl.* 7, 35—88, 1965
- ROLLER, J. C.: Crustal structure in the vicinity of Las Vegas, Nevada, from seismic and gravity observations. U.S. Geol. Survey Prof. Paper 475-D, D108—D111, 1964
- : Crustal structure in the eastern Colorado Plateaus province from seismic-refraction measurements. *Seism. Soc. Am. Bull.* 55, 107—119, 1965
- ROLLER, J. C., and J. H. HEALY: Seismic-refraction measurements of crustal structure between Santa Monica Bay and Lake Mead. *J. Geophys. Res.* 68, 5837—5849, 1963
- RYALL, A., and D. J. STUART: Traveltimes and amplitudes from nuclear explosions, Nevada Test Site to Ordway, Colorado. *J. Geophys. Res.* 68, 5821—5835, 1963
- STEWART, S. W.: Preliminary comparison of seismic traveltimes and inferred crustal structure adjacent to the San Andreas fault in the Diablo and Gabilan Ranges of central California. In: *Proceedings of conference on geologic problems of San Andreas fault system*, ed. W. R. DICKINSON and A. GRANTZ. School of Earth Sciences, Stanford University, Stanford, California, 218—230, 1968
- : Private communication, 1969
- STUART, D. J., J. C. ROLLER, W. H. JACKSON and G. B. MANGAN: Seismic propagation paths, regional traveltimes, and crustal structure in the western United States. *Geophysics* 29, 178—187, 1964

- WARREN, D. H.: Transcontinental geophysical survey (35° – 39° N): Seismic refraction profiles of the crust and upper mantle from 112° W longitude to the coast of California. U.S. Geol. Survey Misc. Geol. Inv. Map I 532-D, 1968a
- : Transcontinental geophysical survey (35° – 39° N): Seismic refraction profiles of the crust and upper mantle from 100° to 112° W longitude. U.S. Geol. Survey Misc. Geol. Inv. Map I 533-D, 1968b
- : A seismic-refraction survey of crustal structure in central Arizona. Geol. Soc. Am. Bull. 80, 257–282, 1969
- WARRICK, R. E., D. B. HOOVER, W. H. JACKSON, L. C. PAKISER and J. C. ROLLER: The specification and testing of a seismic-refraction system for crustal studies. Geophysics 26, 820–824, 1961
- WILLDEN, R.: Seismic-refraction measurements of crustal structure between American Falls Reservoir, Idaho, and Flaming Gorge Reservoir, Utah. U.S. Geol. Survey Prof. Paper 525-C, C44–C50, 1965

MARS 66

Eine Magnetbandapparatur für seismische Tiefensondierung

A Magnetic Tape Recording Equipment for Deep Seismic Sounding¹⁾

Von H. BERCKHEMER, Frankfurt a. M.²⁾

Eingegangen am 21. März 1970

Zusammenfassung: Es werden Aufbau und Wirkungsweise einer tragbaren Apparatur für seismische Tiefensondierung beschrieben. Die Aufnahme erfolgt nach dem Frequenz-Multiplex-Modulations-Verfahren auf $\frac{1}{4}$ " Magnetband. Jede Aufnahmeeinheit besteht aus drei 2-Hz-Universalseismometern, den zugehörigen Verstärkern, Modulatoren, dem Magnetbandgerät und dem Zeitsignalempfänger. Signalfrequenzbereich 0,3—100 Hz. Der große Dynamikumfang von 60 db wird durch wirkungsvolle Kompensation der Bandgleichlaufschwankungen erreicht. Die Abspielung der Magnetbänder erfolgt in einer ortsfesten Zentrale. Die geophysikalischen Institute in der Bundesrepublik sind mit ca. 50 einheitlich kalibrierten Geräten dieses Typs ausgestattet. Einige Beispiele illustrieren ihre Anwendung. Eine Tabelle für optimale Verstärkung wurde aufgestellt.

Summary: A portable equipment for deep seismic sounding is described. Use is made of frequency-multiplex-modulation recording technics on $\frac{1}{4}$ " magnetic tape. Each recording unit consists of three 2 cps-universal field seismometers, the corresponding amplifiers, modulators, the tape recorder and the time signal receiver. The signal frequency range is 0,3—100 cps. The high dynamic range of 60 db is reached by a very effective flutter and wow compensation. A playback center has been established. The geophysics institutes in the Federal Republic of Germany are equipped with 50 calibrated instruments of this type. Some examples illustrate their application. A table for optimum gain setting is given.

1. Einleitung

Im Laufe der vor mehr als 10 Jahren begonnenen tiefenseismischen Erforschung der Erdkruste in Mitteleuropa und im Alpenraum durch die geophysikalischen Institute der Bundesrepublik wurde immer deutlicher, daß die anfängliche sehr heterogene Instrumentierung der Meßtrupps und die bis dahin gebräuchliche photographische Registriertechnik den wachsenden Anforderungen der Seismogrammauswertung nicht

¹⁾ Dieser Bericht wurde ausgearbeitet im Auftrag der „GERMAN RESEARCH GROUP FOR EXPLOSION SEISMOLOGY“.

Gemeinschaftsarbeiten der deutschen geophysikalischen Institute im Rahmen der Förderungsprogramme der Deutschen Forschungsgemeinschaft, Beitrag Nr. 125.

²⁾ Professor Dr. H. BERCKHEMER, Institut für Meteorologie und Geophysik, Frankfurt a. M.

mehr gerecht wurde. Von der reinen Laufzeitauswertung der Ersteinsätze verlagerte sich das Interesse auf die Gesamtheit der Einsätze, und zwar nicht nur auf deren Laufzeiten, sondern auch auf Intensität und Spektralgehalt. Insbesondere im Bereich der Überholentfernung verschiedener Einsätze bilden sich oft komplizierte Interferenzsysteme aus, die nur durch Phasenkorrelation von Seismogrammen dicht benachbarter Meßpunkte einer Interpretation zugänglich sind.

Von diesen Gesichtspunkten ausgehend ergaben sich für die neu zu entwickelnden Meßapparaturen folgende Forderungen:

- a) Alle Aufnahmegeräte müssen in ihren dynamischen Eigenschaften übereinstimmen und bezüglich der Vergrößerung kalibrierbar sein.
- b) Der Frequenzbereich und der Dynamikumfang der Aufnahmeapparatur muß so groß sein, daß keine im Signal enthaltene Information verlorengeht.
- c) Die Meßwerte müssen als elektrische Größen auf Magnetband gespeichert werden, damit bei der nachfolgenden Auswertung alle Methoden der modernen Datenbearbeitung wie Normierung, Filterung, Bündelung, Korrelation und Frequenzanalyse, entweder analog elektrisch oder digital, Anwendung finden können.
- d) Die auf den Beobachtungsprofilen dicht (Abstand ca. 400 m) aufgestellten Seismometer sollen zu kleinen Registriergruppen zusammengefaßt werden. Mit je drei Seismometern pro Aufnahmeapparatur kann diese noch leicht transportabel ausgeführt werden. Dies gilt auch für die erforderlichen Verbindungskabel.
- e) Die Apparatur muß im Temperaturbereich von -15°C bis $+50^{\circ}\text{C}$ betriebsfähig sein, um unter allen Wetter- und Klimabedingungen eingesetzt werden zu können.
- f) Die Aufnahmeapparaturen sollen die Möglichkeit bieten, während und nach der Registrierung wenigstens qualitativ bereits am Meßort die Stärke der Bodenbewegung beurteilen zu können.
- g) Zur ökonomischen Ausnutzung der Sprengung sind ca. 20—40 Aufnahmeapparaturen erforderlich. Daraus ergibt sich die Forderung nach niedrigen Anschaffungskosten.
- h) Die Abspielung der Magnetbänder soll in einer gut ausgestatteten, ortsfesten Abspielzentrale erfolgen.

2. Meßprinzip

Nach zahlreichen Vorversuchen mit verschiedenen Methoden der Magnetbandaufzeichnung [BAULE 1963, 1964; BEHRENS 1963; BEHRENS und PETÖFALVI 1964; BERCKHEMER 1963, 1964; PAULAT 1964; SCHEIDE 1964] entschied sich die mit der Geräteentwicklung beauftragte Arbeitsgruppe für das Prinzip der Frequenz-Multiplex-Modulation. Dabei moduliert die von jedem Seismometer abgegebene Meßspannung streng proportional eine ihr zugeordnete Trägerfrequenz. Die Träger werden additiv

gemischt und können nun einspurig auf einem üblichen Tonbandgerät gespeichert werden. Dies ist der *eine* wesentliche Vorteil dieses Verfahrens. Bei der Aufnahme wird den Signalträgern noch ein Pilotton konstanter quarzstabilisierter Frequenz beigemischt. Damit läßt sich einerseits die Bandgeschwindigkeit von Aufnahme- und Wiedergabegerät automatisch synchronisieren, was für exakte Laufzeitmessungen wichtig ist, und andererseits durch Subtraktion der Spannung des Pilotkanals von den Signalspannungen nach der Demodulation eine wesentlich wirkungsvollere Störkompensation erreichen, als dies beim Mehrspur-Frequenzmodulationsverfahren der Fall ist. Hierin liegt der zweite entscheidende Vorteil des gewählten Prinzips. Wesentliche Untersuchungen zu dem zuletzt angeschnittenen Punkt wurden von ST. PETÖ-FALVI vorgenommen.

3. Aufnahmeapparat

Seismometer, Verstärker, Modulatoren, Magnetbandgerät und Zeitsignalempfänger bilden die Aufnahmeapparat. Sie wird in ihren wesentlichen Teilen im folgenden kurz beschrieben.

3.1 Seismometer

Der Schwerpunkt im Spektrum refraktionsseismischer Signale liegt für mittlere bis große Beobachtungsentfernungen im Frequenzbereich von 3 bis 20 Hz. Um aber einerseits auch noch sprengseismisch angeregte Oberflächenwellen, andererseits hochfrequente Schwingungen im Nahbereich der Sprengungen erfassen zu können, ist ein Seismometer mit möglichst niedriger Eigenfrequenz f_0 und möglichst hochliegenden eventuell vorhandenen parasitären Resonanzfrequenzen erforderlich. Mit Rücksicht auf die geringe Stabilität tieffrequenter Systeme stellt ein Seismometer mit $f_0 = 2$ Hz einen guten Kompromiß dar. Meßwertwandler nach dem bewährten Tauchspulprinzip sind bezüglich des elektromechanischen Wirkungsgrades, der Nullpunktstabilität und der Möglichkeit zur Bedämpfung der Gehängeschwingungen des Seismometers besonders vorteilhaft. Die Apparaturen wurden einheitlich mit den von H. BERCKHEMER 1960 konstruierten und von der Firma NORBERT STROPPE in Bad Dürkheim gebauten Feldseismometern FS 60 ausgerüstet, die seit mehreren Jahren für seismische Tiefensondierung erfolgreich eingesetzt wurden. Da eine Beschreibung in der Literatur noch ausstand, sollen die wesentlichen Konstruktionsmerkmale hier dargestellt werden.

Abb. 1 zeigt das Gerät in Betriebsstellung als Vertikalseismometer (*Z*-Stellung). Durch Umlegen auf die linke Stirnseite, Umsetzen der Fußschrauben (1) und Abheben des Federbügels (10) vom Pendelarm (5) durch Eindrücken des Knopfes (7) wird es in ein Horizontalseismometer (*H*-Stellung) verwandelt. Das Gehänge mit der Masse (9) von 1 kg hat die reduzierte Pendellänge ($l = 6,3$ cm). Dementsprechend ist in *H*-Stellung $f_0 = 2,0$ Hz. Der Federbügel, welcher in *Z*-Stellung das Gewicht des

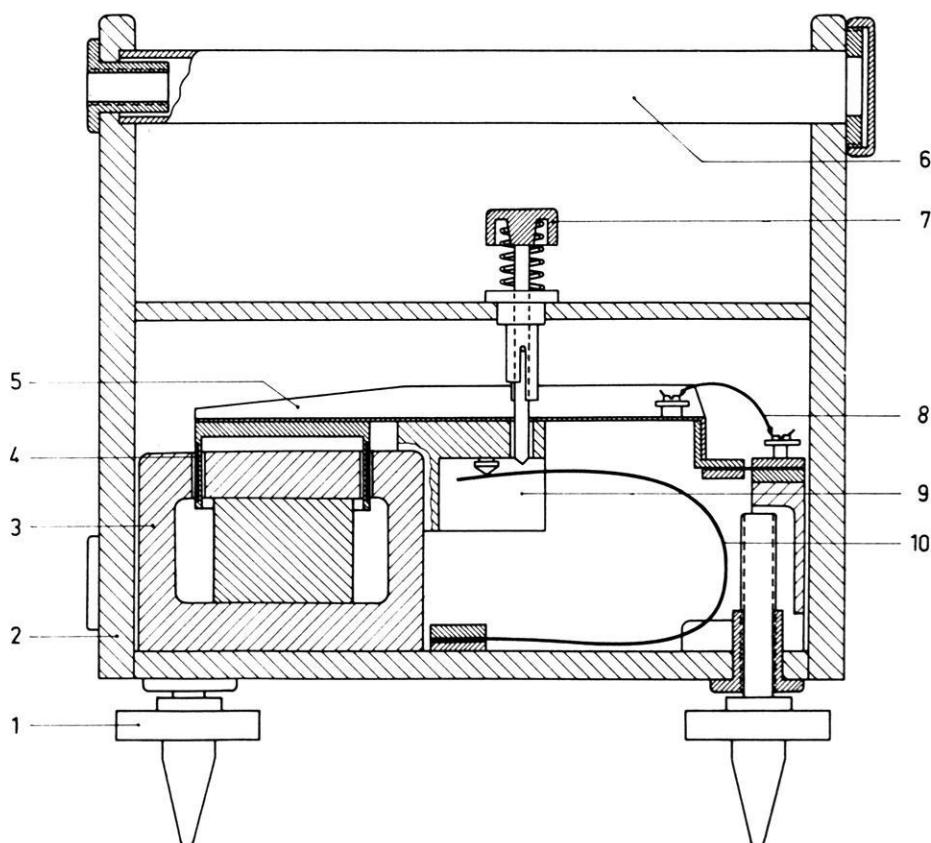


Abb. 1: Schnittzeichnung des Feldseismometers FS 60.

Section of field seismometer FS 60.

Pendels kompensiert, ist so bemessen, daß sich auch in dieser Stellung die Eigenfrequenz $f_0 = 2,0$ Hz ergibt. Die Tauchspule (4) im Abstand $2 l$ von der Drehachse trägt zwei gleiche Wicklungen, die bei Serienschaltung einen Innenwiderstand von $1 \text{ k}\Omega$ ergeben. Die Ausgangsspannung für Frequenzen > 3 Hz beträgt ca. $2,0 \text{ Vcm}^{-1}\text{s}$. Dies genügt, um unter normalen Bedingungen selbst bei 450 m langem nichtabgeschirmtem Verbindungskabel zum Registriergerät einen ausreichenden Störabstand zu erzielen. Zur Aufnahme extrem schwacher seismischer Signale kann ein in das Seismometer einbaubarer, rauscharmer Transistor-Vorverstärker mit 100facher Spannungsverstärkung verwendet werden. Der erforderliche Abschlußwiderstand für das Dämpfungsverhältnis 23 : 1 entsprechend dem Dämpfungsgrad $\alpha = 0,7$ liegt bei $1,5 \text{ k}\Omega$. Das Seismometer wird in Z-Stellung mit eingedrücktem Knopf (7) schwerkraftarretiert transportiert.

3.2 Verstärker

Die transistorisierten Vorverstärker und Modulatoren für 3 Seismometer und das Funkzeitsignal bilden einschließlich ihrer Stromversorgung eine Baueinheit. Sie wurden in ständigem engen Kontakt mit den Geophysikalischen Instituten von Ing. H. LENNARTZ, Tübingen, entwickelt und produziert.

Die Verstärker sind als zweistufige direktgekoppelte Differenzverstärker mit anschließendem Emitterfolger auf eine nominelle maximale Spannungsverstärkung von 2048 eingestellt. Der Eingangswiderstand läßt sich ohne Einfluß auf die Verstärkung im Bereich 0,1 bis 10 k Ω auf die gewünschte Seismometerbedämpfung abstimmen. Der rauscharme Doppeltransistor BCY 55 hält den elektrischen Störpegel des Verstärkers unter 0,1 μV_{eff} bezogen auf den mit 1 k Ω abgeschlossenen Verstärkereingang. Um die quantitative Auswertung der Registrierungen zu erleichtern, wird die Verstärkung nur in festen Stufen mit dem Faktor 2 auf den gewünschten Wert geteilt. Die Ankoppelung an den nachfolgenden Modulator erfolgt kapazitiv. Dadurch wird die untere Grenzfrequenz auf 0,2 Hz (-3 db Grenze) festgelegt. Für den Fall starker Netzeinstreuungen auf Seismometer oder Kabel läßt sich ein Tiefpaß mit 20 Hz Grenzfrequenz einschalten. Vor und nach jeder Registrierung können durch Tastendruck elektrische Eichsignale von 100 μV in Verstärkungsstellung 2^8 — 2^{11} und von 1 mV in Stellung 2^5 — 2^7 auf den Verstärkereingang gegeben werden.

3.3 Modulatoren

Die Trägerfrequenzen der 4 Signalkanäle sind so gewählt, daß bei einem Modulationsgrad von $\pm 15\%$ auftretende Summen- oder Differenzfrequenzen nicht in die Signalbänder fallen und jeder Kanal Signalfrequenzen zwischen 0 und 100 Hz übertragen kann. So ergeben sich die Trägerfrequenzen: 860 Hz, 2,1 kHz, 4,4 kHz, 9,5 kHz. Zwischen den beiden letzteren liegt noch ein quarzstabilisierter Pilotkanal mit 6,4 kHz.

Kernstück jedes Modulators ist der spannungsgesteuerte Oszillator (VCO). Er arbeitet hier nach dem Prinzip des astabilen Multivibrators (Abb. 2), dessen Frequenz durch die Kapazitäten C und die als spannungsabhängige Widerstände wirkenden Transistoren T_2 bestimmt und proportional zur angelegten Signalspannung moduliert wird. Eine viergliedrige LC-Kette befreit die Grundfrequenz von höheren Harmonischen. Die Signalträger und der Pilotton werden in einem Operationsverstärker additiv und verzerrungsfrei gemischt. Im Ausgangssignal sind die einzelnen Träger mit 0,1 V_{eff} enthalten. Ein Signal von ± 200 mV am Modulatoreingang erzeugt einen Trägerfrequenzhub von $\pm 15\%$. Mit dem eingebauten Meßgerät können die Trägerfrequenzen, die Ausgangspegel einzeln und gemischt sowie die stabilisierte Versorgungsspannung und die Batteriespannung geprüft werden.

Die 3 Verstärker und 4 Modulatoren sind einschließlich der für 8—10 Betriebsstunden ausreichenden 6 Flachbatterien mit je 4,5 V in einem spritzwasserdichten Stahlblechgehäuse von $34 \times 25 \times 22,5$ cm eingebaut. Das Gewicht beträgt 14 kg. Neuerdings hat die Firma LENNARTZ das Gerät auf etwa halbe Bauhöhe reduziert.

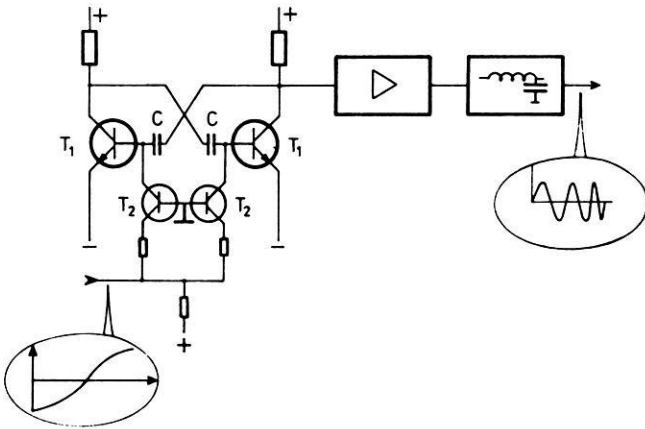


Abb. 2: Spannungsgesteuerter Oszillator (VCO).

Voltage controlled oscillator (VCO).

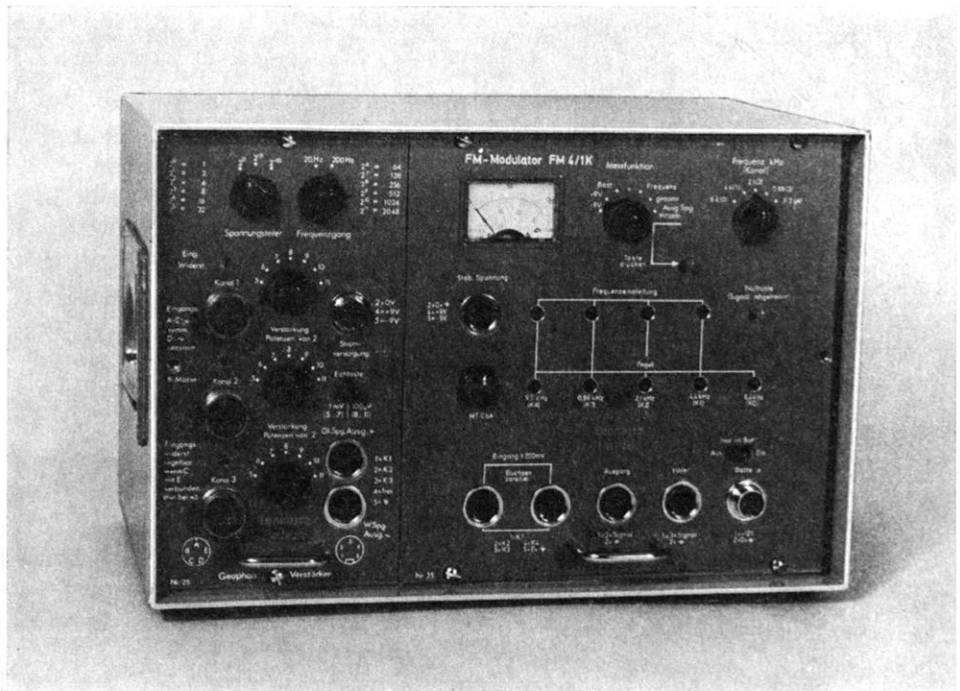


Abb. 3: Frontansicht der Verstärker- und Modulator-Einheit.

Front view of amplifier- and modulator unit.

Nachjustierungen haben sich bei monatelangem Betrieb im allgemeinen als überflüssig erwiesen. Abb. 3 zeigt die Verstärker- und Modulareinheit mit ihren Bedienungselementen.

3.4 Magnetbandaufnahmegerät

Prinzipiell eignet sich jedes batteriebetriebene $\frac{1}{4}$ "-Einkanal-Tonbandgerät mit Bandgeschwindigkeiten von 9,5 und 19,05 cm/s für die Aufnahme des Trägergemischs. Fast ein Dutzend Geräte verschiedener in- und ausländischer Hersteller wurden auf ihre Eignung hinsichtlich der mechanischen und elektronischen Zuverlässigkeit, des Störpegels und insbesondere hinsichtlich des Verhaltens bei tiefen und hohen Umgebungstemperaturen geprüft. In seiner Preisklasse hielt lediglich der Typ 4000 Report-L der Firma UHER-München allen Anforderungen stand. Die Geräte konnten ohne jede Änderung verwendet werden und haben sich bei mehr als 1000 Registrierungen seither bewährt. Eine qualitative Beurteilung der Stärke des seismischen Signals ist mit etwas Übung während und nach der Aufnahme durch Abhören der Tonhöenschwankungen der Träger auch ohne Demodulation leicht möglich. Die „Beschriftung“ der Magnetbänder erfolgt am Meßort durch Aufsprechen der wesentlichen Daten über Mikrofon.

3.5 Zeitsignalempfänger

Seit etwa 4 Jahren strahlt der Langwellensender HBG bei Genf auf der Frequenz 75,0 kHz im A1-Betrieb kontinuierlich Sekundensignale mit Minuten- und Stundenkennung aus. Der Spezialempfänger T75A der Firma PATEK PHILIPPE erlaubt mit seiner eingebauten Ferritstabantenne einwandfreien Zeitsignalempfang im Bereich der Bundesrepublik und im gesamten Alpenraum. Selbst in Schweden und Süditalien war, sofern sich keine Störquellen in der Nähe befanden, noch guter Empfang möglich. Der Empfänger hat als Ausgangsstufe einen Schmitt-Trigger, wodurch die Sekundensignale unabhängig von der Empfangsfeldstärke als Rechteckimpulse von 0,1 s Dauer und 8 V Spitzenhöhe geliefert werden. (Minuten sind durch Doppelimpulse, Stunden durch Dreifachimpulse gekennzeichnet). Über einen Spannungsteiler wird der 9,5 kHz-Kanal des Modulators damit voll angesteuert. Jede Aufnahmeapparatur ist mit einem Empfänger T 75 A ausgestattet. Gelegentlich wird auch das von Potsdam auf Kurzwelle (4525 kHz) ausgestrahlte Zeitzeichen benutzt, wobei die von der Firma PFITZNER in Bergen-Enkheim hergestellten Universalempfänger TELETRON KLE 304 T verwendet werden.

Die gesamte Aufnahmeapparatur ist mit Ausnahme der Seismometer und Kabel in einer wetterfesten Transportkiste eingebaut und kann von einem Mann getragen werden. Das Blockschaltbild Abb. 4 zeigt das Zusammenwirken der Teile der Aufnahmeapparatur. Zur Zeit verfügen die deutschen Institute über etwa 50 Aufnahmegeräte des beschriebenen Typs.

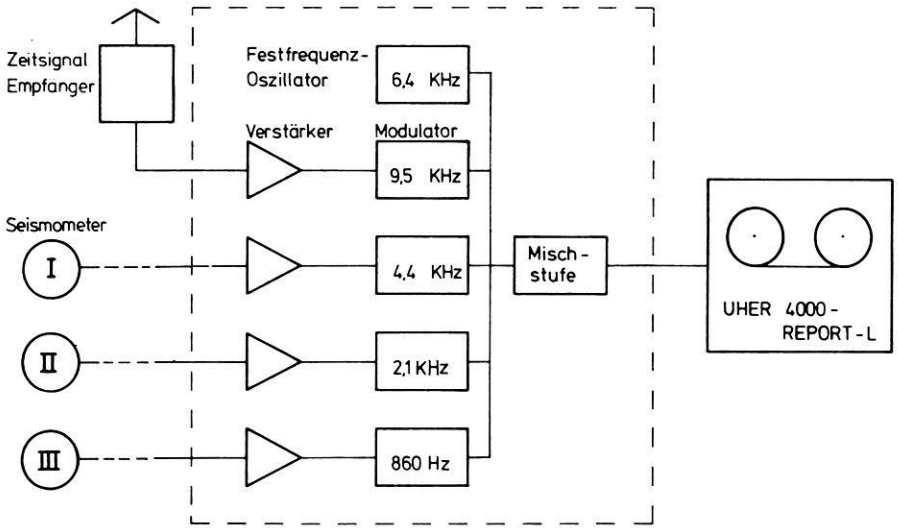


Abb. 4: Blockschaltbild der Aufnahmeapparatur MARS 66.

Bloc diagram of recording unit MARS 66.

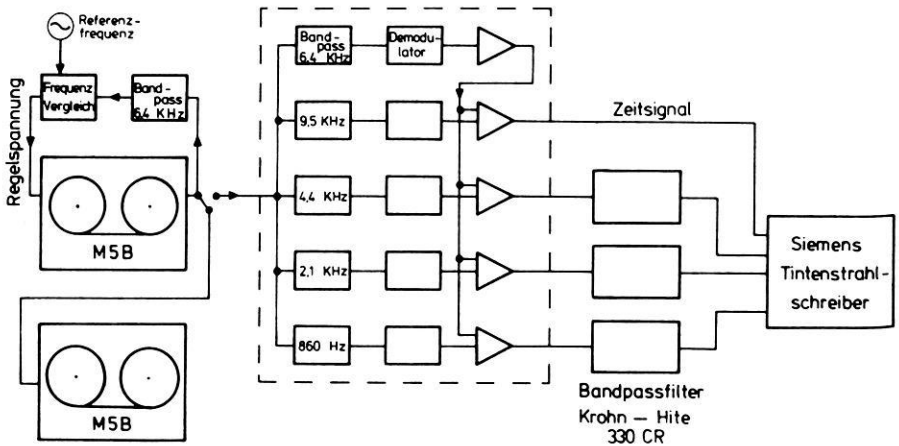


Abb. 5: Blockschaltbild der Wiedergabeanlage.

Bloc diagram of playback unit.

4. Abspielanlage

Obwohl jedes der 11 an dem Forschungsprogramm partizipierenden Institute über eine eigene Abspielmöglichkeit verfügt, werden prinzipiell alle Magnetbänder an die Abspielzentrale im Geophysikalischen Institut der Universität Frankfurt a. M. geschickt. Dort werden sie auf längere Archivbänder überspielt und dann nach den Wünschen des jeweiligen Auswerters mit analog elektrischen Verfahren weiter bearbeitet. Ferner besteht am Geophysikalischen Institut der Universität Hamburg die Möglichkeit zur automatischen Digitalisierung der Meßdaten und Umsetzung auf IBM-kompatibles Magnetband.

Es folgt eine Beschreibung der wesentlichen Bestandteile der zentralen Abspielanlage, die im Blockschaltbild Abb. 5 dargestellt sind.

4.1 Magnetbandwiedergabegeräte

Die Abspielung der Magnetbänder geschieht auf einer Studiomaschine vom Typ TELEFUNKEN M5, die mit dem Nachsteuergerät R91T der Firma LENNARTZ ausgerüstet ist. Damit läßt sich die Abspielgeschwindigkeit automatisch mit der Bandgeschwindigkeit bei der Aufnahme synchronisieren. Es können also auch bei unterschiedlichen Aufnahmegeschwindigkeiten keine Laufzeitfehler auftreten. Zur Synchronisation dient die auf dem Band gespeicherte Pilotfrequenz von 6,4 kHz. Sie wird im Verhältnis 1 : 2⁷ geteilt und mit einer Referenzfrequenz von 50 Hz verglichen. Das Regelsystem des Tonrollenantriebs sorgt dafür, daß Pilotfrequenz und Referenzfrequenz stets in Phase sind. Zusammen mit einem zweiten Magnetbandgerät desselben Typs, jedoch ohne Nachsteuergerät, werden die Seismogramme auf Archivbänder umkopiert, wo sie für die spätere Bearbeitung zur Verfügung stehen.

4.2 Demodulatoren

Das aus dem Magnetbandgerät kommende Frequenzgemisch wird zunächst mit Hilfe von Bandpaßfiltern wieder in die ursprünglichen einzelnen Signalträger aufgespalten. Im Demodulator (Abb. 6) wird das Trägersignal begrenzt und dann durch einen Schmitt-Trigger in eine Rechteckschwingung verwandelt. Diese wird differenziert und gleichgerichtet bei gleichzeitiger Verdoppelung der Impulszahl. In der anschließenden Transistorstufe werden die Impulse in solche konstanter Dauer umgewandelt. Aus ihnen wird durch Mittelwertbildung in dem nachfolgenden Tiefpaß das Meßsignal zurückgewonnen. Obwohl alle Demodulatoren einheitlich am Ausgang ein Tiefpaßfilter für den Signalfrequenzbereich 0—100 Hz besitzen, sind die verschiedenen Trägerfrequenzkanäle dennoch nicht völlig gleichwertig, da die Bandpaßfilter am Ausgang der Modulatoren und am Eingang der Demodulatoren unterschiedliche Laufzeitverzögerungen bewirken. H. LENNARTZ, Konstrukteur und Hersteller der Demodulatoren, hat insbesondere im Hinblick auf optimale Kompensation der Gleichlaufschwankungen durch zusätzliche Verzögerungsglieder eine Laufzeitübereinstimmung aller Kanäle auf ± 1 ms erzielt.

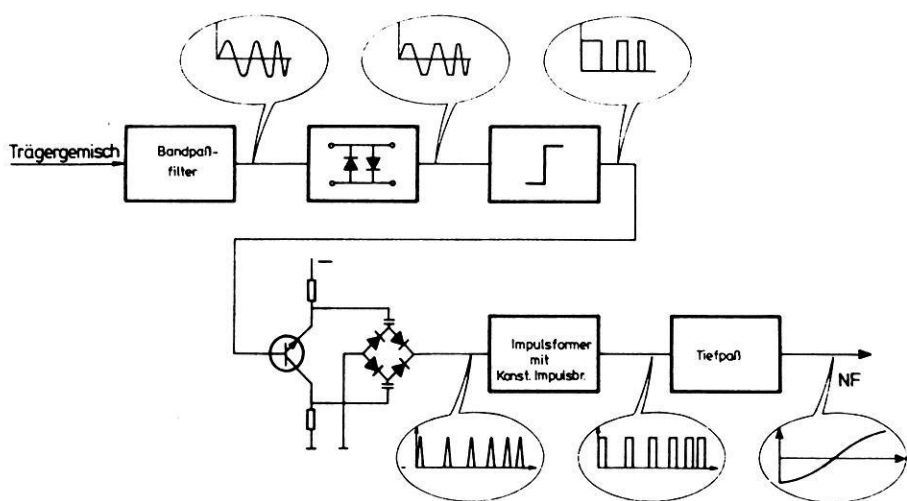


Abb. 6: Demodulator im Blockschaltbild.

Bloc diagram of the demodulator.

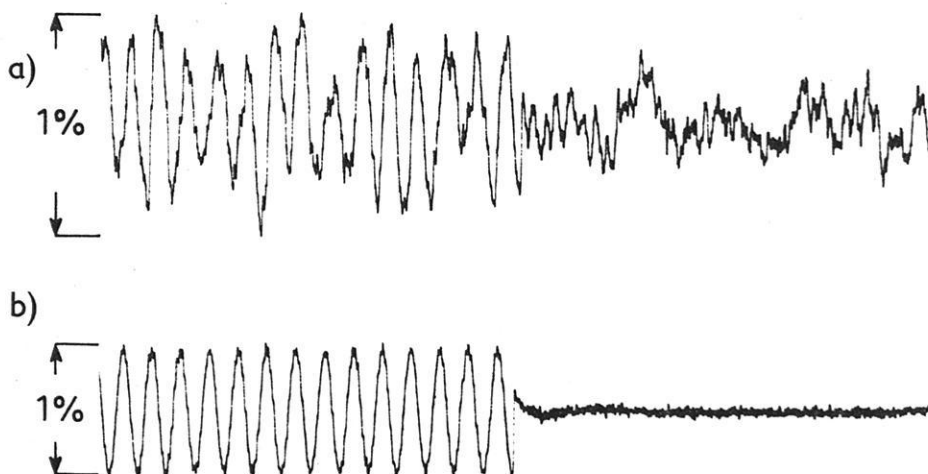


Abb. 7: Effekt der Band Ungleichlaufkompensation.

a) 1% Signal 5 Hz, ohne Kompensation,

b) 1% Signal 5 Hz, mit Kompensation.

Effect of flutter and wow compensation.

a) 1% signal 5 cps, no compensation,

b) 1% signal 5 cps, with compensation.

Der Pilotton von 6,4 kHz wird in derselben Weise demoduliert wie die eigentlichen Signalträger. Sein Ausgangssignal ist eine den Gleichlaufschwankungen des Bandgerätes proportionale Spannung, die den Differenzverstärkern am Ausgang der FM-Demodulatoren zugeführt wird (siehe Abb. 5). Auf diese Weise läßt sich bei allen Signalkanälen eine nahezu ideale Kompensation des durch Band-Ungleichlauf bedingten Störpegels erreichen. Es können noch Signale mit einem Amplitudenverhältnis 1 : 1000 übertragen werden, was einem Dynamikumumfang von 60 db entspricht. Dies ist als außerordentlicher Gewinn gegenüber der früher gebräuchlichen photographischen Registriertechnik anzusehen, wo kaum mehr als 40 db erreichbar waren. Ein Vergleich von Abb. 7a und 7b demonstriert überzeugend das durch die Kompensation erzielte Resultat bei 1%iger Signalaussteuerung des Modulators. Die Demodulatoren liefern beim Abschluß mit 100 Ω eine Ausgangsspannung von ± 1 V für den Frequenzhub von ± 15 %.

Bezüglich der Weiterverarbeitung der demodulierten Signale sei auf die unter 7 folgenden Beispiele verwiesen.

5. Kalibrierung

Sämtliche 50 Aufnahmeapparaturen wurden zusammen mit dem Demodulator nach einheitlichen Richtlinien kalibriert. Die Seismometereigenfrequenz liegt innerhalb der Grenzen $f_0 = 2 \text{ Hz} \pm 10\%$. Das Dämpfungsverhältnis des Seismometergehänges wurde auf 12 : 1 $\pm 10\%$ entsprechend $\alpha = 0,62$ festgelegt. Die Empfindlichkeit der Gesamtapparatur wird am Aufnahmeverstärker so einjustiert, daß bei der höchsten Verstärkerstufe (2^{11}) die Schwinggeschwindigkeiten von 1 $\mu\text{m/s}$ eine Ausgangsspannung an dem mit 100 Ω abgeschlossenen Demodulator von 1,0 V, also Vollaussteuerung, liefert. Die Prüfung erfolgt auf dem Schütteltisch.

Bei dem Dynamikumumfang von 60 db ist demnach der kleinste noch erfaßbare Wert der Bodenschwinggeschwindigkeit 1 nm/s. Dies entspricht bei der typischen Signalfrequenz von 5 Hz einer Bodenamplitude von ca. 0,04 nm = 0,4 Å. Wegen der stets vorhandenen Bodenunruhe wird es nur unter extrem günstigen Stationsbedingungen möglich sein, diesen instrumentell gegebenen Grenzwert zu erreichen.

Der auf dem Schütteltisch gemessene Frequenzgang der Übertragungsfunktion der Gesamtapparatur ist in Abb. 8 dargestellt.

6. Optimale Verstärkungseinstellung

Die Wahl der Verstärkungseinstellung bei der Registrierung sprengseismischer Wellen ist dank des großen Dynamikumumfangs der Apparatur relativ unkritisch. Der häufig praktizierte Grundsatz, die Verstärkung so groß zu wählen, wie es die örtliche Bodenunruhe zuläßt (eine gerade noch hörbare Trägermodulation durch die Bodenunruhe bedeutet etwa 10%ige Aussteuerung des Modulators), wird aber besonders bei kleinerem Schußpunktabstand oder starken Sprengungen zur Übersteuerung des

Modulators durch das seismische Signal führen. Es erschien deshalb nützlich, aus dem umfangreichen Beobachtungsmaterial mit kalibrierten Instrumenten eine empirische Faustformel für die optimale Verstärkungseinstellung als Funktion von Entfernung, Ladung und Sprengmethode abzuleiten.

Als optimale Verstärkung wird diejenige bezeichnet, bei welcher die mittlere zu erwartende Maximalamplitude der Schwinggeschwindigkeit eine 40%ige Aussteuerung des Modulators bewirkt. Häufig wird die Maximalamplitude nicht im ersten Einsatz, sondern z. B. in der Gruppe der Weitwinkelreflexionen oder der Oberflächenwellen liegen. Die Amplituden der ersten Vorläufer betragen oft nur etwa 5–10% der

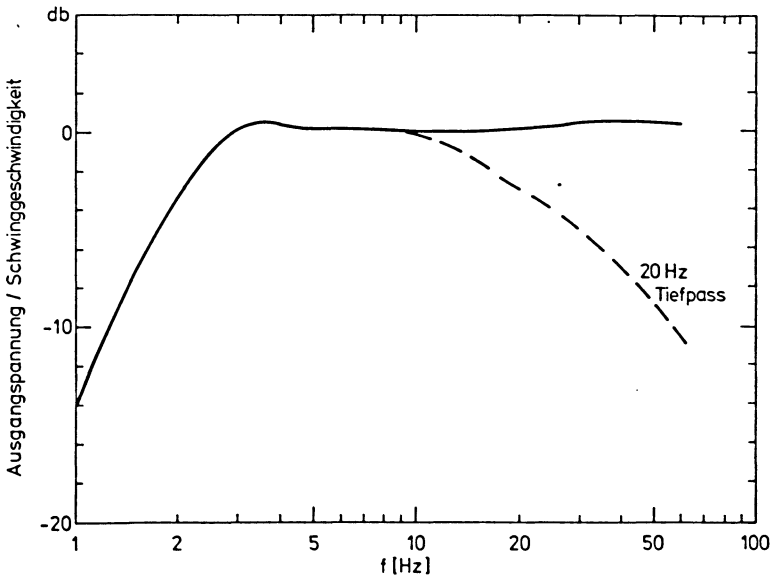


Abb. 8: Gemessener Frequenzgang der Gesamtanlage.

Over all frequency characteristic (measured).

Maximalamplitude des Seismogramms. Unter Berücksichtigung des Dynamikumfangs der Apparatur von ca. 60 db (1 : 1000) und der Erfahrungstatsache, daß eine 50%ige Übersteuerung des Modulators noch keine störende Signalverzerrung verursacht, folgt aus der obigen Definition, daß bei optimaler Verstärkung das tatsächliche Signal von dem mittleren zu erwartenden Signal in seiner Amplitude um den Faktor 4 nach oben oder unten abweichen darf.

Für die Bestimmung der mittleren zu erwartenden Maximalamplitude wurden mehr als 250 Seismogramme aus dem Schußpunktentfernungsbereich 4 km bis 900 km bei Ladungsmengen zwischen 100 kg und 22 t ausgewertet. Weiterhin wird unter-

Tabelle 1 : Zur Berechnung der optimalen Verstärkungseinstellung.
For the determination of optimum magnification.

1a	Schußpunktentfernung km	Verstärkerstufe (bezogen auf Kammersprengung 1 t)
	2	3
	4	4
	8	5
	12	6
	16	7
	22	8
	30	9
	45	10
	70	11
	120	11,5
	170	12
	210	12,5
	250	13
	320	13,5
	400	14
	560	15
1b	Ladung (t)	Verstärkungszuschlag
	0,1	+ 3
	0,2	+ 2
	0,5	+ 1
	1	0
	2	- 1
	5	- 2
	10	- 3
	25	- 4
1c	Sprengart:	
	Kammersprengung	0
	Bohrlochsprengung (Prospektionstechnik)	- 2
	Unterwassersprengungen in Inlandseen	- 3
	Unterwassersprengungen im Küstengebiet	- 4

Beispiel: Unterwassersprengung im Küstengebiet, Ladung 2 t, Beobachtungsentfernung 220 km

aus 1 a 12,5

1 b - 1

1 c - 4

optimale Verstärkungseinstellung 7-8

schieden zwischen Kammersteinbruchsprengungen in festem Fels, Bohrlochsprengungen nach Art der Prospektionsseismik (Messungen im Rheinischen Schiefergebirge), Sprengungen in Inlandseen (Alpen) und Unterwassersprengungen auf dem ozeanischen Schelf (Skandinavien). Aus Kammersprengungen zwischen 3,5 und 22 t ergab sich der Zusammenhang zwischen Amplitude A der Schwinggeschwindigkeit und Ladungsmenge W

$$A \sim W^{0,9}$$

in guter Übereinstimmung mit den in [MÜLLER, STEIN und VEES 1962] zusammengestellten Werten anderer Autoren.

In der Tabelle 1 (s. S. 13) sind die optimalen Verstärkungsstufen (als Exponenten der Basis 2) angegeben. Die Entfernungs-Verstärkungs-Tabelle 1a bezieht sich auf Kammersprengungen der Ladung 1 t. Zur Umrechnung auf die tatsächliche Ladungsmenge ist der entsprechende Wert von Tabelle 1b zu addieren. Zur Berücksichtigung der Art der Sprengung ist außerdem der Wert von Tabelle 1c zu addieren. Aus der Summe von 1a, 1b, 1c ergibt sich unmittelbar die optimale Verstärkungsstufe. Bei der nach Tabelle 1 ermittelten Verstärkungseinstellung würde keines der 250 zur statistischen Bearbeitung benutzten Seismogramme aus dem Meßbereich der Apparatur herausfallen. In jedem Fall ist darauf zu achten, daß durch die örtliche Bodenunruhe keine Übersteuerung der Apparatur erfolgt.

7. Beispiele für Registrierung und Datenverarbeitung

Abb. 9 ist der Typ des Standardseismogramms einer Meßstation 160 km vom Sprengpunkt bei Breitbandabspielung 1—20 Hz. Die drei Vertikalseismometer waren längs der Profillinie in Abständen von 400 m aufgestellt. Die demodulierten Signale wurden über drei Krohn Hite Bandpaßfilter mit dem Tintenstrahlschreiber SIEMENS OSCILLOMINK E aufgezeichnet.

Abb. 10 zeigt die Seismogramm-Montage eines 10 km langen Refraktionsprofils im Nördlinger Ries. Die Messungen wurden 1968 vom Institut für Angewandte Geo-

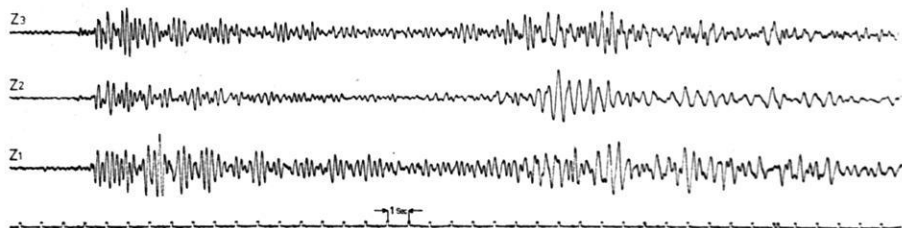


Abb. 9: Standardseismogramm einer Meßstation. Schußpunktabstand 160 km.

Standard seismogram of a station. Shot point distance 160 km.

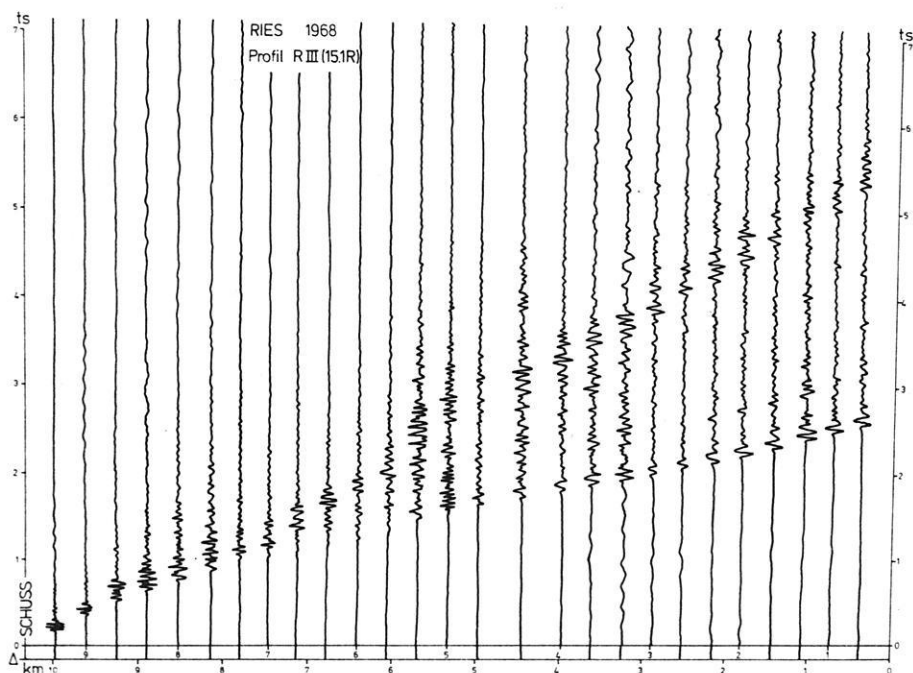


Abb. 10: Seismogramm-Montage eines Profils im Nördlinger Ries.

Seismogram section of a profile in the Nördlinger Ries.

physik der Universität München ausgeführt. Der Seismometerabstand betrug hier ca. 350 m. Das Beispiel zeigt, daß bei dieser Aufstellung eine Phasenkorrelation der Einsätze möglich ist.

Abb. 11 ist ein überzeugendes Beispiel für den Informationsgewinn durch einfache Frequenzfilterung. Das Seismogramm ist durch elektrische Einstreuungen aus dem Netz der Bundesbahn ($16\frac{2}{3}$ Hz) bis zur Unkenntlichkeit überdeckt. Durch zweckmäßige Wahl der oberen Grenzfrequenz des Band Paß Filters (8 Hz) ließ sich ein auswertbares Seismogramm gewinnen.

Abb. 12 zeigt ein Beispiel für Signalanalyse und Verbesserung des Signal-Störverhältnisses mit digitalen Methoden. Z und H_{\parallel} sind die Komponenten der Bodenbewegung in der durch Lotrichtung und Herdrichtung definierten Einfallsebene. Die Seismogramme wurden mit einem Analog-Digitalkonverter in diskrete Werte verwandelt. Nach SHIMSHONI und SMITH [1964] stellt das Produkt

$$M^m = \sum_{i=0}^m H_{\parallel}^i \cdot Z^i$$

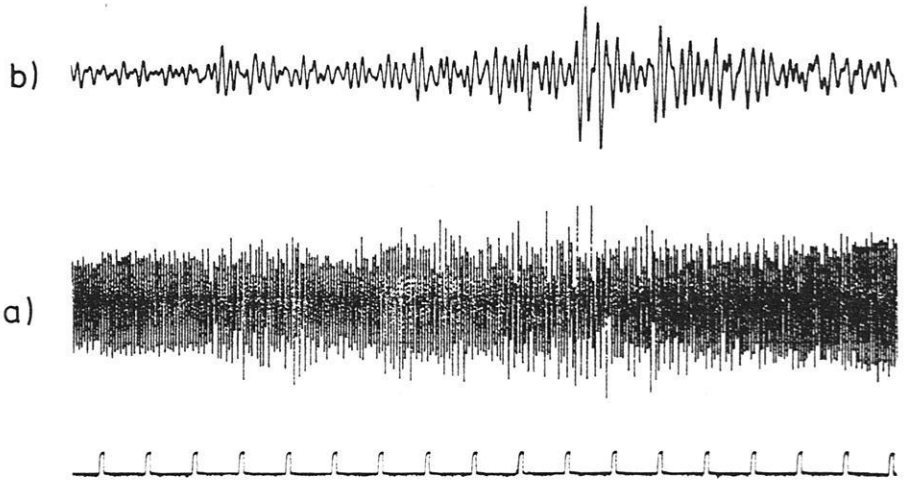


Abb. 11: Beispiel für Informationsgewinn durch Frequenzfilterung.

- a) Seismogramm überlagert von elektrischen Einstreuungen,
- b) Nach Anwendung eines Tiefpaßfilters.

Example for gain of information by frequency filtering.

- a) Seismogram obscured by electric infiltration,
- b) After low pass filtering.

ein Maß für die totale Signalstärke und den Grad der linearen Polarisation in der Einfallsebene dar. M verschwindet für Rayleigh-Love- und SH-Wellen und damit auch für wesentliche Anteile der Bodenunruhe. Für P-Wellen ist M positiv, für SV-Wellen ist M negativ. Durch die Produktbildung $M \cdot Z$ werden die linear polarisierten P-Wellengruppen bei fast vollständiger Unterdrückung der Bodenunruhe sehr klar herausgearbeitet.

Dieses Beispiel stammt aus den systematischen Untersuchungen über seismischen Fernempfang durch das Institut für Geophysik der Technischen Universität Clausthal und zeigt besonders deutlich den Vorteil der elektrischen Meßwerterfassung.

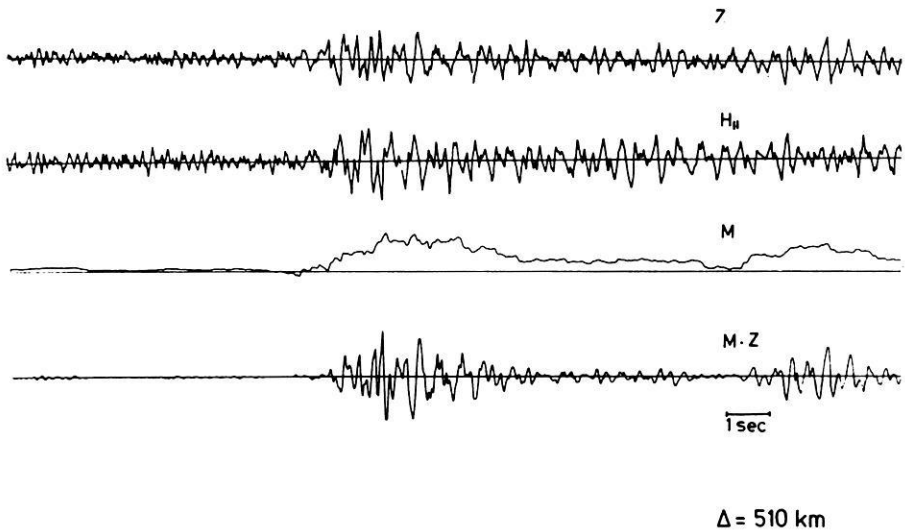


Abb. 12: Verbesserung des Signal-Störverhältnisses durch Anwendung der Polarisationsfiltermethode von SHIMSHONI und SMITH.

Improvement of signal/noise ratio by application of polarisation filter method of SHIMSHONI and SMITH.

Schlußwort und Danksagung

Die Entwicklung der Apparatur MARS 66 (Magnetband-Apparatur für Refraktionsseismik Baujahr 1966) ist aus der engen Zusammenarbeit der im Forschungskollegium für die Physik des Erdkörpers (FKPE) zusammengeschlossenen geophysikalischen Institute und Herrn Ingenieur Herbert LENNARTZ und seinen Mitarbeitern hervorgegangen. Die Entwicklung und die Beschaffung der Geräte wurde ermöglicht durch die großzügige Unterstützung der STIFTUNG VOLKSWAGENWERK. Die Untersuchungen von Erdkruste und Erdmantel mit diesen Geräten erfolgen vorwiegend in dem von der DEUTSCHEN FORSCHUNGSGEMEINSCHAFT getragenen Schwerpunktprogramm „Unternehmen Erdmantel“.

Literatur

- BAULE, H.: Seismische Registrierungen auf Magnetband mit Impulslängenmodulation. 2. Stuttgarter DFG-Kolloquium, 24. N. 30, 5 S., 1963
- : Erfahrungen mit batteriebetriebenen Magnetbandgeräten. Bad Kreuznacher DFG-Kolloquium, 12. V. 36, 4 S., 1964
- BEHRENS, J.: Die Magnetbandapparatur des Instituts für Geophysik der Bergakademie Clausthal. 2. Stuttgarter DFG-Kolloquium, 24. N. 31, 4 S., 1963
- BEHRENS, J. und ST. PETÖFALVI: Erfahrungen mit Magnetbandregistrierungen. Bad Kreuznacher DFG-Kolloquium, 12. V. 37, 4 S., 1964
- BERCKHEMER, H.: Aufzeichnung seismischer Signale auf Magnetband. 2. Stuttgarter DFG-Kolloquium, 24. N. 32, 3 S., 1963
- : Tätigkeitsbericht der Arbeitsgruppe „Magnetbandgerät“. Bad Kreuznacher DFG-Kolloquium, 12. V. 35, 4 S., 1964
- MÜLLER, ST., A. STEIN and R. VEES: Seismic Scaling Laws for Explosions on a Lake Bottom. Z. Geophys. 28, 258—280, 1962
- PAULAT, A.: Untersuchungen über das Pulsdauermodulationsverfahren. Bad Kreuznacher DFG-Kolloquium, 12. V. 39, 3 S., 1964
- SCHNEIDE, R.: Versuche und Erfahrungen mit FM bei Magnetbandspeicherung. Bad Kreuznacher DFG-Kolloquium, 12. V. 38, 5 S., 1964
- SHIMSHONI, M. and S. W. SMITH: Seismic Signal Enhancement with Three-Component Detectors. Geophysics 29, 664—671, 1964

Briefe an den Herausgeber

Recordings with Askania Gravimeters before and after Important Earthquakes

By T. KIZAWA, Tokyo¹⁾

Eingegangen am 13. Februar 1970

During the many years of observation with the Askania gravimeter Gs 12 No. 161 and the photoelectric follow-up recorder according to Dr. Lange, I observed interesting extraordinary phenomena before and after important earthquakes which are likely to refer to impending strong earthquakes but are almost unknown.

Fig. 1 and Fig. 2 represent examples of my observations. In both cases, before the earthquakes started, important vibrations had been observed which did not appear any more after the earthquakes had faded away. The peculiar vibrations prior to the Alaska earthquake being one of the most important during the past years are specially clear.

Three days before the earthquake, the instrument recorded already striking fine quakes, thus from 25/3/1964 3.00 hours.

These fine quakes lasted till the outbreak of the earthquake itself and stopped as soon as the earthquake finished.

In case the recording directly refers to the vibration of the earth's crust, it should be of importance in earthquake prediction. This extraordinary phenomenon being unknown up to now, I thoroughly studied the influences of the meteorological conditions, electric influences of the surroundings as well as the mechanical conditions of the instrument. Though it is impossible to eliminate completely the mentioned disturbances, it should still be possible to draw relatively good parallels.

It is a well-known matter of fact that no gravimetric field measurements can be accomplished before an important earthquake due to the vibration of the pointer. So, the author was told by S. SUYEHRO that the geophysicians carrying out measurements with the gravimeter just before the earthquake in Alaska started, were not able to continue their measurements a short time before the earthquake.

The author intends to carry out observations at various points with several Askania gravimeters in order to confirm the fact, i.e. fine vibrations prior to earthquakes.

¹⁾ Dr. Takashi KIZAWA, Meteorological Research Institute, Tokyo.

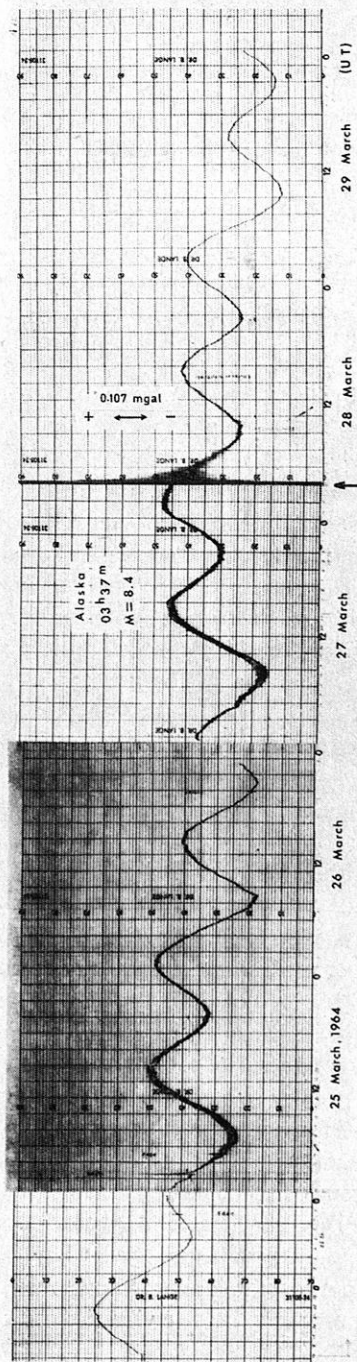


Fig. 1: Earth tide recording around the time of the Alaska earthquake on March 28, 1964 (focus 61.1° N, 147.6° W, magnitude 8.4, origin time 03 h 36 m 12.7 s UT). Location of observation: Meteorological Research Institution, Koenji, Suginami-ku, Tokyo ($35^{\circ}42.4'N$, $139^{\circ}38.8'E$, $H = 44.55$ m).

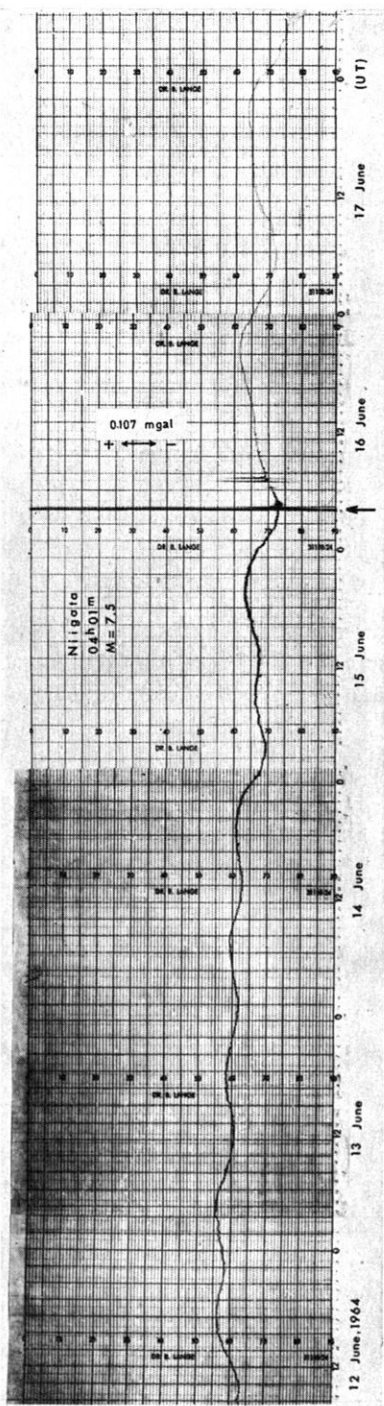


Fig. 2: Earth tide recording around the time of the Niigata earthquake on June 16, 1964 (focus 38° 21' N, 139° 11' E, magnitude 7.5, origin time 04 h 01 m 39.9 s UT). Location of observation as in Fig. 1.

Ergänzung zu

„In memoriam OTTO LUCKE“

(Heft 6/1969, S. 6–8)

Durch Änderung der ursprünglichen Überschrift dieses Nachrufes sind die dort angegebenen Daten der Geburt und des Todes von OTTO LUCKE versehentlich weggelassen worden. Im Text sind diese Angaben nicht enthalten. Sie seien daher hier nochmals mitgeteilt:

OTTO LUCKE

* 1. 8. 1908 — † 16. 11. 1968

G. FANSELAU

*** APOLLO ***

DER WELTRAUM- KUGELSCHREIBER

jetzt auch für Sie!



**1 Million Dollar
Entwicklungs-
kosten**

Schreibt durch
gasdruckgeregel-
ten Tintenfluß garan-
tiert in jeder Lage, auch
senkrecht nach oben, bei je-
der Temperatur, sofort, kleckst
und schmiert nicht, trocknet nie
aus und hat dreifache Schreibleistung



Bestellen Sie sofort gegen Voreinsendung von
DM 14.75 mit Scheck oder auf Wunsch per Nach-
nahme bei:

Horn OHG, 871 Kitzingen, Postf.



»Journalfranz« Arnulf Liebing, OHG
87 Würzburg, Werner-von-Siemens-Str. 5

Wir kaufen:

GERLANDS Beiträge zur Geophysik
Band 34—53 oder ähnliche Reihe

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

Beiträge zur angewandten Geophysik
Möglichst vollständige Reihe

Angebote auf weitere Zeitschriften aus allen Wissensgebieten sind uns
jederzeit willkommen. Bitte senden Sie uns auch Ihre Desideratenlisten.

Thesaurus Mathematicae

Neudrucke wichtiger mathematischer Werke

Reprints of important mathematical works

Band 1: E. HEINE

Handbuch der Kugelfunctionen. Theorie und Anwendungen.
2nd, revised edition. 2 in 1 Volume. 1887—1881. Reprint 1961. XVI, 484 and
XII, 380 pages. Cloth bound DM 78.— (\$ 19.50)

Band 2: H. MINKOWSKI

Diophantische Approximationen. Eine Einführung in die
Zahlentheorie.
1907. Reprint 1961. 235 pages. Cloth bound DM 27.— (\$ 6.75)

Band 3: M. CHASLES

Traité des section coniques faisant suite au traité
de géométrie supérieure.
Part I (all published). 1865. Reprint 1962. XII, 368 pages. Cloth bound
DM 56.— (\$ 14.—)

Band 4: K. WEIERSTRASS

**Formeln und Lehrsätze zum Gebrauch der elliptischen
Funktionen.**
Ed. by H. A. Schwarz. 2. edition. 1893. Reprint 1962. 96 pages. Cloth bound
DM 22.— (\$ 5.50)

Band 5: C. F. GAUSS

Abhandlungen zur Methode der kleinsten Quadrate.
VIII, 208 pages. 1887. Reprint 1964. Cloth bound DM 26.— (\$ 6.50)

Band 6: H. HASSE

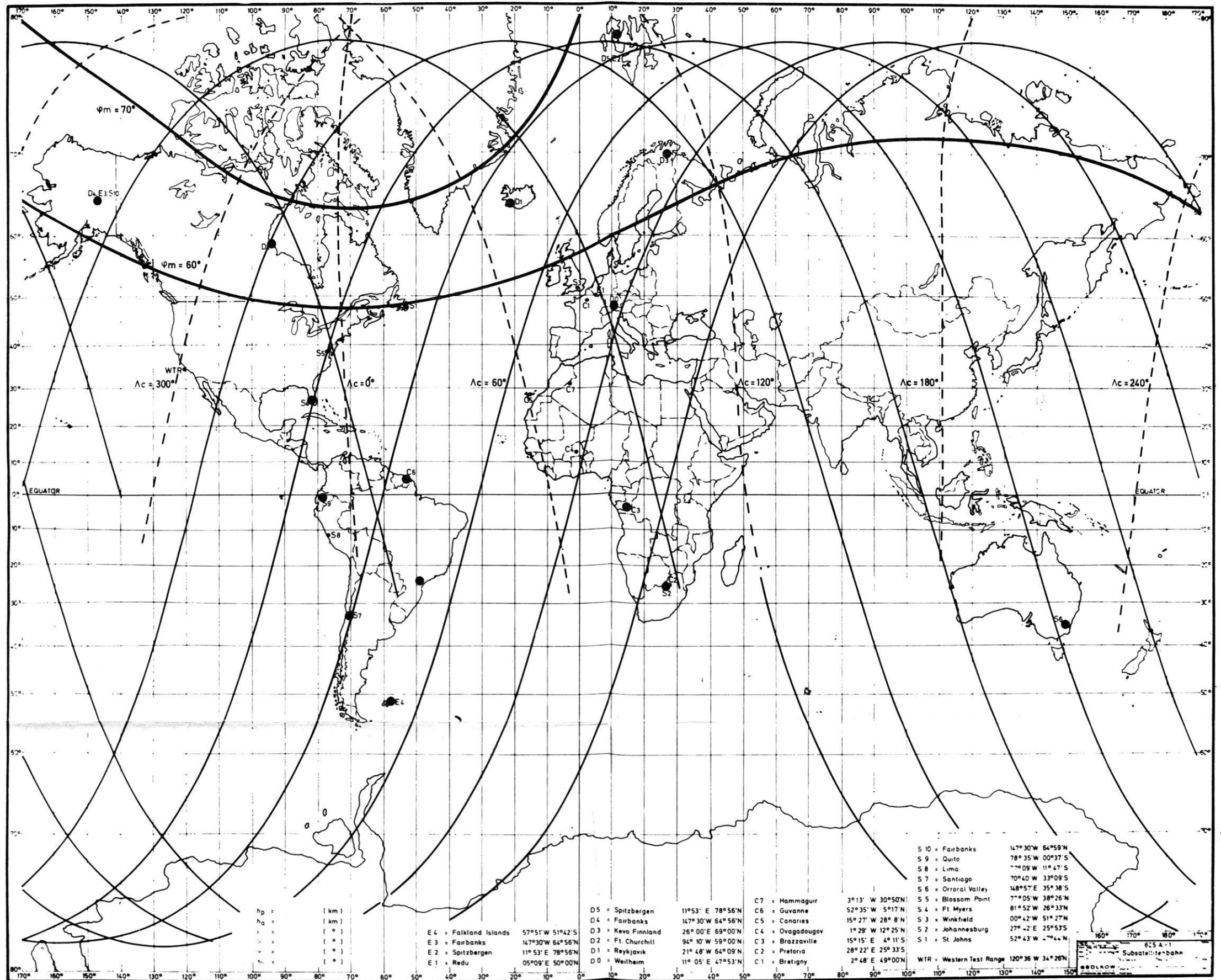
Vorlesungen über Klassenkörpertheorie.
1967. 275 pages. Cloth bound DM 90.— (\$ 22.50)

Band 7: A. CLEBSCH u. P. GORDAN

Theorie der Abelschen Functionen.
1866. Neudruck 1967. 333 Seiten. Leinen DM 48.— (\$ 12.—)



Physica-Verlag · Würzburg · Wien



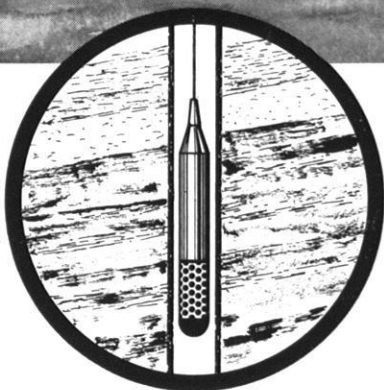
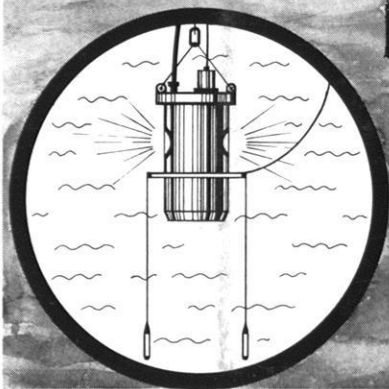
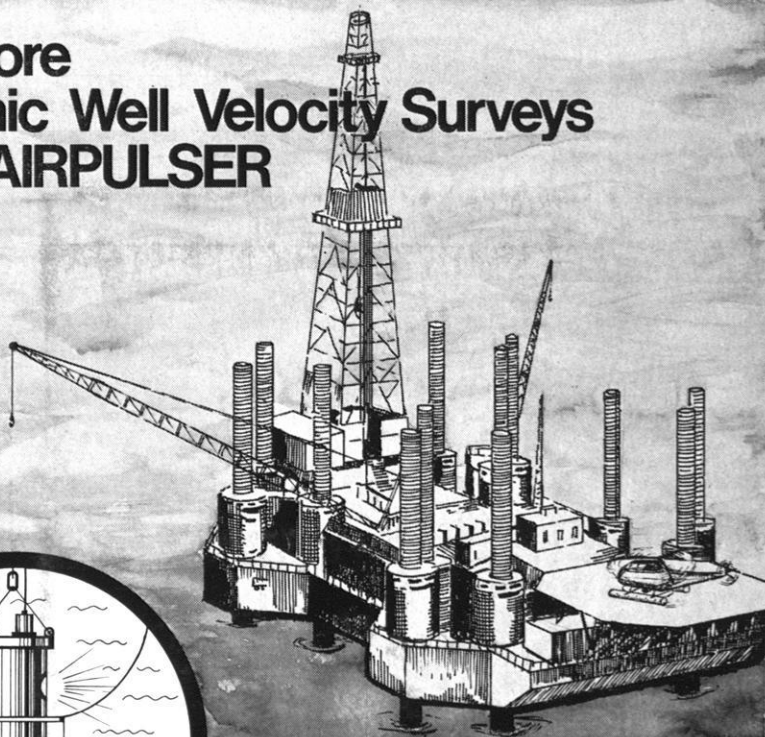
Bodenstationen im AZUR-Programm mit Subsattellitenbahn

Die magnetischen Breiten $\varphi_m = 60^\circ$ N und $\varphi_m = 70^\circ$ N sind mit eingezeichnet

Ground stations used in the AZUR-program. The sub-satellite track is also shown

Magnetic latitudes $\varphi_m = 60^\circ$ N and $\varphi_m = 70^\circ$ N are also shown

Offshore Seismic Well Velocity Surveys with AIRPULSER



Two-detector-well-geophone
Pressure and velocity receiver
Tool Diameter 3 3/4" and 2"

**PRAKLA GMBH · 3000 HANNOVER 1 · P. O. BOX: 4767
PHONE: 80721 · TELEX: 922847 · CABLE: PRAKLA
GERMANY**

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

