

Zeitschrift für Geophysik

Band 38

1972

Heft 4

Inhaltsverzeichnis

Übersichtsartikel: BROCKS, K.: Wechselwirkung Ozean-Athmosphäre	675
MORITZ, J.: Energetic Protons at Low Equatorial Altitudes	701
RINNERT, K.: Untersuchungen der unteren Ionosphäre mit Hilfe der Längswellenausbreitung über große Entfernungen	719
BOSUM, W., und E. G. KIND: Die magnetische Anomalie von SOEST	749
MÄUSSNEST, O.: Magnetische Feldmessungen in der Hegau-Vulkanprovinz (SW-Deutschland)	767
TÖPFER, K. D.: Zur Berechnung des spez. Widerstandes von reinen unverfestigten Sanden	773
BORM, G.: Zur Theorie eines Netzwerkmodelles für geoelektrische Analogmessungen . .	791
<i>In memoriam</i> Karl Brocks	811



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 — W. Kertz, Braunschweig — Th. Krey, Hannover — E. A. Lauter, Kühlungsborn — H. Menzel, Hamburg — O. Meyer, Hamburg — F. Möller, München — St. Müller, Zürich — H. Reich, Göttingen — U. Schmucker, 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: Gravimetermessungen im Nördlinger Ries. Z. Geophys. 31, 7—26, 1965.

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

Anschrift der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft:

2 Hamburg 13, Binderstr. 22.
Tel. (0411) 441 97 29 77

Postscheckkonto: Hamburg 559 83
Bank: Neue Sparcasse, Hamburg 24/115 28

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) 112,— DM, Einzelheft je nach Umfang. Abonnements verlängern sich jeweils um einen Band, falls keine ausdrückliche Abbestellung zum Jahresende vorliegt.

Der Mitgliedsbeitrag schließt den Bezug der Zeitschrift ein.

Gedruckt mit Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft.

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

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

Printed In Germany



PHYSICA-VERLAG, Würzburg 1972

Wechselwirkung Ozean-Atmosphäre¹⁾

Interaction Ocean-Atmosphere

K. BROCKS †, Hamburg²⁾

Eingegangen am 24. April 1972

1. Überblick

Die Aktivitäten der Atmosphäre umfassen ein ganzes Spektrum von Größenordnungen oder, wie man heute gern sagt, Skalen, in Raum und Zeit. In Grenzschichten von Millimeterdicke und weniger spielen sich die molekularen Übergänge von Wärme, Wasserdampf und Impuls zwischen der Atmosphäre und ihrer Unterlage ab, der turbulente Weitertransport in die Höhe geht in Wirbeln von Zentimeter- bis etwa 100 m-Größenordnung vor sich, in Wolkenformationen von 1 bis ca. 100 km Ausdehnung wird die latente Energie des Wasserdampfs durch Kondensation in der Höhe wieder frei, Tiefdruckwirbel und Hochdruckgebiete mit einer Ausdehnung bis zu mehreren 1000 km sind die Aktionszentren des großräumigen atmosphärischen Horizontalaustausches von Energie und Drehimpuls, und die Wellen und Mäander im Rahmen der weltweiten atmosphärischen Zirkulation haben Wellenlängen von $\frac{1}{5}$ bis $\frac{1}{3}$ des Erdumfanges. Die räumlichen Skalen der Atmosphäre umfassen deshalb den Bereich von Bruchteilen eines Zentimeters bis zur Länge des Erdumfanges. Die dazugehörige Zeitskala erstreckt sich von Schwankungen ab etwa 10 Hertz bei den turbulenten Fluktuationen bis zu Jahrhunderten und mehr bei den langfristigen Klimaänderungen.

An diesen raum-zeitlichen Phänomenen haben die Wechselwirkungen zwischen der Atmosphäre als gasförmiger und den Ozeanen als flüssiger Hülle des Planeten Erde deshalb einen maßgeblichen Anteil, weil das Meer – in engem Kontakt mit der Atmosphäre – fast $\frac{3}{4}$ der Erdoberfläche bedeckt.

Daher ist es heute eine wesentliche Aufgabe der meteorologischen Forschung, die Wechselwirkungen zwischen den Ozeanen und der Atmosphäre experimentell zu

¹⁾ Plenarvortrag auf der Sitzung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, 36. Physiker-tagung 1971 Essen, zugleich vom Vorstand der DGG erbetener Übersichtsartikel.

²⁾ Prof. Dr. KARL BROCKS, Direktor des Instituts für Radiometeorologie und Maritime Meteorologie an der Universität Hamburg (IRMM, Institut der Fraunhofer-Gesellschaft), 2 Hamburg 13, Binderstraße 22. – Professor Karl Brocks ist am 29. Mai 1972 verstorben.

erfassen, die so gewonnenen Ergebnisse mit geeigneten Methoden zu bearbeiten und sie schließlich theoretisch zu deuten.

Wegen der erwähnten weitgespannten Skalen in Raum und Zeit müssen dabei sehr unterschiedliche Methoden verwendet werden, sowohl in bezug auf die Meßtechnik, als auch vom Gesichtspunkt der Bearbeitung her gesehen.

2. Klimatische Wirkung der Meeresströmungen

Die Bewohner Mitteleuropas sind klimatisch erheblich bevorzugt gegenüber denjenigen gleicher Breitengrade im Innern Nordamerikas und insbesondere Asiens mit ihren extremen kontinentalen Klimaverhältnissen, kalten Wintern, heißen Sommern. Das verdanken sie dem Wärmeaustausch zwischen Ozean und Atmosphäre, wie Isothermenkarten des Monats Januar deutlich zeigen mit den gewaltigen Zungen wärmerer Luft, denen Mittel- und Nordeuropa auf Grund des Wärmetransportes durch den Golfstrom das milde Klima verdanken [FORTAK 1971].

Die entgegengesetzte Wirkung findet man an den Westküsten der subtropischen Kontinente, denen zum Äquator setzende Meeresströmungen eine Abkühlung bringen, die noch durch kaltes Auftriebswasser verstärkt wird, wie z.B. vor der Küste Chiles und Perus, vor Nordwest- und Südwest-Afrika, um nur einige Beispiele zu nennen. Die dazugehörigen Meeresströmungen sind: der Golfstrom im Atlantik, der Peru- oder Humboldtstrom im Südost-Pazifik und der Benguelastrom im Südost-Atlantik [DIETRICH und ULRICH 1968].

Es handelt sich dabei um eine echte Wechselwirkung, denn alle diese Meeresströmungen entstehen durch die tangentielle Schubspannung, die der Wind auf die Meeresoberfläche ausübt. Das System der Meeresströmungen ist so ein Abbild der atmosphärischen Zirkulation, modifiziert durch die ablenkende Kraft der Erdrotation [FORTAK 1971]. Änderungen der atmosphärischen Zirkulation wirken deshalb auf den Ozean zurück, der – entsprechend seiner Ansprechzeit – mit charakteristischen Verzögerungen reagiert.

3. Wasserkreislauf

Ein weiteres instruktives Beispiel ist der Wasserkreislauf der Erde. Ebenso wie ihr Wärmeklima wird auch der Wasserhaushalt der Kontinente maßgeblich durch den Ozean beeinflusst. Das für jedes Leben unentbehrliche Wasser stammt zu einem wesentlichen Teil – fast 50% – vom Meer, wo es – großenteils über den tropischen Ozeanen im Bereich der Passate – verdunstet, um durch die Atmosphäre in andere Breiten transportiert zu werden und hier schließlich nach Kondensation als Regen auszufallen [SELLERS 1965].

Die Größenordnungen dieses Wasseraustausches Meer-Kontinent zeigt Abb. 1, in der maßstabsgerecht die über den Kontinenten und den Ozeanen im Mittel während eines Jahres verdunstenden Wassermengen dargestellt sind neben dem über den gleichen Arealen fallenden Niederschlag, beides ist in der Einheit 1000 km³ ge-

messen (bzw. cm pro Jahr). Über den Ozeanen werden etwa 45000 km^3 Wasser mehr verdunstet, als dort an Niederschlag fällt. Dieser Überschuß wird durch die großräumigen atmosphärischen Bewegungen den Kontinenten zugeführt und deckt dort das Wasserdefizit. Denn der über den Kontinenten fallende Niederschlag ist etwa 45000 km^3 größer, als dort Wasser durch Verdunstung zur Verfügung gestellt wird.

Der über die ganze Erdoberfläche gemittelte jährliche Niederschlag entspricht einer Wasserschicht von etwa 1 m Tiefe (siehe rechte Ordinate der Abb. 1). Das ist rund das Vierzigfache des mittleren Wassergehalts der Atmosphäre, der einer Niederschlagshöhe von ca. 2,5 cm entspricht. Im Mittel muß also der Wassergehalt der Atmosphäre an jedem 9. Tag durch Verdunstung ersetzt werden.

4. Die Gesetze der Wechselwirkungen

Die erwähnten Beispiele, die Januar-Isothermen und der Betrag von Niederschlag und Verdunstung, beziehen sich auf langjährige Mittelwerte, stellen den statistischen Hintergrund dar. Es ist eine wesentliche Aufgabe der meteorologischen Forschung, solche mittleren Größen und ihre geographische Verteilung quantitativ zu erfassen. Ein entscheidendes Merkmal des atmosphärischen Geschehens ist aber die ununterbrochene Änderung und die Abweichung vom Regelfall. Über die Darstellung der mittleren Verhältnisse hinaus müssen wir uns deshalb auch mit dem Problem auseinandersetzen, diese Änderungen zu verstehen, und dadurch die Möglichkeit verbesserter Prognosen schaffen. Für beide Aufgaben ist die Erfassung der Wechsel-

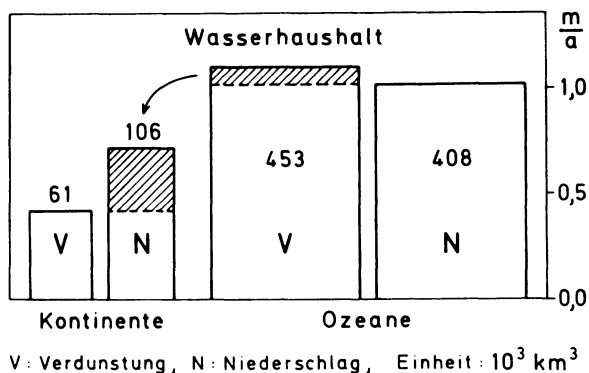


Abb. 1: Wasserhaushalt der Ozeane und Kontinente, Jahresmittelwerte (nach SELLERS [1965]); Ordinate: Wassermasse in m pro Jahr bei gleichmäßiger Verteilung über die Oberfläche. V: Verdunstung, N: Niederschlag

Water budget of the oceans and continents, annual mean values (according to SELLERS [1965]); ordinate: watermass in meters per year, if equally distributed over the surface. V: evaporation, N: precipitation

wirkung zwischen Ozean und Atmosphäre unentbehrlich. Wir müssen wissen, welche Kräfte die Windsysteme der Atmosphäre auf die Ozeane ausüben, um die Meeresströmungen darstellen zu können, wir müssen aber auch Methoden entwickeln, die es uns ermöglichen, den Wärme- und Wasseraustausch zwischen Meer und Lufthülle anzugeben.

Nur so können die Grundlagen für ein Verständnis des komplizierten Systems der atmosphärischen Vorgänge gelegt werden. Aber auch für die Ozeanographie ist die Kenntnis der Gesetze der atmosphärisch-ozeanischen Wechselwirkungen unentbehrlich. Noch heute ist gültig, was vor 10 Jahren der schwedische Ozeanograph WELANDER schrieb [WELANDER 1961]:

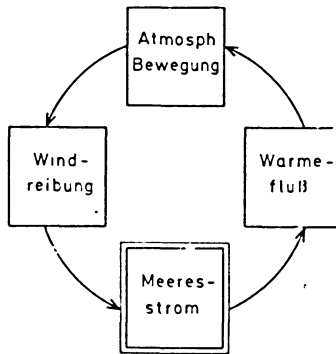
„Die Wichtigkeit dieser Wechselwirkungsprozesse für die Bestimmung des physikalischen Zustandes und der Dynamik der Ozeane ist offensichtlich. In der Tat kann man zeigen, daß für einen Ozean gegebener Dimension und gegebener chemischer Zusammensetzung die Verteilung der Temperatur und des Salzgehaltes ebenso wie die Wasserbewegungen durch die Kenntnis der folgenden Grenzflächenvorgänge festgelegt ist:

- a) die Wirkungen von Winddruck und Windschubspannung an der Oberfläche,
- b) der Wärmefluß durch die Oberflächenschicht und
- c) der Wasserfluß durch die Oberflächenschicht, wobei der letztere durch Verdunstung, Niederschlag, Gefrieren, Schmelzen und kontinentalen Abfluß gegeben ist.“

Die zwischen dem Ozean und der Atmosphäre ausgetauschten Energiemengen, sei es in Form von fühlbarer Wärme, sei es in Gestalt latenter Wärme durch Wasserdampfaustausch (1 g Wasserdampf entspricht bekanntlich ca. 600 Kalorien) sind so groß, daß sie einen entscheidenden Anteil an der Energiebilanz der Atmosphäre ausmachen. Ohne ihre Kenntnis ist deshalb ein Verständnis der Wärmekraftmaschine, welche die Atmosphäre darstellt, nicht möglich. Die Ursache der atmosphärischen Bewegungen ist der unterschiedliche Wärmegewinn durch die Sonnenstrahlung in verschiedenen geographischen Breiten. Im Jahresmittel zeigt die Energiebilanz des Systems Erdoberfläche-Atmosphäre in der Zone zwischen 30°S und 30°N einen Überschuß, in höheren Breiten ein Defizit. Dadurch entsteht ein weltweiter meridionaler Temperaturgradient, der die atmosphärische Zirkulation antreibt und den sie auszugleichen bestrebt ist.

Wie hier die Wechselwirkung Ozean-Atmosphäre als Rückkoppelungsprozeß wirkt, hat WELANDER an einem anschaulichen Beispiel demonstriert, das in Abb. 2 gezeigt wird [WELANDER 1961].

Die atmosphärische Bewegung treibt über die Windreibung die Meeresströme. Diese Strömungen transportieren Wärme polwärts, die z. T. wieder an die Atmosphäre abgegeben wird. So mildern die Meeresströmungen den Temperaturunterschied Äquator-Pol ab. Die Verringerung dieses meridionalen Temperaturgradienten dämpft die atmosphärische Zirkulation. Dadurch wird die Windreibung auf die



Rückkopplung Ozean-Atmosphäre

Abb. 2: Rückkopplung Ozean-Atmosphäre [WELANDER, 1961].

Coupling between sea and air [WELANDER 1961].

Meeresoberfläche verringert, was wieder auf die Intensität der Meeresströmungen zurückwirkt. Die quantitative Erfassung dieses Rückkopplungsprozesses ist eine gemeinsame Aufgabe der Meteorologie und der Ozeanographie. Ob hierbei Störungen sich verstärken oder das System stabil ist und in seinen Gleichgewichtszustand zurückkehrt, hängt außer vom Verhältnis der beteiligten Energieänderungen zum Grundzustand auch von den Relaxationszeiten des Ozeans und der Atmosphäre ab. Ihre Untersuchung ist dann möglich, wenn die Natur selbst großräumige Experimente anstellt, wie z.B. durch den Umschlag des Windfeldes über dem nordwestlichen Indischen Ozean im Zusammenhang mit Sommer- und Winter-Monsun und die damit zusammenhängende Umstellung der windgetriebenen Meeresströmung.

5. Atmosphärisch-ozeanische Wechselwirkungen in den Tropen

Instruktive Beispiele für das gekoppelte Zusammenwirken klein- und großskaliger Prozesse im System Ozean-Atmosphäre werden im Bereich der Tropen beobachtet. Die zweigeteilte intertropische Konvergenzzone der Atmosphäre [FORTAK 1971] als meteorologisches und der äquatoriale Unterstrom als ozeanographisches Problem [NEUMANN et al. 1966] sind zur Zeit besonders aktuell. Das erstere soll hier kurz dargestellt werden.

Wie bereits erwähnt, werden große Mengen Wassers im Bereich der Passate verdunstet, die in den Tropen als wesentliches Glied der atmosphärischen Zirkulation – besonders ausgeprägt über den Ozeanen – die Erde umspannen.

Die Abb. 3 zeigt die mittleren Stromlinien des Atlantischen Nordost- und Südost-Passats, wie sie sich aus langjährigen klimatologischen Mittelwerten für den Monat

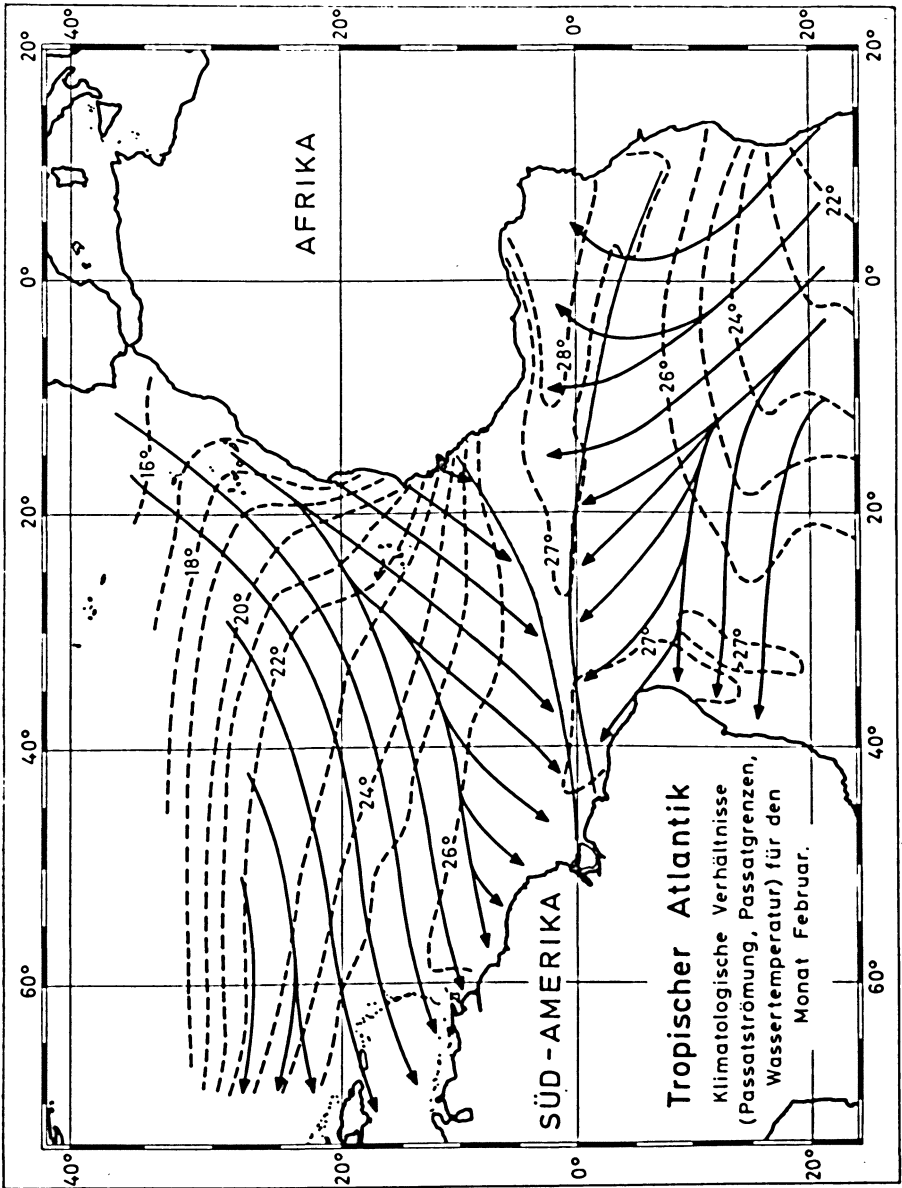


Abb. 3: Wind, Lufttemperatur und Wassertemperatur im Bereich des tropischen Atlantik während des Monats Februar (s. BROCKS [1970]).

Wind, air temperature, and water temperature in the region of the tropical Atlantic during February (s. BROCKS [1970]).

Februar ergeben, gleichzeitig mit den mittleren Isothermen des Oberflächenwassers ([BROCKS 1970] nach KUHLEBRODT, HOEBER). Der größte Teil des innerhalb des Passats verdunsteten Wassers wird in Richtung des Äquators, ein kleinerer indirekt in die mittleren Breiten transportiert. Im Bereich des Äquators ergibt sich so die „intertropische Konvergenzzone“ (ITCZ) der Passate. In ihr steigt die Luft auf, wobei ihr Wasserdampf in riesigen Cumulonimben kondensiert unter Freigabe großer Wärmemengen. Diese gewaltigen äquatorialen Wolkengebirge bieten dem Beobachter ein imposantes Bild und werden durch Fotografien stationärer Satelliten laufend erfaßt.

In einem einfachen Modell der atmosphärischen Zirkulation, das auf W. FERREL zurückgeht [FORTAK 1971], wird diese Konvergenz der Passate als äquatoriale Tiefdruckzone dargestellt und gleichzeitig ein einfaches Schema der zugehörigen Meridionalbewegung der Luft gegeben. In den letzten Jahrzehnten mußte durch das Anwachsen des Beobachtungsmaterials, insbesondere von aerologischen Aufstiegen, und durch die Ergebnisse der schon erwähnten Wettersatellitenfotografien diese einfache Darstellung wesentlich modifiziert werden.

Abb. 4 zeigt ein Wolkenbild des Pazifik, das durch Integration von Fotos eines US-amerikanischen ATS-Satelliten über die Zeit vom 16. – 31. März 1967 gewonnen wurde. Der Bildausschnitt reicht von der Nord- und Südamerikanischen Westküste (80°W) bis zur Bai von Bengalen (90°E). Während dieser Jahreszeit müßte nach dem alten Modell der atmosphärischen Zirkulation am Äquator eine langgestreckte Wolkenzone erwartet werden. Stattdessen aber zeigt das Satellitenfoto zwei Wolkenzonen beiderseits des Äquators und einen wolkenfreien Raum am Äquator selbst. Die Möglichkeit, zu einer Deutung dieses Phänomens zu kommen, ergibt sich durch die starken Schwankungen, denen es von Jahr zu Jahr ausgesetzt ist.

Die Abb. 5 gibt eine geographische Übersicht über den südlichen Bereich dieser Satellitenaufnahme mit einem Teil der Inselstationen, deren Beobachtungen in den nächsten Abbildungen verwertet werden und für unsere späteren Ausführungen wichtig sind.

Mit vermehrter Bewölkung ist natürlich erhöhter Niederschlag verbunden. So kommt es zu einem Niederschlagsminimum am Äquator und zwei Zonen mit maximalen Niederschlägen nördlich und südlich davon. Die Niederschlagsmittelwerte im östlichen Pazifik gibt Abb. 6. Noch klarer kommt dieses Phänomen in der Abb. 7 zum Ausdruck, in der auch die zeitlichen Änderungen gezeigt werden. Diese Ergebnisse wurden kürzlich von R. C. TAYLOR auf dem tropenmeteorologischen Kongreß in Honolulu vorgetragen [TAYLOR 1970].

Für die Jahre 1948 bis 1966 ist in der Abb. 7 der zeitliche Gang des jährlichen Niederschlags in einem Streifen von 15°S bis 15°N hart westlich der Datumslinie (auf 175° östlicher Breite) durch Isohyten dargestellt. Sehr deutlich hebt sich dabei die äquatoriale Zone mit minimalem Jahresniederschlag (100 cm jährlich und wesentlich weniger) ab gegenüber den beiden Streifen bei 5°N und ca. 8°S mit maximalen Niederschlägen (bis über 400 cm jährlich). Bemerkenswert sind die starken



Abb. 4: Satellitenbild der Bewölkung über dem tropischen Pazifik, 16. - 31. März 1967 [KORNFIELD et al., 1967].

Satellite cloud picture, covering the tropical Pacific, 16-3-1967 to 31-3-1967 [KORNFIELD et al., 1967]

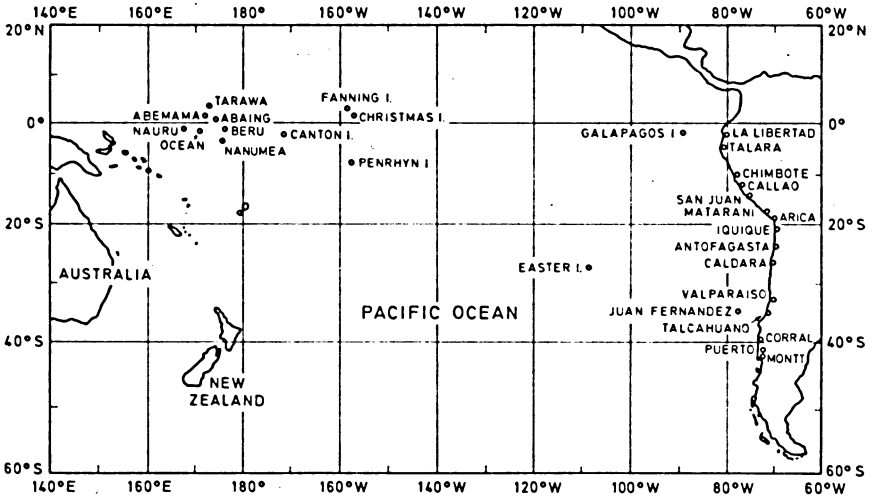


Abb. 5: Inselstationen im Pazifik und Beobachtungsstationen an der südamerikanischen Westküste [ALLISON et al., 1971]

Islandstations in the Pacific and stations at the west coast of South America [ALLISON et al., 1971]

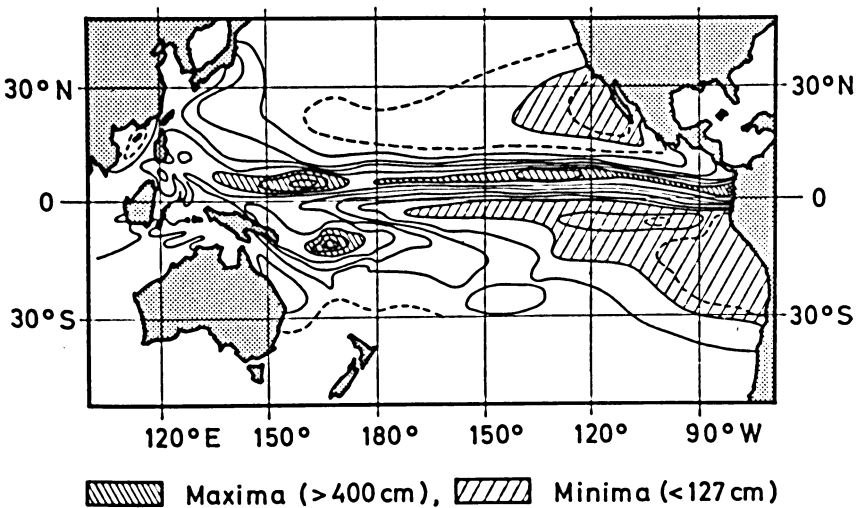


Abb. 6: Mittlerer Niederschlag über dem Pazifik [TAYLOR, 1970]

Mean precipitation over the Pacific [TAYLOR, 1970]

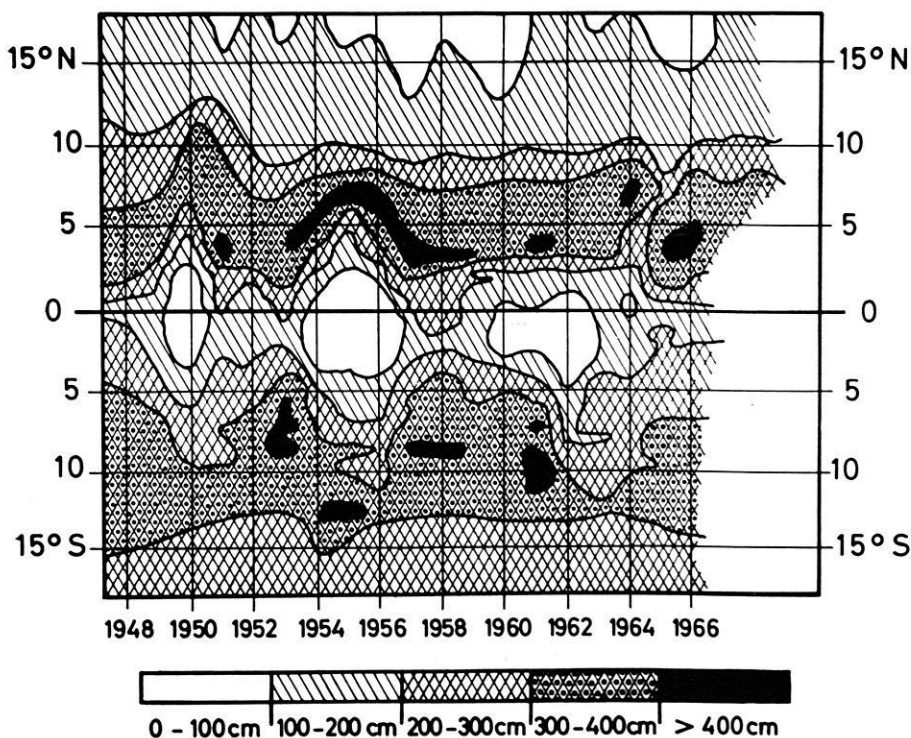


Abb. 7: Zeitliche Änderung des Niederschlags über dem Pazifik [TAYLOR, 1970]

Temporal variation of precipitation over the Pacific [TAYLOR, 1970]

Schwankungen von Jahr zu Jahr mit ausgeprägten äquatorialen Trockenperioden um 1950, 1955 und 1962.

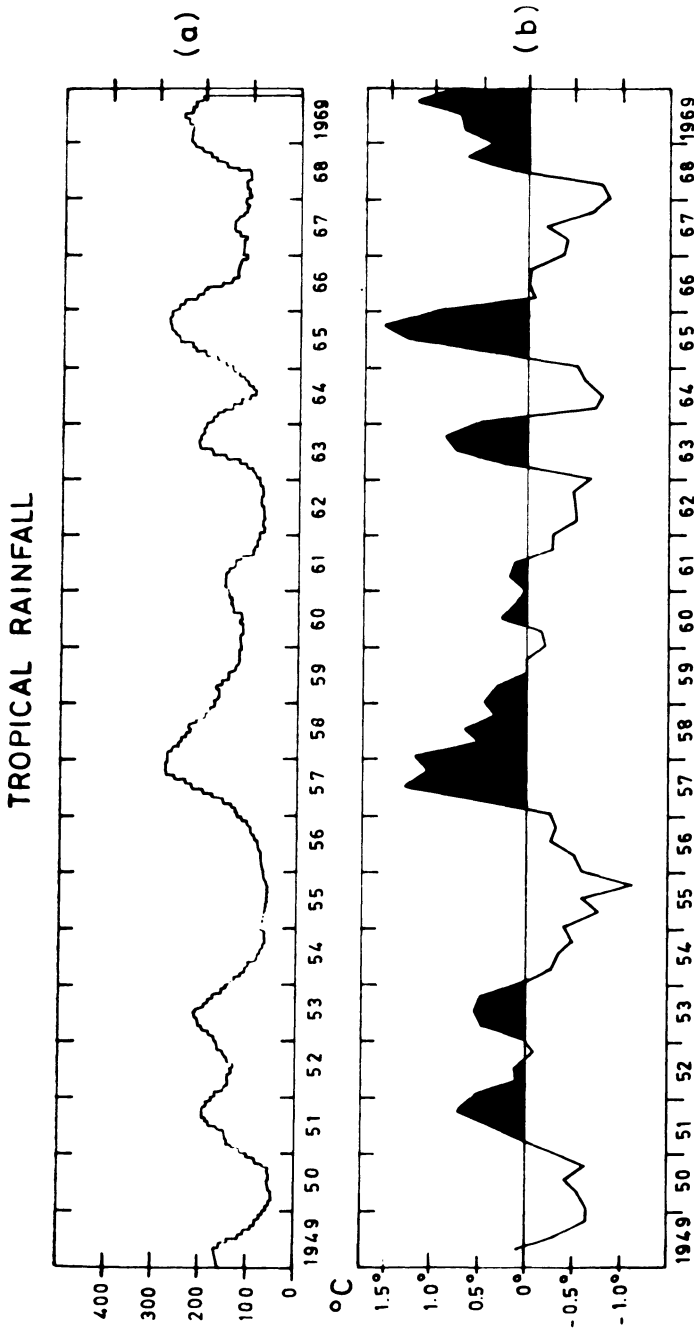
Dabei handelt es sich um einen weiträumigen Vorgang. Abb. 8 zeigt für die beiden Dekaden 1949 bis 1969 übergreifende 12-monatliche Niederschlagsmittel, gemessen auf tropischen Inseln in einer 11000 km langen pazifischen Äquatorzone von der

Abb. 8: a) Gleitendes 12-Monats-Mittel des Niederschlags (mm) auf den Pazifikinseln auf 5°S zwischen 150°W und 165°E, von 1949 bis 1969.

b) 3-Monats-Mittel der Wassertemperatur-Anomalie im tropischen Pazifik (5°S bis 5°N, 80°W bis 180°); [ALLISON et al., 1971]

a) Running 12-month-mean of precipitation (mm) on the Pacific islands on about 5°S latitude between 150°W and 165°E longitude, 1949–1969.

b) 3-month-mean of the water-temperature anomaly in the tropical Pacific (5°S to 5°N, 80°W to 180°); [ALLISON et al., 1971]



Westküste Südamerikas bis zur Datumsgrenze. Durch die raum-zeitliche Mittelung sind zwar die Extrema stark reduziert, die erheblichen Schwankungen bleiben aber erhalten. Wir erkennen die Trockenperioden 1950, 1955 und 1962 wieder, gefolgt von weiteren um 1964 und 1967/68, d.h. auch zu der Zeit, während der das Satellitenfoto der Abb. 4 mit dem wolkenfreien Äquator gewonnen wurde. Die untere Kurve stellt die (dreimonatlich gemittelte) Abweichung der gleichzeitig gemessenen Wassertemperatur vom langjährigen klimatologischen Mittel dar. Die Korrelation mit dem Niederschlag ist positiv mit einem Korrelationskoeffizienten von 0,93, d.h. einem für meteorologische Verhältnisse außerordentlich hohen Wert. Die mittleren Abweichungen erreichen mit $+1,5^{\circ}\text{C}$ und -1°C ebenfalls für die Tropen beachtliche Beträge [ALLISON et al. 1971].

Wie einheitlich sich die Wasseroberflächentemperatur über weite Bereiche verhält, macht die Abb. 9 deutlich. In ihr ist für die Dekade 1960–1970 neben der schon gezeigten Kurve der Wassertemperatur-Anomalie (SST) auch (vierteljährlich) der

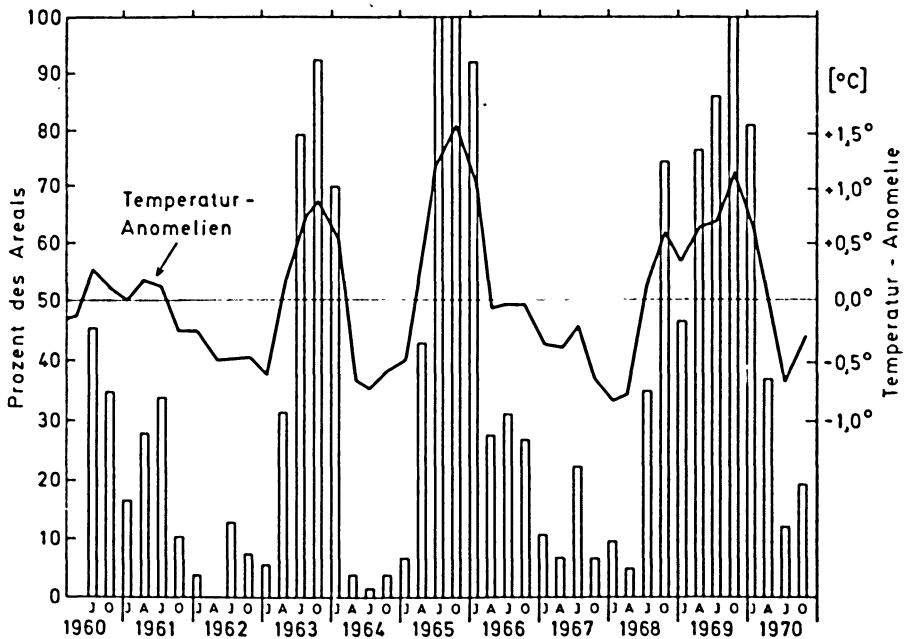


Abb. 9: Gebietsanteile des tropischen Pazifik mit positiven Wassertemperatur-Anomalien, $5^{\circ}\text{N}-5^{\circ}\text{S}$, $80^{\circ}\text{W}-180^{\circ}$ [ALLISON et al., 1971]

Tropical Pacific Ocean area covered by positive sea-surface temperatur-anomalies (weighted), $5^{\circ}\text{N}-5^{\circ}\text{S}$, $80^{\circ}\text{W}-180^{\circ}$ [ALLISON et al., 1971]

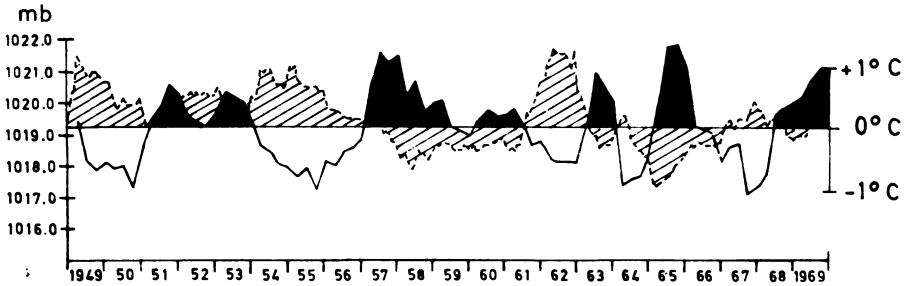


Abb. 10: Luftdruck auf Juan Fernandez und Wassertemperatur-Anomalie zwischen Äquator und 10°S in der Region $80^{\circ}\text{W} - 180^{\circ}$, gleitendes 12-Monats-Mittel [ALLISON et al., 1971]

Juan Fernandez sea-level pressure (mb) and water-temperature anomaly between equator and 10°S in the region 80°W to 180° , running 12-month-mean [ALLISON et al., 1971]

Bruchteil des betrachteten Äquatorbereichs angegeben, in dem die Wassertemperatur höher als normal war. Bei stark ausgeprägten Anomalien liegt dieser Prozentsatz in der Nähe von 0% oder 100%, d.h. in diesem Wasserstreifen ($180^{\circ}\text{W} - 150^{\circ}$) mit einer Ausdehnung von mehr als einem Viertel des Erdumfangs sind die Verhältnisse sehr einheitlich [ALLISON et al. 1971]. Im äquatorialen Bereich des Pazifischen Ozeans wechseln somit warme und feuchte Perioden mit kalten und trockenen Perioden ab. Das Oberflächenwasser ist im ersten Fall wärmer als die darüber strömende Luft, wirkt also als Wärmequelle, im zweiten Fall wirkt sie als Kältequelle. Beides muß einen erheblichen Einfluß auf die Wärmebilanz des Systems Ozeanoberfläche-Atmosphäre haben.

Der Zusammenhang mit der atmosphärischen Zirkulation deutet sich in der Abb. 10 an. Hier wird die Wassertemperatur-Anomalie, die in den Jahren 1949 bis 1959 zwischen dem Äquator und 10°S in der Region $80^{\circ}\text{W} - 180^{\circ}$ beobachtet wurde, mit dem gleichzeitig auf der Insel Juan Fernandez im südöstlichen Pazifik beobachteten Luftdruck gezeigt. Die Korrelation beider Größen ist negativ. Relativ hoher Luftdruck ist meist mit niedriger Wassertemperatur, niedriger Luftdruck mit höherer Temperatur verknüpft. Auf Weltkarten der Luftdruckverteilung und der Winde im Januar [FORTAK 1971] kann man erkennen, daß Juan Fernandez dann in der Nähe des Kerns des südostpazifischen Subtrophenhochs liegt.

Eine trockene, kalte Periode am Äquator ist also mit einem kräftigen Subtrophenhoch und damit auch mit einer kräftigen Südost-Passatströmung verknüpft, eine feuchte, warme Periode mit einem schwachen Subtrophenhoch und schwachem Südostpassat.

Das bestätigt auch die Abb. 11, in der die zonalen Komponenten des Windes bis etwa 20 km Höhe über Canton Island, am Äquator bei ca. 172°W, im Januar 1966 und 1967 dargestellt sind. In der trockenen, kalten Periode 1967, aus der auch die Satellitenaufnahme der Abb. 4 stammt, wurden über Canton Island bis 5000 m Höhe starke Ostkomponenten des Windes (10–15 m/s Geschwindigkeit in den untersten 1500 m) beobachtet. Während der warmen, feuchten Periode 1966 dagegen waren die östlichen Windkomponenten sehr schwach und reichten nur bis 1500 m Höhe.

Auf dieser immer wieder beobachteten Tatsache gründet sich eine Erklärung dieser Erscheinung mit Hilfe des Zusammenspiels von Windreibung an der Meeresoberfläche und Wasserbewegung. Die Schubspannung des Windes und die Coriolisbeschleunigung verursachen in den Oberflächenschichten des Meeres den nach seinem Entdecker genannten „Ekman-Triftstrom“ [DIETRICH und KALLE 1957], dessen Massenfluß rechtwinklig zur Windrichtung weist und zwar auf der Nordhalbkugel nach rechts, auf der Südhalbkugel nach links. Wenn in der Zone beiderseits des Äquators Winde mit Ostkomponenten wehen, dann bewirkt das nördlich des Äquators einen Ekman-Triftstrom nach Norden, südlich des Äquators einen solchen nach Süden. Dadurch entsteht am Äquator selbst eine Strömungsdivergenz, und aus Kontinuitätsgründen muß hier das nach Norden und Süden weggeströmte Wasser von unten her ersetzt werden. Es tritt „Auftriebswasser“ auf, d.h. am Äquator wird das warme Oberflächenwasser durch kaltes Wasser aus der Tiefe ersetzt, wie es das Schema der Abb. 12 veranschaulicht [BJERKNES 1966]. Bei schwachen oder fehlenden Ostwindkomponenten dagegen kann dieser Effekt nicht wirksam werden, das Wasser am Äquator bleibt warm.

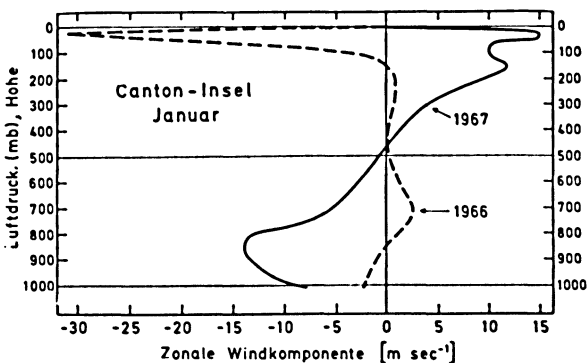


Abb. 11: Zonale Windkomponente im Januar 1966 und 1967 auf Canton Island als Funktion der Höhe (Luftdruck).

Monthly zonal wind component versus pressure on Canton Island for January 1966 (dashed) and January 1967.

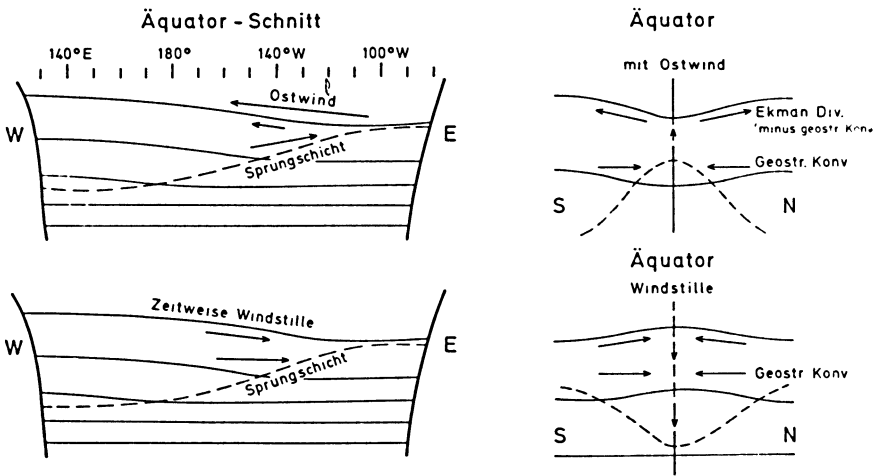
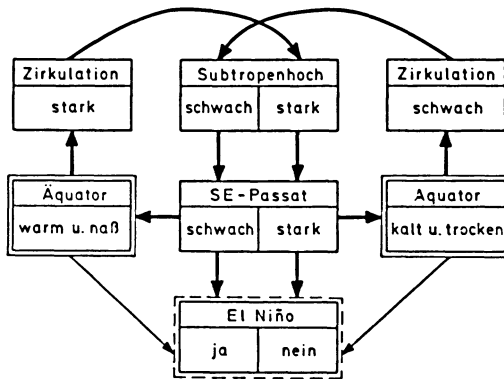


Abb. 12: Schema zur Entstehung von Auftriebswasser [BJERKNES, 1966]

Scheme on the origin of upwelling water [BJERKNES, 1966]

Nach der erwähnten Theorie verursacht diese kalte Zone – vielleicht über eine Meridionalzirkulation zwischen beiden Passaten mit absteigender Luftbewegung am Äquator – die Wolkenlosigkeit und Niederschlagsarmut im Äquatorbereich und damit auch die doppelte Wolkenzone, die auf den Satellitenbeobachtungen so auffällig zum Ausdruck kommt.

Es gibt auch Theorien, die diese Kausalitäten anders sehen. Wir haben hier nicht die Möglichkeit, darauf ausführlicher einzugehen. Auf jeden Fall aber wird dabei ebenfalls ein allgemeines Schema der Koppelung zwischen den atmosphärischen und den ozeanischen Vorgängen aufgestellt, das der Abb. 13 entspricht (nach H. FORTAK [1971]). Gehen wir von dem Zustand eines starken Subtropenhochs über dem Südost-Pazifik aus. Die Folge einer solchen Luftdruckverteilung ist ein starker Südost-Passat. Wegen des Zusammenwirkens von Windreibung und Erddrehung entsteht dadurch am Äquator eine Zone kalten Auftriebswassers, die gleichzeitig die Niederschlagsbildung hemmt, der Äquator wird kälter und trocken. Dadurch wird der meridionale Temperaturgradient abgeschwächt. Die atmosphärische Zirkulation wird gehemmt, es tritt ein geringerer Austausch von Drehmoment auf, das Subtropenhoch und damit auch der Passat wird abgeschwächt. Damit aber hört die Wirkung, die zur Bildung des äquatorialen Auftriebswassers führte, auf, die Äquatorialregion wird wärmer und die Niederschlagsneigung steigt. So verstärkt sich der meridionale Temperaturgradient wieder. Die Zirkulation wird angefacht, das Subtropenhoch wird erneut verstärkt, und wir haben damit den Ausgangszustand wieder erreicht.



Kopplung Ozean-Atmosphäre im Pazifik

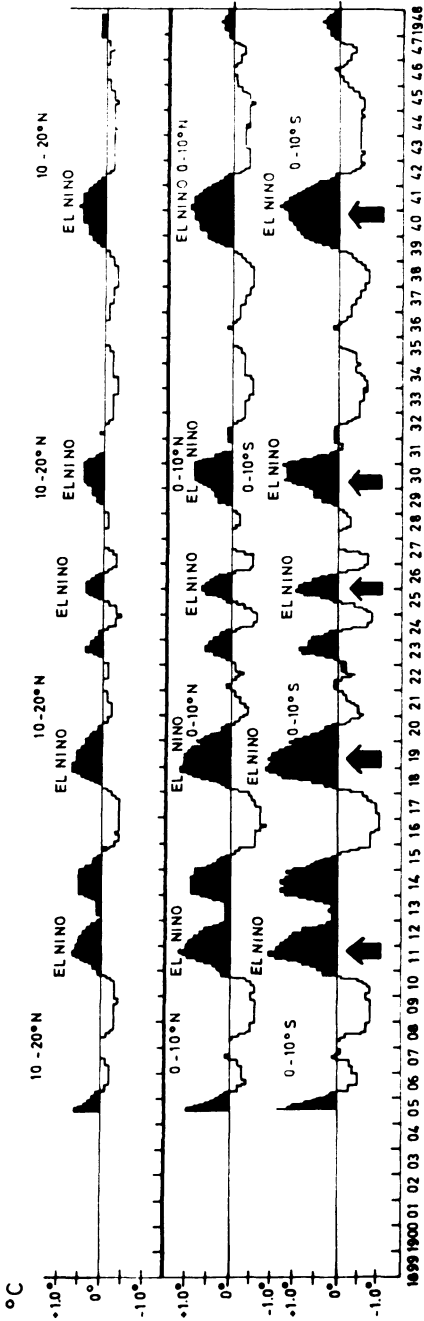
Abb. 13: Das El Niño-Problem im Rahmen der Kopplungsprozesse Ozean-Atmosphäre im Pazifik [FORTAK, 1971]

The El-Niño phenomena in the frame of interaction processes between ocean and atmosphere in the Pacific [FORTAK, 1971]

Mit welchen Reaktionszeiten zu rechnen ist, bedarf sorgfältiger Untersuchung und ist eines der schwierigsten Probleme des ganzen Vorgangs. In diesem Zusammenhang ist es aber bemerkenswert, daß die trockenen und feuchten Perioden mit mehreren Jahren Abstand auftreten. Die einheimische Bevölkerung der nördlichen Gilberts Inseln machte schon im Jahre 1840 der Wilke-Expedition von einer mündlichen Überlieferung Mitteilung, wonach die starken Regenzeiten etwa mit 7jährigem Rhythmus vorkämen. Man kann diese Schwankung also mehr als 150 Jahre zurückverfolgen.

Hier sei noch auf den letzten Kasten in der Abb. 13 (Darstellung der Koppelungsprozesse) hingewiesen, nämlich das El Niño-Problem. Mit diesem Namen werden unregelmäßig auftretende Perioden sehr starken Niederschlags in der Peruanischen Küstenwüste bezeichnet, die sich gegen Weihnachten vorbereiten („El Niño“ heißt „das Christkind“) und ihren Höhepunkt im März–April erreichen. Diese Niederschläge haben eine enorme Wirkung. Denn das normale Klima in diesem Bereich ist durch fast absolute Trockenheit gekennzeichnet. Plötzlich auftretende sehr starke Niederschläge müssen deshalb als Katastrophe empfunden werden, und zwar um so mehr, weil gleichzeitig das nährstoffreiche kalte Auftriebswasser mit seinem Fischreichtum verschwindet (das hier wegen des meist vorhandenen ablandigen Passats ebenfalls aus Kontinuitätsgründen vor der Küste aufquillt). Dadurch wird die Fischerei schwer geschädigt und die Vogelwelt geht aus Nahrungsmangel zugrunde.

In der Abb. 14 wird vom Jahre 1905 bis zum Jahre 1948 die Wassertemperaturanomalie in den Zonen von 10°S bis 20°N zwischen den geographischen Längen



DERIVED TROPICAL PACIFIC OCEAN SEA SURFACE TEMPERATURE ANOMALIES (°C)

Abb. 14: Gleitende 12-Monats-Mittel der Wassertemperatur-Anomalien im Pazifik 1905 bis 1948 für den Bereich: 80°W – 180°; Äquator bis 10°S (untere Zeile), Äquator bis 10°N (mittlere Zeile), 10°N bis 20°N (obere Zeile)

Running 12-month-mean of water-temperature anomalies of the Pacific, 1905 to 1948, Region: 80°W – 180°; Equator to 10°S (lower line), equator to 10°N (middle line), 10°N to 20°N (upper line)

80°W und 180° dargestellt, Perioden mit El Niño-Regen sind durch Pfeile gekennzeichnet. Wir erkennen, daß von den 9 warmen und nassen Perioden im äquatorialen Pazifik in den 43 Jahren fünf mit gleichzeitigem Auftreten des sogenannten El Niño an der Südamerikanischen Nordwestküste verknüpft waren [ALLISON et al. 1971]. Es ist also damit zu rechnen, daß einige der Faktoren, die den abwechselnd trockenen und kalten, bzw. warmen und feuchten Äquator bedingen, auch die Veränderung der Verhältnisse an der peruanischen Küste verursachen. In diesem Artikel können wir diesen Problemen nicht ausführlicher nachgehen. Nur so viel sei gesagt, daß durch intensivere Untersuchungen weltweite Schwankungen nachgewiesen werden konnten, die eng mit diesen Vorgängen verknüpft sind. Vielleicht kann man mit einer solchen Methode der „Telekonnektionen“ der so notwendigen Prognose dieser wesentlichen klimatischen Variationen in den pazifischen Tropen näherkommen (z.B. [DOBERITZ et al., 1967]).

6. Parametrisierung von Windreibung, maritimer Verdunstung und Wärmefluß Zusammenwirken der Skalen

Für die theoretische Behandlung dieser großräumigen Vorgänge ist die Kenntnis des Feldes der Windschubspannung an der Meeresoberfläche (d.h. des vertikalen Impulsflusses in der atmosphärischen Grenzschicht), des vertikalen Wärme- und des vertikalen Wasserdampfesflusses (d.h. des Wärmeüberganges Ozean-Atmosphäre und der maritimen Verdunstung) unentbehrlich (siehe oben Zitat aus [WELANDER, 1961]). Diese vertikalen Flüsse werden durch die Turbulenz der Atmosphäre bewirkt und können deshalb als mittlere Kreuzkorrelationsprodukte bestimmt werden zwischen den turbulenten Fluktuationen w' der vertikalen Windgeschwindigkeit und den Fluktuationen der jeweiligen Eigenschaft (horizontale Windgeschwindigkeit u' , Lufttemperatur θ' und Luftfeuchte q').

Die Messung dieser Flüsse ist aber nur mit großem apparativen und auswert-technischen Aufwand möglich. Sie kann deshalb nicht laufend und schon gar nicht routinemäßig in einem ausgedehnten Beobachtungsnetz durchgeführt werden.

Deshalb ist es notwendig, Beziehungen zu finden zwischen den turbulenten Vertikalklässen und meteorologischen Parametern wie Windgeschwindigkeit, Wasser- und Lufttemperatur, Luftfeuchte, die weltweit im meteorologischen Stationsnetz (auf See meist Wetter- und Handelsschiffe) laufend zur Verfügung stehen, bzw. aus Wetterkarten entnommen werden können. D.h. man muß für diese Flüsse eine Methode der „Parametrisierung“ finden. Abb. 15 zeigt schematisch, wie diese Beziehung zwischen den „Mikrogrößen“ (turbulente Fluktuationen) und den „Makrogrößen“ hergestellt wird.

Als Grundlage dient die halbempirische Theorie der atmosphärischen Grenzschichtturbulenz, die = ausgehend von hydraulischen Experimenten in Wasser- und Windkanälen – im wesentlichen durch Ähnlichkeitsüberlegungen entwickelt wurde. Dabei wird die Schubspannung dem Quadrat der Windgeschwindigkeit proportional

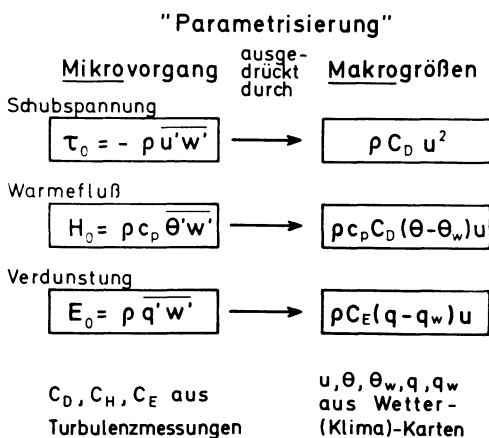


Abb. 15: Schema der Parametrisierung („Mikrovorgänge aus Makrovorgängen“)
 Scheme of parametrization (“micro- and macroscale”)

gesetzt, der vertikale Wärmefluß und die maritime Verdunstung den Produkten der Windgeschwindigkeit mit der Temperaturdifferenz bzw. der Feuchtedifferenz Wasser-Luft, wobei an der Wasseroberfläche Feuchtesättigung vorausgesetzt wird.

Die Aufgabe von Experimenten auf See ist es, durch direkte Messung der turbulenten Flüsse gleichzeitig mit den genannten meteorologischen Parametern die Proportionalitätsfaktoren, d.h. den Reibungskoeffizienten c_D und die Transportkoeffizienten für Wärme und Wasserdampf, abzuleiten. Das ist leichter gesagt als getan. Denn es muß mit hochempfindlichen Apparaturen (die Wind- und Temperaturmessung geschieht mit Platindrähten von wenigen Hundertstel Millimeter Durchmesser) oder auch mit Schallanemometern unmittelbar über dem Seegang auf offenem Ozean gearbeitet werden. Da Forschungsschiffe das Turbulenzfeld stören, ist das nur mit Bojen fern vom Schiff möglich. Die genaue Erfassung der vertikalen Windgeschwindigkeit erfordert ferner eine kreiselgesteuerte Stabilisierung des Geräteträgers, weil dieser nur um Bruchteile eines Grades von der Vertikalen abweichen darf. Um das volle Spektrum zu erfassen, muß jeweils etwa eine Stunde gemessen werden bei einer Auflösung bis etwa 50 Hertz, d.h. pro Meßserie fallen mehr als 1 Million Informationen an, die über Magnetbänder gespeichert und durch elektronische Datenverarbeitung zu Spektren der Kreuzkorrelationen verarbeitet werden müssen.

Ferner gibt es die Möglichkeit, die gesuchten Größen durch Messung vertikaler Differenzen von Windgeschwindigkeit, Lufttemperatur und Feuchte (durch sogen. „Profilmessungen“) unmittelbar über der Seeoberfläche abzuleiten. Die notwendige – nicht so exakt erforderliche – Vertikalhaltung des Instrumententrägers geschieht durch gewichtsstabilisierte Bojen.

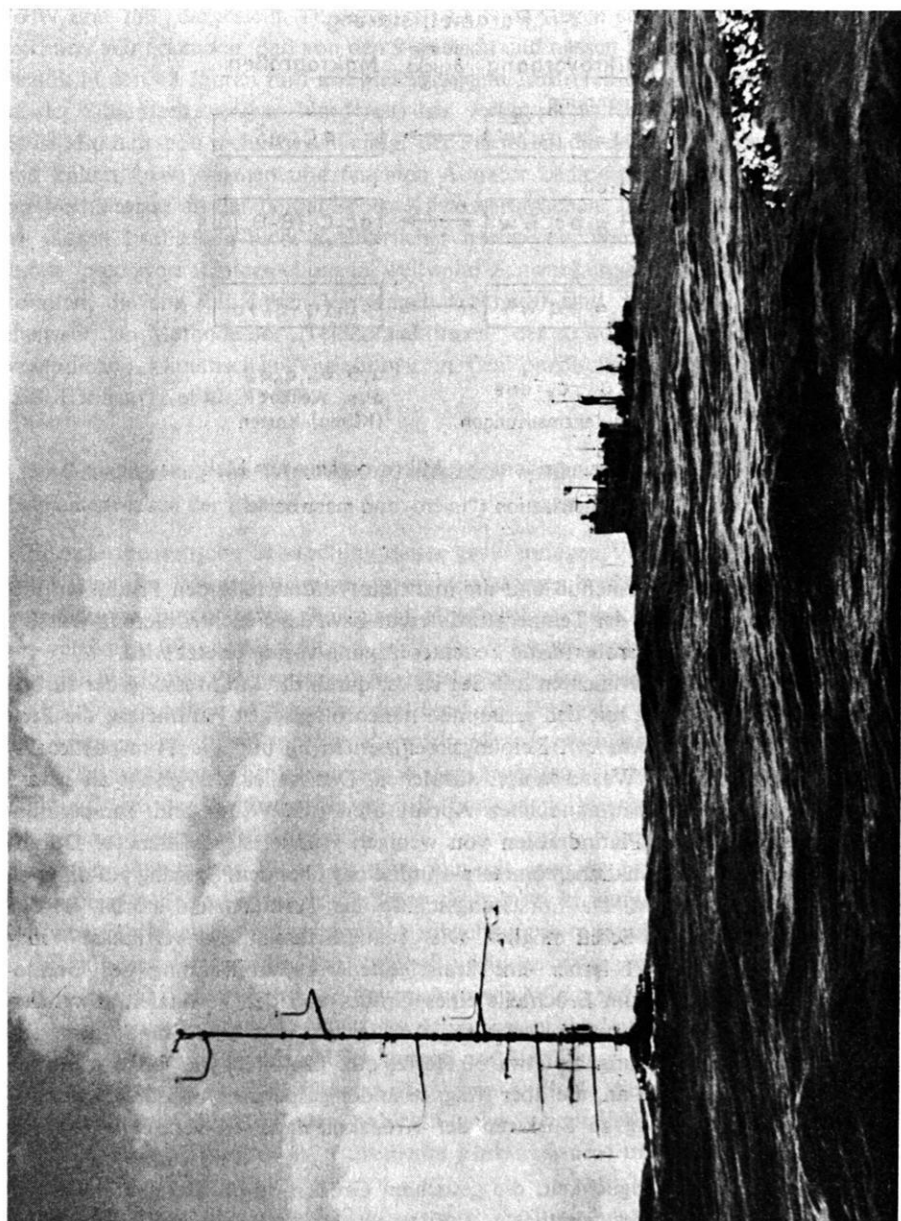


Abb. 16: Einsatz einer Meßboje
Meteorological buoy

Abb. 16 zeigt eine solche Apparatur im Einsatz auf hoher See im äquatorialen Atlantik während der Atlantischen Passatexpedition „APEX“ im Februar 1969 an Bord der „Meteor“ (im Hintergrund, 250 m entfernt, ist das elektronische Labor, mit dem die Meßgeräte auf der Boje (Anemometer in 9 Höhen, Thermometer und Feuchtemesser in 4 Höhen, Wasserthermometer in 4 Tiefen, kardanisch aufgehängte Strahlungsbilanzmesser in 5 m Höhe) durch vieladrige Schwimmkabel verbunden sind).

Während dieser Atlantischen Expedition 1969 mit „APEX“ wurde vom Forschungsschiff „Planet“ aus eine völlig andere Methode zur Messung des vertikalen Wärmestromes erfolgreich angewandt (vom Meteorologischen Institut der Universität Mainz). Sie beruht auf der Voraussetzung, daß sich an der Wasseroberfläche eine Lufthaut mit molekularer Wärmeleitung, eine „Laminarschicht“, ausbildet. Diese Schicht wird mit einem besonders empfindlichen aber robusten Sensor ausgemessen, der an einer Fallsonde mit Hilfe eines Fahrstuhls am Forschungsschiff ins Wasser gelassen wird.

Abb. 17 zeigt ein Diagramm mit den gemessenen Temperaturgradienten, $0,2^{\circ}/\text{mm}$ bis $1^{\circ}/\text{mm}$, und Laminarschichtdicken, $0,2 \text{ mm}$ bis 2 mm . Durch Multiplikation des gemessenen Temperaturgradienten mit dem molekularen Wärmeleitkoeffizienten ergibt sich so der vertikale Wärmefluß.

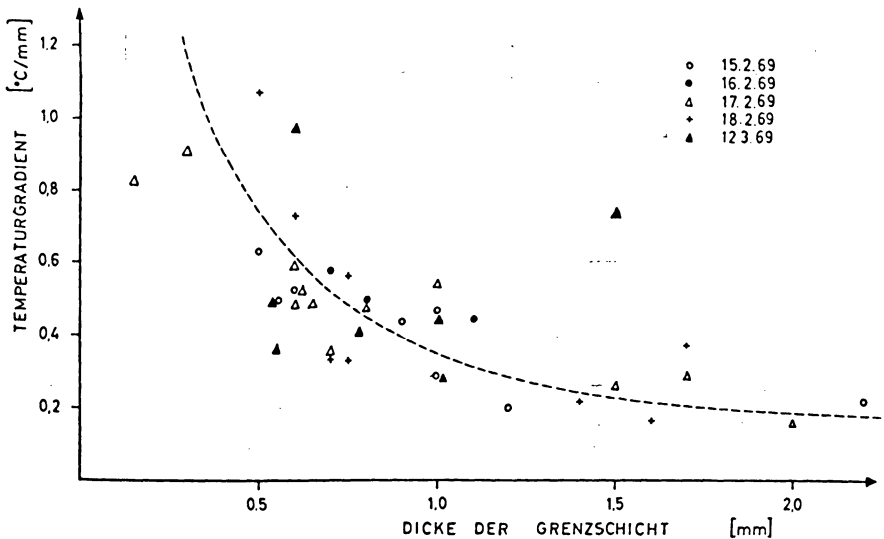


Abb. 17: Temperaturgradienten als Funktion der Laminarschichtdicke

Gradients of temperature as a function of thickness of the laminar layer

In Abb. 18 sind Ergebnisse zusammengefaßt, die mit der ersterwähnten Methode gewonnen wurden. In der Ordinate ist der direkt gemessene Wärmestrom angegeben, in der Abszisse das gleichzeitig gemessene Produkt Windgeschwindigkeit mal Temperaturdifferenz Wasser-Luft. Die fünf mit der Laminarschichtmethode gemessenen Werte (Halbkreise) fügen sich in das Gesamtkollektiv gut ein.

Trotz der verbleibenden Streuung der Meßwerte macht das Diagramm deutlich, daß eine Parametrisierung möglich ist. Ähnliche Ergebnisse liegen für die Windreibung und die maritime Verdunstung vor. Dabei sind für die Messung turbulenter Feuchtefluktuationen besondere Schwierigkeiten zu überwinden (Verwendung von Mikrowellenrefraktometern, bzw. von Absorptionsverfahren). Für die Transportkoeffizienten ergeben sich jeweils Werte von der Größenordnung 10^{-3} .

7. Windfeld, Meeresströmung, Auftriebswasser

Damit ist der Kreis geschlossen. Wenn man die so ermittelten Transportkoeffizienten auf klimatologische oder aktuelle Karten des Windvektors anwendet, erhält

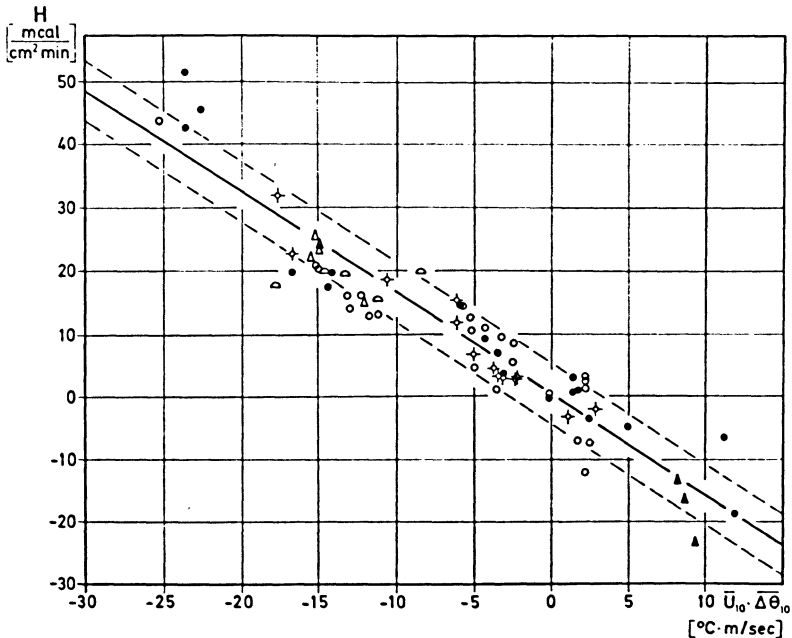


Abb. 18: Direkt gemessene Werte des Wärmestroms (Ordinate) als Funktion des Produkts Windgeschwindigkeit mal Temperaturdifferenz Wasser-Luft (Abszisse)

Directly measured values of the heat flux (ordinate) as a function of the product of wind speed and air-sea-temperature-difference (abscissa)

man das Feld der Schubspannung. Die Vertikalkomponente der Rotation dieses Vektorfeldes, dividiert durch den Differentialquotient des Coriolisparameters nach der geographischen Breite ergibt den meridionalen Massenfluß der windgetriebenen Meeresströmung, wie *Sverdrup* mit einigen Vereinfachungen ableitete. Abb. 19 zeigt diesen Zusammenhang schematisch.

Analog ergeben sich die oben erwähnten Auftriebswassergebiete aus dem Windfeld, ihre energetischen Wirkungen aus dem Feld der ähnlich abgeleiteten Wärme- und Wasserdampf Flüsse.

8. Modellrechnungen, Prognosen

Schließlich aber können diese Größen den numerisch arbeitenden Meteorologen für die Gitterpunkte ihrer atmosphärischen Modellrechnungen zur Verfügung gestellt werden. Vielleicht gelingt es so, durch die Einbeziehung der atmosphärisch-ozeanischen Wechselwirkungen in diese Modelle dem Ziel einer besser begründeten Langfristprognose oder aber auch dem Verständnis der Klimaänderungen näher zu kommen.

Wechselwirkung der "Skalen"

Schubspannung τ_0

in der Mikroskala:

$$\tau_0 = -\rho \overline{u'w'}$$

u', w' turbulente
Windschwankungen

in der Makroskala:

$$S_y = \left(\frac{\partial f}{\partial \psi}\right)^{-1} \text{rot}_z \tau_0$$

S_y Meeresströmung
 f Coriolisparameter

Abb. 19: Wechselwirkung der Skalen, Erzeugung von Meeresströmungen durch Windschubspannung an der Meeresoberfläche

Interaction of the scales, generation of ocean currents due to wind stress at the sea surface

Literaturverzeichnis

- ALLISON, L. J., J. STERANKA, R. J. HOLUB, J. HANSEN, F. A. GODSHALL und C. PRABHAKARA: Air-Sea Interaction in the Tropical Pacific Ocean. Goddard Space Flight Center X-651-71-191, May 1971
- BJERKNES, J.: Survey of El Niño 1957–58 in its Relation to Tropical Pacific Meteorology. Inter Amer. Trop. Tuna Comm. 12, 2, 3–3662, 1966
- BJERKNES, J.: Atmospheric Teleconnections from the Equatorial Pacific. Monthly Weather Review 97, 163–172, 1969
- BROCKS, K.: Wechselwirkung Ozean-Atmosphäre; Erforschung des Meeres. (Herg. G. Dietrich) Umschau-Verlag, Frankfr. a. M., 1970, 15–24
- BROCKS, K.: Das Atlantische Passat-Experiment 1969 (APEX). Schiff und Hafen, Sonderh. 1970
- CLAUS, E., H. HINZPETER und J. MÜLLER-GLEWE: Ergebnisse von Messungen des Temperaturfeldes der Atmosphäre nahe der Grenzfläche Ozean-Atmosphäre. „Meteor“-Forschungs-Ergebnisse, Reihe B, No. 5, 1970
- DIETRICH, G. und J. ULRICH: Meyers Großer Physischer Weltatlas. Bibl. Inst. Mannheim, Kart. Inst. Meyer, 1968
- DIETRICH G. und K. KALLE: Allgemeine Meereskunde. Eine Einführung in die Ozeanographie. Gebr. Borntraeger, Berlin, 1957
- DOBERITZ, R., H. FLOHN und K. SCHÜTTE: Statistical Investigations of the Climatic Anomalies of the Equatorial Pacific. Bonner Met. Abh. Nr. 7, 1967
- DOBERITZ, R.: Zum Küstenklima von Peru. Dtsch. Wetterdienst, Seewetteramt, Einzelveröff. Nr. 59, 1967
- FLOHN, H.: Investigations of Equatorial Upwelling and its Climatic Role. Wüst 80. Birthday Vol., Manusk. 1970
- FORTAK, H.: Meteorologie. Deutsche Buch-Gemeinschaft, Berlin–Darmstadt–Wien, 1971
- HANTEL, M.: Wind Stress Curl – the Forcing Function for Oceanic Motions. Wüst 80. Birthday Vol. s. Flohn
- HASSE, L.: Zur Bestimmung der vertikalen Transporte von Impuls und fühlbarer Wärme in der wassernahen Luftschicht über See. Hamburger Geophys. Einzelschr. 11, 1968
- KORNFIELD, J., A. F. HASLER, K. J. HANSON und V. E. SUOMI: Photographic Cloud Climatology From Essa III and V Computer produced mosaics. Bull. of the Am. Met. Soc. 48 (12), 878–883, 1967
- KRUEGER, A. F. und T. I. GRAY, Jr.: Long-Term Variations in Equatorial Circulation and Rainfall. Monthly Weather Review 97, 700–711, 1969
- KRUSPE, G.: Autocovarianzspektren von Brechungsindex, vertikaler Windgeschwindigkeit, Lufttemperatur und -feuchte, Co-spektren des vertikalen Wärme- und Feuchteflusses über See. Inst. Radiomet. u. Maritime Met., Hamburg, Bericht 20, 1972

- NEUMANN, G. und W. J. PIERSON, Jr.: Principles of Physical Oceanography. Englewood Cliffs N. J., 1966
- SELLERS, W. D.: Physical Climatology. Univ. of Chicago Press, Chicago – London 1965
- TAYLOR, R. C.: The Distribution of Rainfall over the Tropical Pacific Ocean, deduced from Island, Atoll and Coastal Stations. Proceed. Symp. Tropical Meteorol., J. III, 1–8, 1970
- WELANDER, P.: Coupling between Sea and Air. Oceanography (Ed. M. Sears) IV, Washington, 401–410, 1961

Energetic Protons at Low Equatorial Altitudes

J. MORITZ, Kiel¹⁾

Eingegangen am 11. April 1972

Summary: Protons in the energy range 0.25 to 1.65 MeV have been measured with a solid state detector telescope onboard the German Research Satellite Azur at equatorial latitudes below the radiation belt. The protons with intensities up to 200 p/cm² sec ster exhibit a soft spectrum. Their existence is explained by charge exchange processes in the exosphere and upper atmosphere by which protons that are lost from the outer radiation belt are regenerated at low altitudes. The coupling of the low altitude population to the outer radiation belt population is clearly shown in the flux enhancements that both populations suffer from a magnetic storm event.

Zusammenfassung: Mit dem Experiment EI-92 des Forschungssatelliten Azur wurden bei äquatorialen Perigäumspassagen niederenergetische Protonen im Energiebereich 0,25–1,65 MeV gemessen. Die Protonen wurden in Höhen gemessen, die niedriger sind als die untere Grenze des gut bekannten Van Allen Strahlungsgürtels; dies bedeutet, daß für ihre zeitliche Existenz die Möglichkeit, eine volle Driftbahn um die Erde zu verfolgen, nicht gegeben ist und offensichtlich auch nicht notwendig ist. Die niederenergetischen Protonen werden lediglich in enger Nachbarschaft zum geomagnetischen $B = B_{\min}$ -Äquator gefunden; dort zeigt ihre Intensität keine nennenswerte Höhen-, Längen- oder L -Abhängigkeit. Erklärt wird diese Protonenpopulation in geringen Höhen als eine Folge der Verluste der Protonenpopulation des äußeren Strahlungsgürtels durch Ladungsaustauschprozesse, die einen Fluß energetischer Wasserstoff-Atome hervorrufen. In der äußeren Atmosphäre wird dieser Wasserstoff-Fluß wiederum durch Ladungsaustauschprozesse in Protonen zurückgewandelt. Eine grobe quantitative Abschätzung zeigt, daß das Protonenreservoir des äußeren Strahlungsgürtels ausreicht, die beobachteten Protonenintensitäten in geringen Höhen aufrechtzuerhalten. Das steile Energiespektrum und eine Intensitätsänderung in dieser Population von 45 auf 200 Protonen/cm² sec ster. infolge des magnetischen Sturmereignisses vom 8. März 1970 verdeutlicht die enge Kopplung mit dem äußeren Strahlungsgürtel, dessen Intensität im Verlaufe dieses Ereignisses ebenfalls erhöht wurde.

Introduction

The well known Van Allen Belt consists of charged particles stably trapped in the earth's magnetic field. Stable trapping occurs as long as the particles in question can complete at least one full drift path around the earth. At low altitudes the Van

¹⁾ Dr. J. MORITZ, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Christian-Albrechts-Universität, 23 Kiel, Olshausenstr. 40–60.

Allen Belt terminates at the innermost L -shell that allows the particles (depending on particle energy and species) to complete a drift without being lost from the radiation belt through interactions with the earth's atmosphere. Stated differently, as soon as there are no sources to balance the losses the radiation belt ceases to exist. For protons of the Van Allen Belt this occurs at about $L = 1.15$ for the highest energies through the strong loss processes that the protons encounter in the denser atmosphere of the South Atlantic Anomaly on their drift path around the earth. Here the drift shell $L = 1.15$ comes down to 400 km height. As the atmospheric loss processes (ionization and charge exchange) are of different relative importance depending on the proton energy and the composition of the atmosphere, there is no clearly defined lower boundary for radiation belt protons that is the same for all energies. Lower energy protons are lost at greater heights. The boundary at $L = 1.15$ is valid for the highest trapped proton energies. Below this L -value no energetic trapped protons are expected, but only very high energy protons from the cosmic ray background.

Contrary to this expectation, energetic protons have been detected with a solid state detector telescope onboard the satellite GRS-A/Azur well below $L = 1.15$. Within the energy range 0.25–1.65 MeV the measured intensities are from 70 to 200 p/cm² sec ster. The observed protons are narrowly confined to the $B = B_0$ equatorial regions. They most probably constitute a radiation belt around the earth with features that are quite different from those of the Van Allen Belt, although the two are closely related – this will be proposed and elaborated later – since the Van Allen Belt of stable trapped protons acts as a source for this low altitude proton population and in a way this low altitude belt is a copy of the outer Van Allen Belt. Prominent differences are to be seen in a completely different spatial distribution, in the relative independence of the earth's atmosphere, and in the failure of the third adiabatic invariant due to the short lifetimes of the protons (and from this the high importance of the source distribution for the proton distribution). In addition this low altitude population has a differential energy spectrum different from what is known as yet of the adjoining inner Van Allen Belt.

The Experiment

Satellite and orbit

The German Research Satellite Azur was launched Nov. 8, 1969 into a nearly polar orbit of 103° inclination with initial apogee altitude of 3145 km, perigee altitude of 384 km, and orbital period of 122 min. The orbital plane is nearly sun-synchronous and lies in the dawn-dusk plane of the earth. The satellite is magnetically aligned to the earth magnetic field lines. The active lifetime of Azur lasted from Nov. 8, 1969 until June 29, 1970. An onboard tape-recorder capable of storage of two orbits' data failed to operate Dec. 9, 1969. From this date on real-time data only have been received.

Solid state detector telescope EI-92

The proton telescope EI-92 onboard the satellite Azur consists of two totally depleted silicon solid state detectors of equal size, 34 microns thick and 7 mm in diameter. 4 energy threshold discriminators for detector 1, and 1 energy threshold for detector 2, set to the same level as the lowest threshold of detector 1, define in combination with anticoincidence conditions 6 experimental channels whose characteristics are given in Table I.

An acceptance cone for the incoming particles is defined by a mechanical collimator with 20.4° full opening angle. This collimator contains a permanent magnet keeping electrons with energies up to 500 keV from hitting the detectors. The geometric factor of the telescope is $0.0137 \text{ cm}^2 \text{ ster}$. The axis of the collimator points perpendicular ($\pm 5^\circ$) to the local magnetic field vector so that the telescope is receiving particles whose pitch angles are $90^\circ \pm 15^\circ$.

Table I.

Channel 1:	protons in the energy range	1.65 – 13.5 MeV
Channel 2:	protons in the energy range	0.25 – 12.5 MeV
Channel 3:	protons in the energy range	0.25 – 1.65 MeV
Channel 4:	protons in the energy range	0.5 – 1.65 MeV
Channel 5:	protons in the energy range	1.0 – 1.65 MeV
Channel 6:	alphas in the energy range	2.0 – 6.4 MeV

The counts in the individual channels are accumulated for a period of 9.875 sec onboard the satellite and transmitted to ground in real-time in 10 sec intervals.

Observations

During the first weeks of operation the perigee of the satellite was in a position such that most evening passes of the satellite lay beneath the Van Allen Belt. As the onboard tape-recorder was still in operation there was good data coverage of these low altitude low latitude passages. All of these passes show a count rate increase in the channels that respond to 0.25–1.65 MeV protons narrowly confined to the region of the $B = B_0$ -equator. The absolute count rate of 10 counts/10 sec at the maximum of these intensity increases shows within the limits of statistics no dependence on longitude, altitude (range 400 to 1000 km), nor L -value (range 0.99 to 1.14). Fig. 1 shows several equatorial passes at different positions in space that illustrate this independency.

HOVESTADT [1971] was able to confirm the existence of an enhanced count rate at low L -values at the equator from the data of the proton telescope EI-88 onboard the same satellite for passes when this telescope which normally covered the energy range 1.5 to 104 MeV was, due to an internal logic, sensitive to protons down to 0.75 MeV. As the solid state detectors of the telescope EI-88 are shielded by a $8.9 \cdot 10^{-4} \text{ g/cm}^2$ nickel foil whereas the shielding of the first EI-92 detector consists

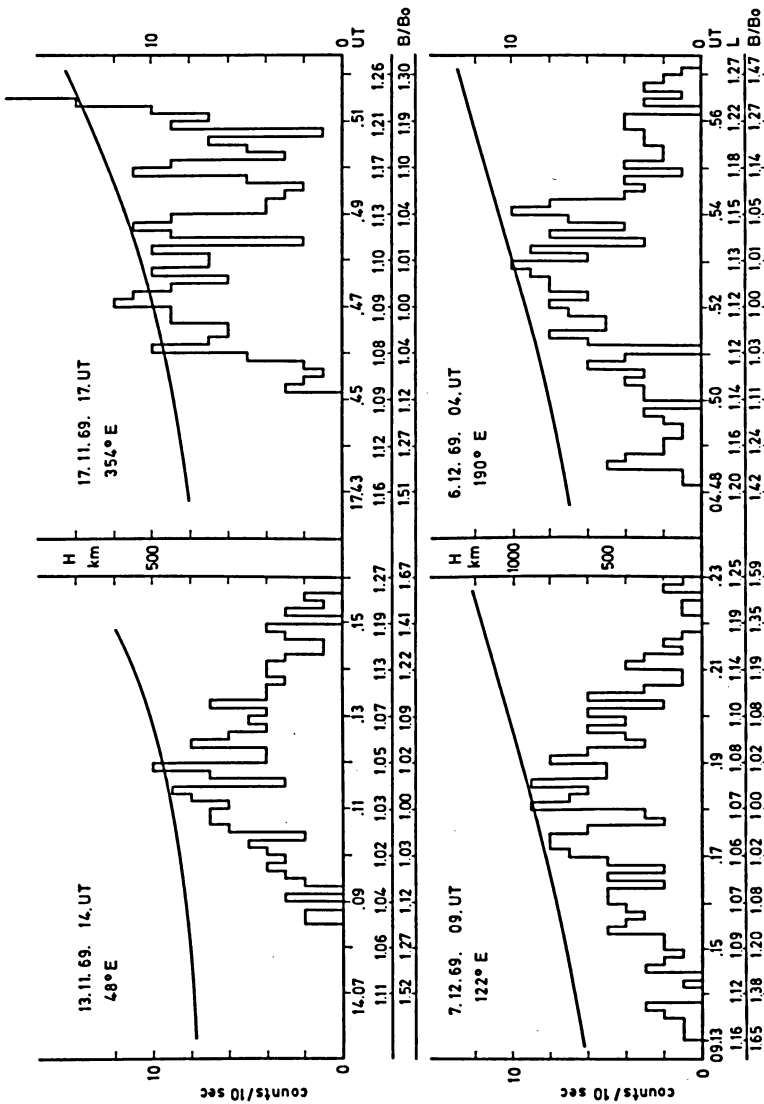


Fig. 1. Count rate profiles (channel 3: E_p : 0.25 – 1.65 MeV) of four equatorial passages of the satellite with L -values below 1.15. The passages are from different geographical longitudes, different L -values at the equator (given below each plot) and altitudes (given by the curved line in the graphs with scale in-between each two passages). In the passage of 17. 11. 1969 17. UT the satellite's encounter with the inner radiation belt shortly after the equator passage at 17.51 h causes the steep rise in count rate.

only of the $1.3 \cdot 10^{-4}$ g/cm² aluminum evaporation onto the solid state detector the consistency of the intensities between the two telescopes clearly indicates that the observed count rates are due to protons. Heavier ions should deposit considerably more energy within the EI-92 detector system than is registered as soon as they become detectable with the EI-88 telescope.

During the first period of the satellite's operation these protons could be seen at local evening only due to the satellite's orbital characteristics. By January 1970 the perigee had moved to local morning and the same effect could be seen on the morning side also. Due to the failure of the tape-recorder only very few low altitude low latitude passes have been obtained but again all of these passes show the existence of the proton population at the $B = B_0$ equator. As the population is closely concentrated around the equator the equatorial intensities plotted against L give a good insight to the peculiar distribution. This is given in fig. 2 showing the constant count rate over the total L -range from 0.99 to 1.14 at which point the count rate starts to rise steeply due to the lower edge of the high energy proton radiation belt. The high energy protons cause a background count rate in all channels of the experiment as they are able to penetrate the detector shielding.

Due to the sun-synchronization of the orbital plane there are no data other than from local morning and evening hours. So no exact statement can be made from the data on whether the proton population really exists all around the earth.

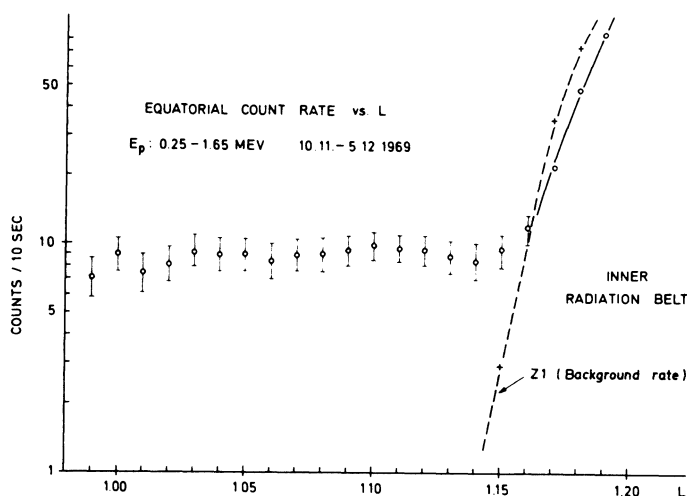


Fig. 2: Maximum equatorial count rates of channel 3 (E_p : 0.25–1.65 MeV) for the time period 10. 11. – 5. 12. 1969 for different L -values.

From the channels 3–5 of the experiment a proton differential energy spectrum can be constructed which is shown in fig. 3. There are only small variations to this steep energy spectrum within the first month of operation of which the given spectrum is a mean value. The striking feature of the spectrum is the dominance of low energy protons in contradiction to all that is known about the proton spectra of the adjoining inner radiation belt [MORITZ 1971].

Discussion of the observations

The observed protons cannot be in the state of stable trapping in the sense of radiation belt protons as they are not able to complete a full drift path around the earth. Taking 350 keV as a representative energy for the observed protons, their lifetimes at least up to a height of 1000 km are considerably shorter than their drift period which is in the order of 7000 sec. Nevertheless they are trapped in respect to their bounce motion behaving like ordinary radiation belt particles.

The important features of the observed proton distribution are its independence of the height of observation and the strong concentration at the $B = B_0$ equator which implies a pitch angle distribution that is sharply peaked at 90 degrees local pitch angle.

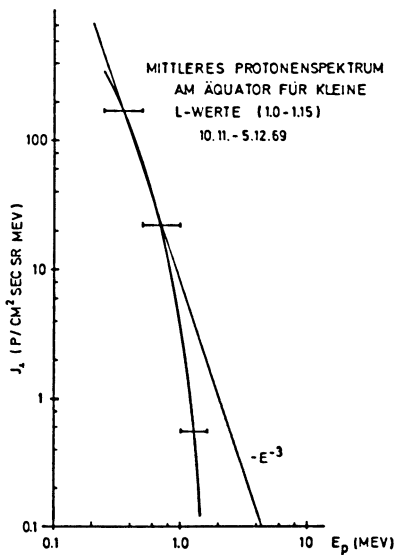


Fig. 3: Average differential proton spectrum seen in the low altitude belt for the time period 10. 11. – 5. 12. 1969.

Because the observed proton intensities are independent of the atmospheric density – which should be the controlling factor of their lifetime – it is implied that the source for the protons that counterbalances the atmospheric density determined losses must also be atmospheric density dependent. Furthermore the source geometry must be such that it explains the presence of protons at 400 km height at the equator and yet their absence at 1000 km height for off-equator points where the atmosphere determined lifetime is 10000 times the lifetime at 400 km. This must be an effect of the spatial source function.

It is proposed that the necessary source is given by the charge exchange process $H^* + 0 \Rightarrow p^* + 0^-$ (the star indicating the energetic particle) with the energetic H-neutrals originating in the outer radiation belt through the charge exchange process $p^* + H \Rightarrow H^* + p$.

The first assumption leads to the height independent intensity as long as the H^* flux suffers no appreciable attenuation, as then sources and losses are both proportional to the atmospheric density. The second assumption leads to a special source geometry which is given by the proton distribution in the outer radiation belt. This generates a source strongly anisotropic in pitch angle peaked at 90 degrees at the equator.

The basic idea then for the explanation of the observed protons is that in spite of their short lifetimes there is a source of sufficient strength to sustain a temporary stable population. Protons that are lost from the outer radiation belt through charge exchange form an energetic Hydrogen flux that spreads freely in space as the motion of the neutral Hydrogen is unaffected by the magnetic field. As the charge exchange process does not alter any other particle characteristics but the state of charge the source distribution for the H-neutrals at the point of generation can be considered as equal to the observed proton distribution with the absolute magnitude given by the appropriate charge exchange cross section. As soon as the inverse charge exchange process occurs the fast particle (once again a proton) will become trapped again in the earth's magnetic field and is detectable as a trapped proton population.

In order to estimate the effectiveness of a first simple model of this process, it is assumed that the protons in the outer radiation belt are lost through charge exchange with the thermal hydrogen exosphere and that they are regenerated at the low altitude locations through charge exchange with oxygen taken to be the main constituent of the high atmosphere. They are eventually lost again through charge exchange with oxygen also.

Ionization losses will be neglected in this first approximation as the lifetime against such losses at the points of measurement is generally longer than the lifetime determined by the charge exchange process.

A rough estimate is the following. An equatorial ring of certain L -value in the outer belt will roughly contribute to the H^* flux at a point at low altitude at the equator in proportion to the part of this ring that can be seen by the low altitude point. If this is taken to be about 30% and if an average flux of equatorial

mirroring protons with 250 keV of 10^7 p/cm² sec ster is taken for an L -range of 2.5 to 3.5, then each L -ring of 1 cm² cross section will contribute a H* flux of $0.3 \cdot 10^7 \cdot 10^{-18} \cdot 500$ H*/cm² sec ster, where 10^{-18} cm² is the charge exchange cross section for loss of protons from the outer belt and 500 H/cm³ is the average density of exospheric hydrogen. As there are $6.37 \cdot 10^8$ such rings between 2.5 and 3.5 L the estimate of the H* flux at a low altitude point leads to

$$6.37 \cdot 10^8 \cdot 0.3 \cdot 10^7 \cdot 10^{-18} \cdot 500 \approx 1 \text{ H*/cm}^2 \text{ sec ster at 250 keV.}$$

This H* flux is converted to a proton flux in proportion to the ratio of the cross sections for the generation and loss of protons through charge exchange with oxygen; this ratio is about 40 at 250 keV. Thus this estimate leads to a trapped proton flux mirroring at the equator at low altitudes of 40 p/cm² sec ster, which is a reasonable number compared to the measurements encouraging a more quantitative calculation.

Quantitative Calculations

1. If there is a H* flux this will be attenuated by charge exchange with the constituents of the atmosphere. The maximum cross section for any atmospheric constituent and a 350 keV hydrogen atom is in the order of 10^{-17} cm² per atmospheric atom or molecule. So the H* flux is certainly not attenuated down to an atmospheric depth of 10^{15} n/cm², which is about the depth at 400 km height. This is a crude estimate but it is on the pessimistic side and shows that the primary source quantity, i.e. the fast Hydrogen flux, is independent of height within the range covered by the measurements.

2. In order to test the validity of the proposed source numerically the H* flux and flux distribution resulting from the charge exchange losses of protons from the outer radiation belt have been calculated using a simple model of the proton intensity distribution in the outer belt. The equatorial distribution of the perpendicular proton flux that was used in these calculations is shown in fig. 4 together with the distribution of the radiation belt population model AP-5 of KING [1967]. For off-equatorial points a B/B_0 dependency was introduced in the form

$$j_{\perp}(L, B/B_0) = j_{\perp}(L, 1) / (B/B_0)^{(5.5-L)},$$

which is in agreement with data of this experiment at off-equator locations in the outer belt and approximating the AP-5 model.

Taking this model of the proton population, considering the radiation belt's geometry to be symmetric about the earth's dipole axis, and using an exospheric thermal neutral hydrogen density in the form

$$n^H = 10^5 \cdot R_E^{-4.25},$$

which is an approximation to the KN-M model given by MEIER [1970], the fast Hydrogen flux at low L points in the equatorial plane resulting from the outer belt protons mirroring at the equator was calculated by numerical integration over the outer belt within the limits $1.5 \leq L \leq 4.5$. The result obtained is that a unit proton flux per $\text{cm}^2 \cdot \text{sec} \cdot \text{ster} \cdot \text{MeV}$ of equatorial mirroring protons at the maximum of the assumed distribution at $L = 3$ leads to a Hydrogen flux at $L = 1.1$ at the equator of

$$N_H(E) = 0.5 \cdot 10^{12} \cdot \sigma_{10}^H(E) \quad \text{H}^*/\text{cm}^2 \text{ sec ster MeV}.$$

$\sigma_{10}^H(E)$ is the cross section for the charge exchange process $p^* + H \Rightarrow H^* + p$. Within the energy range 0.25 – 1.65 MeV this cross section can be approximated by

$$\sigma_{10}^H(E) = 1.7 \cdot 10^{-22} \cdot E^{-5.7} \quad \text{cm}^2.$$

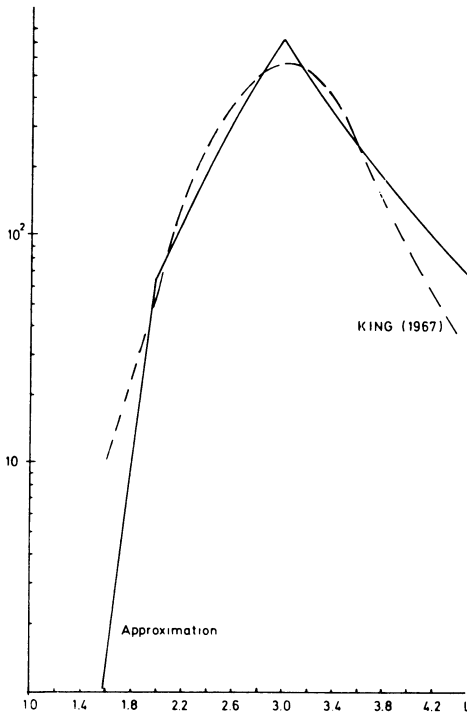


Fig. 4: The equatorial distribution of proton flux perpendicular to B used in the calculations in comparison with the distribution of the model AP-5 given by KING [1967] (dashed line) in relative units.

The values for the cross sections that are used are taken from a compilation of charge exchange cross sections given by TOBUREN et al. [1968].

At the low altitude point the charge exchange processes $H^* + 0 \Rightarrow p^* + 0^-$ or $p^* + 0 + e$ with cross section σ_{01}^0 for the generation of protons, and

$p^* + 0 \Rightarrow H^* + 0^+$ with cross section σ_{10}^0 for the loss of protons are considered.

The equation describing the process at the low altitude point is:

$$\frac{dN_p(E)}{dt} = v \cdot n^0 \cdot \sigma_{01}^0(E) \cdot N_H(E) - v \cdot n^0 \cdot \sigma_{10}^0(E) \cdot N_p(E),$$

where n^0 is the number of atmospheric oxygen atoms per cm^3 , $N_p(E)$ the differential proton flux, $N_H(E)$ the differential hydrogen flux and v the proton or hydrogen velocity. Considering $N_H(E)$ as temporarily constant the steady state solution for the proton flux is:

$$N_p(E) = \frac{\sigma_{01}^0(E)}{\sigma_{10}^0(E)} \cdot N_H(E)$$

The resultant proton flux is given by the hydrogen flux and the ratio of the cross sections only. This ratio can be approximated within the energy range 0.25–1.0 MeV by

$$R^0(E) = \frac{\sigma_{01}^0(E)}{\sigma_{10}^0(E)} = 2200 \cdot E^{2.77}, \quad \text{with } E \text{ as always in MeV.}$$

In order to find a differential proton flux at low altitudes of

$$N_p(E) = 7 \cdot E^{-3} \quad \text{p/cm}^2 \text{ sec ster MeV},$$

which is an approximation of the observed equatorial differential proton flux that is good for the lower energy range only, a differential fast hydrogen flux of

$$N_H(E) = \frac{N_p(E)}{R^0(E)} = 3.18 \cdot 10^{-3} \cdot E^{-5.77} \quad \text{H}^*/\text{cm}^2 \text{ sec ster MeV}$$

is necessary.

This finally leads to the proton flux at the maximum of the distribution in the outer belt at $L = 3$ that is necessary to sustain the observed proton flux at low L -values of:

$$j_{\perp}(E) = 4 \cdot 10^7 \cdot E^{-0.07} \quad \text{p/cm}^2 \text{ sec ster MeV}.$$

Apparently no substantial energy dependence within the energy range 0.25 to 1.0 MeV for the protons of the outer belt is required. Due to the approximations employed this is not exactly so, especially as the approximation of the measured proton spectrum by a power law spectrum $\sim E^{-3}$ is good only in the lower energy range whereas the spectrum becomes steeper with higher energies indicating that the outer belt proton spectrum should fall off also. Still, for the energy range 0.25 to 0.5 MeV the result is related to the fact that the outer belt proton spectra are peaked somewhere in this energy range with the exact point of the peak depending on the L -value and in the L -range that contributes most to the H^* flux. More important is the fact that the proton flux necessary for maintaining the proton population of the low altitude belt is of reasonable magnitude as compared with measurements of DAVIS and WILLIAMSON [1963] and the measurements of Mihalov and WHITE [1966] which have to be extrapolated to the equator as these were taken at $B = 0.10$ Gauss.

Performing the calculations for different equatorial L -values reveals a slight dependence of the absolute flux on L as is shown in fig. 5 normalized to $L = 1.1$. This L -dependence in the calculation can not be seen in the actual measurements. It results from the diminishing shadowing of the H^* flux by the solid earth and should be seen in the measurement also, if there are no mechanisms that counteract the effect; these will have to be looked for in the changing composition of the atmosphere with height.

So, the first result is that the proton content of the outer belt indeed is sufficient to maintain the observed proton fluxes at low altitudes through the mechanism proposed. It should be pointed out that the low altitude belt described should not be

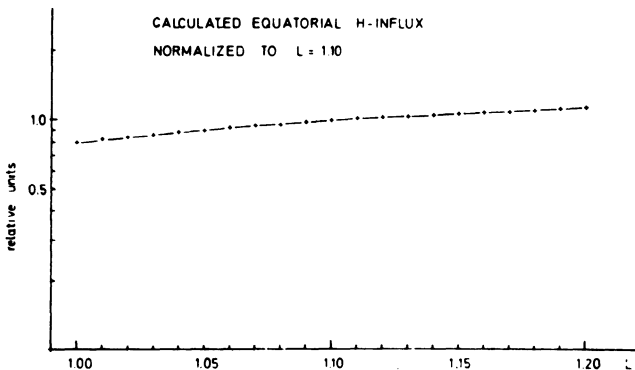


Fig. 5: The calculated equatorial H^* -influx perpendicular to \vec{B} resulting from the outer belt proton distribution of fig. 4 at different L -values. The H^* flux is set to 1 for $L = 1.1$.

confined to these low altitudes, but is just difficult to measure at greater heights as the high intensity of the stable trapped high energy protons interferes with the measurement [MORITZ 1971].

Also the pitch angle distribution to be expected for the low altitude protons has been calculated using two different procedures. First the influx of H^* at a low L point at the equator for different angles of incidence with the magnetic field vector has been calculated by the same procedure of numerical integration over the outer belt as for the H^* flux leading to the equatorial mirroring protons. Second the influx of H^* at the mirror point corresponding to the equatorial pitch angle was calculated. This influx should give rise to a mirroring proton population there.

The results of these two approaches differ only slightly with the resulting proton flux at the mirror point being typically slightly lower than the flux at the equator with the corresponding equatorial pitch angle. An in-between value for the pitch angle distribution is expected because a proton generated near the equator with a pitch angle less than 90 degrees will encounter a slightly higher atmospheric density in its bounce motion, while a proton generated at an off-equatorial mirror point encounters a slightly lower atmospheric density. The resultant pitch angle distributions for a point $L = 1.1$, $B = B_0$ are shown in fig. 6. The conclusion is that indeed the source mechanism proposed leads to a high pitch angle anisotropy for the protons at low L -values. This anisotropy is nearly independent of height in agreement with the measurements.

Finally several low altitude equatorial satellite passages have been computer simulated taking as input the L and B values of the point of the actual measurement and calculating the flux at these points relative to the maximum flux at the $B = B_0$ equator passage. For comparison with the actual measurements the integral flux

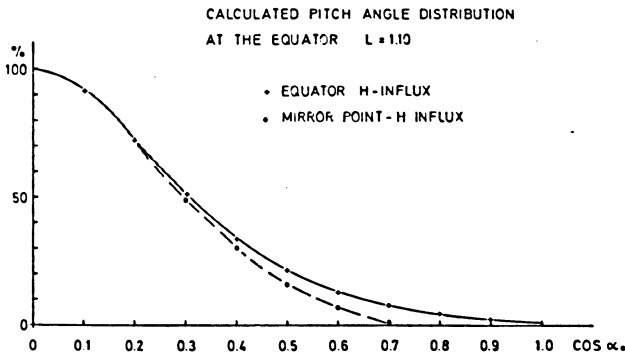


Fig. 6: The pitch angle distributions at an equatorial point of $L = 1.1$ derived at by the two approaches described in the text.

of the calculated distribution was normalized to the integral count rate of the actual measurement. The results for two passages are shown in fig. 7 and 8. They give an excellent agreement of the theory with the measurements.

Discussion

With fairly simple assumptions it is possible to explain a measurement that is surprising at first sight. Several refinements can be introduced which should lead to a more exact quantitative model.

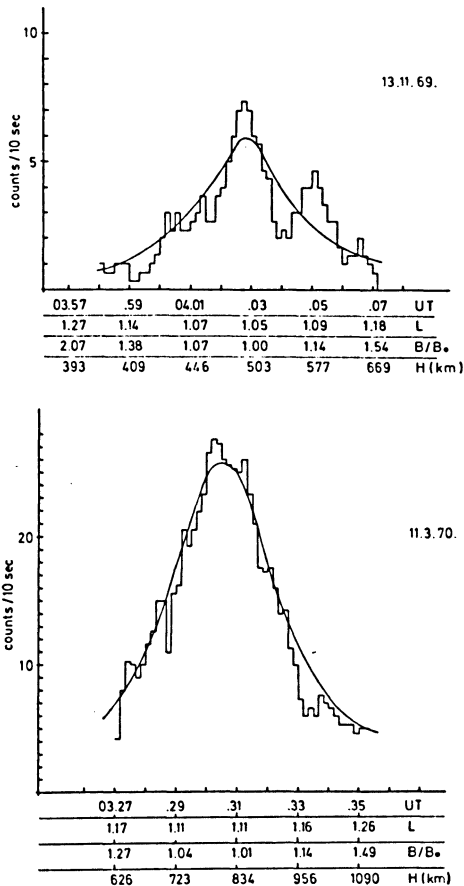


Fig. 7 and 8: Comparisons of actual count rate profiles (channel 3) from two low altitude equatorial passes of the satellite with the results of computations. The count rates have been smoothed by averaging the count rate of each 10 sec cycle with the count rates of the two neighbouring cycles.

1. Loss of the population and alteration of the spectrum through ionization losses should be included.

2. The generation of protons through charge exchange with the other atmospheric constituents which have other cross section ratios and other absolute values than Oxygen should be considered. This will influence the proton intensity as the relative abundances of the atmospheric constituents vary. Especially the fact that the increase of the equatorial H^* influx by about 30% going from $L = 1$ to $L = 1.15$ is not reflected in the proton measurements should be explained. Overall the inclusion of other atmospheric constituents should lead to a slightly lower proton flux in the outer belt that is necessary for maintaining the low altitude proton belt.

3. A more refined model of the outer belt proton distribution could be used.

There are some predictions that can be derived from this model.

1. The proton population should be present at all local times and thus constitute a real radiation belt. In the present case it could be observed at local morning and evening hours only, as other local times were not accessible to the satellite.

2. There should be a correlation with the exospheric thermal hydrogen density variations.

3. There should be a slight longitudinal dependence along a certain L -shell. In the present analysis all effects of a proton drift have been neglected. The possibility to drift obviously depends on the proton lifetime and thus on the atmospheric density. Allowing for a certain drift one is lead to the interesting result that – as long as the H^* influx is not depleted – the proton intensity on a certain L -shell should depend on whether this L -shell at the point in consideration gains or loses in height following the proton drift direction. Thus the highest proton intensities on a certain L -shell should be seen shortly west of the South Atlantic Anomaly. This is so because the protons there are generated at a higher atmospheric density than they encounter on their subsequent drift path. The present measurements are not of sufficient statistical significance to reveal this effect.

4. The low altitude proton belt should respond to intensity variations in the outer belt due to the strong coupling of the two phenomena.

This last effect has actually been seen in the present experiment.

During and following the large magnetic storm event commencing March 8, 1970 an increase in the low energy proton population was observed in the outer radiation belt. This increase (at high B/B_0 values where it could be observed with this experiment) depends on the L -shell and the proton energy. The highest increases were registered at the lowest energies and at $L = 3$, the L -shell that gives the relatively highest contribution to the low altitude belt. Following the magnetic storm, during the first observed low altitude equatorial pass of the satellite on March 11, a higher proton intensity was also registered in the low altitude belt. This pass is the one shown in fig. 8. Compared with the last passage before the magnetic storm occurred,

the intensity is increased by a factor of 4.5 in the overall energy range 0.25–1.65 MeV. Fig. 9 gives the spectra of these two passes which also show the relatively higher increase at lower energies in agreement with measurements in the outer belt.

As the lower belt integrates over the whole outer belt it is difficult to give a simple quantitative correspondence of the intensity increases in the outer belt to the increase in the low altitude belt but the strong coupling shows clearly. This is seen clearly from the overall intensity variations with time for the two regions of space shown in fig. 10. Here the count rate versus time in the low altitude belt is compared to the count rate at a B, L -point in the outer belt. Without the coupling of the low altitude belt to the outer belt the long time persistency of an increased intensity at low altitudes and correspondingly short lifetimes will hardly be explainable.

The intensity increase observed and its time persistency are believed to be a strong argument in favor of the proposed source mechanism.

Conclusions

There exists an energetic proton radiation belt at low altitudes closely concentrated around the $B = B_0$ equator. This low altitude belt is believed to consist of protons that come from the outer Van Allen Belt travelling the distance between the two regions as fast hydrogen neutrals unbothered by the earth's magnetic field. As the

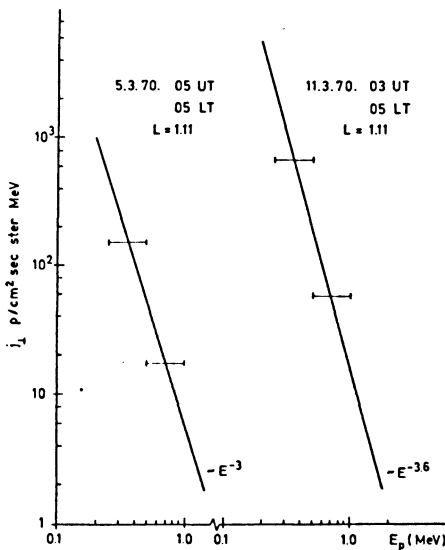


Fig. 9: Comparison of differential proton spectra measured in the low altitude belt shortly before and shortly after the magnetic storm event commencing March 8, 1970.

low altitude belt is a copy of the outer belt with intermediate processes that favor lower energies, the energy range of the telescope EI-92 is favorably adapted to studying this low altitude belt. It should be interesting to extend research to lower energies, especially as it is expected that the large intensities of low energy protons forming the ring current during the main phase of a magnetic storm should also be projected into the regions of the low altitude belt.

Finally this mechanism might be an explanation for the high intensities of low energy protons that have been measured at low altitudes on the night side of the magnetosphere only [FREEMAN 1962, HILTON et al. 1966] as here the main asymmetry for the described belt should be introduced for keV protons by the magnetospheric tail as an abundant source for low energy protons.

Acknowledgements

It is a pleasure to thank Drs. HOVESTADT, SCHOLER and HÄUSLER of the Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik in Garching for many discussions on

TEMPORAL VARIATIONS OF PROTONS (0.25-1.65 MEV)

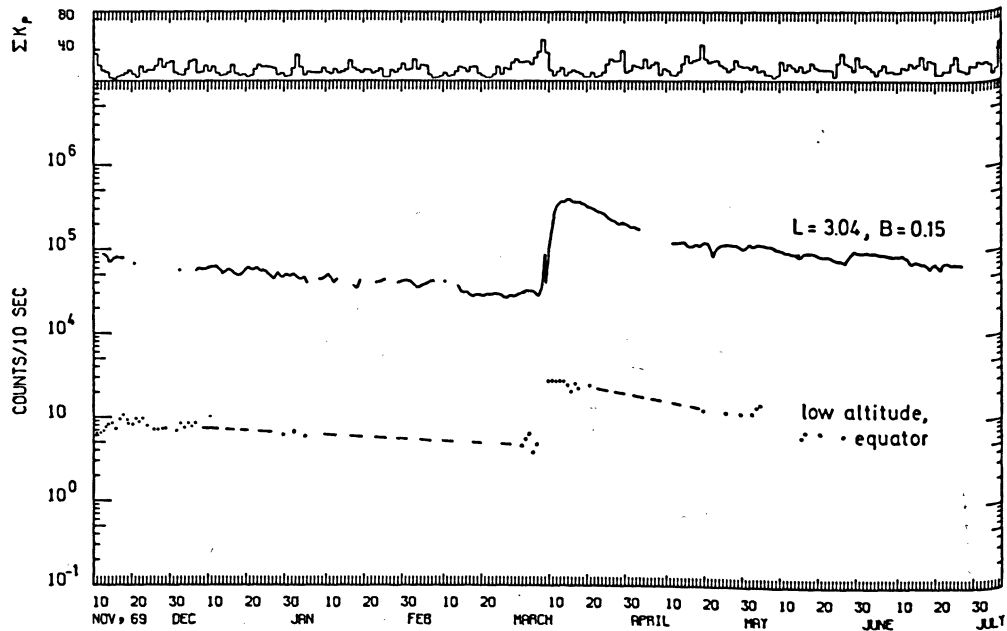


Fig. 10: Comparison of the long-term temporal variations in the count rates of channel 3 (E_p : 0.25–1.65 MeV) for a point in the outer radiation belt ($L = 3.04 \pm 0.07$, $B = 0.150 \pm 0.010$ Gauss) and within the low altitude belt.

the measurements. I also thank my colleagues of the institute in Kiel with who I first discussed the source idea, especially J. SCHMIDT, who is an expert on atmospheric phenomena, and R. MÜLLER, who made the computer time available and gave some valuable assistance in the computer work.

I gratefully appreciate Dr. PIEPER's critical reading and commenting on the first manuscript.

This work was supported by the German "Bundesministerium für Bildung und Wissenschaft" under grant WRK 63.

References

- DAVIS, L. R., J. M. WILLIAMSON: Low-energy trapped protons. *Space Res.* 3, 365, 1963
- FREEMAN, J. W.: Detection of an intense flux of low-energy protons or ions trapped in the inner radiation zone. *J. Geophys. Res.* 67, 921, 1962
- HILTON, H. H., J. R. STEVENS and A. L. VAMPOLA: Measurements of fluxes of low energy protons and electrons with a Faraday Cup detector, in Aerospace Corp. Report SSD-TR-66-41, Compilation of Scientific Results from the SSD/Aerospace P11 Radiation Monitoring Satellite 1964-45a, 1966
- HOVESTADT, D.: Private communication, 1971
- HOVESTADT, D., B. HÄUSLER, and M. SCHOLER: Observation of energetic particles at very low altitudes near the geomagnetic equator, Preprint 1972, submitted for publication to *Phys. Rev. Letters*
- KING, J. H.: Models of the trapped radiation environment. Volume IV: Low energy protons, NASA SP-3024, 1967
- MEIER, R. R.: Observations of Lyman- α and the atomic Hydrogen distribution in the thermosphere and exosphere. *Space Res.* 10, 572, 1970
- MIHALOV, J. D. and R. S. WHITE: Low-energy proton radiation belts. *J. Geophys. Res.* 71, 2207, 1966
- MORITZ, J.: Measurements of radiation belt protons in the energy range 0.25 to 1.65 MeV onboard the Satellite "Azur". *Z. Geophys.* 37, 179, 1971 (in German)
- TOBUREN, L. H., M. Y. NAKAI and R. A. LANGLEY: Measurement of high energy charge-transfer cross sections for incident protons and atomic Hydrogen in various gases. *Phys. Rev.* 171, 114, 1968

Untersuchungen der unteren Ionosphäre mit Hilfe der Längstwellenausbreitung über große Entfernungen

Studies of the Lower Ionosphere by Means of VLF Propagation over Long Distances

K. RINNERT, Lindau/Harz¹⁾

Eingegangen am 17. April 1972

Zusammenfassung: Tagesgänge der Amplitude und Phasenlage von Signalen weit entfernter Längstwellensender werden mit Hilfe der Mode-Theorie gedeutet. Für feste Höhenverteilung der Stoßzahl ν und unter Vernachlässigung des Erdmagnetfeldes werden Elektronendichteprofile oberhalb 40 km angegeben, die die Registrierungen aus dem Frequenzbereich 10,2 kHz bis 24,0 kHz erklären. Mit Hilfe von Modellrechnungen werden aus gestörten Ausbreitungsbedingungen Aussagen über Änderungen der Elektronendichteprofile gewonnen (PCA-Effekte und solare Röntgenstrahlungsausbrüche). Die Berechnung der Modekonversion in der Übergangsregion zwischen Tag und Nacht, die besonders bei höheren Frequenzen charakteristische Interferenzen verursacht, führt bei Sonnenaufgang und -untergang zu unterschiedlichen Zwischenprofilen der Elektronendichte.

Abstract: The diurnal amplitude- and phase-changes of signals of distant v. l. f.-transmitters are interpreted with the aid of mode theory. For a constant height profile of collision frequency ν and neglecting the earth-magnetic field electron density-profiles above 40 km were given, which can explain recordings in the frequency range 10,2 kHz to 24,0 kHz. By means of model calculations information is obtained about disturbances of the normal height distribution of electron density (PCA-events and solar x-ray events). The calculation of mode conversion at the terminator, leading especially at higher frequencies to characteristic mode-interference, requires different electron density profiles at sunset and sunrise.

1. Einleitung

Für Untersuchungen des Verhaltens der untersten Ionosphäre werden vom Max-Planck-Institut für Aeronomie, Institut für Ionosphärenphysik, seit mehreren Jahren Signale verschiedener, weit entfernter Längstwellensender registriert. Es werden jeweils die Phasenlage bezogen auf ein Rubidium-Frequenzstandard und die Amplitude fortlaufend aufgezeichnet. In Abb. 1 sind die wichtigsten Meßstrecken in einer Polkarte in geomagnetischen Koordinaten eingezeichnet.

¹⁾ Dipl. Phys. Klaus RINNERT, Max-Planck-Institut für Aeronomie, 3411 Lindau/Harz.

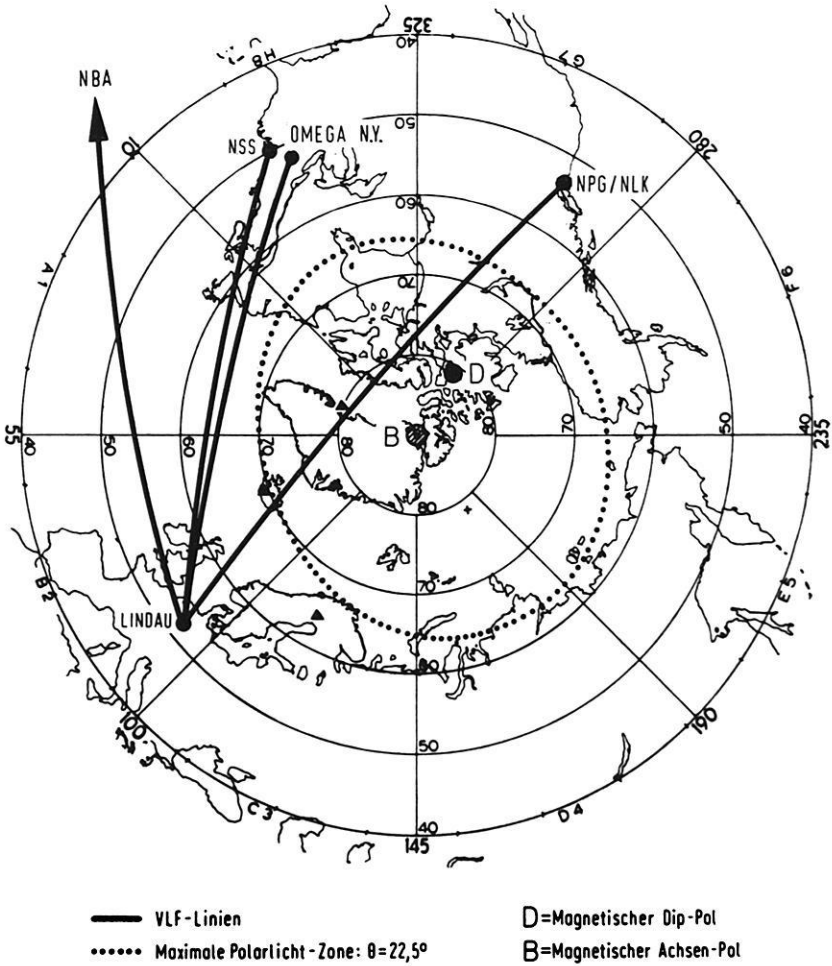


Abb. 1: Polkarte in geomagnetischen Koordinaten mit Ausbreitungswegen (Großkreisbögen) registrierter Längstwellensignale.

Polar map in geomagnetic coordinates with propagation paths (great circle arcs) of recorded v. l. f. signals.

Die Ausbreitung der Längstwellen über große Entfernungen wird am besten durch die Mode-Theorie beschrieben. Zwischen Erdoberfläche und unterer Ionosphäre (D-Region) können wie in einem Wellenleiter verschiedene Schwingungstypen, sogenannte Moden, vom Sender angeregt werden. Die Ausbreitungskonstanten der einzelnen Moden (Phasengeschwindigkeit und Dämpfung) werden aus Eigenwerten θ_n

einer Resonanzgleichung gewonnen, die sich in der vereinfachten Form darstellen läßt:

$$R_g(\Theta_n) R_i(\Theta_n) \exp\left(-2 ik \int_0^{h_r} \text{Cos } \Theta_n dh\right) = 1$$

$$\text{Phasengeschwindigkeit } v_n = \frac{\text{Lichtgeschwindigkeit } C}{\text{Realteil } (\text{Sin } \Theta_n)}$$

$$\text{Dämpfung } d_n \approx \text{Imaginärteil } (\text{Sin } \Theta_n)$$

Dabei bedeutet $R_i(\Theta_n)$ der Reflexionsfaktor der Ionosphäre für eine ebene, inhomogene Welle (d. h. der Einfallswinkel Θ_n ist komplex) bezogen auf eine Referenzhöhe h_r . Der Faktor $R_g(\Theta_n)$ beschreibt die Einflüsse der Erdoberfläche: er wird als konstant angenommen, so daß alle zeitlichen Variationen des Empfangssignals entsprechende Änderungen der ionosphärischen Begrenzung des Wellenleiters zugeschrieben werden, also durch die Größen $R_i(\Theta_n)$ und h_r in die Eigenwertgleichung eingehen.

Rückschlüsse aus den gemessenen Änderungen der Ausbreitungsbedingungen auf ionosphärische Vorgänge können nur indirekt erfolgen, indem anhand von Modellrechnungen Ionosphärenparameter gefunden werden, die die Experimente erklären.

Für die folgenden Untersuchungen wird die Ionosphäre durch die Höhenverteilung der Stoßfrequenz zwischen Elektronen und Neutralgas $\nu(h)$ und das Elektronendichteprofil $N(h)$ charakterisiert. Aus $\nu(h)$ und $N(h)$ wird über die Sen-Wyller-Theorie ein Brechzahlprofil $n(h)$ berechnet. Die Ionosphäre wird aus horizontalen Schichten (der Dicke 1 km) mit jeweils konstantem n zusammengesetzt und R_i als Verhältnis einer reflektierten Welle zur einfallenden Welle in der Höhe h_r für vertikal elektrische Polarisation, die Frequenz f und den Einfallswinkel Θ_n am Boden berechnet.

$$R_i = R_i(h_r, n(h), f, \Theta)$$

Im allgemeinen ist $h_r = 40$ km angenommen worden und $N(h) = 0$ bzw. $n(h) = 1$ für $h < h_r$. Das Erdmagnetfeld wurde vernachlässigt. Dies erscheint gerechtfertigt, da sein Einfluß bei den gegebenen Strecken nach Berechnungen von [WAIT 1962] sehr gering ist und außerdem nur relative Änderungen der Ausbreitungsparameter gemessen werden.

2. Einfluß der Stoßzahl

Beide Ionosphärenparameter $\nu(h)$ und $N(h)$ unterliegen regelmäßigen Schwankungen und Störungen. Da sich die Variationen der Stoßzahl im Gegensatz zu denen der Elektronendichte in relativ engen Grenzen halten, kann für die Längstwellausbreitung ein konstantes Stoßzahlprofil angenommen werden.

$$\nu(h) = 10^8 \cdot 10^{-\frac{h-50}{14}} [\text{sec}^{-1}] \quad (h \text{ in km})$$

Dieses exponentielle $\nu(h)$ -Profil entspricht den veröffentlichten Stoßzahlprofilen [BELROSE 1964, MECHTLY et al. 1967, PIGGOTT und THRANE 1966].

Am Beispiel der Frequenz 21,4 kHz und Ausbreitung über See wird für die wichtige 1. Mode gezeigt, in welchem Maße sich Änderungen des Stoßzahlprofils auf die Aus-

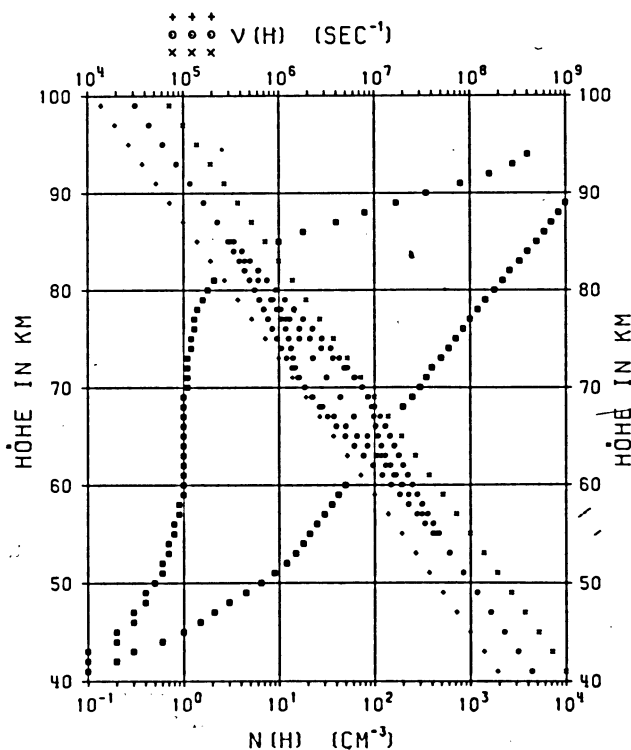


Abb. 2: Elektronendichteprofil für Nacht (■■■) und Tag (□□□) und verschiedene Stoßzahlprofile $\nu(h)$. Das exponentielle $\nu(h)$ -Profil (○○○) wurde um ± 5 km in der Höhe verschoben. ($\times \times \times$) bzw. ($+++$) oder mit zwei unterschiedlich breiten glockenförmigen Änderungen versehen, die im Maximum bei h_{\max} eine Erniedrigung oder Erhöhung um den Faktor 2 ergeben.

Electron density profiles for nighttime (■■■) and daytime (□□□) and different profiles of collision frequency $\nu(h)$. The exponential $\nu(h)$ -profile (○○○) is shifted in height by ± 5 km ($\times \times \times$) and ($+++$) or varied by two bellshaped perturbations of different width which increases or decreases the normal value by a factor of 2 in the maximum at h_{\max} .

breitung auswirken. In der Abbildung 2 sind zwei $N(h)$ -Profile eingezeichnet, die den Nachtbedingungen (■ ■ ■) bzw. den Tagbedingungen (□ □ □) entsprechen; dazu ist das oben angegebene $\nu(h)$ -Profil mit verschiedenen Variationen dargestellt.

Eine Höhenverschiebung des Stoßzahlprofils um ± 5 km stellt eine derart große Veränderung der Ionosphäre dar, daß sie sicherlich nicht kurzzeitig auftreten kann, jedoch bewegt sich der Jahresgang von $\nu(h)$ der oberen D-Region in höheren Breiten innerhalb dieser Größenordnung. Die Auswirkungen auf die Ausbreitungsbedingungen sind in der Tabelle angegeben. Sie sind so gering, daß sie innerhalb der in Frage kommenden langen Perioden nicht nachgewiesen werden können. Der vermutete Tagesgang liegt weit darunter und kann höchstens Abweichungen verursachen, die innerhalb der Meßgenauigkeit liegen.

Ausbreitung über See, 21,4 kHz, 1. Mode

		Dämpfungsänderung dB/1000 km	Phasenänderung Grad/1000 km
Tag	+ 5 km	0.0	+ 7.0
	- 5 km	0.0	- 7.0
Nacht	+ 5 km	- 0.3	+ 5.3
	- 5 km	+ 0.4	- 7.0

(Einer negativen Phasenänderung entspricht eine Erhöhung der Phasengeschwindigkeit.)

Im Zusammenhang mit ionosphärischen Störungen, wie sie später noch beschrieben werden, ist anzunehmen, daß in bestimmten Höhenbereichen kurzzeitige Störungen des normalen Stoßzahlprofils auftreten. Solche Anomalien sind in Abb. 2 durch die glockenkurvenförmigen Änderungen des Ausgangsprofils dargestellt. Sie bedeuten eine maximale Abweichung der Stoßzahl um den Faktor 2.

Genauso wie die eben beschriebene Höhenverschiebung des Gesamtprofils wurden auch die Modellstörungen so extrem groß gewählt, damit die möglichen oder wahrscheinlichen sicher darunterliegen.

Die Abb. 3 zeigt die Auswirkungen auf die Ausbreitung, wenn die Störungen bei gleichbleibender Form in der Höhe verschoben werden. Sie liefern Dämpfungs- und Phasenvariationen, die gerade noch nachweisbar sind. Ihr Auftreten ist aber nur im Zusammenhang mit starken extraterrestrischen Störungen denkbar, und dabei ändert sich das $N(h)$ -Profil so stark – gelegentlich um Größenordnungen –, so daß der „ ν -Einfluß“ im Vergleich zum „ N -Einfluß“ vernachlässigbar wird. Für die folgenden Untersuchungen wird deshalb das $\nu(h)$ -Profil als konstant angenommen, und alle Variationen der Ausbreitungsbedingungen werden entsprechenden Änderungen der Elektronendichte zugeschrieben.

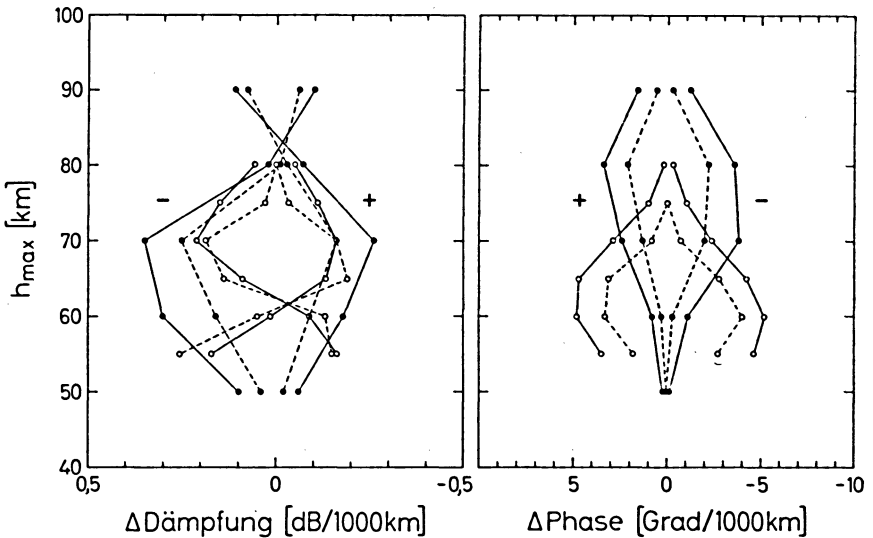


Abb. 3: Einfluß der glockenkurvenförmigen Störungen des $\nu(h)$ -Profils auf die Dämpfung und Phasenlage (21,4 kHz, Ausbreitung über See) als Funktion der Höhe des Maximums h_{\max} (Abb. 2). „+“ und „-“ bedeuten Zunahme bzw. Abnahme der normalen Stoßzahl. Die Punkte gelten für das Nachtprofil und die Kreise für das Tagprofil der Elektronendichte. Die Werte für die breite Störung sind durch ausgezogene Linien verbunden und die für die schmale durch gestrichelte.

Resultant variations in phase and absorption (21,4 kHz, propagation over sea) for the bellshaped perturbation of $\nu(h)$ as a function of maximum height h_{\max} (Fig. 2). „+“ and „-“ denote increase and decrease of the normal collision frequency respectively. The dots mark values for nighttime and the circles those for daytime $N(h)$ -profiles. Full lines connect values for the big perturbations and the dashed lines those for the small ones.

3. Ungestörte D-Region

Die Abhängigkeit der Elektronendichteprofile und damit der Ausbreitungskonstanten der Moden vom Sonnenstand führen zu einem Tagesgang des Empfangssignals. Für einen gegebenen Sende- und Empfangsort ist für jede Zeit der Sonnenstand entlang des Ausbreitungsweges (Großkreisbogen Sender-Empfänger) definiert, und damit sind Amplitude und Phase des Signals am Empfänger relativ zum Sender bestimmt. Unter Tagesbedingungen ist die Phasengeschwindigkeit und im allgemeinen die Dämpfung jeder einzelnen Mode größer als unter Nachtbedingungen. Besteht das Empfangssignal nur aus der vom Sender angeregten 1. Mode, so sind die Tagesgänge der Amplitude und Phasenlage ähnlich dem Verlauf der relativen Tag-Nachtverteilung längs des Ausbreitungsweges mit der Tageszeit (hohe Feldstärke nachts). Die Abb. 4

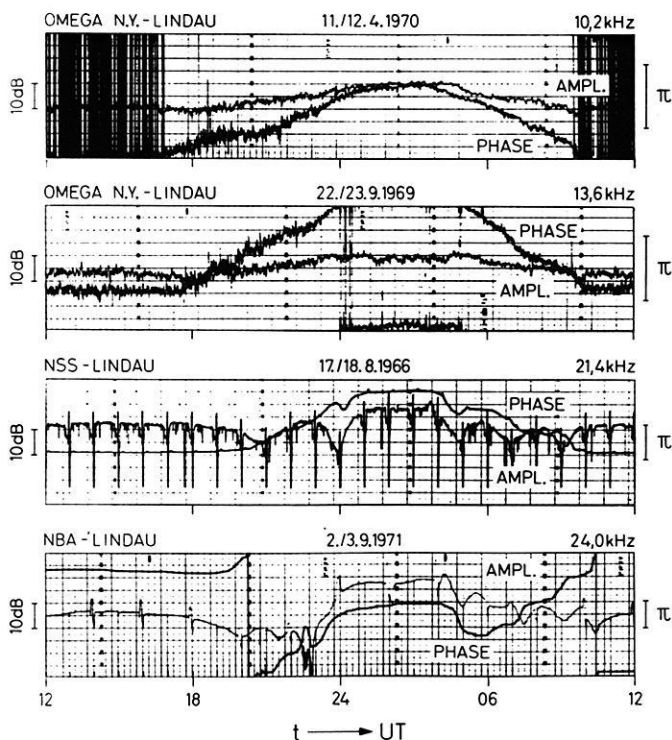


Abb. 4: Beispiele ungestörter Tagesgänge der Amplitude und Phasenlage.

Examples of undisturbed diurnal changes of amplitude and phase.

zeigt einige Beispiele ungestörter Registrierungen. Diese Tagesgänge, also die relativen Änderungen des Empfangssignals, sind die Meßgrößen, die das Experiment liefert, und es sollen daraus Elektronendichteverteilungen bestimmt werden, die die Messungen aus dem gesamten Frequenzbereich ($10 - 24$ kHz) erklären.

In der Abb. 5 sind die dafür notwendigen $N(h)$ -Profile im Vergleich zu gemessenen dargestellt.

Das Tagesprofil der Elektronendichte ist durch eine Vielzahl direkter Messungen im wesentlichen festgelegt, das Nachtprofil jedoch wurde aus den VLF-Beobachtungen abgeleitet. Für die Tagbedingungen wurde mit dem Mittelwert derjenigen Ausbreitungskonstanten gerechnet, die den Profilen „○○○“ bzw. „□□□“ entsprechen. Das Nachtprofil „■■■“ ist so bestimmt worden, daß folgende Beziehungen erfüllt werden, die aus den Registrierungen zu entnehmen sind:

- Änderung der Dämpfung zwischen Tag und Nacht,
- Änderung der Phasengeschwindigkeit zwischen Tag und Nacht,

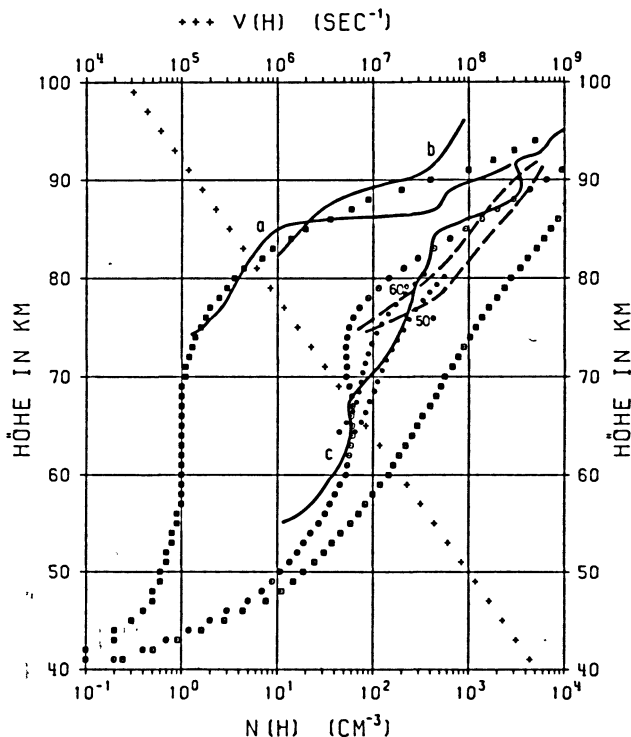


Abb. 5: Elektronendichteprofile für Nachtverhältnisse (■ ■ ■) und Tagverhältnisse (○○○ bzw. □ □ □), die die Längstwellenregistrierungen am besten beschreiben. Zum Vergleich gemessene $N(h)$ -Profile: Raketenmessungen: a) SMITH [1970], b) SMITH [1962], c) MECHTLY [1967]; Tagesprofile für 50° und 60° Zenitabstand der Sonne: Kreuzmodulation (· · · ·), Partialreflexion (— — —), THRANE [1966].

Electron density profiles for nighttime (■ ■ ■) and daytime (○○○ and □ □ □) deduced from v. l. f.-data compared with measured $N(h)$ -profiles: Rocket measurements: a) SMITH [1970], b) SMITH [1962], c) MECHTLY [1967]; daytime profiles for 50° and 60° solar zenith angle: wave interaction method (· · · ·), partial reflection (— — —), THRANE [1966].

c) Phasen- und Amplitudenbeziehung der 1. und 2. Mode unter Nachtbedingungen (nur bei höheren Frequenzen).

Eine Höhenverschiebung des steilen Anstiegs der Elektronendichte oberhalb 80 km bewirkt hauptsächlich eine Änderung der Phasengeschwindigkeit (v_{ph} wird kleiner, wenn das Profil als ganzes angehoben wird). Eine Erhöhung der Elektronendichte unterhalb 80 km vergrößert die Dämpfung. Diese Abhängigkeiten ergeben sich in

erster Näherung unabhängig von der Frequenz. Eine Änderung des Gradienten oberhalb 80 km beeinflusst die Abhängigkeit der Ausbreitungskonstanten von der Frequenz und von der Modeordnung. Mit Hilfe dieser Elektronendichteprofile für Tag und Nacht läßt sich der gesamte Tagesgang bei den niedrigen Frequenzen 10,2 kHz und 13,6 kHz rechnerisch simulieren, wenn man den Ausbreitungsweg entsprechend der zeitlichen Änderung der Tag/Nachtverteilung aus einem „Tag-Wellenleiter“ mit den Profilen „○○○“, „□□□“ und einem „Nacht-Wellenleiter“ mit dem Profil „■ ■ ■“ zusammensetzt. Dies gelingt nicht für höhere Frequenzen, auch wenn man mehrere vom Sender angeregte Moden berücksichtigt. Es ergeben sich dort während der Zeiten des Sonnenaufgangs und -untergangs entlang des Wellenleiters in den Registrierungen charakteristische – aber bei Sonnenaufgang und -untergang verschiedene – Feldstärke- und Phasenvariationen (siehe Abb. 4). [D. D. CROMBIE 1964, 1966] hat diese Phänomene durch Modekonversion in der Übergangsregion gedeutet [RIES 1967, LYNN 1967]. Die Übergangsregion wirkt wie eine Störstelle im Wellenleiter, an der Moden anderer Ordnung angeregt werden können [WAIT 1962]. WAIT und SPIES [1968] haben ein Modell gerechnet, bei dem sich die Reflexionshöhe in Stufen ändert. LYNN [1970] hat aus Messungen transäquatorialer VLF-Ausbreitung effektive Kopplungsfaktoren für Moden verschiedener Ordnung bestimmt.

Im folgenden wird ein Modell angewandt, mit dem es gelingt, die Modekopplung aus dem Wechsel zwischen beliebigen $N(h)$ -Profilen zu bestimmen [RINNERT 1972]. Es gelingt damit, die Tagesgänge sehr genau zu beschreiben und Aussagen über die $N(h)$ -Profile in der Sonnenaufgangs- bzw. -untergangsregion zu gewinnen.

Eine Mode ist durch eine ihr eigene Feldverteilung im Wellenleiter charakterisiert: variieren die Eigenschaften des Wellenleiters (z. B. durch den Übergang des $N(h)$ -Profils von Tag- zu Nachtverhältnissen), so ändert sich auch die vertikale Feldverteilung. Der stetige Übergang zwischen zwei verschiedenen $N(h)$ -Verteilungen wird in m Stufen unterteilt, derart, daß sich die Ausbreitungskonstanten der Moden in m gleichen Schritten ändern. Das Feld einer Mode vor der Stufe wird jetzt durch eine Summe von Moden hinter der Stufe dargestellt, d. h. eine bestimmte Mode soll an der Sprungstelle eine Summe von Moden anregen. Berücksichtigt man n Moden, so läßt sich für jede Sprungstelle eine Übertragungsmatrix n mal n berechnen. Der Übergang von einem Profil zu einem anderen, der in m Schritte unterteilt war, wird dann durch ein Matrizenprodukt gegeben, wobei noch die Dämpfung und Phasenänderung zwischen den Stufen berücksichtigt wird. (Bei den folgenden Untersuchungen wird ein Übergang zwischen zwei Profilen in 8 Schritte unterteilt und es werden jeweils die ersten vier Moden berücksichtigt.) Die Abb. 6 zeigt verschiedene Zwischenprofile der Elektronendichte zwischen Tag- und Nachtbedingungen und Abb. 7 stellt die dazu gehörenden Feldverteilungen der 1. und 2. Mode dar (Profile und Feldverteilung mit gleichen Symbolen gehören zusammen).

Die einzelnen angenommenen Übergangsprofile ergeben sehr unterschiedliche Feldverteilungen $N_n(z)$, und es folgt daraus, daß die Modeumwandlung davon abhängt, welche Zwischenprofile in der Dämmerungszone auftreten. Der Einfluß eines solchen

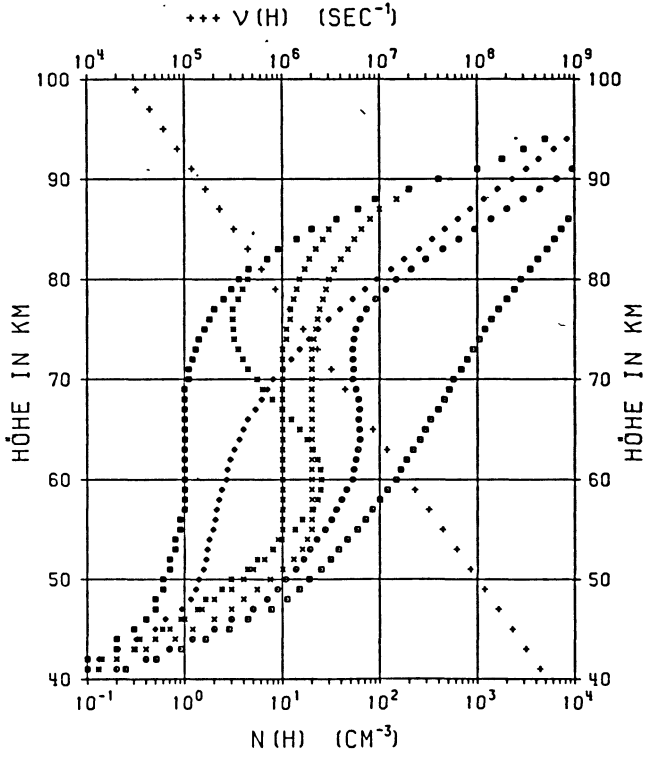


Abb. 6.

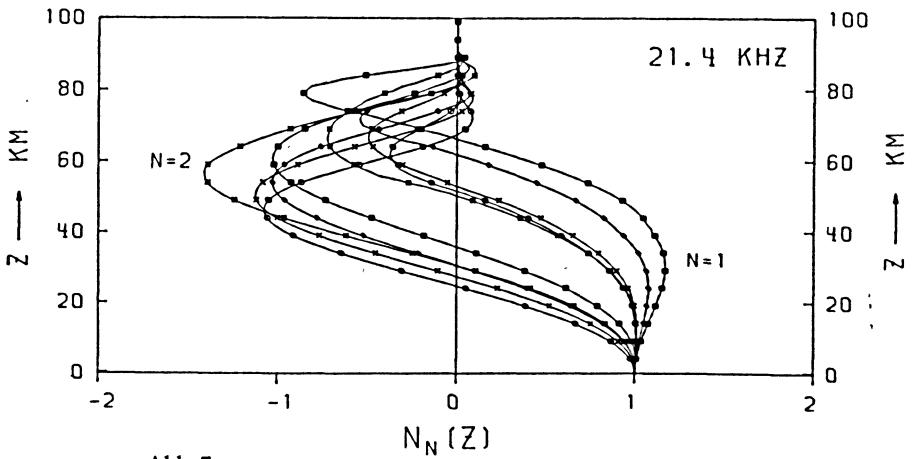


Abb. 7.

Abb. 6: Zwischenprofile der Elektronendichte des Tag-Nacht- bzw. Nacht-Tag-Übergangs und „normales“ Stoßzahlprofil.

Electron density profiles of the day-night and night-day transition model and the “normal” profile of collision frequency.

Abb. 7: Normierte vertikale Feldverteilung der 1. und 2. Mode für die verschiedenen $N(h)$ -Profile der Abb. 6 (21,4 kHz, Ausbreitung über See).

Normalized vertical field distribution of the 1st and 2nd mode for the different $N(h)$ -profiles of Fig. 6 (21,4 kHz, propagation over sea).

Übergangs auf die Längstwellenausbreitung ist außerdem noch von der Strecke abhängig, innerhalb der der Übergang stattfindet, dem Horizontalgradienten.

Mit steigender Frequenz werden einerseits die höheren Moden immer bedeutender, da die Anregungsfaktoren im Verhältnis zur 1. Mode größer werden und der Anstieg der Dämpfung mit der Modeordnung geringer wird; andererseits wachsen auch die Kopplungsfaktoren [WAIT und SPIES 1964]. Dadurch werden die Modeinterferenzen bei Sonnenaufgang und -untergang ebenfalls mit steigender Frequenz intensiver und führen schließlich zu Tagesgängen, die von einem trapezförmigen Verlauf beliebig abweichen (Abb. 4). Am Beispiel der Ausbreitung NSS—Lindau (6513 km, 21,4 kHz) wird erläutert, wie die registrierten Tagesgänge der Feldstärke und Phasenlage jetzt mit Hilfe des Modells erklärt werden können. Die Abb. 8 zeigt oben die Originalregistrierung vom 17./18. 8. 1966 und unten den gerechneten „Computer-Tagesgang“. Die Phasenlagen und Amplituden der 1. und 2. Mode sowie des Gesamtfeldes sind durch verschiedene Symbole gekennzeichnet ($\times \times \times$: Amplitude der 1. Mode, $+++$: Amplitude der 2. Mode, $\square \square \square$: Phase der 1. Mode, $\diamond \diamond \diamond$: Phase der 2. Mode, $*-*-*-$ Amplitude des Gesamtfeldes, jedoch um 10 dB nach unten versetzt, $-O-O-O-$ Phase des Gesamtfeldes bezogen auf die Phasenlage unter Tagesbedingungen). Die Amplituden der 3. und 4. Mode sind vergleichsweise klein und liegen weit außerhalb des Skalenbereiches. In Übereinstimmung mit den Ergebnissen von WAIT und SPIES [1964] ist der Anregungsfaktor der Moden 2, 3 und 4 als konstant angenommen worden, während sich der der 1. Mode zwischen Tag- und Nachtbedingungen stark ändert ($A_2/A_1 = 3.5$ tags und 7.0 nachts).

- a) *Tagesbedingungen*: Das Empfangssignal wird durch die 1. Mode gegeben.
- b) *Sonnenuntergang (SU)*: Zunächst besteht das Signal hauptsächlich aus der 1. Mode, zu der sich eine in der Übergangsregion angeregte 2. Mode addiert. Mit abnehmender Entfernung der Dämmerungszone vom Sender wird die direkte 2. Mode stärker und dominiert schließlich. Die Welligkeit der Amplitude der 2. Mode „+++“ resultiert aus der Überlagerung der direkten 2. Mode und der von der 1. Mode angeregten.

17./18. 8. 1966

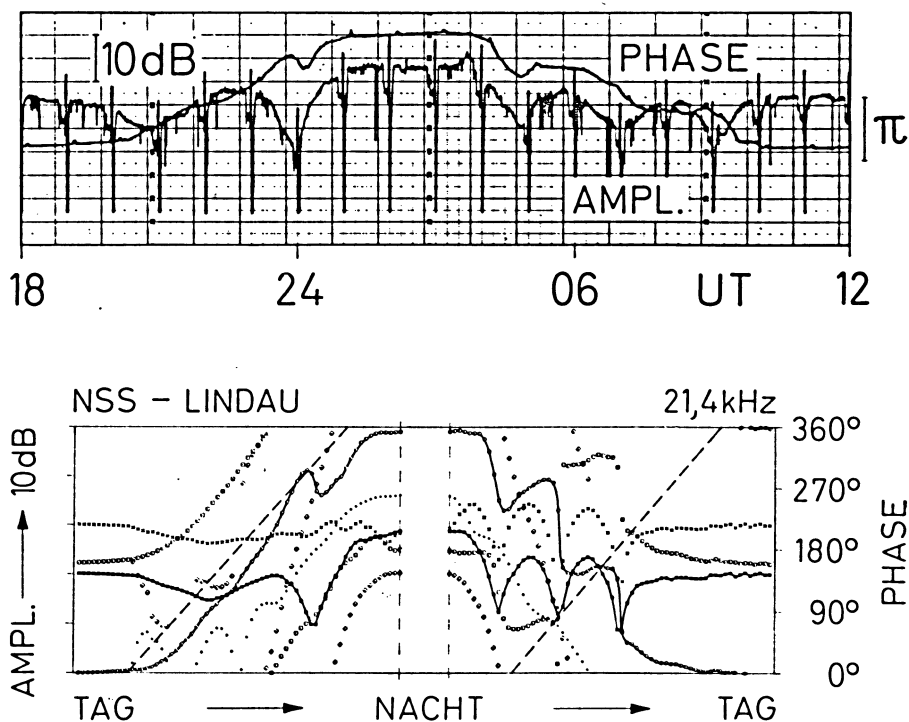


Abb. 8: Oben ist ein registrierter Tagesgang wiedergegeben und darunter der entsprechende theoretisch berechnete. Relative Amplitude $-*-*$ und Phasenlage bezogen auf den Tageswert $-\circ-\circ-$. Die gestrichelten Geraden geben die jeweilige Lage des Zwischenprofils $\circ\circ\circ$ auf dem Ausbreitungsweg wieder (der untere Rand der Darstellung entspricht dabei dem Empfangsort Lindau und der obere dem Sender NSS).

The figure shows an example of a recorded diurnal variation at the top and the corresponding theoretically calculated one. The relative fieldstrength and the phase related to the daytime value is plotted as $-*-*$ and $-\circ-\circ-$ respectively. The dashed line marks the position of the transition profile $\circ\circ\circ$ along the propagation path (the lower border of this representation corresponds to the receiver at Lindau and the upper border to the transmitter NSS).

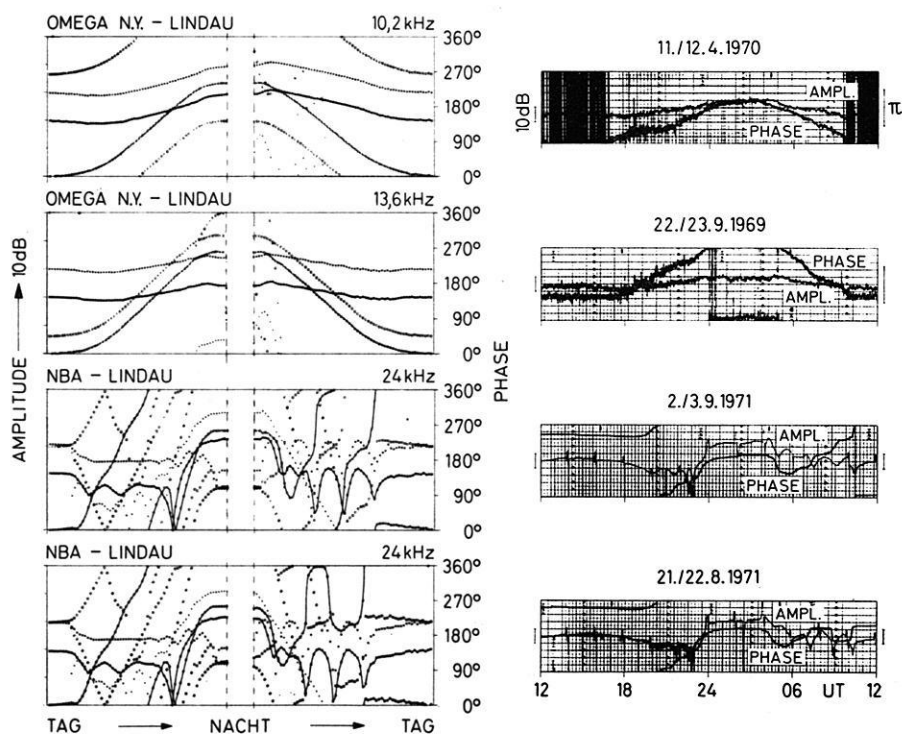


Abb. 9: Beispiele von ungestörten Tagesgängen im Vergleich zu berechneten.

Further examples of observed undisturbed diurnal variations in comparison with calculated ones.

Ob es sich bei den einzelnen Modetypen um konvertierte oder um direkte handelt, erkennt man an ihren Phasenänderungen auf Grund der verschiedenen Phasengeschwindigkeiten. Es gilt: $V_{N1} < V_{T1} < V_{N2} < V_{T2}$, wenn $V_{N,T,1,2}$ die Phasengeschwindigkeiten der 1. bzw. 2. Mode unter Nacht- bzw. Tagesbedingungen bedeuten. Durch die Kopplung unterschiedlicher Moden ändert sich die Phasenlage einer konvertierten Mode anders als die einer direkten (vgl. Abb. 9 unten).

- c) *Nachtbedingungen*: Das Signal wird von der 1. und 2. Mode bestimmt, wobei der Beitrag der 2. Mode der Entscheidende ist.
- d) *Sonnenaufgang (SA)*: Zuerst ist das Gesamtfeld durch die 1. und 2. Mode gegeben, aber sehr schnell verschwindet dieser Beitrag der direkten 2. Mode. Die stark modulierte Amplitude der 1. Mode setzt sich zusammen aus der direkten 1. Mode und einer von der 2. Mode in der Übergangsregion angeregten 1. Mode. Nach Sonnen-

aufgang am Sender fällt dieser konvertierte Anteil weg, und die Tagesfeldstärke ist wieder durch die direkte 1. Mode gegeben.

Die Übergangsbedingungen bei Sonnenaufgang und -untergang sind für die gerechneten Tagesgänge bereits so gewählt, daß sich eine gute Übereinstimmung mit der Messung ergibt.

Die Zwischenprofile des Übergangs sollten an einen bestimmten Sonnenstand gebunden sein. Aus Messungen und theoretischen Untersuchungen folgt, daß die Elektronenkonzentration besonders zwischen 70 km und 80 km Höhe sehr von der Intensität der ionisierenden solaren Wellenstrahlung abhängt [JONES und WAND 1967, HARTMANN und SCHWENTEK 1969] (vgl. auch Kap. 4.1). Es ist anzunehmen, daß die Elektronendichte als Funktion des Sonnenstandes tags zwischen den Profilen „○○○“ und „□□□“ der Abb. 8 variiert, wobei das Profil „□□□“ etwa einem Sonnenstand $\chi < 45^\circ$ entspricht, während „○○○“ bei Dämmerung auftritt. Die $N(h)$ -Variation zwischen „○○○“ und „□□□“ genügt, den schwachen Sonnenstandgang während der Tagausbreitung zu beschreiben. Im Sommer ist die maximale Phasenänderung zwischen Nacht- und Tagausbreitung größer als im Winter; außerdem ist die Phasenbeziehung zwischen 1. und 2. Mode unter Nachtbedingungen im Verlaufe eines Jahres nicht konstant, so daß ein Jahresgang des Nachtprofils angenommen werden muß. Die hier gefundenen Verhältnisse gelten etwa für die Zeit der Äquinoktien.

Bei der Berechnung der Tagesgänge wurde angenommen, daß das Profil „○○○“ auf jeden Fall auftritt und sich mit konstanter Geschwindigkeit über den Ausbreitungsweg (Großkreis) bewegt (gestrichelte Geraden in Abb. 8 unten). In Wirklichkeit hängt diese Geschwindigkeit von der Lage des Ausbreitungsweges und dem Sonnenstand (Jahreszeit) ab. Die Zeitachsen der Computer-Tagesgänge sind dadurch nicht proportional zu denen der Registrierungen. Auf eine Korrektur wurde verzichtet, da die Phasen- und Amplitudenvariationen der theoretischen Tagesgänge auch so mit denen der Registrierungen eindeutig verglichen werden können.

Um $N(h)$ -Verteilungen der Dämmerungszone zu bestimmen, sind verschiedene Übergänge zwischen den Profilen „■ ■ ■“ und „○○○“ der Abb. 6 für verschiedene Abstände der Stützprofile durchgerechnet worden. Wenn die Stützprofile an einen bestimmten Sonnenstand gebunden sind, so sind die Abstände zweier Profile während des „SA“ oder „SU“ in Abhängigkeit der Jahreszeit und des Ausbreitungsweges bestimmt.

Aus diesen Untersuchungen folgen die vorläufigen Ergebnisse:

1. Übergänge mit dem Zwischenprofil „* * *“ können die Beobachtungen nicht wiedergeben.
2. Die Registrierungen während des Sonnenaufgangs bzw. Sonnenuntergangs werden durch unterschiedliche Zwischenprofile beschrieben.
3. Es muß eine entscheidende Breitenabhängigkeit des Zwischenprofils bei SA angenommen werden.

Der Vergleich theoretischer Tagesgänge mit registrierten Tagesgängen und entsprechenden Sonnenstandkurven ergibt für das Nachtprofil „■ ■ ■“ eine Zuordnung zu einem Sonnenstandswinkel $\chi \geq 102^\circ$. Für das Dämmerungsprofil „○ ○ ○“ folgen zwar breitenunabhängige, aber für SU und SA unterschiedliche zugeordnete Sonnenstandswerte ($\chi_{SA} \approx 88^\circ$, $\chi_{SU} \approx 95^\circ$). Das Tagesprofil liegt je nach Sonnenstand zwischen „○ ○ ○“ und „□ □ □“. Die Registrierungen während des *Sonnenaufgangs* lassen sich am besten durch Übergänge „■ ■ ■“ – „× × ×“ – „○ ○ ○“ beschreiben. Das Zwischenprofil „× × ×“ läßt sich keinem festen Sonnenstandswinkel zuordnen, sondern scheint breitenabhängig zu sein. Je höher die Breite, desto früher tritt „× × ×“ auf. Das oben gezeigte Beispiel wurde unter dieser Annahme berechnet und führt auf folgende Zuordnung des Profils „× × ×“ zu einem Sonnenstandswinkel:

	geograph. Breite	χ
Sonnenaufgang	55°	95°
Profil „× × ×“	50°	92°
der Abb. 6	45°	90°
	40°	89°

Die Abstände zwischen den Profilen „■ ■ ■“ und „× × ×“ liegen dabei für die Strecke NSS-Lindau im Beispiel der Abb. 8 zwischen ~ 1500 km in niedrigeren Breiten und ~ 700 km in höheren. Das Profil „× × ×“ wird also nach Norden hin zunehmend früher erreicht. Leider stehen keine Messungen mit Frequenzen über 20 kHz – wo die Modekonversion groß genug ist – über höhere Breiten zur Verfügung. Ob die festgestellte Breitenabhängigkeit sich auf geographische oder vielmehr auf geomagnetische Breiten bezieht, kann am vorliegenden Material nicht entschieden werden, da die diesbezüglichen Unterschiede für die gegebenen Ausbreitungswege zu klein sind.

Die Registrierungen während des *Sonnenuntergangs* lassen sich sehr gut durch die Profilverfolge „○ ○ ○“ – „◇ ◇ ◇“ – „■ ■ ■“ darstellen. Das Dämmerungsprofil „○ ○ ○“ wird hier bei Sonnenuntergang später erreicht als bei Sonnenaufgang ($\chi_{SA} \approx 88^\circ$, $\chi_{SU} \approx 95^\circ$). Es ist nicht notwendig, eine Breitenabhängigkeit des Zwischenprofils „◇ ◇ ◇“ anzunehmen. Innerhalb des hier in Betracht kommenden Breitenbereiches ($\varphi \leq 55^\circ$) lassen sich die durch dieses Profil definierten Bedingungen mit hinreichender Genauigkeit einem Sonnenstandswinkel $\chi = 99^\circ$ zuordnen.

Die direkte solare UV- und Röntgenstrahlung ist entscheidend für die Ionisation (Streulicht und galaktische Röntgenstrahlung spielen auch nachts nur eine geringe Rolle). Die Elektronenproduktion ist vom Sonnenstand abhängig. Nach Sonnenuntergang verschwindet die Ionisation durch Neutralisations- und Anlagerungsprozesse. Dies geschieht wegen der Abhängigkeit von der Stoßzahl in geringeren Höhen schneller als in großen, außerdem findet der Sonnenuntergang mit zunehmender Höhe später statt. Diese Beziehungen würden ein Zwischenprofil „◇ ◇ ◇“ aus der Abb. 6 verständlich machen.

Die Kosmische Strahlung sorgt auch nachts für eine geringe Ionisation unterhalb 80 km Höhe [RADICELLA 1968, VELINOV 1970]. Aufgrund der hohen Stoßzahl ist die Lebensdauer der freien Elektronen gering; sie lagern sich an Neutralgasteilchen an, und das führt zu einer relativ großen Dichte negativer Ionen. Unter dem Einfluß solarer Wellenstrahlung werden die Elektronen wieder abgelöst (Photodetachment), so daß bei Sonnenaufgang schnell eine größere Dichte freier Elektronen entstehen kann, und zwar in einem Höhenbereich, in dem die ionisierende Wellenstrahlung noch durch die Ozonschicht abgeschirmt ist. So wird ein Zwischenprofil vom Typ „ $\times \times \times$ “ oder „ $\square \square \square$ “ verständlich. Die Breitenabhängigkeit würde erfordern, daß die Produktion negativer Ionen durch die Kosmische Strahlung sehr breitenabhängig ist.

Diese Profiländerungen spielen sich in einem Bereich ab (Höhe und Elektronendichte), der bislang von keinem Experiment direkt sicher erfaßt werden kann, jedoch haben THOMAS und HARRISON [1970] aus VLF-Beobachtungen über kurze Entfernungen ähnliche Verhältnisse gefunden.

3.1. Normale Tagesgänge der Amplitude und Phasenlage von VLF-Signalen

Über den ganzen Frequenzbereich lassen sich die Messungen sehr gut simulieren. Die Abb. 9 zeigt eine Auswahl weiterer typischer Registrierungen verschiedener Frequenzen und Sender und die entsprechenden gerechneten Computer-Tagesgänge. Bei den Registrierungen OMEGA N.Y.—Lindau auf 10,2 kHz und 13,6 kHz und NSS—Lindau 21,4 kHz handelt es sich praktisch um den gleichen Ausbreitungsweg und für die Berechnungen wurde nur die Frequenz geändert.

Bei der 24,0 kHz-Registrierung NBA—Lindau ist während des Sonnenaufgangs das Verhältnis konvertierte 1. Mode zu direkte 1. Mode häufig instabil. Es gibt Tagesgänge, wo die direkte und die konvertierte 1. Mode etwa gleich groß sind; je nachdem, welche 1. Mode größer ist, danach richtet sich die Phasenänderung. Es können so unterschiedliche Phasengänge auftreten, während sich die Amplitudengänge kaum unterscheiden. Im allgemeinen ist die konvertierte 1. Mode stärker, und dann unterscheiden sich die Phasenlagen bei Tagausbreitung von Tag zu Tag um Vielfache von 2π . Die untersten beiden Beispiele von NBA—Lindau stellen solche Fälle dar. Aus der Frequenz und den Koordinaten des Senders und Empfängers lassen sich alle Parameter bestimmen, die notwendig sind, um mit den gefundenen Abhängigkeiten den Amplituden- und Phasengang vorherzuberechnen.

4. Störungen der D-Region

Störungen des $N(h)$ -Profils, die auf extraterrestrische Einflüsse zurückzuführen sind (z. B. solare Röntgenstrahlungsausbrüche, Partikeleinfälle), können die Ionisation unterhalb der maximalen Eindringtiefe der Längswellen erhöhen und so die Ausbreitungsbedingungen verändern. Am Empfangsort gemessene Abweichungen des Signals vom normalen Tagesgang sind die über den gesamten Weg integrierten Änderungen der Dämpfung und Phasengeschwindigkeit. Besteht das Signal aus mehreren

Moden (das ist bei höheren Frequenzen und geringeren Entfernungen meist der Fall), so kann sich schon durch geringfügige Phasenverschiebungen der Moden untereinander das Gesamtfeld am Empfangsort völlig ändern. Aufgrund dieser Tatsachen wird verständlich, daß dann keine eindeutigen Rückschlüsse auf ionosphärische Effekte gezogen werden können. Selbst bei Ein-Mode-Ausbreitung lassen sich keine quantitativen Aussagen gewinnen, wenn die Störungen lokal sehr verschieden sind und die Ortsabhängigkeit nicht bekannt ist, wie z. B. in den Polarlichtzonen.

Im folgenden werden zwei Arten von Störungen (Sonneneruptionseffekt und PCA-Effekt) näher untersucht, bei denen die genannten Schwierigkeiten weitgehend entfallen. Der Sonneneruptionseffekt bedeutet eine Störung der Tagausbreitung und dort ist bei den gegebenen Entfernungen nur die 1. Mode von Bedeutung. Der PCA-Effekt beeinflusst die Ausbreitung innerhalb der Polarkappe (etwa homogen), und bei der benutzten Beobachtungsfrequenz von 18,6 kHz über 8100 km bleibt ebenfalls nur die 1. Mode zu berücksichtigen.

4.1. Sonneneruptionseffekt

Auf der Sonne treten häufig chromosphärische Eruptionen auf, sogenannte Flares. Dabei erhöht sich plötzlich die Intensität der solaren Wellenstrahlung, besonders im Bereich der Röntgenstrahlung und klingt langsam ab [CHILTON et al. 1965]. Auf der Tagseite der Erde führt dieses Ereignis zu einer erhöhten Ionisation im D-Gebiet, die vom Sonnenstand abhängt [CHILTON et al. 1963, JONES 1967].

Die Abb. 10 zeigt an einigen Beispielen, wie sich ein solches Flare-Ereignis auf die VLF-Ausbreitung auswirkt (SFE = solare flare effect).

Am 5. 6. 1969 wurden zwei Flare-Effekte registriert: 09.50 UT und 14.50 UT. In beiden Fällen handelt es sich um intensive Ereignisse; nach der klassischen H α -Klassifikation war der erste Flare vom Typ 2b, der zweite vom Typ 3b (Solar Geophysical Data, Rep. UAG-14). Die Ausbreitungswege NSS—Lindau und OMEGA N.Y.—Lindau sind praktisch identisch, so daß an diesen beiden Registrierungen die Auswirkungen dieser D-Schicht-Störung auf verschiedene Frequenzen (21,4 kHz und 13,6 kHz) deutlich werden. Die Effekte äußern sich bei beiden Frequenzen durch eine plötzliche Phasenänderung (SPA = sudden phase anomaly), die schnell ein Maximum erreicht und innerhalb weniger Stunden wieder abklingt. Die Phasenabweichung deutet auf eine Erhöhung der Phasengeschwindigkeit und beträgt im Maximum:

beim 1. Effekt: 108° bei 21,4 kHz, 126° bei 13,6 kHz

beim 2. Effekt: 70° bei 21,4 kHz, 80° bei 13,6 kHz.

Die niedrigere Frequenz reagiert also etwas empfindlicher in der Phase. Auf der Registrierung NSS-Lindau tritt gleichzeitig mit der Phasenabweichung eine Erhöhung der Feldstärke um fast 6 dB auf, während die Amplitude auf der Registrierung OMEGA N.Y.—Lindau unverändert bleibt. Der Dämpfungseffekt ist also sehr stark frequenzabhängig.

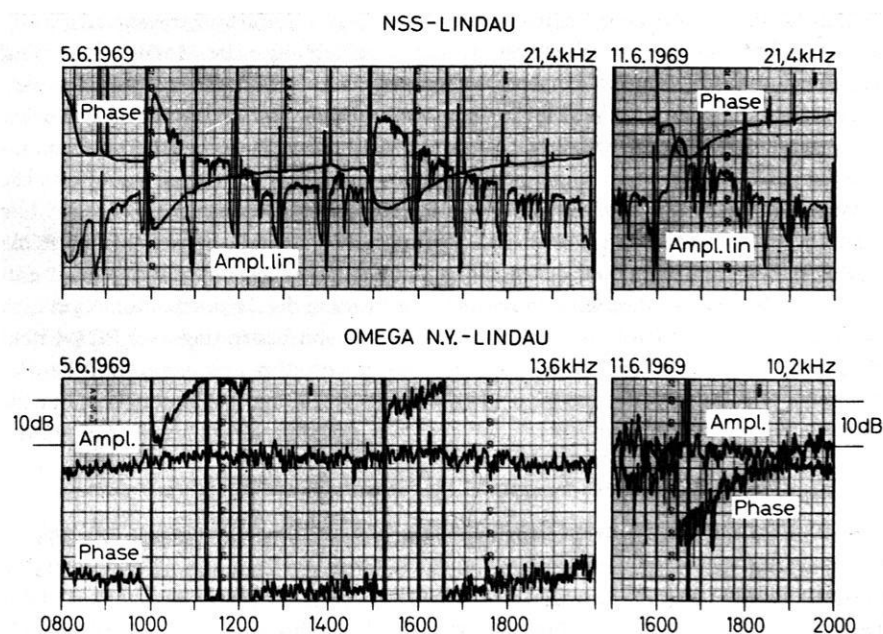


Abb. 10: Beispiele von Störungen der VLF-Ausbreitung durch Sonneneruptionseffekte.

Examples of disturbed v. l. f.-propagation conditions during solar flares.

An einem anderen Effekt am 11. 6. 1969, 16.30 UT findet man die gleichen Abhängigkeiten, diesmal im Vergleich zwischen 21,4 kHz und 10,2 kHz. Der Unterschied im Phaseneffekt ist hier noch größer (54° bei 21,4 kHz und 85° bei 10,2 kHz). Bei diesen Beispielen handelte es sich zwar um stärkere Effekte, aber sie sind typisch in ihrem Verlauf.

4.1.1. Modellrechnung zum Eruptionseffekt

Um den beschriebenen Längstwelleneffekt zu erklären, wurde ein „normales“ Tagesprofil der Elektronendichte angenommen, dem sich eine glockenkurvenförmige Ionisationserhöhung überlagert. Die Zusatzionisation erhöht in ihrem Maximum in h_0 die „normale“ Elektronendichte um den Faktor 30.

$$N(h) = N_0(h) + 30 \cdot \exp\left(-\left(\frac{h-h_0}{10}\right)^2\right) \cdot N_0(h)$$

In Abhängigkeit von h_0 wurden die Änderung der Phasengeschwindigkeit und die Dämpfung der 1. Mode bei Ausbreitung über See für verschiedene Frequenzen be-

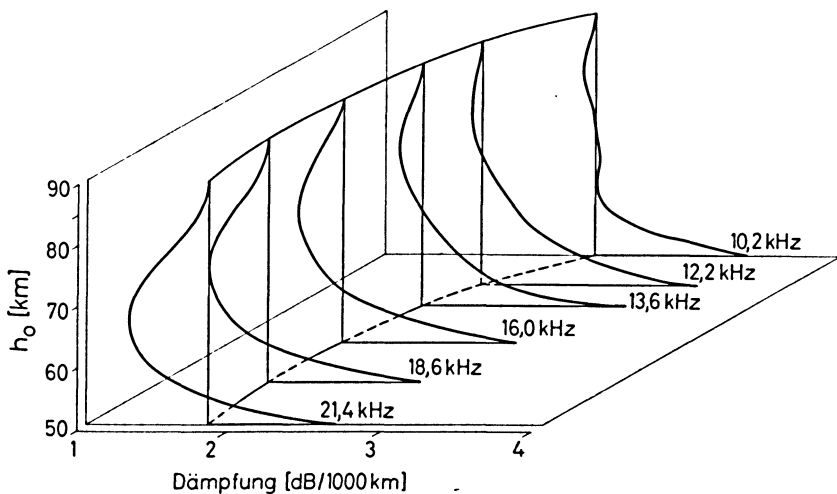
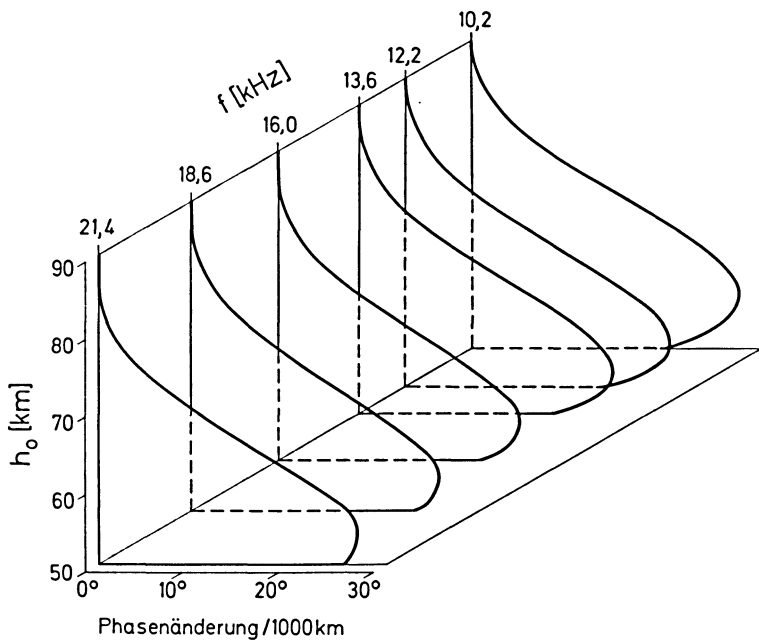


Abb. 11: Einfluß der Modellstörung $\Delta N(h) = N_0(h) \cdot 30 \cdot \exp\left(-\left(\frac{h-h_0}{10}\right)^2\right)$ des Tagesprofils $N_0(h)$ auf die Ausbreitungsbedingungen für Längswellen verschiedener Frequenz in Abhängigkeit der Höhe h_0 des Maximums.

Influence of the model-perturbation $\Delta N(h) = N_0(h) \cdot 30 \cdot \exp\left(-\left(\frac{h-h_0}{10}\right)^2\right)$ of the day-time profile $N_0(h)$ to the v. l. f. propagation conditions on different frequencies as a function of the height h_0 of the maximum.

rechnet. Die Abb. 11 zeigt die Ergebnisse dieser Modellrechnung für $50 \text{ km} \leq h_0 \leq 90 \text{ km}$. Die obere Teildarstellung gibt die Abhängigkeit der Phasenänderung von h_0 wieder. Bei allen Frequenzen tritt eine Phasenänderung auf, die eine Erhöhung der Phasengeschwindigkeit bedeutet. Die Phasenstörung ist am stärksten, wenn die Ionisationserhöhung zwischen 50 km und 60 km Höhe auftritt und verschwindet ganz für $h_0 > \text{ca. } 85 \text{ km}$; dann liegt die Störung oberhalb der Eindringtiefe der Längswellen in die Ionosphäre und ist nicht mehr festzustellen. Mit abnehmender Frequenz verschiebt sich das Maximum der Empfindlichkeit nach größeren Höhen (etwa um 5 km zwischen 21,4 kHz und 10,2 kHz). Sonst ist keine bemerkenswerte Frequenzabhängigkeit enthalten.

Die untere Teildarstellung zeigt den Einfluß derartiger Ionisationserhöhungen auf die Absorption. Die Dämpfungsänderung als Funktion von h_0 ist stark frequenzabhängig. Die einzelnen Kurven nähern sich für größere Höhen h_0 asymptotisch einem Grenzwert, nämlich der Dämpfung des „normalen“ Tagesprofils, da dann die Ionisationserhöhung oberhalb der Eindringtiefe der Längswellen liegt. Diese „Normaldämpfung“ zeigt einen schwachen Frequenzgang. Liegt h_0 unterhalb einer gewissen Höhe – diese ist frequenzabhängig –, so vergrößert sich die Dämpfung mit abnehmendem h_0 . Für die höheren Frequenzen nimmt die Dämpfung für h_0 oberhalb dieser kritischen Höhe zunächst ab, erreicht ein Minimum und steigt dann wieder bis zur „Normaldämpfung“ an. Mit steigender Frequenz wird diese Dämpfungsverminderung größer, und die Höhe, in der das Dämpfungsminimum erreicht wird, nimmt ab. Bei den niedrigeren Frequenzen zeigt die Modellrechnung praktisch keine verringerte Absorption.

4.1.2. Ergebnisse

Die Modellrechnungen sind sehr gut in der Lage, die in 4.1. beschriebenen Effekte zu erklären. Die Messungen auf 10,2 kHz werden richtig beschrieben, sie sind aber nicht sehr informativ, da auch die Theorie für Ionisationserhöhungen oberhalb 60 km keinen Dämpfungseffekt erwarten läßt. Die Registrierungen auf 13,6 kHz jedoch verlangen, daß die Zusatzionisation etwa zwischen 65 und 70 km Höhe auftritt, da kein Feldstärkeeffekt beobachtet wird. In dieser Höhe liegt gerade das Maximum der Dämpfungsabnahme bei 21,4 kHz, wodurch der starke Feldstärkeanstieg bei dieser Frequenz zu erklären ist. Auch die Phaseneffekte werden durch die theoretischen Berechnungen richtig wiedergegeben, sowohl in ihrer Größe als auch in der Tatsache, daß sie mit abnehmender Frequenz stärker werden.

Die unterschiedliche Stärke verschiedener Effekte bzw. das zeitliche Ausklingen wird durch entsprechend starke und zeitlich veränderliche Erhöhungen der Elektrendichte bewirkt und ist abhängig von der Intensität der zusätzlichen solaren Wellenstrahlung. Die im Modelleffekt angenommene Erhöhung um den Faktor 30 stellt die Größenordnung dar. Modellrechnungen nach der in 1 angedeuteten Methode können die beobachteten Effekte beschreiben und führen zu bestimmten ionosphärischen

Störungen während eines Eruptionseffektes (in ca. 65–70 km Höhe, Erhöhung der Elektronendichte auf etwa das 30fache). Es ist neuerdings gelungen, mit Hilfe der Kreuzmodulations-Methode mehrere $N(h)$ -Profile während eines Flares zu bestimmen [ROWE et al. 1970]. Diese Ergebnisse bestätigen die oben gewonnenen.

4.2. Polarkappenabsorption – PCA

In der Zeit hoher Sonnenaktivität treten besondere Eruptionen auf der Sonne auf, bei denen Protonen sehr hoher Energie (bis zur Größenordnung 100 MeV) ausgestrahlt werden. Diese Partikel werden vom Erdmagnetfeld so abgelenkt, daß sie nur innerhalb der Polarkappe in die untere Erdatmosphäre gelangen (die Polarkappen sind die Gebiete um die magnetischen Pole, die etwa von den Polarlichtzonen begrenzt werden, vgl. Abb. 1). Die Protonen vermögen auf Grund ihrer hohen Energie sehr tief in die Atmosphäre einzudringen, bis in Höhen von ca. 30 km. Dort verlieren sie ihre Energie durch Ionisation des Neutralgases [REID 1961, VELINOV 1970]. Der Partikeleinfall bewirkt somit eine Zusatzionisation innerhalb der Polarkappe in einem Höhenbereich, der die Längswellen beeinflusst. So ein Ereignis ist mehrere Tage, in seltenen Fällen Wochen, zu beobachten [LANGE-HESE und RINNERT 1970]. Durchquert ein Längswellenausbreitungsweg die Polarkappe, wie z. B. die Strecke NPG—Lindau, so werden die Ausbreitungsbedingungen während eines PCA-Ereignisses verändert [RINNERT 1971, WESTERLUND et al. 1969]. Die Abb. 12 zeigt zwei Beispiele PCA-gestörter Registrierungen des Senders NPG in Lindau.

Ganz oben ist die zeitliche Änderung der Tag-Nachtverteilung längs des Ausbreitungsweges NPG—Lindau dargestellt. Die schraffierten Bereiche bedeuten Nacht-

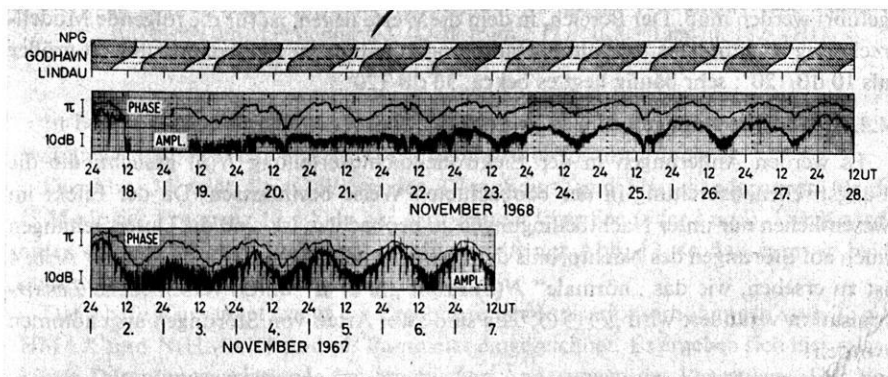


Abb. 12: Typische Beispiele PCA-gestörter Registrierungen des NPG-Signals in Lindau (18,6 kHz, transpolarer Ausbreitungsweg NPG—Lindau: 8100 km).

Typical examples of PCA-disturbed recordings of the NPG-signal at Lindau (18,6 kHz, transpolar propagation, NPG—Lindau: 8100 km).

verhältnisse. (Der Zenitabstand der Sonne ist dort größer als $96,5^\circ$.) Der Teil zwischen den punktierten Geraden verläuft nördlich der Polarlichtzone (nach Abb. 1), also innerhalb der Polarkappe. Beim Effekt vom Nov. 1968 handelt es sich um einen der stärksten, bei dem vom Nov. 1967 um einen mittleren von über 50 registrierten Ereignissen. Sie haben gemeinsam, daß sich der PCA-Effekt im wesentlichen durch eine sehr starke Erhöhung der Dämpfung unter Nachtbedingungen äußert, die Phasengeschwindigkeit wird nur wenig beeinflusst. Bei dem starken Effekt sieht man, daß der Tagesgang der Phasenlage drei Tage nach Beginn kaum gestört ist, während der Tagesgang der Feldstärke noch völlig abweicht. Diese relative Unempfindlichkeit während der Tagausbreitung führt dazu, daß man mit Hilfe der VLF-Ausbreitung schwächere Effekte erst dann bemerkt, wenn es in dem betroffenen Gebiet Nacht wird und der übliche Feldstärkeanstieg ausbleibt. Im Sommerhalbjahr treten keine Nachtbedingungen im Polargebiet auf, und diese Methode ist dann sehr unsicher. Die kurzzeitigen Phasen- und Amplitudenschwankungen unter Nachtverhältnissen sind auf Störungen beim Durchqueren der Polarlichtzone (Abb. 1) zurückzuführen [RINNERT 1966].

Aus einer Reihe von Störungen auf der Strecke NPG—Lindau sind während der Dauer des Effektes die mittlere Dämpfungszunahme und Phasenänderung während der Nachtausbreitung bestimmt worden. Die Werte eines jeden Tages sind in der Abb. 13 für die Ereignisse, bei denen diese Auswertung möglich war, dargestellt. In der Tabelle ist jeweils das Datum der ersten gestörten Nacht angegeben. Gewöhnlich beginnt der Effekt mit den höchsten Dämpfungswerten; er klingt innerhalb mehrerer Tage aus. Die Darstellung macht deutlich, daß trotz ihrer charakteristischen Eigenarten die PCA-Störungen individuell sehr verschieden sein können, was auf entsprechende Schwankungen des Protoneneinfalls in die polare Atmosphäre zurückgeführt werden muß. Der Bereich, in dem die Werte liegen, ist für die folgende Modellrechnung wichtig. Das Verhältnis Dämpfungszunahme zu Phasenänderung ist größer als $10 \text{ dB}/120^\circ$; sehr häufig liegt es bei ca. $30 \text{ dB}/120^\circ$.

4.2.1. Modellrechnungen zum PCA-Effekt

Es werden Änderungen in der Elektronendichteverteilung $N(h)$ gesucht, die die Längstwellenausbreitung in der beobachteten Weise beeinflussen. Da der Effekt im wesentlichen nur unter Nachtbedingungen zu beobachten ist, sind die Untersuchungen auch auf Störungen des Nachtprofils der Elektronendichte beschränkt. Aus der Abb. 4 ist zu ersehen, wie das „normale“ $N(h)$ -Profil „■ ■ ■“ durch verschiedene Zusatzionisation verändert wird „○ ○ ○“. Es sind zwei Arten von Störungen angenommen worden:

Typ a: Glockenkurvenförmige Ionisationserhöhung, die in der Höhe des Maximums HMAX eine Elektronendichte $N(\text{HMAX})$ ergibt

Typ b: Wie beim Typ a, jedoch bleibt die Elektronendichte $N(\text{HMAX})$ oberhalb von HMAX konstant, bis sie den Wert der „ungestörten“ Höhenverteilung erreicht.

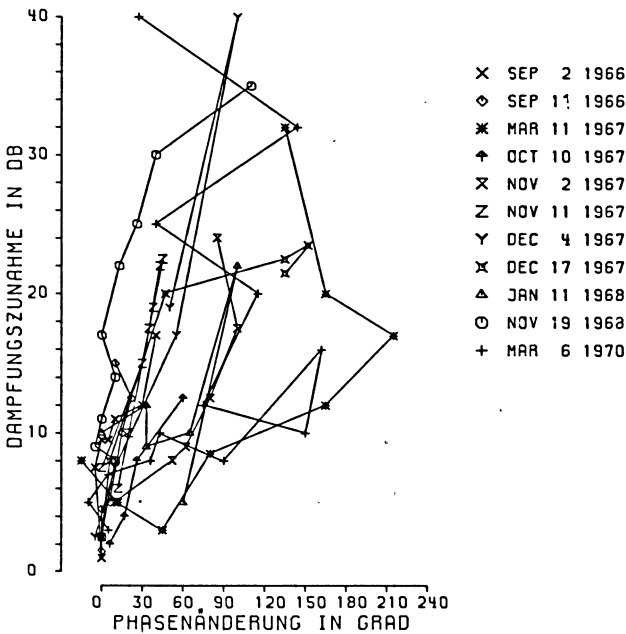


Abb. 13: Verhältnis von Dämpfungszunahme zu Phasenänderung während der Nachtausbreitung bei verschiedenen PCA-Ereignissen. Die Werte aufeinanderfolgender Tage eines Ereignisses sind verbunden.

Increase of absorption (ordinate value in dB) versus phase change (abszissa value in degree) during nighttime propagation for special PCA-events. The values of successive days are connected. (Data from NPG/NLK – Lindau, 18,6 kHz).

In beiden Fällen wird HMAX zwischen 40 km und 70 km Höhe und $N(HMAX)$ zwischen 1 und $10^3 \cdot \text{cm}^{-3}$ variiert. Die Stoßzahl bleibt unverändert.

Die Abb. 15 zeigt die resultierenden Dämpfungs- und Phasenänderungen für die 1. Mode der Frequenz 18,6 kHz bei Ausbreitung über See (oder Land). Die Koordinaten sind im gleichen Verhältnis geteilt wie die der Abb. 13, so daß man sie beide unmittelbar vergleichen kann.

Das obere Kurvennetz zeigt die Ergebnisse der Ionisationserhöhungen vom Typ b. HMAX und $N(HMAX)$ sind als Parameter eingezeichnet. Es ergeben sich hier relativ kleine Dämpfungsvariationen bei erheblichen Änderungen der Phasenlage. Der Vergleich mit der Darstellung 13 ergibt sofort, daß die gemessenen und somit vom Modell geforderten Werte (5 dB/20 Grad) nicht erreicht werden. Das Verhältnis Dämpfungszunahme zu Phasenänderung bleibt kleiner als 1,5 dB/20 Grad. Die auftretenden Störungen der $N(h)$ -Verteilung durch PCA-Partikel sind also nicht vom Typ b.

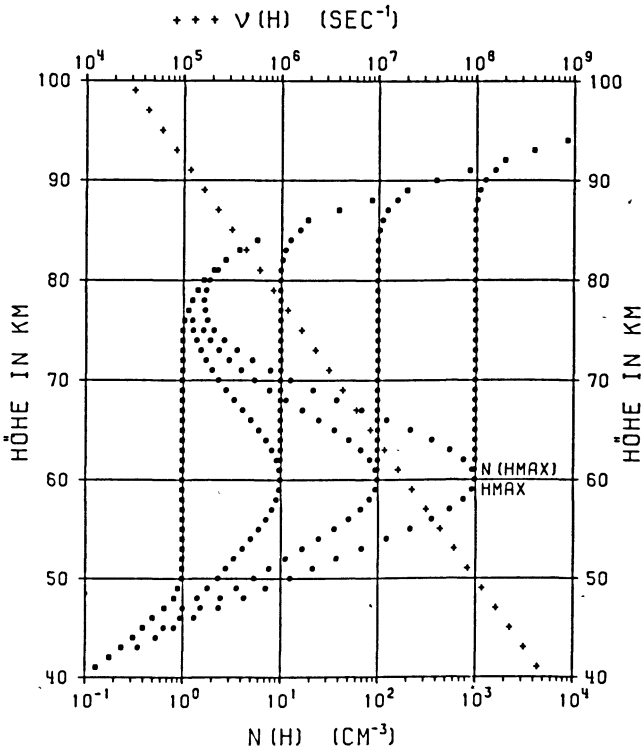


Abb. 14: „Normales“ Nachtprofil der Elektronendichte (■ ■ ■) mit zwei Typen von Modellstörungen.

Typ a: glockenförmige Ionisationserhöhung mit einem Maximum der Elektronendichte $N(HMAX)$ in der Höhe $HMAX$.

Typ b: wie „a“, jedoch mit konstanter Elektronendichte $N(HMAX)$ oberhalb $HMAX$ bis zum Normalprofil.

“Normal” nighttime electron density profile (■ ■ ■) with two types of model perturbations.

Typ a: bellshaped increase of ionisation with a maximum of electron density $N(HMAX)$ at a height $HMAX$.

Typ b: like type a, but with a constant electron density $N(HMAX)$ above $HMAX$ up to the “normal” profile.

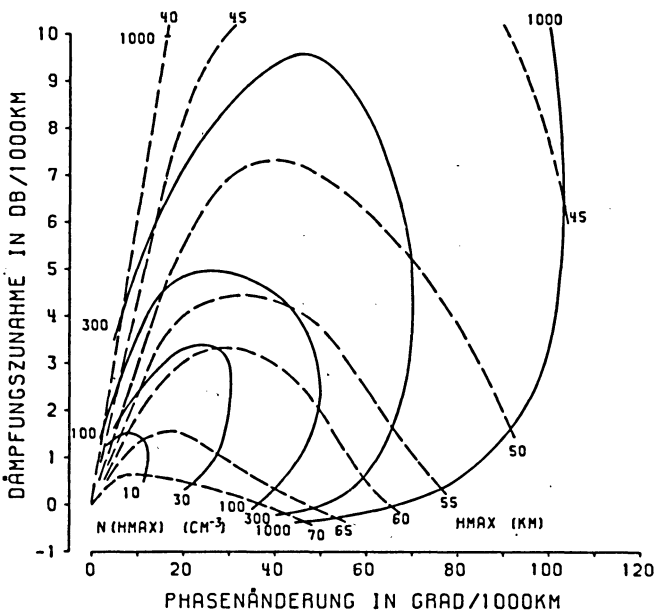
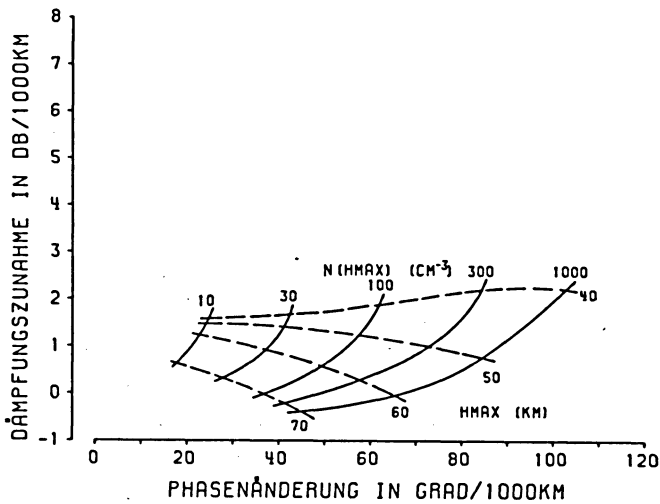


Abb. 15: Einfluß der Modellstörungen „a“ und „b“ der Abb. 14 auf die Ausbreitung eines 18,6 kHz-Signals über See. Die obere Teildarstellung zeigt die Ergebnisse bei Profiländerungen vom Typ „b“, die untere die vom Typ „a“. HMAX und N(HMAX) sind als Parameter eingezeichnet.

Influence of the modeldisturbances „a“ and „b“ shown in fig. 14 on a 18,6 kHz signal propagation over sea. The upper representation shows the increase of absorption in dB per 1000 km as the ordinate and the phase change in degrees per 1000 km as the abscissa for the typ b disturbance. The lower representation shows the results for the typ a disturbance. Increased phase values correspond to increased phase velocity.

Die untere Teildarstellung gibt die Ergebnisse der Modellstörungen vom Typ a wieder. Unter diesen Bedingungen werden die geforderten hohen Dämpfungswerte und Verhältnisse zwischen Dämpfungszunahme und Phasenänderung erreicht. Der Einfluß einer Zusatzionisation mit einer Verteilung vom Typ a (Abb. 14) läßt sich wie ein Absorber vor dem Reflektor deuten. Mit zunehmender Elektronendichte $N(\text{HMAX})$ steigt die dämpfende Wirkung zunächst stark an, während die Phasengeschwindigkeit der Mode nur wenig zunimmt. Die Dämpfung erreicht ein Maximum und bei weiterer Erhöhung der Ionisation wird das Plasma so dicht, daß die Längswellen bereits von der Zusatzionisation reflektiert werden. Die Reflexion wird wieder besser, d. h. die Absorption geringer; jedoch steigt die Phasengeschwindigkeit erheblich an, da der Wellenleiter jetzt enger geworden ist (gestrichelte Kurven). Dieser Einfluß einer Zusatzionisation vom Typ „a“ hängt empfindlich von der Höhe ihres Maximums HMAX ab (durchgezogene Kurven). Er ist am stärksten in geringen Höhen und verschwindet natürlich ganz, wenn die Ionisationserhöhung oberhalb der Eindringtiefe der Mode auftritt.

6.2.3. Ergebnisse

Um nun diskreten Meßwerten (Dämpfungszunahme und Phasenänderung) ein entsprechendes Wertepaar $N(\text{HMAX})$ und HMAX zuordnen zu können, ist es wichtig, die Länge des gestörten Übertragungsweges zu kennen. Leider stehen keine genauen Messungen über die Ausdehnung der ionosphärischen Störung zur Verfügung. Unter der Annahme, daß 4000 km gleichmäßig gestört wurden, gibt die Tabelle eine Zuordnung der Meßwerte zu den Störparametern $N(\text{HMAX})$ und HMAX der beiden näher beschriebenen PCA-Effekte vom 2. 11. 1967 und 18. 11. 1968.

		Nacht nach Beginn des Ereignisses				
2. Nov. 1967		1.	2.	3.	4.	5.
Dämpfung	dB	24	17	12	9	8
Phase	Grad	85	100	80	62	52
HMAX	km	50	55	59	62	60
$N(\text{HMAX})$	cm^{-3}	200	50	30	20	15
18. Nov. 1968						
Dämpfung	dB	35	30	25	22	17
Phase	Grad	100	40	30	15	55
HMAX	km	45	40	35	30	35
$N(\text{HMAX})$	cm^{-3}	800	500	500	400	400

Die notwendige Zusatzionisation ist für den stärkeren Effekt vom 18. 11. 1968 deutlich größer und liegt tiefer als für das Ereignis vom 2. 11. 1967.

Tieferliegende Zusatzionisation bedeutet eine größere Eindringtiefe der Partikel, d. h. größere Energie, während die Stärke der Zusatzionisation von der Intensität

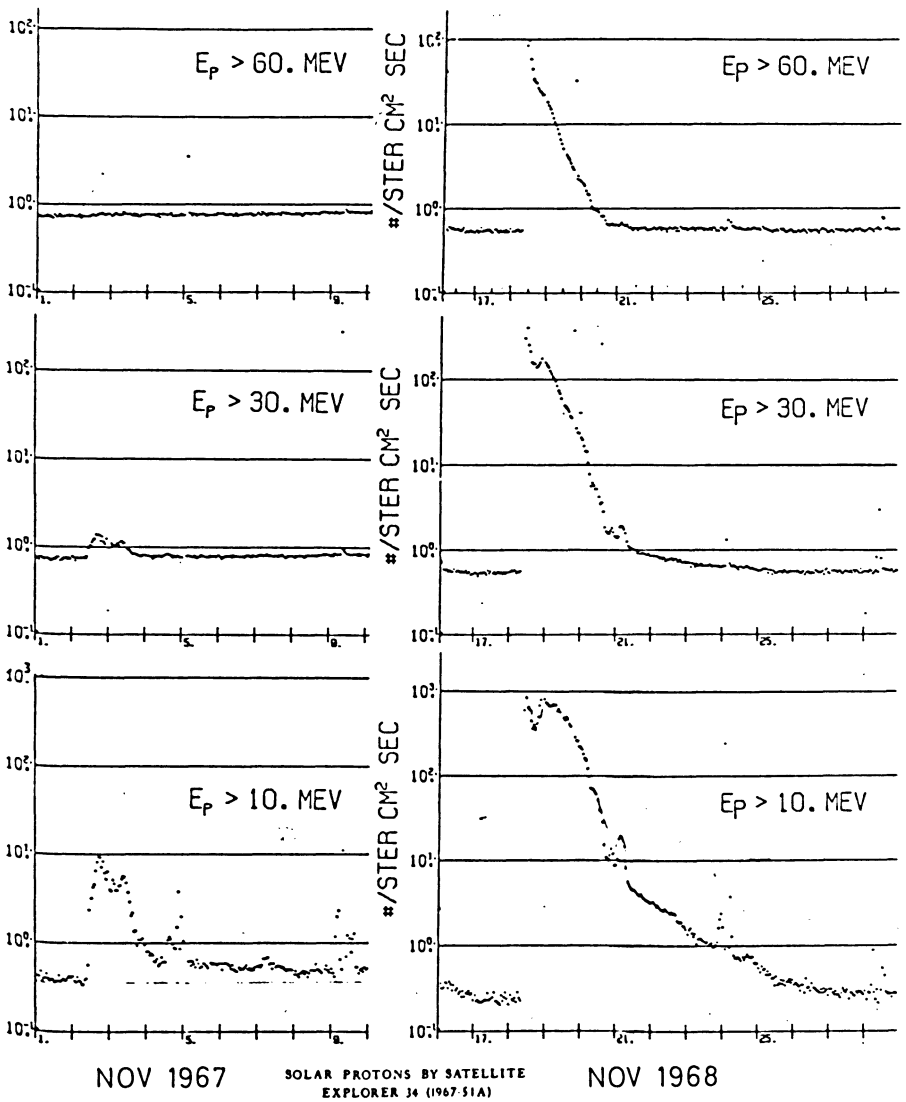


Abb. 16: Protonenmessungen des Satelliten Explorer 34 während der PCA-Ereignisse vom 2. 11. 1967 und 18. 11. 1968 (Abb. 12). Zusammengestellt aus „ESSA Solar Geophysical Data“ Nr. 285 und 300 II.

Satellite data of solar protons (Explorer 34) during the PCA-events of Nov. 2, 1967 and Nov. 11, 1968 (Fig. 12). After “ESSA Solar Geophysical Data” Nr. 285 and 300 II.

der Partikelstrahlung abhängt. In der Abb. 16 sind für die beiden Ereignisse die Intensitäten in drei Energiebereichen, wie sie der Explorer 34 mißt, dargestellt. Diese Satellitendaten bestätigen völlig die Ergebnisse aus den Längswellenbeobachtungen. Für das Ereignis, beginnend am 18. 11. 1968, wurden sehr viel größere Intensitäten bis zu höheren Energien gemessen als für den Effekt vom 2. 11. 1967.

Literatur

- BELROSE, J. S.: Present knowledge of the lowest ionosphere. Aus: Propagation of radio-waves at frequencies below 300 kc/s. Pergamon Press. Oxford 1964
- CHILTON, C. J., F. K. STEELE, and R. B. NORTON: VLF-Phase Observations of Solar Flare Ionization in the D-Region of the Ionosphere. *J. Geophys. Res.* 68, 19, 1963
- CROMBIE, D. D.: Periodic Fading of VLF-Signals over long Paths During Sunrise and Sunset. *Radio Sci.* 68 D, 27, 1964
- : Further Observations of Sunrise and Sunset Fading of Very-Low-Frequency Signals. *Radio Sci.* 1, 47, 1966
- HARTMANN, G., and H. SCHWENTEK: Solar X-Ray Intensities Measured via SOLRAD Satellites and their Influence on the D and E-Region of the Ionosphere. *Space Res.* X, 695–702, 1969
- JONES, T. B.: Anomalies in the Phase and Amplitude of Ionospherically Propagated VLF-Radio-Waves due to the Effects of Solar Flares. *AGARD Conf. Proc.* 33, 145, 1967
- LANGE-HESSE, G., and K. RINNERT: The reliability of transpolar v.l.f.-measurements as a method to forecast HF propagation disturbances. *AGARD Conf. Proc.* No. 49, 30, 1970
- LYNN, K. J. W.: Anomalous Sunrise Effects Observed on a Long Transequatorial VLF-Propagation Path. *Radio Sci.* 2, 521, 1967
- : The interpretation of transequatorial v.l.f. sunrise observations. *J. A. T. P.* 32, 57–68, 1970
- MECHTLY, E. A., S. A. BOWHILL, L. G. SMITH, and H. W. KNOEBEL: Lower Ionosphere Electron Concentration and Collision Frequency from Rocket Measurements of Faraday Rotation, Differential Absorption and Probe Current. *J. Geophys. Res.* 72, 5239, 1967
- PIGGOTT, R. W., and E. V. THRANE: The collision frequency in the E- and D-regions of the ionosphere. *J. Atmosph. Terr. Phys.* 28, 311, 1966
- RADICELLA, S. M.: Theoretical models of electron and ion density in the night-time D-region. *J. Atmosph. Terr. Phys.* 30, 1745, 1968
- REID, G. C.: A study of the enhanced ionization produced by solar proton during a polar Cap absorption event. *J. Geophys. Res.* 66, 4071, 1961
- RIES, G.: Results Concerning the Sunrise Effect of VLF-Signals Propagated over long Paths. *Radio Sci.* 2, 531, 1967

- RINNERT, K.: Störungen transpolarer VFL-Ausbreitung und ihr Zusammenhang mit anderen geophysikalischen Phänomenen. Kleinheubacher Berichte 11, 243, 1966
- : Ergebnisse aus der Beobachtung von PCA-Effekten mit Hilfe transpolarer Längstwellenausbreitung. Kleinheubacher Berichte 14, 1971
- : Untersuchung der Längstwellenausbreitung im Erde-Ionosphäre-Wellenleiter und ihr Zusammenhang mit Elektronendichteverteilungen in der D-Region. Dissertation Universität Göttingen, 1972
- THOMAS, L., and M. D. HARRISON: The electron density distributions in the D-region during the night and presunrise period. J. Atmosph. Terr. Phys. 32, 1, 1970
- THRANE, E. V.: Measurements of Ionospheric Cross Modulation at a Middle Latitude Station. Conf. Proc. Ottawa, Ground-based radio wave propagation studies of the lower ionosphere, 1966
- VELINOV, P.: Solar cosmic ray ionization in the low ionosphere. J. Atmosph. Terr. Phys. 32, 139, 1970
- WAIT, J. R.: Electromagnetic Waves in Stratified Media. Pergamon Press, London 1962
- WAIT, J. R., and K. P. SPIES: Characteristics of the earth-ionosphere wave guide for vlf-radio-waves. NBS Technical Note 300, 1964
- : On the calculation of mode conversion at a graded height change in the earth-ionosphere wave guide at vlf. Radio Sci. Vol 3, No 8, 787—791, 1968
- WESTERLUND, S., F. H. REDER, and C. ABOM: Effects of Polar Cap Absorption Events on VLF-Transmissions. Planet. Space Sci. 17, 1329, 1969

Die magnetische Anomalie von SOEST

The Magnetic Anomaly of SOEST

W. BOSUM und E. G. KIND, Hannover¹⁾

Eingegangen am 28. Februar 1972

Zusammenfassung: Die magnetische Anomalie von SOEST ist eine der interessantesten großräumigen Anomalien in Deutschland. Auffällig ist insbesondere ihre Form: ein kräftiges Minimum *südlich* des Maximums. Eine befriedigende Interpretation dieser Anomalie läßt sich nur durch drei-dimensionale Modellkörper erreichen. Das Interpretationsergebnis liefert neben Aussagen über Lage, Gestalt und Magnetisierung des Störkörpers auch Angaben über sein Alter, das sich für den Hauptkörper als wahrscheinlich variszisch, für einen Teilkörper als möglicherweise tertiär ergeben hat. Hingewiesen wird weiter auf die besondere Lage der Anomalie in bezug auf bekannte geologische Lineamente und eine mögliche Bedeutung für lagerstättenkundliche Untersuchungen.

Summary: The magnetic anomaly of SOEST is one of the most interesting extensive anomalies in Germany. Its form is particularly remarkable: a deep minimum *to the south* of the maximum. A satisfactory interpretation of this anomaly is possible only by use of 3-dimensional models. Besides position, shape and magnetization of the source body the interpretation yields information about its age: probably variscan for the main part and tertiary for the remaining part. In addition it must be pointed out that the position of the anomaly is closely related to known geological lineaments, and it may be, that the anomaly is significant for mineral prospecting.

Einleitung

Eine der interessantesten magnetischen Anomalien in Deutschland ist die Anomalie von SOEST. Sie liegt etwa 10 km östlich der Stadt und erstreckt sich über ca. 20 km in WSW – ENE Richtung. Die Anomalie wurde 1937 von F. KUTSCHER im Rahmen der geophysikalischen Reichsvermessung gefunden und ausführlich diskutiert [KUTSCHER 1937].

In der vorliegenden Arbeit wird eine Neuinterpretation der Anomalie auf der Grundlage der Flugmagnetometervermessung der Bundesrepublik Deutschland vorgenommen, die erstmalig eine geschlossene Darstellung des magnetischen Feldes und seiner Anomalien liefert. Dabei fällt dem Betrachter die Anomalie von SOEST wegen ihrer Besonderheit im Hinblick auf Lage und Form sofort ins Auge. Bemerkenswert

¹⁾ Dr. WILHELM BOSUM, Dipl.-Math. ERNST-GEORG KIND, Bundesanstalt für Bodenforschung, 3 Hannover-Buchholz, Stille Weg 2, Postfach 54.

ist insbesondere das kräftige Südminimum. Diese neue Vermessung ist genauer als die früheren Messungen am Boden, denn im Zuge der technischen Entwicklung konnte die Empfindlichkeit der Magnetometer wesentlich gesteigert werden. Abgesehen davon ist für die Vermessung von Anomalien dieses Ausmaßes eine Flugmagnetometervermessung von höherer Qualität als eine Vermessung am Boden, falls beide eine etwa vergleichbare Meßpunktdichte besitzen, da man von störenden, nicht interessierenden Einflüssen weiter entfernt ist. Die genauere Erfassung der Anomalien und neue Interpretationsmethoden, die durch die elektronische Datenverarbeitung möglich geworden sind, erlauben eine bessere quantitative Auswertung.

In der Zwischenzeit konnten auch die Kenntnisse über den geologischen Aufbau des Untergrundes erweitert werden. Hier sind insbesondere Arbeiten über die in diesem Gebiet erschlossenen Quellen bzw. Thermalwässer von großer Bedeutung [FRICKE und WEVELMEYER 1960; FRICKE 1964, 1969].

Technische Durchführung der Vermessung und Beschreibung der Interpretationsmethoden

Die Flugmagnetometervermessung der Bundesrepublik Deutschland, in deren Rahmen die Anomalie von SOEST neu vermessen wurde, erfolgte im Auftrage der Bundesanstalt für Bodenforschung durch die Firma PRAKLA GmbH, Hannover. Sie wurde mit dem Protonenmagnetometer PM 24 ausgeführt, das eine mittlere Genauigkeit von $\pm 0,5\gamma$ besitzt. Die Meßprofile verlaufen Nord-Süd in einem Abstand von 2,2 km, die Kontrollprofile senkrecht dazu in einem Abstand von 11 km. Die Flughöhe war hier konstant 700 m ü. NN, das entspricht in dem vorliegenden Gebiet etwa 600 m über Grund.

Wichtig für die Interpretation ist es, daß hier eine isolierte Anomalie vorliegt, von einigen schwachen Anomalien im SW und SE abgesehen, die jedoch nicht stören. Dadurch wird die Interpretation erleichtert und ihre Aussagekraft wesentlich erhöht.

Die Interpretation der Anomalie erfolgte in der Weise, daß zunächst senkrecht zum Streichen der Isanomalien die magnetischen Feldwerte auf Profilen entnommen und durch zwei-dimensionale Modellkörper unter Verwendung von Rechenautomaten interpretiert wurden. Dabei wurden geeignete zwei-dimensionale Modellkörper (Kreiszyylinder, unendliche und endliche dünne Platte, breiter Gang etc.) vorgegeben und ihre Parameter nach der Methode der kleinsten Quadrate errechnet [BOSUM 1968]. Das optimale Modell wurde dann der Interpretation durch drei-dimensionale Körper zugrunde gelegt, zu welcher das gesamte gemessene Feld herangezogen wurde. Eine solche Interpretation empfiehlt sich z.B. dann, wenn die Anomalie, wie im vorliegenden Fall, ihre Amplitude im Streichen ändert, also strenggenommen nicht zwei-dimensional ist. (Weitere Beispiele s. BOSUM [1965].) Die Annäherung an das gemessene Feld erfolgt unter Verwendung eines Rechenprogramms von KIND [1964].

Mit diesem Programm kann man das magnetische Feld von Körpern berechnen, die homogen magnetisiert sind und von ebenen Flächen begrenzt werden. Allgemeinere

Verteilungen der Magnetisierung lassen sich ohne Schwierigkeit durch eine Gruppe solcher Körper hinreichend genau approximieren. Das Programm basiert auf der Berechnung eines Volumenintegrals, das über den zugrunde gelegten Körper K erstreckt wird. Es wird zunächst das magnetische Potential $V(x,y,z)$ berechnet:

$$V(x, y, z) = -J \iiint_K \frac{x - \xi}{\varrho^3} d\xi d\eta d\zeta \quad (\varrho = \sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + (z - \zeta)^2})$$

Dabei sind x, y, z die Koordinaten des Aufpunkts, ξ, η, ζ die Koordinaten des Volumenelements. J ist die Magnetisierung des Körpers. Die Orientierung des Koordinatensystems ist so gewählt, daß die Richtung der Magnetisierung in die x -Richtung fällt. Das gesuchte magnetische Feld ist dann der Gradient $\{\partial V/\partial x, \partial V/\partial y, \partial V/\partial z\}$ des magnetischen Potentials. Das Integral gehört zu den sogenannten elementaren Integralen, was bedeutet, daß sich das Integral in geschlossener Form lösen läßt. Allerdings sind die Ausdrücke, die sich ergeben, beträchtlich kompliziert. Außerdem erfordert die Integration eine Zerlegung des Körpers in eine größere Anzahl von Teilkörpern (im allgemeinen 2 Teilkörper pro Kante). Jedoch ist diese Zerlegung programmiert, so daß sie der Benutzer nicht zu berücksichtigen braucht. Er muß lediglich diejenigen Angaben machen, die zur eindeutigen Beschreibung der Aufgabe notwendig sind.

Zunächst sind geometrische Angaben erforderlich: Sämtliche begrenzende Ebenen des Körpers sind anzugeben. Dabei kann die Angabe in unterschiedlicher Form erfolgen: z.B. Ebene durch 3 Punkte; Ebene mit Streichen und Fallen und durch 1 Punkt; Parallelebene durch 1 Punkt usw. Ferner sind Angaben erforderlich über die Magnetisierung und die Magnetisierungsrichtung des Körpers, über die Inklination und die Deklination des Erdfeldes sowie eine Angabe, ob die Vertikalkomponente ΔZ des Magnetfeldes oder die Totalintensität ΔT berechnet werden soll. Weiter muß der geometrische Ort angegeben werden, in dem das gesuchte Magnetfeld zu berechnen ist. In den meisten Fällen berechnet man das Feld in einer horizontalen Ebene, z.B. in einer Fläche von konstanter Höhe über NN.

Das Resultat wird in Form eines Isolinienplanes durch einen Zeichenautomaten computergesteuert gezeichnet. Die Handhabung des Programms geschieht so, daß durch systematisches Probieren (trial and error) eine immer bessere Annäherung des berechneten Ergebnisses an das gemessene Feld erfolgt. Am vorliegenden Beispiel der Anomalie von SOEST soll diese Verfahrensweise demonstriert werden.

Infolge der Vielzahl von variablen Parametern, die jede drei-dimensionale Konfiguration von Modellkörpern aufweist, ist die von BOSUM [1968] für den zwei-dimensionalen Fall verwendete Methode der kleinsten Quadrate hier nicht zu einer direkten drei-dimensionalen Interpretationsmethode weiterentwickelt worden. Auch die stets in Betracht zu ziehende Mehrdeutigkeit der Interpretationsaufgabe stellt sich einer direkten Lösungsmethode entgegen. Jedoch hat sich das trial-and-error-Verfahren in der Praxis sehr gut bewährt, und jeder geübte Benutzer gelangt in wenigen Näherungsschritten zu einem vollkommen befriedigenden Ergebnis. Zu-

weilen können wegen der Vieldeutigkeit auch zwei oder mehrere geologisch sinnvolle (wahrscheinliche) Alternativlösungen angegeben werden, die sämtlich das gemessene Feld erklären.

Die notwendigen Rechenarbeiten konnten auf der IBM 7094 des Deutschen Rechenzentrums in Darmstadt durchgeführt werden. Die Verfasser danken dem Deutschen Rechenzentrum für diese Hilfe.

Die Interpretation der Anomalie und ihre geologische Deutung

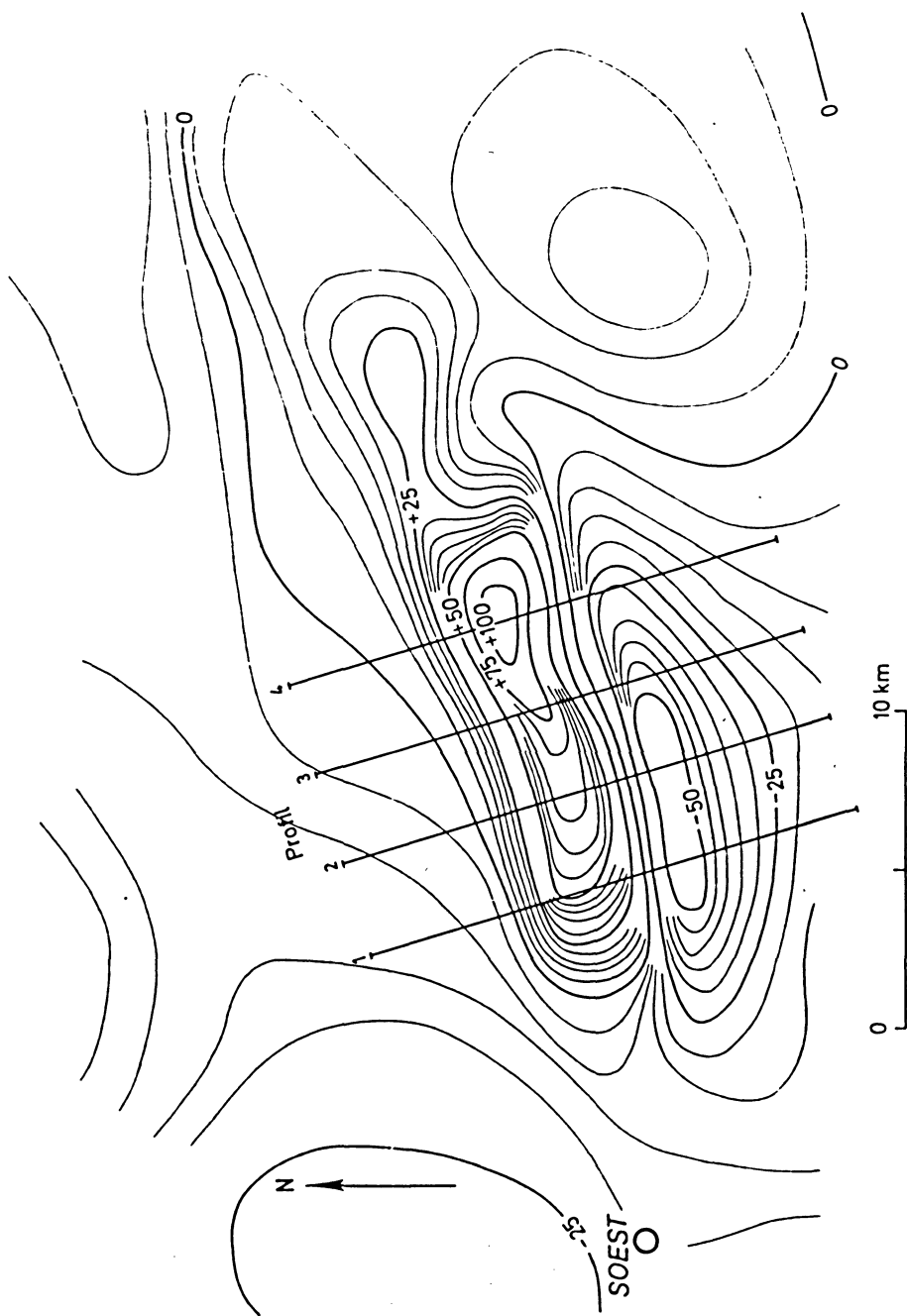
Die magnetische Anomalie von SOEST ist in Abb. 1 dargestellt. Sie streicht ca. 20 km WSW – ENE, also flach variszisch. Das in den Profilen 1 bis 4 jeweils auftretende Maximum weist Werte zwischen 50γ und 100γ auf. Das Besondere der Anomalie ist die Lage des kräftigen Minimums von ca. -50γ im Süden des Maximums, denn in den meisten Fällen findet man für eine Inklination von 66° , wie sie hier vorliegt, ein begleitendes Minimum im Norden oder auch nur ein einzelnes Maximum.

Man kann sich leicht überlegen, daß es nicht möglich ist, die Anomalie durch einen Störkörper mit einer Magnetisierung parallel zum heutigen Erdfeld zu interpretieren, vielmehr muß man die Magnetisierungsrichtung gegenüber der „normalen“ Richtung beträchtlich drehen. Ein ungefähre Anhalt für die Richtung der Magnetisierung läßt sich aus der Anomalie entnehmen. Der relativ schnelle Abfall der Extremwerte sowohl nach N als auch nach S spricht für einen nicht allzu tief reichenden Störkörper. Man kann diesen daher zunächst durch einen horizontalen Zylinder annähern, für den sich bekanntlich die Magnetisierungsrichtung aus der Form der Anomalie errechnen läßt. Dieses geschah auf verschiedenen Profilen über die Anomalie und lieferte Werte für die Inklination zwischen $I = 14^\circ$ und 60° (nach Süden). Der Mittelwert von 50° wurde der Interpretation durch zwei-dimensionale Modellkörper zugrunde gelegt.

Die entnommenen Profile und die errechneten zwei-dimensionalen Modellkörper sind in Abb. 2 dargestellt. Profil 1 läßt sich durch einfache Körper nicht befriedigend interpretieren. Da das Profil jedoch am Rande der Anomalie liegt, sollte man auf die Einzelheiten nicht zuviel Wert legen. Die beste Annäherung erhält man durch den eingezeichneten Zylinder. Nicht wesentlich schlechter ist die Annäherung durch die angegebene dünne Platte, der im Gegensatz zum Modell „Zylinder“ die Tiefe der Oberkante (400 m u. NN) entnommen werden kann. Profil 2 wird sehr gut durch die eingetragene endliche dünne Platte interpretiert, deren Oberkante ca. 800 m u. NN liegt und die flach nach N einfällt. Auch die Profile 3 und 4 werden

Abb. 1: ΔT -Isanomalienplan der magnetischen Anomalie von SOEST.

ΔT -isanomalous map of the magnetic anomaly of SOEST



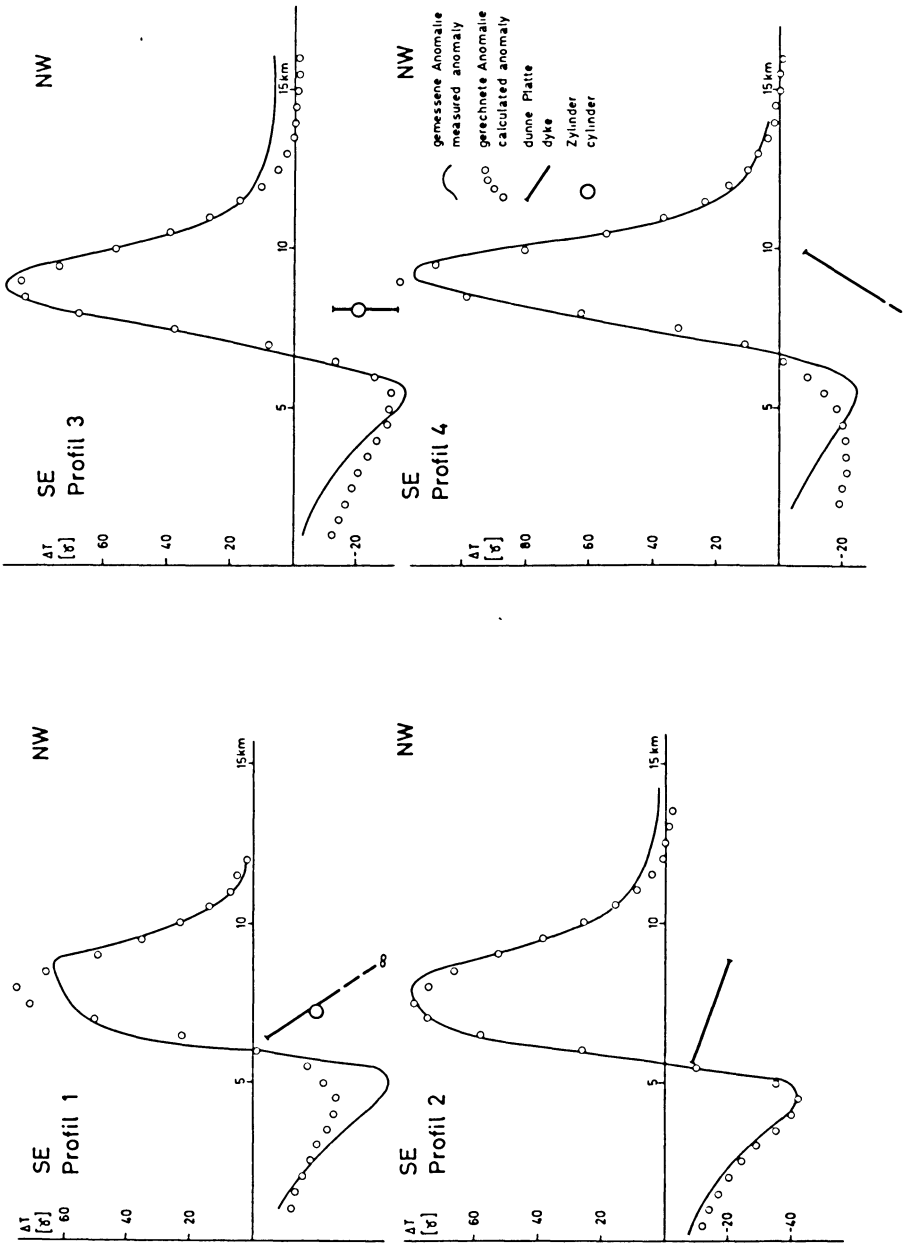


Abb. 2: Interpretation der Profile 1 bis 4 in Abb. 1 durch 2-dimensionale Modellkörper
 Interpretation of the profiles 1-4 in fig. 1 by 2-dimensional models

durch die eingetragenen Modellkörper gut interpretiert. In Profil 3 ist neben dem errechneten Zylinder als zweitbeste Näherung die errechnete endliche dünne Platte eingetragen, deren Oberkante ca. 1200 m u. NN liegt und die fast vertikal einfällt. Die in Profil 4 errechnete dünne Platte liegt ca. 700 m unter NN und fällt mittelsteil nach S ein.

Diese Beispiele zeigen deutlich, daß eine Interpretation durch zwei-dimensionale Modelle kein befriedigendes Ergebnis für den Gesamtkörper liefert. Das Einfallen wechselt von N nach S und die errechneten Oberkantentiefen streuen zwischen 400 und 1200 m u. NN.

Daraufhin wurde eine Interpretation durch drei-dimensionale Modellkörper vorgenommen. Der Störkörper erhielt zunächst ein nördliches Einfallen von 50° , eine Tiefe der Oberkante von 900 m und der Unterkante von 3300 m unter NN. Mächtigkeit und Magnetisierung wurden so gewählt, daß gerechnete und gemessene Amplitude der Anomalie übereinstimmten. Zu variieren und genauer zu bestimmen war die Richtung der Magnetisierung. Es ergab sich, daß die aus den Profilen abgeschätzte Neigung der Magnetisierung $\vartheta = 50^\circ$ keine guten Ergebnisse lieferte, das Azimut war natürlich aus den Profilen gar nicht zu erhalten. Beide Größen wurden durch Variation der Parameter und Vergleich mit der gemessenen Anomalie gewonnen.

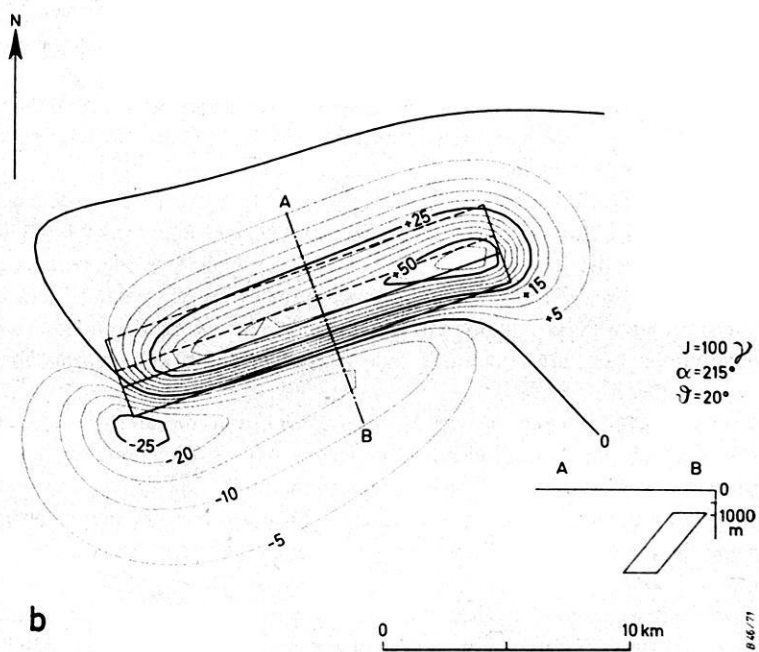
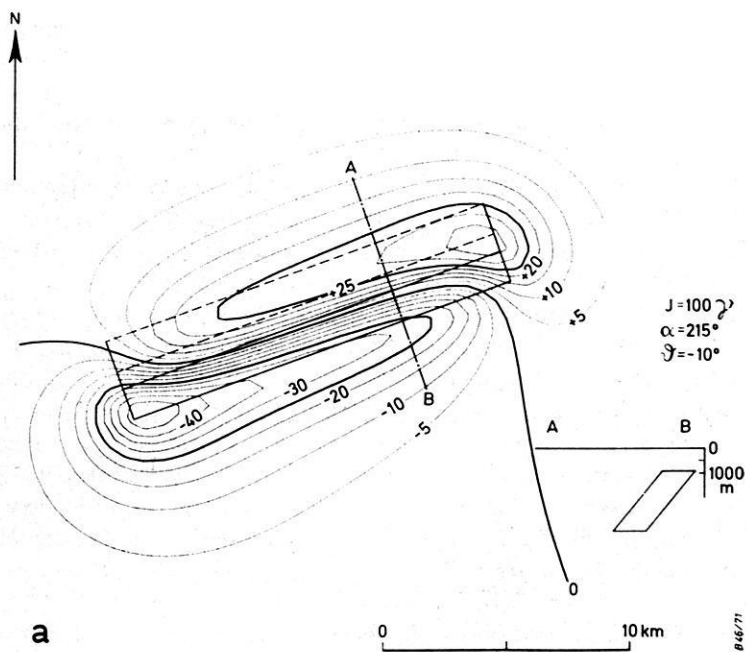
Wie empfindlich das magnetische Feld auf eine Änderung der Neigung bzw. des Azimutes der Magnetisierung reagiert, soll an Hand der Abb. 3a und 3b für eine Änderung der Neigung ϑ um 30° bei konstantem Azimut $\alpha = 215^\circ\text{E}$ und der Abb. 3b und 4a für eine Änderung des Azimutes um 20° bei konstanter Neigung $\vartheta = 20^\circ$ gezeigt werden.

Die beste Übereinstimmung zwischen gemessener und gerechneter Anomalie ergab sich für ein Azimut von 190° und eine Neigung zwischen 10° und 15° . Diese Werte werden im folgenden beibehalten.

Unter Verwendung eines einfachen prismatischen Modellkörpers werden wesentliche Einzelheiten der Anomalie schon wiedergegeben, wie man den Abb. 3 und 4 entnehmen kann. Es ist jedoch nicht möglich, das in Abb. 1 beobachtete kräftige lokale Maximum von ca. 110γ als „Nordmaximum“ (bei der nach S gerichteten Magnetisierung) zu erklären, analog zu dem in Abb. 3b und 4a besonders betonten „Nordmaximum“, hier muß vielmehr ein zusätzlicher Störkörper angenommen werden (s. Abb. 5–7).

Schwierigkeit bereitet auch die in Nord-Süd-Richtung breite Form des Maximums. Sie läßt sich nicht durch eine Verbreiterung des Störkörpers annähern, wie man Abb. 4b entnehmen kann. Dabei wandern nämlich nur Maximum und Minimum auseinander, werden jedoch nicht breiter. Dagegen erreicht man eine bessere Annäherung an die Form des Maximums, wenn man die Oberkante nach Norden zu neigt.

Schließlich wurde auch die Tiefe des Störkörpers überprüft. Dabei ergab sich eine bessere Übereinstimmung mit der gemessenen Anomalie bei Annahme einer



mittleren Tiefe von 600 m, das bedeutet bei einer Neigung der Oberfläche des südlichen Teilkörpers (s. Querschnitt in Abb. 5) um 10° eine Toptiefe im Süden von ca. 400 m und eine Tiefe der nördlichen Oberkante von ca. 800 m.

Werden diese Änderungen eingeführt, so erhält man das Anomalienfeld der Abb. 5a. Die Oberkante des südlichen Störkörpers ist um 10° geneigt, ein Teilkörper im N hinzugefügt, der den südlichen Hauptkörper durchdringt. Es fällt auf, daß nunmehr das Hauptmaximum von einem lokalen Minimum bzw. einer Vertiefung des Minimums im Süden begleitet ist, was im gemessenen Feld fehlt. (Durch das drei-dimensionale Modell wird man so auf eine Besonderheit der Anomalie geführt, die man leicht übersieht, nämlich das Fehlen eines dem lokalen Maximum entsprechenden Minimums.) Es gibt nun eine Möglichkeit, dieses Minimum zum Verschwinden zu bringen, und zwar indem man dem nördlichen Teilkörper eine Magnetisierungsrichtung parallel zum Einfallen gibt, also z. B. $\alpha = 0^\circ$, $\vartheta = 50^\circ$. Damit wird eine gute Annäherung an das gemessene Feld erreicht, wie Abb. 5b zeigt.

Es wurde noch geprüft, ob durch eine weitere Neigung der Oberkante eine bessere Annäherung möglich ist. Abb. 6 zeigt die gerechnete Anomalie bei einer Neigung der Oberkante des südlichen Störkörpers von 20° . Die Annäherung an die „Breite des Maximums“ wird im W sehr gut, jedoch vermißt man nun die schlanke Form im zentralen Teil. Daher wird als Ergebnis zunächst Abb. 5b angesehen, wobei kleinere Abweichungen vom Modell natürlich denkbar sind.

Offengeblieben waren noch Richtung und Stärke des Einfallens. Sie wurden durch Vorgabe eines senkrechten und eines mit 50° nach S einfallenden Körpers untersucht. Die Ergebnisse nach einer entsprechenden Korrektur der Magnetisierungsrichtung zeigen die Abb. 7a und 7b. Wie man daraus ersieht, ändert sich die Neigung der Magnetisierung bei einer Änderung des Einfallens von N 50° auf 90° , also um 40° , nur von $\vartheta = 15^\circ$ auf 4° (siehe Abb. 5b und 7a), bei einer weiteren Änderung von 90° auf 50° nach S auf $\vartheta = -7,5^\circ$, d. h. nur unwesentlich. Dieses überraschende Ergebnis erklärt sich dadurch, daß hier ein Körper endlicher Tiefenerstreckung (Tiefe der Unterkante $t_u = 3300$ m) vorliegt. (Die bekannte Beziehung, daß die Anomalie eines plattenförmigen Störkörpers nur abhängig ist vom Winkel zwischen Magnetisierungsrichtung und Einfallen gilt nur für nach unten unendlich tief reichende Körper!) Trotzdem sei betont, daß diese gefundene Unabhängigkeit der Anomalie

Abb. 3: Gerechneter ΔT -Isanomalienplan, unter Verwendung der angegebenen Werte für den Betrag J , das Azimut α und die Neigung ϑ der Magnetisierung. Der Querschnitt A – B veranschaulicht den Modellkörper.

Calculated ΔT -isomalous map, under use of the indicated values J , α and ϑ (total, azimuth and inclination of magnetization, respectively). The section A – B illustrates the model.

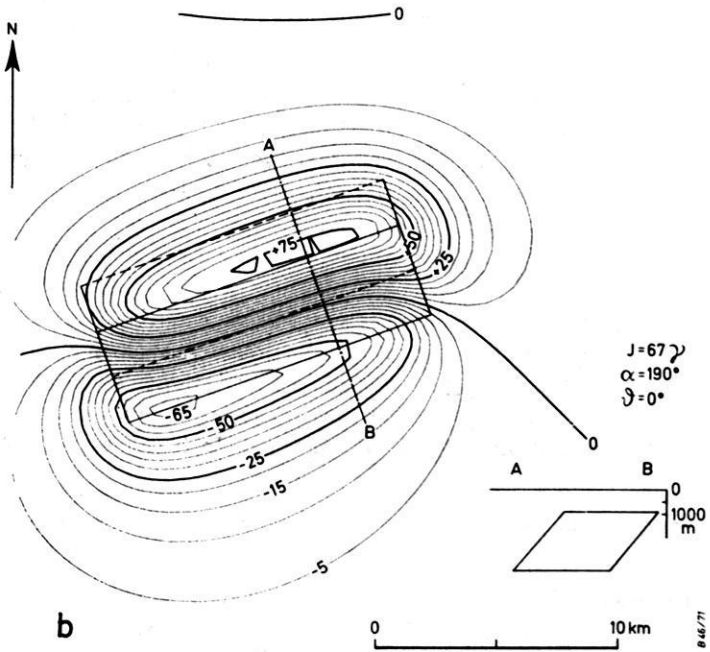
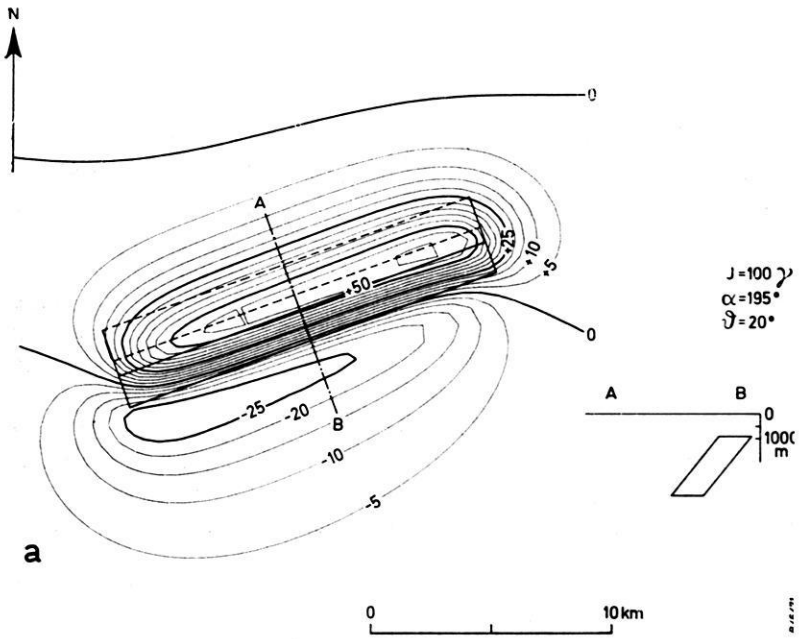


Abb. 4: Erläuterung s. Abb. 3

For explanation see Fig. 3

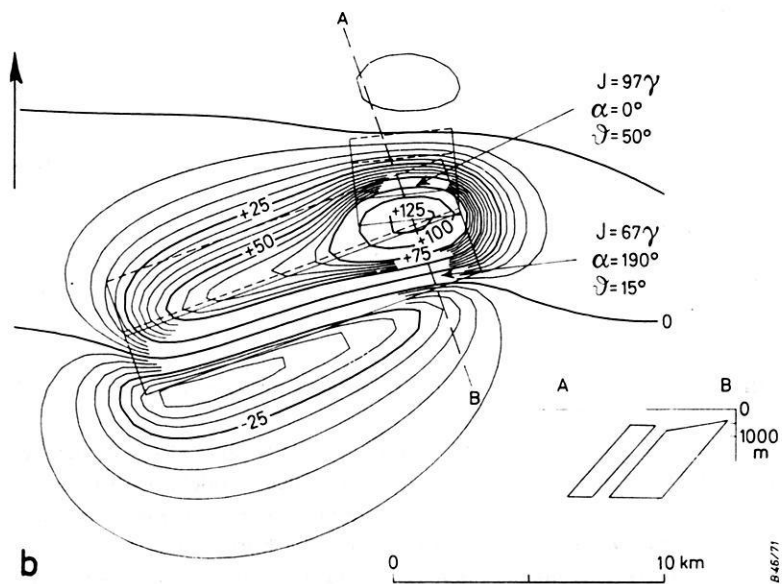
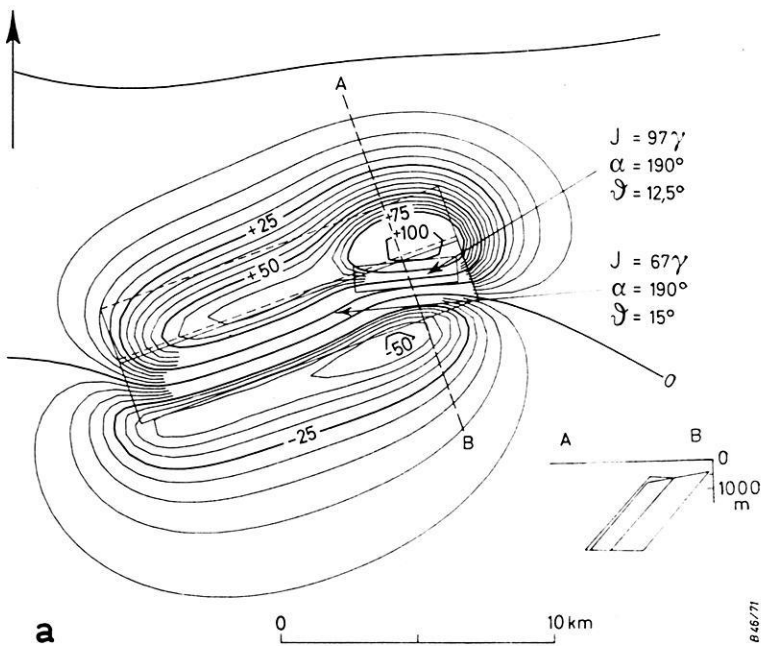


Abb. 5: Erläuterung s. Abb. 3

For explanation see Fig. 3

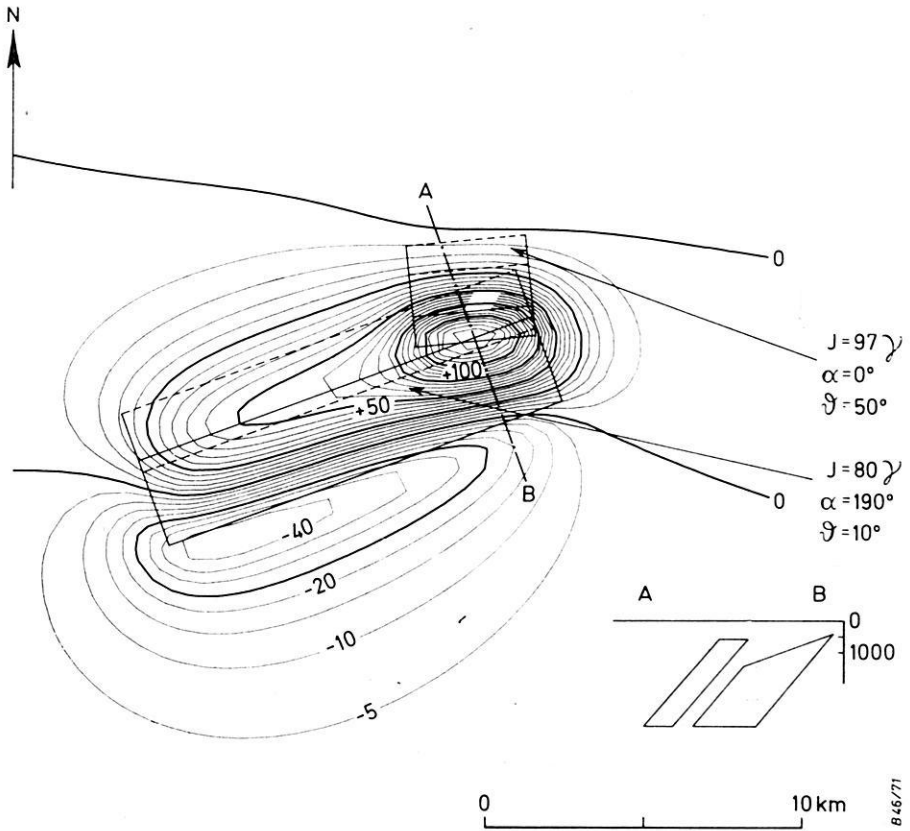


Abb. 6: Erläuterung s. Abb. 3

For explanation see Fig. 3

vom Einfallen bei nahezu gleicher Magnetisierungsrichtung einen Ausnahmefall darstellt.

Die in den Abb. 5b, 7a und 7b dargestellten Fälle sind also als gleichwertige Endergebnisse der Interpretation anzusehen. Durch diese Modellkörper und Magnetisierungen wird die Anomalie von SOEST in ihren wesentlichen Zügen erklärt.

Nicht näher interpretiert werden soll die schwache Fortsetzung der Anomalie ca. 5 km über das Maximum hinaus nach E. Wahrscheinlich setzt sich der Störkörper noch einige Kilometer in dieser Richtung fort, wobei das Abklingen der Anomalie auf eine Abnahme der Mächtigkeit oder der Magnetisierung hindeutet. Das schwache Maximum von ca. 15γ in der SE-Ecke der Abb. 1 stammt aus einer wesentlich größe-

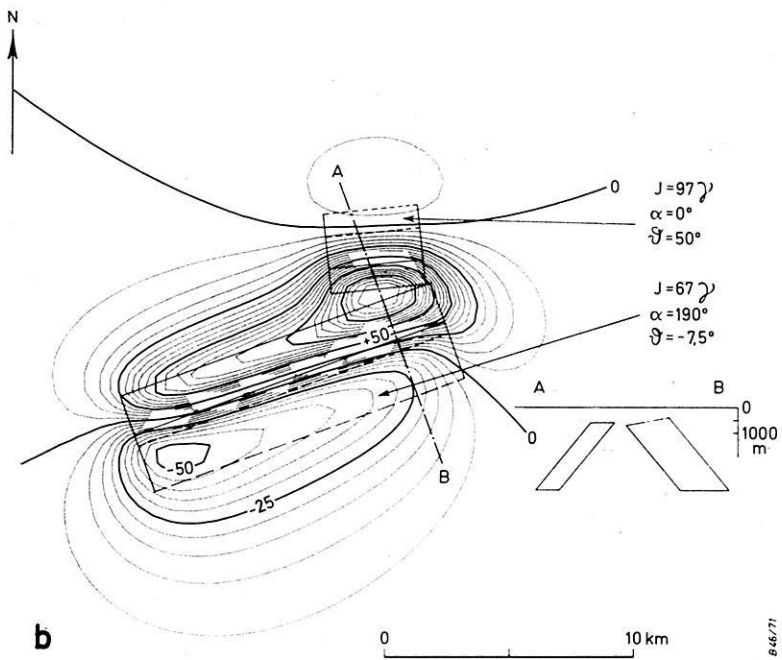
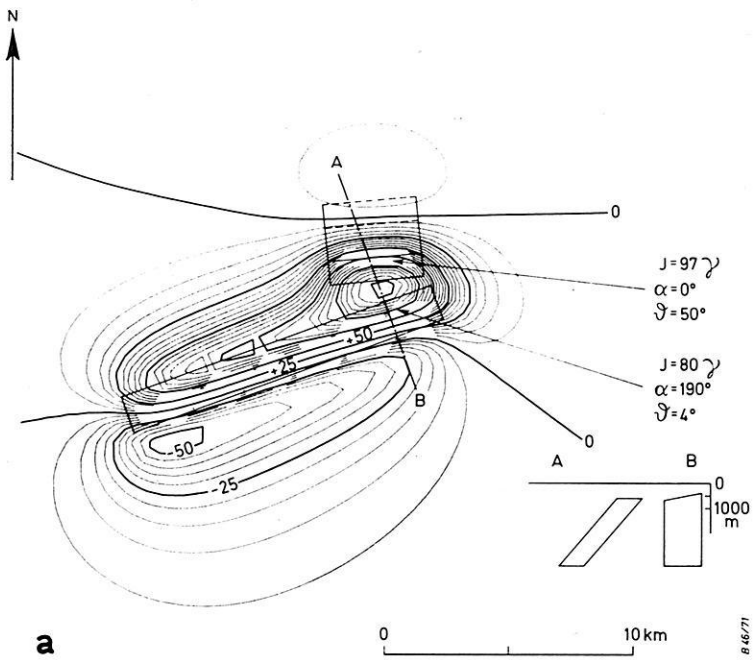


Abb. 7: Erläuterung s. Abb. 3

For explanation see Fig. 3

ren Tiefe, wie man seiner Breite entnehmen kann. Es gehört vermutlich in das Kristallin und soll hier nicht interpretiert werden.

Die errechneten Störkörper haben eine überraschend einfache Form. Es sind zwei prismatische Körper: Der südliche streicht etwa 13 km WSW–ENE, seine Oberfläche ist geneigt, seine Einfallrichtung unbestimmt; der nördliche streicht fast E–W, ist nur 4 km lang und fällt parallel zur Magnetisierungsrichtung ein, bei Annahme einer normalen Magnetisierung also nach N. Die Tiefe der Oberkante beträgt im Mittel 600 m u. NN, teilweise erreicht der Top geringere Tiefen, was man auch an dem Verlauf der gemessenen Isanomalien erkennen kann, die mehr Einzelheiten zeigen als die Isolinien der gerechneten Modellfelder.

Die Magnetisierungsrichtung ist in beiden Teilkörpern unterschiedlich. Sie besitzt im südlichen bei einem Azimut $\alpha = 190^\circ$ eine Neigung ϑ zwischen 15° und -8° . Der nördliche muß aufgrund des Anomalienbildes parallel zum Einfallen magnetisiert sein, z. B. unter 50° n. N, wie im vorliegenden Fall angenommen. (Sein Einfallen kann durchaus verändert werden, solange nur Magnetisierungsrichtung und Einfallen parallel bleiben. Jedoch kann der Körper nicht flach einfallen, da wegen seiner endlichen Erstreckung dann eine Anomalie auftreten würde, die nicht zu beobachten ist.)

Deutet man den Modellkörper als einen Pluton, so läßt sich aus der unterschiedlichen Richtung der Magnetisierung ein unterschiedliches Alter der beiden Teilkörper ableiten. Man kann nun versuchen, aus der Richtung der Magnetisierung unter Verwendung der (magnetischen) Polwanderungskurve auf das Alter zu schließen. Dabei ist jedoch zu beachten, daß hier die Richtung der Gesamtmagnetisierung bestimmt wurde und nicht die remanente Magnetisierung. Man muß also eine Annahme über das Verhältnis zwischen remanenter und induzierter Magnetisierung, den Königsberger Q -Faktor, machen. Die Unsicherheit über seine Größe beeinflußt die Aussage natürlich, doch kann man davon ausgehen, daß der Q -Faktor schon von einiger Größe sein muß. Nimmt man einen Q -Faktor zwischen 3 und 6 an, so erhält man unter Verwendung des Mittels der Gesamtmagnetisierung ($\alpha = 190^\circ$, $\vartheta = 4^\circ$) eine Inklination der remanenten Magnetisierung zwischen -14° und -5° , während sich das Azimut praktisch nicht ändert. Die Differenz ist also gar nicht groß, sie fällt in den Streubereich der ϑ -Werte für die verschiedenen Einfallrichtungen.

Errechnet man aus der so erhaltenen mittleren Richtung ($\alpha = 190^\circ$, $\vartheta = -10^\circ$) die dem heutigen magnetischen Nordpol entsprechende Lage, so ergibt sich $\varphi_N = 44^\circ$ nördl. Breite, $\lambda_N = 175^\circ$ östl. Länge. Ein Vergleich mit paläomagnetischen Angaben [BRIDEN 1968] zeigt die beste Übereinstimmung mit der Pol-Lage des Perm ($\varphi_N = 43^\circ$ N, $\lambda_N = 167^\circ$ E). Innerhalb der Fehlergrenze liegen jedoch auch die Pol-Lagen des Devon ($\varphi_N = 31^\circ$ N, $\lambda_N = 157^\circ$ E) und des Karbon ($\varphi_N = 30^\circ$ N, $\lambda_N = 150^\circ$ E).

Es läßt sich also auf ein variszisches Alter des südlichen Störkörpers schließen (unter den bekannten Voraussetzungen der Paläomagnetik), wobei eine Entscheidung – früh- oder spätvariszisch – nicht möglich ist.

Für den nördlichen Körper muß, wie oben dargelegt wurde, ein steiles bis mittelsteiles Einfallen angenommen werden. Die Paläorientungen erlauben solches nach Norden und weisen damit auf ein relativ junges Alter (Kreide/Tertiär) hin.

Es erhebt sich nun die Frage nach der geologisch-petrographischen Deutung der Störkörper. Die physikalische Größe, die Auskunft über das Gestein geben könnte, nämlich die Magnetisierung, ist bei den vorliegenden Verhältnissen (Tiefe der Oberkante unter Meßniveau vergleichbar mit der Mächtigkeit) aufgrund der Äquivalenz nicht eindeutig zu bestimmen, nur die Größe Mächtigkeit \times Magnetisierung ($b \cdot J$) kann angegeben werden. Sie beträgt für den nördlichen Körper $b \cdot J = 70000 \text{ m} \cdot \gamma$, für den südlichen $b \cdot J = 100000 \text{ m} \cdot \gamma$. Es läßt sich jedoch eine Minimalmagnetisierung angeben, da ja die Mächtigkeit des plattenförmigen Körpers nicht größer als etwa die Tiefe unter Meßniveau werden kann, sonst würde sich die Form der Anomalie ändern. Diese Minimalmagnetisierung beträgt für den südlichen Körper ca. 50γ , für den nördlichen ca. 35γ . (Nach oben ist allerdings bis zur Magnetisierung des Magnetits keine Grenze gesetzt.) Damit ließen sich die Körper sowohl durch basisches Gestein als auch durch (magnetische) saure bis intermediäre Magmatite erklären.

In diesem Zusammenhang ist es nun wichtig zu wissen, in welche geologische Formation diese Störkörper eingelagert sind. Aus den Anomalien der Flugmagnetometervermessung der Bundesrepublik Deutschland ist zu entnehmen, daß das magnetische Kristallin hier etwa 8000 m tief liegt. So deutet ja auch die im SE der Abb. 1 gefundene Anomalie, die vermutlich vom Kristallin verursacht wird, auf eine größere Tiefenlage. Eine Erklärung der SOESTER Anomalie durch das magnetische Kristallin erscheint daher ganz unwahrscheinlich. Andererseits hat man in nicht allzu großer Entfernung Oberdevon in geringer Tiefe erbohrt, z. B. bei Bad Sassendorf in 216 m [KUTSCHER 1937], bei Bad Westernkotten in 300–350 m [FRICKE 1964]. Es ist also anzunehmen, daß die Störkörper bei einer Tiefe von ca. 600 m u. NN im Devon stecken, also devonischen oder jüngeren Alters sind.

Für den südlichen Teilkörper könnte daher unter Berücksichtigung der obigen paläomagnetischen Zeitdatierung ein variszischer Pluton möglicherweise basischer Zusammensetzung als Ursache der Anomalie angenommen werden. Da liegt es nun nahe, diesen in den devonischen bzw. karbonischen Diabasen zu suchen, die ja im Rheinischen Schiefergebirge vorkommen. Gegen diese Annahme spricht aber ganz entscheidend die gefundene starke remanente Magnetisierung. Eine solche wurde bisher weder für die devonischen noch für die karbonischen Diabase gefunden [BOSUM 1960], auch sind aus den Diabasegebieten des Sauerlandes, der Lahn- und der Dillmulde keine Anomalien vergleichbar mit dieser bekannt.

Erklärt man die Anomalie von SOEST durch einen variszischen Pluton, so muß man als Gestein ein außergewöhnliches Material erwarten. Einen Hinweis darauf könnte die Anomalie von Paustenbach im Hohen Venn geben, die eine gewisse Ähnlichkeit mit der Anomalie von SOEST aufweist [WOLFF und HAHN 1954]. Hier

wurde als Ursache Magnetkies festgestellt, möglicherweise trifft dies auch für die Anomalie von SOEST zu.

Einfacher ist die Deutung des nördlichen Teilkörpers. Hier dürfte es sich um einen basischen Intrusivkörper kretazischen bis tertiären Alters handeln. Diese unterschiedliche Deutung des nördlichen und südlichen Teilkörpers wird durch die Ergebnisse der Thermalbohrungen in diesem Gebiet gestützt, die nämlich ergiebige Wässer nachwiesen, die als Nachphase einer magmatischen Tätigkeit angesehen werden können [FRICKE 1964].

Vermutet man jedoch eine zeitliche Gleichstellung beider Störkörper und sieht man den nördlichen als basische Intrusion jüngeren Alters an, so gibt es folgende, aber sicher sehr hypothetische Deutungsmöglichkeit für den südlichen Körper: Es könnte sich ebenfalls um einen solchen jüngeren Alters handeln, der gerade im Zeitpunkt der Umkehr des Erdfeldes den Curie-Punkt durchlief.

Die eigentliche Ursache der Anomalie bleibt also noch weitgehend ungeklärt, doch legen die bisher erzielten Ergebnisse eine Fortführung der Arbeiten nahe. Hinzu kommt, daß ihre Lage in bezug auf postulierte Lineamente – insbesondere das SIEGEN-SOESTER Lineament, die PAECKELMANNsche Querzone und die KELLER-WALD-Fraktur [PILGER 1957] – auf die besondere Bedeutung dieser Anomalie hinweist, deren weitere Untersuchung im Rahmen der Erforschung des tieferen Untergrundes, aber auch im Hinblick auf eine Rohstoffprospektion im Rheinischen Schiefergebirge nicht übersehen werden sollte.

Literaturangaben

- BOSUM, W.: Erdmagnetische Messungen im Deckdiabasgebiet der Dillmulde und ihre Auswertung. Z. Geophys. 26, 144–157 und 177–216, 1960
- BOSUM, W.: Interpretation magnetischer Anomalien durch dreidimensionale Modellkörper zur Klärung geologischer Probleme. Geol. Jahrb. 83, 667–680, 1965
- BOSUM, W.: Ein automatisches Verfahren zur Interpretation magnetischer Anomalien nach der Methode der kleinsten Quadrate. Geophys. Prospect. 16, 107–126, 1968
- BRIDEN, J. C.: Paleoclimatic Evidence of a Geocentric Axial Dipole Field; in: The History of the Earth's Crust, Ed.: R. A. Phinney, Princeton University Press, Princeton, New Jersey, 178–194, 1968
- FRICKE, K.: Bemerkungen zu den Solquellen des Hellwegs (Erläutert am Beispiel Bad Westernkotten, Kr. Lippstadt). Z. deut. geol. Ges. 116, 76–87, 1964
- FRICKE, K.: Die Thermalbohrung Bad Lippspringe 1962 (Martinus-Quelle). Fortschr. Geol. Rheinld. u. Westf. 17, 95–130, 1969
- FRICKE, K., und W. WEVELMEYER: Neue Thermal-Sole-Bohrung in Bad Waldliesborn 900 m tief. Heilbad und Kurort, (8) 1960

- KIND, E. G.: Formel zur Berechnung der magnetischen Anomalien dreidimensionaler Modellkörper und Programm für Rechenautomaten. Bundesanst. Bodenforsch., Hannover, 1964 (unveröff.)
- KUTSCHER, F.: Eine magnetische Anomalie zwischen Soest und Paderborn. Jb. Preuß. Geol. Landesanstalt 58, 691–696, 1937
- PILGER, A.: Über den Untergrund des Rheinischen Schiefergebirges und Ruhrgebietes. Geol. Rundschau 46, 197–212, 1957
- WOLFF, W., und A. HAHN: Die magnetischen Anomalien im Hohen Venn. Geol. Jahrb. 69, 71–82, 1954

Magnetische Feldmessungen in der Hegau-Vulkanprovinz (SW-Deutschland)¹⁾

Magnetic Field Research in the Volcano-District Hegau (SW-Germany)

O. MÄUSSNEST, Stuttgart²⁾

Eingegangen am 14. April 1972

Zusammenfassung: Seit einer Reihe von Jahren werden in der spättertiären Hegau-Vulkanprovinz magnetische Feldmessungen durchgeführt. Dabei wurden über 20 bisher unbekannte vulkanische Vorkommen neu gefunden; über 10 Vorkommen mußten gestrichen werden. Eine inverse Magnetisierung in dieser Vulkanprovinz ist sehr selten.

Summary: Magnetic field research is carried out in the volcano-district Hegau (SW-Germany) for several years. More than 20 unknown volcanic occurrences were found until now, more than 10 occurrences registered in the geological maps don't exist in reality. Reversed magnetization is very seldom. The volcanoes are dated as Upper-Tertiary.

Als Hegauvulkangebiet bezeichnet man die Landschaft zwischen dem obersten Donaulauf bis Tuttlingen im Norden und dem Untersee beziehungsweise Rhein zwischen Steckborn und Schaffhausen im Süden. Diese herrliche Landschaft verdankt ihr charakteristisches Gepräge den hier in großer Zahl auftretenden vulkanischen Vorkommen. Nach den bis jetzt vorliegenden radiometrischen Altersbestimmungen [LIPPOLT, GENTNER und WIMMENAUER 1963] hat der Vulkanismus hier vor etwa 15 bis 16 Millionen Jahren begonnen und mehr als 8 Millionen Jahre angedauert. Er umfaßt damit die Zeitspanne vom Ende des Torton bis zum Unterpliocän.

Man trifft hier eine ganze Reihe von Förderprodukten an. Die bedeutsamen Gruppen sind die Deckentuffe mit ihren Förderschloten, die Phonolithe, die Basalte mit ihren Tuffen sowie die sogenannten Hornblendetuffe. An allen diesen erwähnten Vulkanitarten wurden und werden magnetische Feldmessungen in ΔZ durchgeführt, die nur möglich sind dank der Unterstützung durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft.

¹⁾ Bei der Jahrestagung 1972 in Frankfurt/Main gehaltener Vortrag.

²⁾ Dr. O. MÄUSSNEST, Institut für Geophysik der Universität Stuttgart, 7 Stuttgart 1, Richard-Wagner-Straße 44.

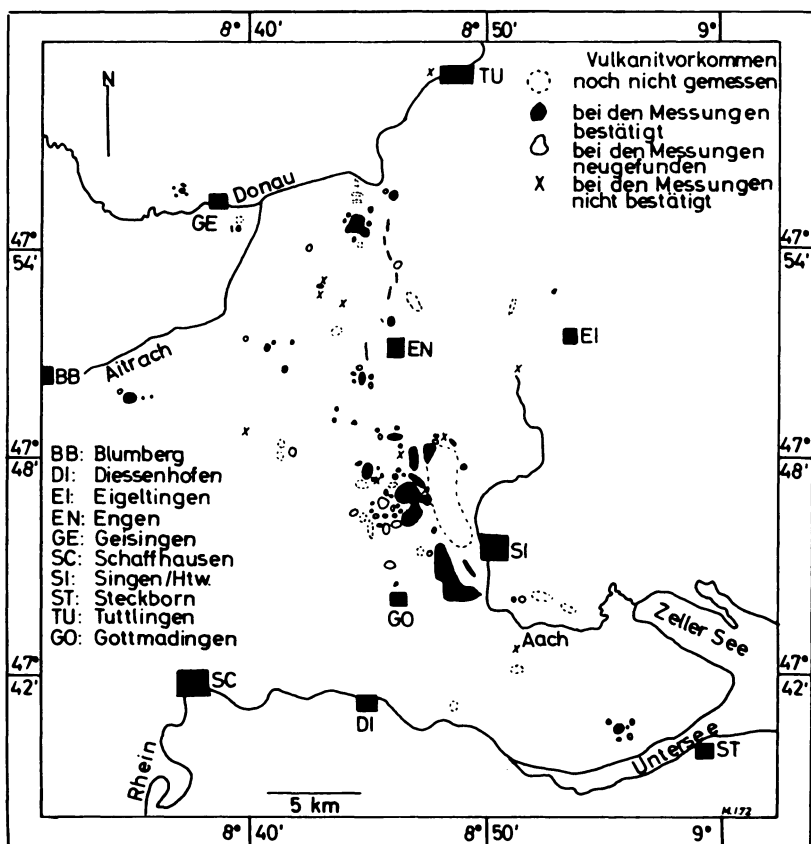


Abb. 1: Übersichtskarte der Hegau-Vulkanprovinz (SW-Deutschland)

General Map of the Volcano-District Hegau (SW-Germany)

Die wohl ältesten Förderprodukte der Hegauvulkanprovinz sind die sogenannten Deckentuffe, Tuffschichten eingelagert in die Ablagerungen des Molassebeckens. Sie sind zwischen 15 bis 16 und 11 Millionen Jahre alt und scheinen hauptsächlich zu Beginn des Sarmats abgelagert worden zu sein. Alle Förderschloten der Deckentuffe, deren Anomalien des erdmagnetischen Feldes bis jetzt gemessen wurden, zeigen normale Magnetisierung mit ΔZ_{\max} um $+ 600 \gamma$. Entsprechend sind natürlich auch die von den Deckentuffschloten gebildeten Deckentuffhorizonte normal magnetisiert, wobei ΔZ -Anomalien von einigen hundert γ erreicht werden können in Abhängigkeit von ihrer Mächtigkeit und ihrem Verwitterungszustand. Sind die Deckentuffe stark verwittert, so können die von ihnen verursachten Anomalien des erdmagnetischen

Feldes sehr gering werden und an der Erdoberfläche, etwa in Weganschnitten, entnommene Proben können frei von einer meßbaren Magnetisierung sein. Als Ausnahme wurde im Herbst letzten Jahres bei Weiterdingen ein kleines Deckentuffvorkommen mit inverser Magnetisierung aufgefunden ($\Delta Z_{\min} = -50 \gamma$).

Das Ursprungsmagma der Deckentuffe war ultrabasischer Natur mit etwa 35% SiO_2 und die magmatischen Bestandteile stehen chemisch den Basalten recht nahe [v. ENGELHARDT 1965]. In der heutigen Erosionslandschaft bilden die Deckentuffvorkommen gerne relativ flache Kuppen.

Nach Abschluß des Deckentuffvulkanismus drangen phonolithische Staukuppen auf, die heute stellenweise derart steil sein können, daß Messungen der von ihnen verursachten Anomalien des erdmagnetischen Feldes nur in Auswahl möglich sind. Für die Phonolithe liegen einander widersprechende radiometrische Altersbestimmungen vor [SCHREINER 1970]; man kann aber wohl trotzdem annehmen, daß sie etwa an der Grenze Miocän-Pliocän und damit vor etwa 10 Millionen Jahren aufgedrungen sind. Obwohl die Phonolithe sehr kieselsäurereich sind, verursachen auch sie deutliche Anomalien des erdmagnetischen Feldes bis 235γ in ΔZ . Alle bis jetzt gemessenen Phonolithvorkommen zeigen nur positive ΔZ -Anomalien. Der höchste SiO_2 -Gehalt der Hegauphonolithe wurde am Schwindel mit 56,06% bestimmt [v. ENGELHARDT und W. WEISSKIRCHNER 1961].

Im Unterpliocän, also wohl nach Abschluß der phonolithischen Phase, drangen im Hegau basaltische Magmen auf, die heute die höchsten Hegauberge bilden. Der Basalt ist im Normalfall säulenförmig erstarrt. Bis auf einige Ausnahmen führen die Basaltschlote auch Basalttuffe. Basaltische Magmen sollen an insgesamt etwa 30 Stellen in der Hegau-Vulkanprovinz aufgedrungen sein. Die Hegaubasalte sind noch SiO_2 -ärmer als das Deckentuffmagma und sind aufgrund ihrer Mineralassoziation – wenn man ganz korrekt ist – als Melilithite oder Olivinmelilithite zu bezeichnen [v. ENGELHARDT 1965]. Die basaltische Phase spielte sich besonders im Mittel- und Nordteil der Hegauvulkanprovinz ab. Die basaltischen Vorkommen verursachen starke Anomalien des erdmagnetischen Feldes bis zu mehreren tausend γ in ΔZ , wobei die größeren Anomalien über Basaltstöcken und die kleineren Anomalien über Basalttuffstöcken beziehungsweise Basaltgängen aufzutreten pflegen. Abgesehen von einem kleinen Basalttuffvorkommen zeigen alle basaltischen Hegauvulkanite nach dem augenblicklichen Stand der Felduntersuchungen normale Magnetisierung, wobei allerdings vier große basaltische Vorkommen jeweils eine invers magnetisierte Partie zeigen. Blitzschlagmagnetisierung wurde im Gipfelbereich von zwei Vulkanen gefunden, jeweils auf nacktem anstehenden Basalt.

Im Gegensatz zu den Deckentuffen zeigen die basaltischen Gesteine dieser Provinz eine ziemlich harte und charakteristische Remanenz, so daß sie nach einer entsprechenden Reinigung im Wechselfeld zu einer Pollagenberechnung für das Unterpliocän herangezogen werden konnten. Aufgrund der bis jetzt vorliegenden gesteinsmagnetischen Messungen an basaltischen Hegauvulkaniten lag damals der magnetische Pol der Nordhalbkugel bei $79^\circ, 89^\circ \text{E}$ und damit zwischen Wiese-Insel und Nordland. In

der nächsten und letzten Phase des Hegauvulkanismus entstanden die sogenannten Hornblendetuffschlote. Die Hornblendetuffe sind, wie schon der Name sagt, reich an Hornblende und zeigen eine enge Verwandtschaft mit den dortigen basaltischen Bildungen [SCHREINER 1970]. Insgesamt kennt man bis jetzt vier Hornblendetuffschlote in der Hegauvulkanprovinz. Magnetische Feldmessungen liegen bis jetzt an drei Vorkommen vor, die alle positive ΔZ -Anomalien bis zu mehreren hundert γ zeigen.

Heute ist der Hegau-Vulkanherd völlig tot, denn eine vor einigen Jahren niedergebrachte Tiefbohrung bei Singen/Htw. ergab eine kaum mehr erhöhte geothermische Tiefenstufe [SCHREINER 1970].

Das Hegauvulkangebiet ist sehr stark eiszeitlich überprägt worden und so sind vulkanische Bildungen oft ganz oder teilweise unter diluvialen Ablagerungen verschwunden. Die Basaltvorkommen – auch diejenigen außerhalb des von den Gletschern erreichten Gebietes – sind durch eiszeitliche Solifluktion mit mächtigen Basaltblockmeeren umgeben. Weiterhin haben Gletscher Basaltblöcke teilweise beträchtlichen Umfangs abtransportiert, die an anderer Stelle und oft in großer Massierung wieder abgelagert wurden. Der kartierende Geologe kann durch die diluvialen Ablagerungen nicht hindurchschauen und kann oft auch nicht klären, ob ein massenhaftes Vorkommen von Basaltblöcken autochthon oder allochthon ist. Hier können magnetische Feldmessungen weiterhelfen.

Als vulkanitverdächtig müssen im eigentlichen Hegau alle Erhebungen gelten, denn sie können oft unter den jungen glazialen Ablagerungen in ihrem Kern aus vulkanischen Gesteinen aufgebaut sein. Im nördlichsten Teil der Hegauvulkanprovinz, der aus Weißem Jura aufgebauten Landschaft der Baar, müssen entsprechend den Verhältnissen im Gebiet des Schwäbischen Vulkans Depressionen als mögliche Eruptionspunkte und damit als Reste alter Sprengkrater oder Maare angesehen werden. Viele dieser Stellen wurden bereits bei den Feldmessungen auf ihre vulkanische Natur überprüft.

Die Übersichtskarte zeigt den Stand der Feldarbeiten sowie die geographische Lage der Hegauvulkanprovinz. Feldmessungen in ΔZ wurden bereits an der großen Mehrzahl der bekanntgewordenen Vulkanitvorkommen durchgeführt, wobei sich hinsichtlich ihrer Umgrenzungslinien zahlreiche Berichtigungen ergeben haben, meist bedingt durch den Mangel an Aufschlüssen. Besonders häufig waren nahe benachbarte Vulkanitvorkommen unter örtlichen glazialen Überdeckungen hinweg miteinander zu verbinden. Aufgrund der Feldmessungen waren bis jetzt über zehn kartierte vulkanische Vorkommen zu streichen, da sich keine Anomalien des erdmagnetischen Feldes feststellen ließen. Weiterhin ergaben die Feldmessungen über zwanzig unbekannte vulkanische Vorkommen. Unter diesen neu gefundenen Vorkommen befindet sich das nördlichste Deckentuffvorkommen der ganzen Hegauvulkanprovinz, gelegen nordwestlich des Hohenhöwen.

Literatur

- ENGELHARDT, W. v., und W. WEISSKIRCHNER: Einführung zu den Exkursionen der Deutschen Mineralogischen Gesellschaft zu den Vulkanschloten der Schwäbischen Alb und in den Hegau vom 11. bis 17. September 1961. Fortschr. Miner., 40, 5–28, 1963 (Sonderdruck 1961)
- ENGELHARDT, W. v.: Neuere Untersuchungen über den Hegau-Vulkanismus. Jber. u. Mitt. oberrh. geol. Ver., N. F. 47, 139–152, 1965
- LIPPOLT, H. J., W. GENTNER und W. WIMMENAUER: Altersbestimmungen nach der Kalium-Argon-Methode an tertiären Eruptivgesteinen Südwestdeutschlands. Jh. geol. Landesamt Baden-Württemberg, 6, 507–538, 1963
- SCHREINER, A.: Erläuterungen zur Geologischen Karte des Landkreises Konstanz mit Umgebung 1:50000. Stuttgart (Landesvermessungsamt), 1970

Zur Berechnung des spez. Widerstandes von reinen unverfestigten Sanden

On the Determination of the Specific Resistivity of Pure Unconsolidated Sands

K. D. TÖPFER, Lusaka¹⁾

Eingegangen am 22. 11. 71

Zusammenfassung: Mehrere „Mischkörpertheorien“ werden experimentell überprüft. Die Ladungsträgertheorie gibt recht gut die Versuchsergebnisse wieder. Eine scheinbare Abhängigkeit des spezifischen Mischwiderstandes von der Korngröße wird mit der Absorptionshypothese zu erklären versucht. *In der Natur ist der spez. Mischwiderstand unabhängig von der Korngröße.*

Summary: Several theories on the specific resistivity of sand-water mixtures are examined experimentally. The theory of charged particles is in best agreement with the experiments. An apparent dependence of the specific resistivity on the grain size of the solid phase is explained by the hypothesis of absorption. *In nature however, the specific resistivity of mixtures is independent of the grain size.*

1. Einleitung

Jeder geologische Körper besteht geoelektrisch gesehen aus drei Phasen:

der festen Phase: Mineralkörner (ρ_G, V_G)

der flüssigen Phase: $\left\{ \begin{array}{l} \text{adsorptiv gebundenes Wasser } (\rho_{WA}, V_{WA}) \\ \text{Haftwasser } (\rho_{WH}, V_{WH}) \\ \text{freibewegliches Wasser } (\rho_{WF}, V_{WF}) \end{array} \right.$

und der gasförmigen Phase: im allgemeinen Luft (ρ_L, V_L)

Hierbei bedeuten ρ_i die spezifischen Widerstände und V_i die Volumina der einzelnen Phasen. Meist faßt man die Anteile der flüssigen Phase zusammen und es ist

$$V_W = V_{WA} + V_{WH} + V_{WF} \quad (1)$$

¹⁾ Dr. Klaus-Dieter TÖPFER, University of Zambia, Physics Department, P. O. Box 2379, Lusaka, Republic of Zambia

Das Gesamtvolumen der Probe ist dann

$$V_0 = V_G + V_W + V_L \quad (2)$$

wobei

$$V_L + V_W = V_P \quad (3)$$

das Porenvolumen V_P bedeutet.

Aus (2) erhält man durch Division

$$(V_G + V_W + V_L)/V_0 = \vartheta_G + \vartheta_W + \vartheta_L = 1 \quad (4)$$

Das Porenvolumen ist in unserem Fall mit Luft oder Wasser gefüllt und es gilt

$$(V_W + V_L)/V_P = \varepsilon_W + \varepsilon_L = 1 \quad (5)$$

mit

$$\varepsilon_L = \frac{\vartheta_L}{1 - \vartheta_G} = \frac{\vartheta_L}{\vartheta_P} \quad (6)$$

und

$$\varepsilon_W = \frac{\vartheta_W}{1 - \vartheta_G} = \frac{\vartheta_W}{\vartheta_P} \quad (7)$$

2. Zusammenstellung einiger Mischformeln

Das Problem des elektrischen „Mischkörpers“ ist in den letzten 100 Jahren von vielen Autoren behandelt worden.

Eine der ältesten Mischformeln wurde aus einer gewissen Analogie zur geometrischen Optik abgeleitet [LORENZ 1880]. Sie lautet:

$$\frac{1 - \varrho_0}{1 + 2\varrho_0} = \vartheta_G \frac{1 - \varrho_G}{1 + 2\varrho_G} + \vartheta_W \frac{1 - \varrho_W}{1 + 2\varrho_W} \quad (8)$$

Eine weitere Mischformel ist ebenfalls der Optik entnommen [WIENER 1912]. Der Autor geht von alternierenden dünnen Schichten verschiedener spezifischer Widerstände aus und berechnet den Gesamtwiderstand als Funktion des Winkels „ ε “ zwischen den Schichtflächen und der Meßachse.

Es ist:

$$\frac{1/\varrho_0 - 1/\varrho_G}{1/\varrho_0 + u} = \vartheta_W \frac{1/\varrho_W - 1/\varrho_G}{1/\varrho_W + u} \quad (9)$$

Der „Durchlaßfaktor“ u ist eine Funktion des Winkels ε .

Insbesondere ist für:

$u=0$ (Messung \perp zu den Schichten)

$$(\varrho_0)_\perp = \vartheta_W \varrho_W + \vartheta_G \varrho_G \quad (10)$$

und für $u \rightarrow \infty$ (Messung \parallel zu den Schichten)

$$\frac{1}{(\varrho_0)_\parallel} = \frac{\vartheta_W}{\varrho_W} + \frac{\vartheta_G}{\varrho_G} \quad (11)$$

Für isotrope Gemische wurde eine „logarithmische Mischformel“ angegeben [LICH-TENECKER 1928]:

$$\lg \varrho_0 = \vartheta_W \lg \varrho_W + \vartheta_G \lg \varrho_G \quad (12)$$

Das Problem des spezifischen Mischwiderstandes wurde besonders in der Erdöl-geophysik ausgiebig erforscht [SCHLUMBERGER CO. 1950]. Die wohl bekannteste Formel wurde empirisch hergeleitet [ARCHIE 1942]. Sie lautet:

$$\varrho_0 = \frac{\varrho_W}{\Phi^m S_W^2} \quad (13)$$

Dabei bedeuten:

Φ = Porosität

S_W = Sättigungsgrad der Poren mit Wasser (ϑ_W/Φ)

m = Zementationsfaktor (empirisch zu ermitteln)

Für m dürften aufgrund der Erfahrung folgende Werte anzusetzen sein:

$m \sim 1,3$ für unverfestigte Sande

$m \sim 1,8$ für harte Sandsteine

$m \sim 2,6$ für hochgradig zementierte Gesteine (Kalke, Dolomite)

Ist das Porenvolumen vollständig mit Wasser gefüllt, dann ist $S_W^2 = 1$ und somit

$$\varrho_0 = \frac{\varrho_W}{\Phi^m} \quad (14)$$

Für Sande wurde eine Abhängigkeit des spezifischen Mischwiderstandes von der Korngröße gefunden [FRITSCH 1965]. Der Autor geht zunächst von der Formel nach

LICHENECKER aus und multipliziert die berechneten spezifischen Widerstände mit empirisch gefundenen Korrekturfaktoren γ .

Es ist:

$$\varrho_0 = \gamma \cdot (\varrho_0)_{\text{LICHENECKER}} \quad (15)$$

Hierbei ist γ eine Funktion der Korngröße und des Quotienten ϱ_G/ϱ_W .

Es gibt noch eine Unzahl weiterer Mischformeln, die teils empirisch, teils theoretisch hergeleitet wurden [KRAJEV 1957]. Ist der Porenraum vollständig mit Wasser gefüllt ($\varepsilon_W = 1$) und ist die Leitfähigkeit der festen Phase verschwindend klein ($\varrho_G \rightarrow \infty$), dann ist

$$(\varrho_0)_{\text{LORENZ, LORENTZ}} = (\varrho_0)_{\text{WIENER (||)}} = (\varrho_0)_{\text{ARCHIE (m=1)}} = \frac{\varrho_W}{\Phi} \quad (16)$$

Dieses Ergebnis ist erstaunlich, wenn man bedenkt, unter welcher verschiedenen Gesichtspunkten die Formeln abgeleitet wurden.

3. Die Ladungsträgertheorie

Die Leitfähigkeit eines schwachen Elektrolyten ist im wesentlichen durch die Anzahl der Ladungsträger n pro Volumeneinheit und deren Beweglichkeiten β_i bestimmt.

Es ist:

$$\frac{1}{\varrho} = \beta \cdot n \cdot e \cdot z \quad (17)$$

e ist die Elementarladung und z die Wertigkeit der Ionenart.

Nach Umformung erhält man die Gebrauchsformel

$$\frac{1}{\varrho_0} = \sum a_i \cdot K_i \quad (18)$$

mit

$$a_i = \frac{z_i \cdot \beta_i}{10^4 \cdot m_m} \quad (19)$$

Hierbei bedeuten:

K_i = Konzentration (gelöster Stoff in mg pro Liter Lösungsmittel)

z_i = Wertigkeit der Ionenart

β_i = Ionenbeweglichkeit

m_m = molare Masse (Molekulargewicht des gelösten Stoffes)

a_i ist eine charakteristische Größe einer bestimmten Ionenart. Es seien zwei Elektrolyte gleicher Ionenart a , aber verschiedener Konzentration (K_W, K_G) gegeben. Das Volumen des einen Elektrolyten sei V_W , jenes des anderen V_G .

Dann ist nach Formel (18):

$$\text{und } \frac{1}{\varrho_W} = a \cdot K_W \quad (20)$$

$$\frac{1}{\varrho_G} = a \cdot K_G$$

Mischt man die beiden Elektrolyte miteinander, so ist die Konzentration K_0 der Mischung

$$K_0 = (K_W \cdot V_W + K_G \cdot V_G) / V_0 \quad (21)$$

Die Leitfähigkeit der Mischung ist

$$\frac{1}{\varrho_0} = a \cdot K_W \cdot \frac{V_W}{V_0} + a \cdot K_G \cdot \frac{V_G}{V_0} \quad (22)$$

Setzt man noch nach den Formeln (4) und (20) ein, so wird

$$\frac{1}{\varrho_0} = \frac{\vartheta_W}{\varrho_W} + \frac{\vartheta_G}{\varrho_G} \quad (23)$$

Diese Mischformel stimmt mit jener überein, die von WIENER [1912] für alternierende, planparallele Schichten abgeleitet wurde.

Formel (23) wurde vom Autor experimentell überprüft. Es wurde destilliertes Wasser mit einer NaCl-Lösung gemischt und der spezifische Mischwiderstand mit einer Tauchzelle gemessen. Die Ergebnisse zweier Versuche sind in Abb. 1 dargestellt. Die gemessenen und berechneten Kurven stimmen innerhalb der Meßgenauigkeit gut überein.

Bestehen die Mineralkörner unverfestigter Sedimente aus Isolatoren (z. B. Quarzkörner), dann wird der spezifische Mischwiderstand vom Elektrolytgehalt allein bestimmt und Formel (23) geht wiederum über in

$$\lim_{\varrho_G \rightarrow \infty} \varrho_0 = \frac{\varrho_W}{\vartheta_W} \quad (24)$$

Diese Formel gilt bereits für den Widerstandscontrast $\varrho_G/\varrho_W = 100$.

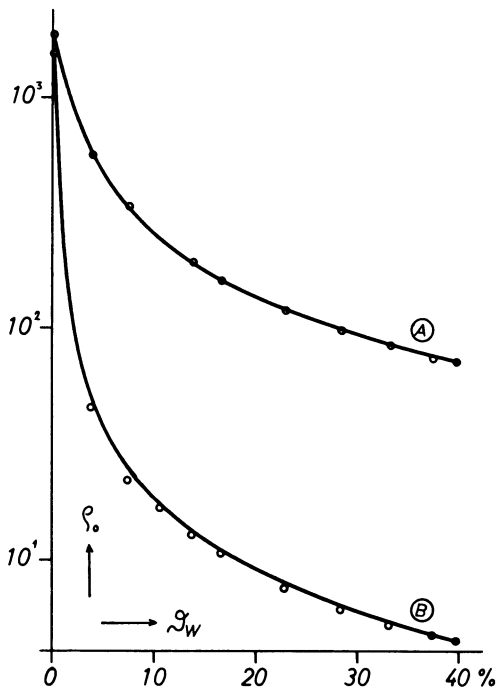


Abb. 1. Der spezifische Widerstand von Elektrolytgemischen.

The specific resistivity of electrolyte mixtures.

(A) ... $\varrho_G = 1800 \Omega m$; $\varrho_W = 30 \Omega m$

(B) ... $\varrho_G = 1540 \Omega m$; $\varrho_W = 1,84 \Omega m$

4. Experimentelle Überprüfung der Mischformeln

Es wurden mehrere Versuchsreihen durchgeführt, um die verschiedenen Mischformeln zu überprüfen. Als feste Phase wurden „reine Materialien“ (kein Tonanteil) verschiedenen Korndurchmessers gewählt (siehe Tabelle I). Als flüssige Phase diente Leitungswasser ($\varrho_W \cong 30 \Omega m$). Der Sand wurde in ein Widerstandsmeßgefäß von den Maßen $40 \times 13,5 \times 10$ cm gefüllt und der Widerstand mittels einer Strom-Spannungsmessung (50 Hz) bestimmt.

Der spezifische Mischwiderstand berechnet sich zu

$$\varrho_0 = \frac{U}{I} \cdot K \quad (25)$$

Tabelle 1:

Feste Phase Solid phase	Korndurchmesser in mm		Grain diameter in mm				
	dm < 0.04	0.04 < dm < 0.06	0.06 < dm < 0.2	0.2 < dm < 1	1 < dm < 2	dm = 6	5 ≤ dm < 15
Kies gravel							100%
Glaskugeln glass spheres							100%
Kalksplitter Limestone fragments			1.07	51.28 %	47.65 %		
Sand Sand				76.3 %	23.7 %		
Dünensand dune sand				100 %			
Mehlsand powder sand	4.25 %	42.50 %	53.25 %				

Die Meßgefäßkonstante K wurde mit einem Elektrolyten bekannten spez. Widerstandes bestimmt.

Nach jeder Zugabe von Leitungswasser wurde das Sand-Wasser-Gemisch gut durchgemengt, um eine möglichst gleichmäßige Verteilung der beiden Phasen zu erzielen.

In Abb. 2 sind die Versuchsergebnisse mit den verschiedenen Mischformeln verglichen. Die berechneten Kurven haben die Parameter:

$$\rho_G = 3000 \Omega\text{m}$$

$$\rho_W = 30 \Omega\text{m}$$

$$\rho_G/\rho_W = 100$$

$$\Phi = 40\%$$

Die Kurven nach FRITSCH wurden zunächst nach LICHTENECKER berechnet und dann mit den Korrekturfaktoren für Mehlsand ($0,06 < dm < 0,1$) und Feinkies ($5 < dm < 7$) multipliziert.

Die gemessenen Werte sind in dem Kurvenblatt ohne Rücksicht auf die Korngröße für alle in Tabelle I genannten Materialien eingetragen. Zunächst sieht man, daß die Mischformeln nach WIENER (\perp) und LICHTENECKER keinesfalls die Versuchsergebnisse wiedergeben. Die Kurven, die nach WIENER (\parallel), LORENZ und der Ladungsträgertheorie berechnet wurden, sind identisch. Die Kurve nach ARCHIE nähert sich asym-

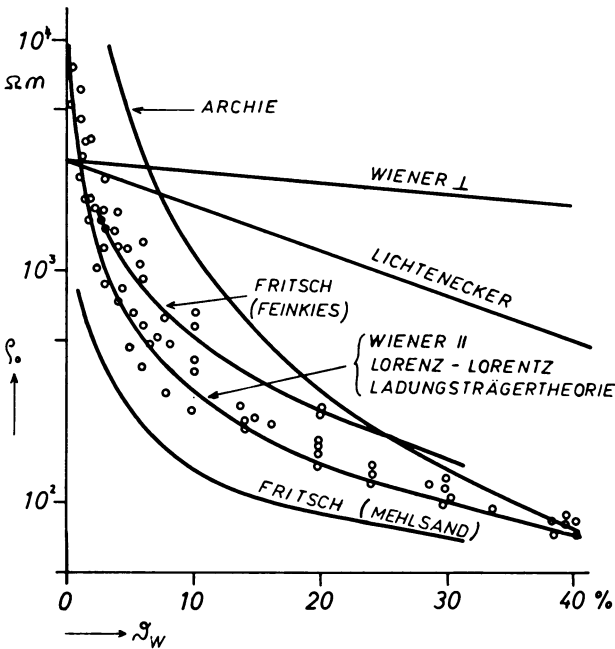


Abb. 2: Ein Vergleich von gemessenen spez. Mischwiderständen mit mehreren Mischtheorien.

Comparison between measured and calculated specific resistivities (several theories).

ptotisch dieser Kurve. Ist der Porenraum vollständig mit dem Elektrolyten gesättigt ($\epsilon_W = 1$), dann fallen beide Kurven zusammen. Die Kurve, die nach FRITSCH für Mehlsand berechnet wurde, ergibt zu kleine, jene für Feinkies zu große spezifische Widerstände.

Die Meßwerte streuen im Bereich $0 < \vartheta_W < 10$ stark und liegen im allgemeinen über der Kurve, die nach der Ladungsträgertheorie berechnet wurde. Im Sättigungsbereich ($\vartheta_W = 40\%$) stimmen die berechneten und gemessenen Werte gut überein.

Obwohl die Ladungsträgertheorie weder die Matrix der festen Phase, noch den Homogenitätsgrad der Mischung berücksichtigt, ergibt sie für die Praxis genügend genaue Resultate (zumindest für reine, unverfestigte Sande).

5. Der Einfluß der Korngröße auf den spezifischen Mischwiderstand

In den Abb. 3 bis Abb. 6 sind die Versuchsergebnisse geordnet nach Korngrößen (siehe Tabelle 1) aufgetragen (strichlierte Kurven). Die entsprechenden berechneten Kurven sind ebenfalls mit eingezeichnet (ausgezogene Kurven).

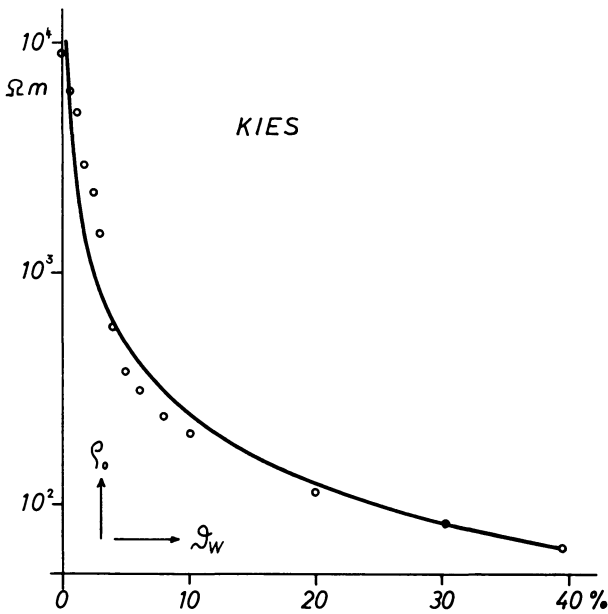


Abb. 3: Der spez. Widerstand eines Kies-Elektrolyt-Gemenges.

The spec. resistivity of a gravel-electrolyte mixture.

Die Abweichung von gemessener und berechneter Kurve mit kleiner werdender Korngröße ist deutlich. Die gemessenen Kurven für Kies und Glaskugeln sind innerhalb der Meßgenauigkeit identisch mit den berechneten.

Sicherlich sind die gemessenen Werte mit Fehlern behaftet, die hauptsächlich davon herrühren, daß einmal die Durchmischung von fester und flüssiger Phase nicht optimal war und zum anderen die Dichte der Lagerung beim Wiedereinfüllen der Mischung in die Meßzelle nach jeder Wasserzugabe nie ganz dieselbe war. Jedoch ist die Zunahme der Differenz von gemessener und berechneter Kurve mit kleiner werdender Korngröße zu systematisch, um sie allein mit Meßfehlern erklären zu wollen.

Es sei

$$\bar{\varrho}_0 = \frac{(\varrho_0)_{\text{gemessen}}}{(\varrho_0)_{\text{berechnet}}} \quad (26)$$

und es ist

$$\bar{\varrho}_0 \geq 1$$

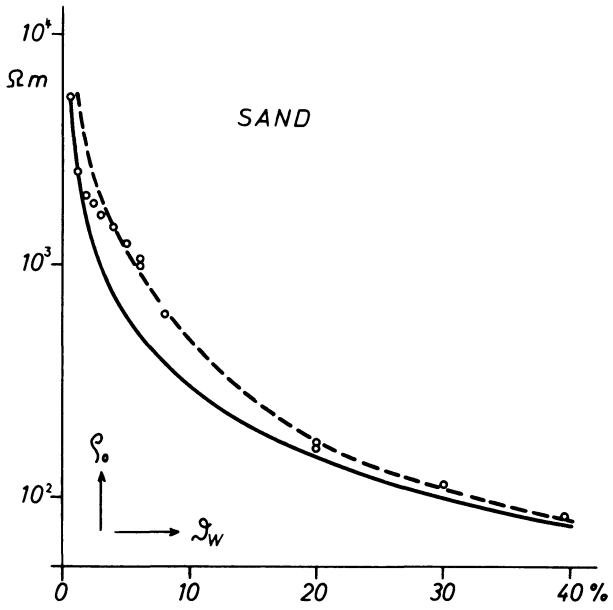


Abb. 4.

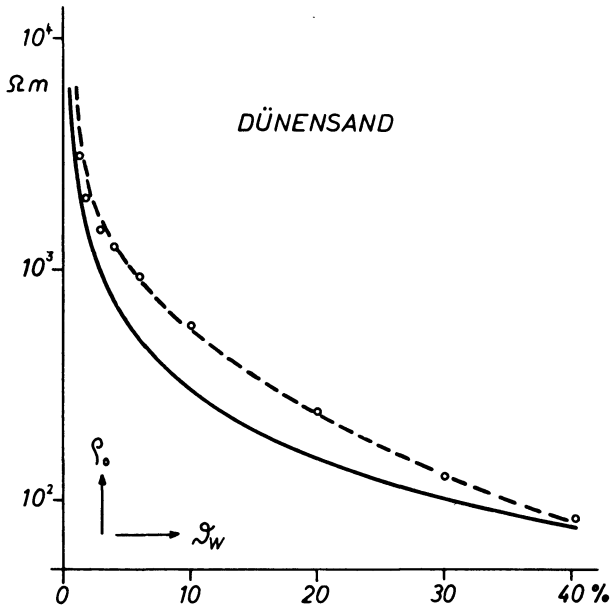


Abb. 5.

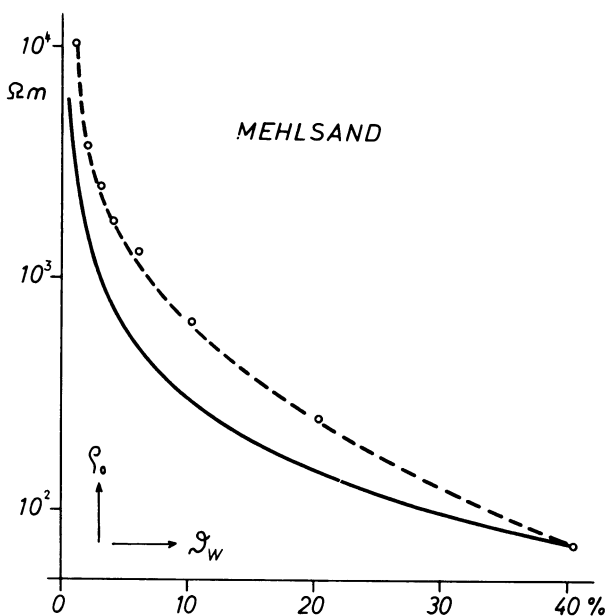


Abb. 6: Der spez. Widerstand eines Mehlsand-Elektrolyt-Gemenges.

The spec. resistivity of a powder sand-electrolyte mixture.

--- gemessen, measured
 ——— berechnet, calculated



Abb. 4: Der spez. Widerstand eines Sand-Elektrolyt-Gemenges.

The spec. resistivity of a sand-electrolyte mixture.

--- gemessen, measured
 ——— berechnet, calculated

Abb. 5: Der spez. Widerstand eines Dünensand-Elektrolyt-Gemenges.

The spec. resistivity of a dune sand-electrolyte mixture.

--- gemessen, measured
 ——— berechnet, calculated

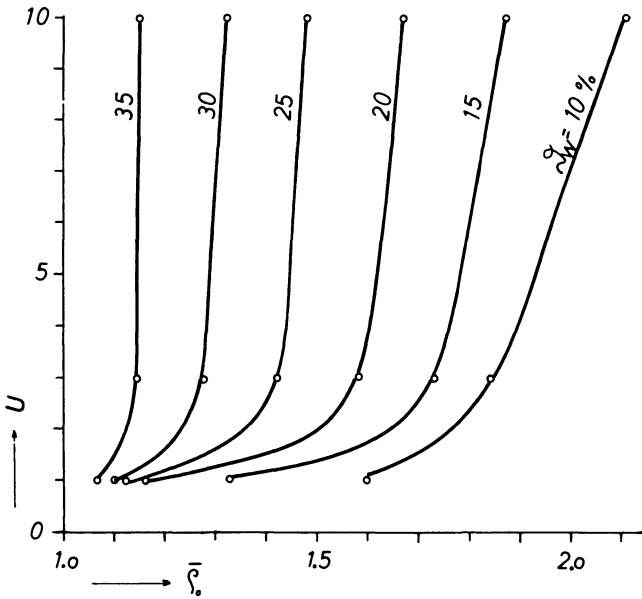


Abb. 7: Der Einfluß der spez. inneren Oberfläche auf den spez. Mischwiderstand.

The influence of the spec. inner surface on the spec. resistivity of mixtures.

Die spezifische innere Oberfläche U der festen Phase nimmt mit kleiner werdender Korngröße zu [ZUNKER 1930]. In Abb. 7 ist \bar{q}_0 als Funktion von U mit ϑ_W als Kurvenparameter aufgetragen. Da die Siebkurven für die einzelnen festen Phasen nur sehr grob ermittelt werden konnten, wurden für die spezifische innere Oberfläche willkürliche Einheiten gewählt.

\bar{q}_0 nimmt mit größer werdender spezifischer innerer Oberfläche stark zu und mit zunehmender Durchfeuchtung ϑ_W ab. Ist die feste Phase mit Wasser gesättigt ($\varepsilon_W = 1$), dann ist $\bar{q}_0 \cong 1$.

6. Die Absorption von Kationen an Quarzkörnern

(eine Arbeitshypothese)

Quarzkörner haben im allgemeinen eine negative Oberflächenladung und können somit Kationen des Elektrolyten absorbieren [PECK et al. 1953, KRAJEW 1957]. Geht man von der Hypothese aus, daß die gebundenen Ionen nichts zur Leitfähigkeit des Mischkörpers beitragen, da ihre Beweglichkeiten verschwindend klein werden, dann müssen auch die gemessenen spezifischen Mischwiderstände größer als die berechneten

sein. Ebenso müßte die Zahl der absorbierten Ionen n_G mit der spezifischen inneren Oberfläche zunehmen.

Der Elektrolyt bestehe aus zwei Ionenarten mit den Beweglichkeiten β_K und β_A . Dann ist nach (17) und (24)

$$\vartheta_W \cdot (\varrho_0)_{\text{berechnet}} = [ze(n_K\beta_K + n_A\beta_A)]^{-1} \quad (27)$$

und da $n_K = n_A = n$, so ist

$$\vartheta_W \cdot (\varrho_0)_{\text{berechnet}} = [nze(\beta_K + \beta_A)]^{-1} \quad (28)$$

Die Leitfähigkeit der festen Phase wurde wiederum vernachlässigt. Sind nach obiger Hypothese n_G Kationen absorbiert, dann tragen nur $(n_K - n_G)$ Kationen zur Leitfähigkeit bei und es ist

$$\vartheta_W \cdot (\varrho_0)_{\text{gemessen}} = \{ze[n(\beta_K + \beta_A) - n_G\beta_K]\}^{-1} \quad (29)$$

Bildet man schließlich den Quotienten, so wird

$$\bar{\varrho}_0 = (1 - \bar{\beta}\bar{n})^{-1} \quad (30)$$

Hierbei ist

$$\bar{n} = \frac{n_G}{n} \quad (31)$$

und

$$\bar{\beta} = \frac{\beta_K}{\beta_K + \beta_A} \quad (32)$$

Es ist

$$\lim_{\substack{\bar{n} \rightarrow 0 \\ (\vartheta_W \approx 1)}} \bar{\varrho}_0 = 1 \quad (33)$$

und

$$\lim_{\substack{\bar{n} \rightarrow 1 \\ (\vartheta_W \rightarrow 0)}} \bar{\varrho}_0 = (1 - \bar{\beta})^{-1} \quad (34)$$

und somit

$$1 \leq \bar{\varrho}_0 \leq (1 - \bar{\beta})^{-1} \quad (35)$$

In Abb. 8 ist $\bar{\varrho}_0$ als Funktion von ϑ_W für die festen Phasen Mehlsand, Dünsand und Sand aufgetragen (strichlierte Kurven). Die Kurven nähern sich tatsächlich den Grenzwerten 1 und $(1 - \bar{\beta})^{-1}$. Bei Dünsand nimmt $\bar{\varrho}_0$ für $\vartheta_W < 10\%$ etwas ab, was auf experimentelle Fehler (z. B. Wasserfilm an der Oberfläche) zurückzuführen sein

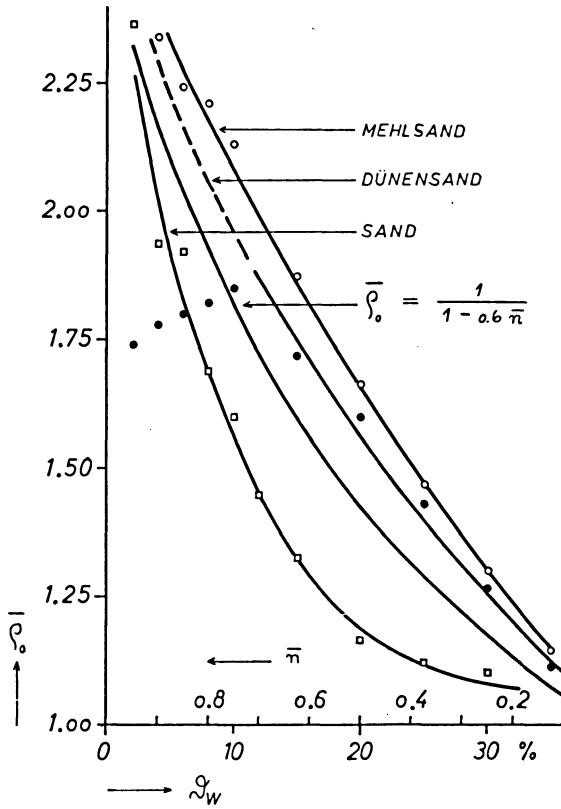


Abb. 8: Die Abweichung der berechneten von den gemessenen spez. Mischwiderständen als Funktion der Durchfeuchtung.

The deviation of calculated and measured spec. resistivities of mixtures as a function of the electrolyte content.

könnte. In Abb. 8 ist ebenfalls $\bar{\rho}_0$ als Funktion von \bar{n} aufgetragen (ausgezogene Kurve). Die Kurve wurde für $\beta = 0,6$ nach Formel (30) berechnet.

Von den Funktionen $\bar{\rho}_0(\vartheta_W)$ und $\bar{\rho}_0(\bar{n})$ können die Funktionen $\bar{n}(\vartheta_W)$ für die einzelnen festen Phasen konstruiert werden, Abb. 9. Die Kurven stimmen mit der Absorptionshypothese überein. Es ist

$$\lim_{\vartheta_W \rightarrow 0} \bar{n} = 1$$

und

$$\lim_{\varepsilon_W \rightarrow 1} \bar{n} \simeq 0$$

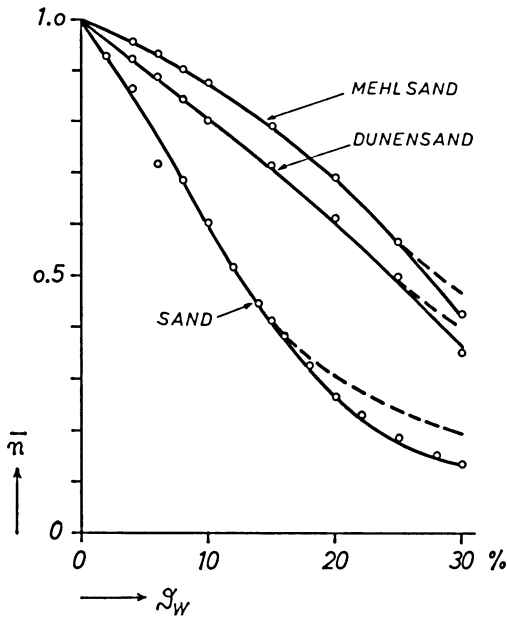


Abb. 9: Die Absorption von Kationen an Quarzkörnern.
The absorption of cations at the quartz grains.

Die Anzahl der gebundenen Ionen sollte mit der Durchfeuchtung zunehmen und sich einem konstanten Grenzwert nähern.

Es ist

$$n = c \cdot s_w \quad (36)$$

Dabei ist c die Kationenkonzentration pro Volumeneinheit.

Aus (31) und (33) folgt

$$n_G = c \cdot \bar{n} \cdot s_w \quad (37)$$

und es muß sein

$$\lim_{s_w \rightarrow 0} n_G = 0$$

und

$$\lim_{s_w \rightarrow 1} n_G = \text{const}$$

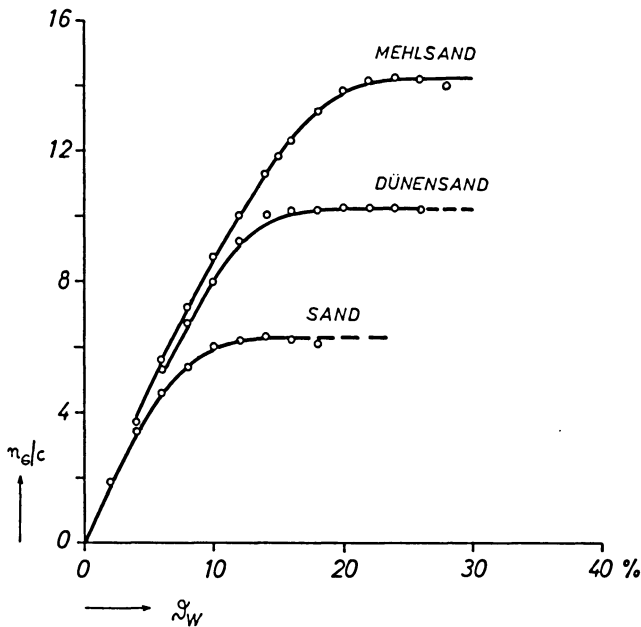


Abb. 10: Die Anzahl der absorbierten Kationen per Ionenkonzentration als Funktion der Durchfeuchtung.

The number of absorbed cations per ion concentration as a function of the electrolyte content.

In Abb. 10 ist n_G/c als Funktion von ϑ_W aufgetragen.

Es ist für:

- Mehlsand: $(n_G/c)_{\max} = 14,2$
- Dünensand: $(n_G/c)_{\max} = 10,2$
- Sand: $(n_G/c)_{\max} = 6,3$

Die Absorptionshypothese konnte bei den vom Verfasser durchgeführten Versuchen eine befriedigende Erklärung für die Abweichungen vom gemessenen und berechneten spezifischen Mischwiderstand erbringen. Die Absorption von Ionen ist äquivalent einer Erhöhung des wirksamen spezifischen Widerstandes des Elektrolyten. Der spezifische Widerstand des Elektrolyten sei ϱ_W . Preßt man den Elektrolyten nach der Durchmischung mit der festen Phase wieder aus und mißt dessen spezifischen Widerstand ϱ'_W , so sollte $\varrho'_W > \varrho_W$ sein.

7. Schlußfolgerung

Laboratoriumsversuche zur Überprüfung von theoretisch abgeleiteten Mischformeln sind nach der Absorptionshypothese nur dann geeignet, wenn man der Berechnung den spezifischen Widerstand des ausgelaugten Elektrolyten ρ'_W zugrunde legt. Nur bei vollständiger Sättigung der festen Phase ist

$$\bar{n} = \frac{n_G}{n_{\blacksquare}} \simeq 0$$

und damit

$$\rho'_W = \rho_W$$

In der Praxis sollte man keine Abweichungen zwischen gemessenen und berechneten Mischwiderständen (für reine Sande) feststellen, da einmal die wasserführende Formation meistens gesättigt ist ($\epsilon_W = 1$; $\bar{n} \rightarrow 0$) und zum anderen stets ρ'_W von einer Wasserprobe gemessen wird.

Somit sollte in der Natur auch keine Abhängigkeit des spezifischen Mischwiderstandes von der Korngröße (spezifischen inneren Oberfläche) feststellbar sein, was in der Literatur auch stets erwähnt wird [u.a. DÜRNBaum 1961, KRAJEW 1957].

Literatur

- BITTERLICH, W., und H. WÖBKING: Versuch einer Einteilung von Gesteinen. Zeitschrift für Geophysik, 36, 743–752, 1970
- DÜRNBaum, H. J.: Porosität und Durchlässigkeit von Gesteinen. Aus „Lehrbuch der angewandten Geologie“ von BENTZ, Band I, 934, Ferdinand Enke Verlag, Stuttgart, 1961
- FRITSCH, V.: Die Bestimmung des spezifischen Widerstandes geoelektrischer Mischkörper. Geofisica e Meteorologia, 14, 125–128, 1965
- FRITSCH, V., und A. F. TAUBER: Beitrag zur Interpretation geoelektrischer Messungen in Mineralwassergebieten. Gerlands Beiträge zur Geophysik, 75, 301–312, 1966
- GISSLER, A.: Das unterirdische Wasser. VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1957
- KRAJEW, A. P.: Grundlagen der Geoelektrik. VEB Verlag Technik, Berlin, 1957
- LICHTENECKER, K.: Der elektrische Leitungswiderstand künstlicher und natürlicher Aggregate. Physikalische Zeitschrift, 25, 169–181, 193–204, 225–233, 1924

LORENTZ, H. A.: Über die Beziehung zwischen Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes und der Körperdichte. Wiedemann'sche Annalen, 9, 641–665, 1880

PECK, R. B., W. E. HANSON, and T. H. THORNBURN: Foundation Engineering. Chapman and Hall Verlag, London, 1953

SCHLUMBERGER, Well Surveying Corporation: Interpretation handbook for resistivity logs. Schlumberger Document IV, 1950

WIENER, O.: Die Theorie des Mischkörpers für das Feld der stationären Strömung. Abhandlungen der Leipziger Akademie, 32, 509, 1912

ZUNKER, F.: Wasser und Boden. Aus „Handbuch der Bodenlehre“, VI, Berlin, 1930

Zur Theorie eines Netzwerkmodelles für geoelektrische Analogmessungen

On the Theory of a Network Analogue for Geoelectrical Measurements

G. BORM, Bochum¹⁾

Eingegangen am 10. April 1972

Zusammenfassung: Die Erkenntnis aus der mathematischen Physik, daß sich partielle Differentialgleichungen im Kontinuum oft vorteilhaft durch endliche Gleichungssysteme in diskreten Gitterräumen approximieren lassen, ist Anlaß für den Versuch, die Differentialgleichungen für das geoelektrische Mehrschichtproblem durch Differenzenverfahren zu lösen und durch elektrische Analogmodelle zu simulieren. Bei dem hier vorgeschlagenen Netzwerk haben innerhalb waagrecht voneinander abgegrenzter Bereiche („Schichten“) sämtliche Drahtverbindungen denselben Widerstand, doch sind die Widerstände von Bereich zu Bereich verschieden.

Aufbauend auf einer Reihe von vorangegangenen Untersuchungen zur Theorie der Potentialverteilung in ebenen und räumlichen ohmschen Netzwerken und ihrer Approximationseigenschaften wird für den Spezialfall des quasi-halbunendlichen Mehrschichtgitters mit Hilfe von Differenzenverfahren die Theorie der Modellkurven für den scheinbaren Widerstand abgeleitet. Diese läßt sich nach Einführung einer weiteren FOURIER-Transformation auch auf dreidimensionale Modelle anwenden.

Summary: It is well known in mathematical physics that for the approximation of partial differential equations of continua finite systems of equations in discrete grid spaces are of advantage in many cases. Thus the problem of geoelectrical multi-layers is solved by the finite difference method and simulated by electrical analogue models. In the proposed network the wire connexions within each of the horizontal domains have the same resistance; this resistance, however, varies from domain to domain.

Based on a series of previous investigations on the theory of the potential distribution in two- and three-dimensional ohmic networks and their approximation properties, the theory of the model-curves for apparent resistance for the special case of a semi-infinite multilayer-grid is derived with the help of the finite difference method. After introducing a further FOURIER-transformation this theory can also be applied to three-dimensional models.

¹⁾ Dr. GÜNTER BORM, Institut für Geophysik der Ruhr-Universität, 463 Bochum, Buscheystraße, Postfach 2148. Früher: Institut für Geophysik der Neuen Universität 23 Kiel, Ohlshausenstr. 40–60.

1. Einführung

Bei der Deutung von Widerstandsmessungen geht man in der Geoelektrik normalerweise von der vereinfachenden Annahme aus, daß der Untergrund aus endlich vielen horizontalen Schichten besteht, von denen jede in sich elektrisch homogen und isotrop ist. Bei vielen praktisch vorkommenden Fällen werden die wahren Verhältnisse dadurch zufriedenstellend wiedergegeben.

Im allgemeinen ist es schwierig, aus Potentialmessungen direkt auf die Parameter und Strukturen des elektrischen Feldes zu schließen. Dagegen ist der Vergleich mit passenden Modellen bequemer und weniger aufwendig. Aus diesem Grund hat sich die Berechnung von theoretischen Modellkurven als eine der Hauptaufgaben bei der geoelektrischen Prospektion herausgeschält.

In der vorliegenden Arbeit wird anhand eines Netzwerkmodelles eine neue Theorie zur numerischen Berechnung von Mehrschichtfällen in der Geoelektrik untersucht. Ausgangspunkt der Überlegung ist die in der mathematischen Physik seit langem bekannte Tatsache, daß sich die Lösungen partieller Differentialgleichungen im Kontinuum durch die manchmal übersichtlicheren Lösungen endlicher Gleichungssysteme in diskreten Gitterräumen approximieren und durch elektrische Netzwerkschaltungen analog simulieren lassen.

Ersetzt man die Differentialquotienten in der POISSONschen Potentialgleichung durch Differenzenquotienten in einem quadratisch angenommenen Gitter, so erhält man für das diskrete Problem exakte Lösungen, die beim Grenzübergang zu unendlich feiner Maschenweite gegen die Lösungen der entsprechenden partiellen Differentialgleichung konvergieren [COURANT, FRIEDRICHS und LEWY 1928].

Diese Tatsache legt es nahe, ohmsche Netzwerke für elektrische Analogmessungen zu benutzen [HOGAN 1943, LIEBMANN 1950]. Gegenüber dem elektrolytischen Trog haben die Widerstandsnetzwerke neben der Vielzahl an Schaltungsmöglichkeiten den großen Vorteil, daß man bei ihnen Gleichstrom verwenden und damit die elektrolytischen Polarisationserscheinungen vermeiden kann.

In der Praxis sind bisher zwei Netzwerktypen von größerer Bedeutung. Der erste wird bei ebenen, der zweite bei rotationssymmetrischen, räumlichen Problemen herangezogen. Die Widerstände der einzelnen Drahtverbindungen lassen sich aus der LAPLACEschen Differentialgleichung berechnen. Bei zweidimensionalen Anwendungen müssen sie alle identisch sein, während sie bei rotationssymmetrischen, dreidimensionalen Feldern umgekehrt proportional zum Abstand von der Symmetrieachse abnehmen müssen [LIEBMANN 1949].

Als ein allgemeineres Gittermodell wird hier für die Geoelektrik ein aus ohmschen Widerständen aufgebautes Netzwerk vorgeschlagen, bei dem innerhalb waagrecht („söhlig“) voneinander abgegrenzter Bereiche („Schichten“) alle Widerstände gleich sind und sich deutlich von denen der jeweiligen Nachbarbereiche unterscheiden (Abb. 1). Solch ein Netzwerk ist theoretisch relativ übersichtlich zu behandeln, es

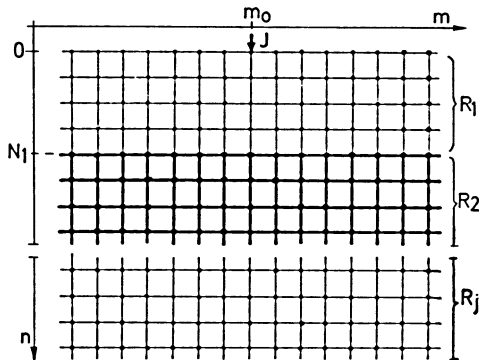


Abb. 1: Prinzip des Mehrschicht-Modelles
Principle of the multi-layer model

stellt für poröse Gesteine eine genauere Analogie dar als die kontinuierlichen Modelle und ist in der Praxis nützlich für Demonstrationen zu den geoelektrischen Widerstandsmethoden.

2. Das homogene halbunendliche Netzwerkmodell

2.1 Aufbau und Grundgleichungen

In jedem Knotenpunkt des Gitters treffen vier (an der Oberkante drei) Drahtverbindungen senkrecht aufeinander, von denen jede den Widerstand R (an der Oberkante aus Symmetriegründen $2R$) besitzt. Horizontal erstreckt sich das Netzwerk unendlich weit; nach unten hin gibt es bis in unendliche Tiefe endlich viele, waagrecht voneinander abgegrenzte Bereiche mit jeweils unterschiedlichen Widerständen (Abbildung 1).

Zur Bestimmung der Potentialverteilung genügen das OHMSche Gesetz und die KIRCHHOFFSche Knotenregel, die ein lineares Gleichungssystem für die Potentiale in den Knotenpunkten liefern. Seine Lösungen sind, wie die Rechnung zeigen wird, nicht nur für die eigentlichen Knotenpunkte sondern auch außerhalb davon im gesamten Gitterraum erklärt.

Am besten läßt sich die Lösungsmethode am homogenen Modell, am Modell mit lauter gleichen Widerständen, beschreiben. Bei Mehrschichtfällen ergibt sich daraus die Lösung nach einer leichten Modifikation der Gleichungssysteme. Im zweidimensionalen, kartesischen Koordinatenraum werden für das quadratische Gitter mit den diskreten Knotenpunkten (m, n) mit $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ und $n = 0, 1, 2, \dots$ die folgenden Bezeichnungen eingeführt:

$V(m, n)$	Potential im Punkt (m, n)
$i(m+1, n)$	Strom zwischen (m, n) und $(m+1, n)$ usw. ²⁾
$(m_0, 0)$	Quellpunkt für den Strom J .

Als Grundgleichungen gelten dann das OHMSche Gesetz

$$R i(m+1, n) = V(m, n) - V(m+1, n) \quad \text{usw.} \quad (1)$$

und die KIRCHHOFFSche Knotenregel für Ströme (Abb. 2)

$$i(m+1, n) + i(m-1, n) + i(m, n+1) + i(m, n-1) = 0 \quad \text{usw.} \quad (2)$$

An der Oberkante, wo im Quellpunkt $(m_0, 0)$ der Strom J eingespeist wird, hat die Knotenregel die Form

$$i(m+1, 0) + i(m-1, 0) + i(m, 1) = J \delta \quad (3)$$

mit der Abkürzung

$$\delta = \delta(m, m_0) \delta(n, 0), \quad (4)$$

worin δ das KRONECKER-Symbol bedeutet:

$$\delta(i, j) = \begin{cases} 1 & : i=j \\ 0 & : \text{sonst} \end{cases}$$

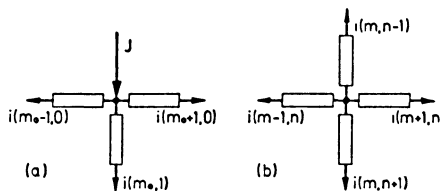


Abb. 2: Zur Knotenregel (2) und (3)

Illustration of KIRCHHOFF's law (2) and (3)

²⁾ Da sich die folgenden Gleichungssysteme immer nur auf das zweite Indexpaar beziehen, wird für die Zweigströme zwischen den benachbarten Punkten (m, n) und $(m+1, n)$ usw. statt der ausführlichen Schreibweise $i(m, n | m+1, n)$ die übersichtlichere Bezeichnung $i(m+1, n)$ usw. gewählt.

Die Gleichungen (1) und (2) lassen sich zu einer linearen Differenzgleichung zusammenfassen

$$4V(m, n) - V(m+1, n) - V(m-1, n) - V(m, n+1) - V(m, n-1) = 0 \text{ für } n > 0 \quad (5)$$

mit der Randbedingung im Unendlichen

$$\lim_{m, n \rightarrow \infty} V(m, n) = 0. \quad (6)$$

Dazu treten die Quellbedingungen

$$4V(m, 0) - V(m+1, 0) - V(m-1, 0) - 2V(m, 1) = 2RJ\delta. \quad (7)$$

Einfachere Quellbedingungen erhält man dadurch, daß man den Gültigkeitsbereich von Gl. (5) formal auf die Randzeile $n = 0$ ausdehnt und die Gln. (5) und (7) miteinander vergleicht:

$$V(m, -1) - V(m, 1) = 2RJ\delta. \quad (8)$$

Die allgemeine Lösung $V(m, n)$, die der Gleichung (5) und den Randbedingungen (6) und (8) genügt, wird im folgenden entwickelt.

2.2 Allgemeine Lösung der Potentialgleichung für das homogene Modell

Zunächst werden die partikulären Lösungen der Differenzgleichungen (5) hergeleitet und an die Rand- und Übergangsbedingungen (6) und (8) angepaßt. Im Anschluß daran werden diese speziellen Lösungen durch Linearkombination zur allgemeinen Lösung zusammengefaßt.

Für die Potentiale $V(m, n)$ bietet sich der Produktansatz

$$V(m, n) = f(m)g(n) \quad (9)$$

an, bei dem f nur von m und g nur von n abhängen.

Setzt man

$$f(m) = e^{i\mu m} \quad (10)$$

und

$$g(n) \equiv \tilde{V}(\mu, n) = au^n + bu^{-n}, \quad (11)$$

also

$$V(m, n) = \tilde{V}(\mu, n) e^{i\mu m} \quad (12)$$

und entsprechend

$$J\delta = \tilde{J} e^{i\mu m} \quad (13)$$

mit der beliebigen reellen Konstanten μ , so ergibt sich durch Einsetzen der Gln. (12) und (11) in Gl. (5) die neue Differenzengleichung

$$V(m, n) [4 - e^{i\mu} - e^{-i\mu} - u - u^{-1}] = 0. \quad (14)$$

Da die Lösungen $V(m, n)$ aber nicht alle identisch Null sein sollen, liefert Gl. (14) die Beziehung

$$4 - 2 \cos \mu = u + u^{-1}, \quad (15)$$

die sich als quadratische Gleichung für u nach

$$u = v + \sqrt{v^2 - 1} \quad (16)$$

auflösen läßt, worin zur Abkürzung

$$v = 2 - \cos \mu \quad (17)$$

geschrieben wurde.

Andererseits liefert der Ansatz

$$u = e^\varphi \quad (18)$$

in Gl. (15) die einfache Lösung

$$\varphi = \operatorname{arcosh} v. \quad (19)$$

Ohne Beschränkung der Allgemeinheit kann man wegen Gl. (11) für u die Lösung mit der positiven Wurzel ($u \geq 1$) auswählen. Dann fordert die Randbedingung (6) notwendigerweise

$$a = 0, \quad (20)$$

während Gl. (8) die Konstante b bestimmt:

$$bu e^{i\mu m} - bu^{-1} e^{i\mu m} = 2RJ\delta, \quad (21')$$

und das ist mit (13) gleich

$$b[u - u^{-1}] = 2RJ. \quad (21)$$

Weil aber

$$u^{-1} = v - \sqrt{v^2 - 1} \quad (22)$$

ist, geht Gl. (21) schließlich über in

$$b = RJ(v^2 - 1)^{-1/2}. \quad (23)$$

Da in den Lösungen

$$V(m, n) = RJ(v^2 - 1)^{-1/2} e^{i\mu m} u^{-n} \quad (24)$$

die Konstante μ ganz willkürliche, reelle Werte annehmen kann, gibt es für jeden einzelnen Gitterpunkt (m, n) unendlich viele Lösungen, von denen jede beliebige Linearkombination wiederum eine Lösung der Gl. (5) ist.

Nun sind die Funktionen u und J bezüglich μ periodisch im Intervall $-\pi \leq \mu \leq \pi$, so daß die allgemeinste Lösung für die Potentiale nach der üblichen FOURIER-Theorie durch das Integral

$$V(m, n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\pi}^{\pi} \tilde{V}(\mu, n) e^{i\mu m} d\mu \quad (25)$$

oder

$$V(m, n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\pi}^{\pi} RJ(v^2 - 1)^{-1/2} e^{i\mu m} u^{-n} d\mu \quad (26)$$

beschrieben wird, worin umgekehrt

$$J = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int e^{-i\mu m_0} \quad (27)$$

bedeutet.

Da die Kosinusfunktion im Integrationsbereich eine gerade, die Sinusfunktion eine ungerade Funktion ist, verschwinden aus Orthogonalitätsgründen alle Integranden

über dem Imaginärteil. Aus den gleichen Symmetriewägungen heraus kann man sich bei den verbleibenden Integralen, die nur noch die Kosinusfunktion enthalten, mit der Integration auf das halbe Intervall $0 \leq \mu \leq \pi$ beschränken und das Ergebnis verdoppeln. Dann erhält man schließlich

$$V(m, n) = \frac{RJ}{\pi} \int_0^{\pi} \cos(\mu [m - m_0]) (v^2 - 1)^{-1/2} u^{-n} d\mu. \quad (28)$$

Setzt man noch zur Abkürzung

$$Q(\mu, m, m_0) = \cos(\mu [m - m_0]) (v^2 - 1)^{-1/2}, \quad (29)$$

so lautet die Lösung

$$V(m, n) = \frac{RJ}{\pi} \int_0^{\pi} Q(\mu, m, m_0) u^{-n} d\mu, \quad (30)$$

worin u durch Gl. (16) und v durch Gl. (17) gegeben sind.

Wenn $\mu = 0$ ist, divergiert das Integral in Gl. (28), so daß es in diesem Fall für $V(m, n)$ keine endliche Lösung gibt. Die Konvergenz wird erst durch das Einführen einer zweiten Stromquelle $-J$ erreicht, die, wenn sie beispielsweise in den Punkt $(-m_0, 0)$ gelegt wird, zu der Lösung

$$V(m, n) = \frac{RJ}{\pi} \int_0^{\pi} [\cos \mu (m - m_0) - \cos \mu (m + m_0)] (v^2 - 1)^{-1/2} u^{-n} d\mu \quad (31)$$

oder mit der Abkürzung (29) zu

$$V(m, n) = \frac{RJ}{\pi} \int_0^{\pi} [Q(\mu, m, m_0) - Q(\mu, m, -m_0)] u^{-n} d\mu \quad (32)$$

führt. Für $\mu = 0$ werden dann Zähler und Nenner gleichzeitig Null; da sich aber das Potential $V(m, n)$ ohnehin nur bis auf eine additive Konstante genau bestimmen läßt, setzen wir in diesem Fall $V(m, n) = 0$, damit sich die durch Gl. (31) gegebene Verteilung antisymmetrisch zur Achse $(0, n)$ einstellt und $V(m, n)$ für unendlich große m -Werte verschwindet. Das ist ohne weiteres zulässig, da physikalisch nur die Spannungen U als Differenzen des Potentials von Interesse sind.

3. Das Modell mit verschiedenen Widerstandsbereichen

3.1 Allgemeine Lösung der Potentialgleichung

Zur Untersuchung des Verhaltens an den Übergängen zwischen Bereichen verschiedenen Widerstands sei in dem Gebiet $0 < n < N_1$ der Widerstand R_1 , im Bereich $N_1 < n < N_2$ dagegen R_2 und ganz allgemein im Bereich $N_{j-1} < n < N_j$ gleich R_j angenommen (Abb. 3). Außerdem seien die Widerstände R'_j der Drahtverbindungen in den Zeilen N_j , die die Abgrenzungen der einzelnen Widerstandsbereiche darstellen, folgendermaßen gewählt:

$$R'_j = 2 R_j R_{j+1} / (R_j + R_{j+1}). \tag{33}$$

In jeder einzelnen Schicht gelten wieder Gleichungen der Form (5), doch sind die Lösungen wegen der unterschiedlichen Rand- und Übergangsbedingungen voneinander verschieden. So lautet z. B. der der Gl. (12) entsprechende Ansatz für die j -te Widerstandsschicht hier:

$$V_j(m, n) = \tilde{V}_j(\mu, n) e^{i\mu m} \tag{34}$$

oder

$$V_j(m, n) = [a_j u^n + b_j u^{-n}] e^{i\mu m}. \tag{35}$$

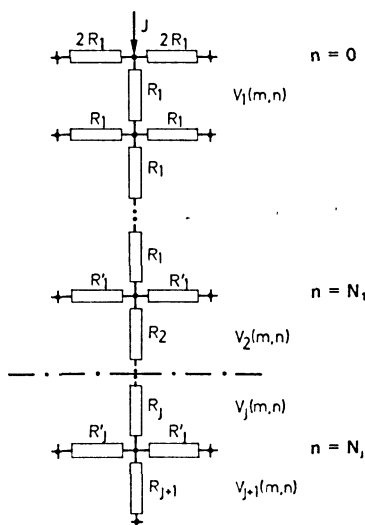


Abb. 3: Zur Übergangsbedingung (38)

Illustration of the transition condition (38)

An den Grenzflächen N_j zwischen Bereichen mit verschiedenem Widerstand bleibt das Potential erhalten, und die Lösungen $V_j(m, N_j)$ und $V_{j+1}(m, N_j)$ gehen dort stetig ineinander über:

$$V_j(m, N_j) = V_{j+1}(m, N_j)$$

oder

$$a_j u^{N_j} + b_j u^{-N_j} = a_{j+1} u^{N_j} + b_{j+1} u^{-N_j}. \quad (36)$$

Die Normalkomponente des Stromes ändert sich nach dem OHMSchen Gesetz an den Grenzflächen proportional zu den Widerständen, so daß zu der Potentialgleichung

$$4V_j(m, n) - V_j(m+1, n) - V_j(m-1, n) - V_j(m, n+1) - V_j(m, n-1) = 0 \quad \text{für} \\ N_{j-1} < n < N_j \quad (37)$$

noch die Übergangsbedingungen

$$[2V_j(m, N_j) - V_j(m+1, N_j) - V_j(m-1, N_j)]/R'_j + [V_j(m, N_j) - V_j(m, N_j-1)]/R_j + [V_j(m, N_j) - V_{j+1}(m, N_j+1)]/R_{j+1} = 0 \quad (38)$$

treten, die sich mit Gl. (33) als

$$4V_j(m, N_j) - V_j(m+1, N_j) - V_j(m-1, N_j) - V_j(m, N_j-1)R'_j/R_j - \\ - V_{j+1}(m, N_j+1)R'_j/R_{j+1} = 0 \quad (39)$$

umschreiben lassen.

Dehnt man nun den Gültigkeitsbereich der Gl. (37) formal auf die Übergangszeile N_j aus und vergleicht dann die beiden Gln. (37) und (38) miteinander für $n = N_j$, so erhält man neben der erweiterten Differenzgleichung die neuen Übergangsbedingungen

$$V_j(m, N_j+1) + V_j(m, N_j-1) = V_j(m, N_j-1)R'_j/R_j + V_{j+1}(m, N_j+1)R'_j/R_{j+1} \quad (40)$$

oder

$$V_j(m, N_j+1) - k_j V_j(m, N_j-1) = 2V_{j+1}(m, N_j+1), \quad (41)$$

worin zur Abkürzung

$$k_j = (R_{j+1} - R_j)/(R_{j+1} + R_j) \quad (42)$$

gesetzt ist.

Die Beziehungen (41) und (36) stellen zusammen mit (6) und (8) genau $2j$ linear unabhängige Gleichungen für die Konstanten a_j und b_j dar, die die Grenzflächentiefen N_j und die Widerstandsverhältnisse k_j widerspiegeln.

Wie im homogenen Fall gewinnt man auch hier wieder die Gesamtlösung durch Zusammenfassung aller Einzellösungen; am Beispiel der in der Geoelektrik relativ häufig vorkommenden Zwei- und Dreischichtfälle wird im folgenden die Rechnung explizit durchgeführt.

3.2 Die Lösungen für Zwei- und Dreischichtfälle

Beim Zweischichtfall treten nur die beiden Grenzflächen $n=0$ und $n=N_1=N$ auf. Die untere Schicht mit den Widerständen R_2 reiche unendlich tief ($N_2 \rightarrow \infty$). In den beiden Widerstandsbereichen haben die Potentialgleichungen wieder die Form (5), zu denen die zwei Randbedingungen

$$\lim_{m, n \rightarrow \infty} V_2(m, n) = 0 \quad (6')$$

und

$$V_1(m, -1) - V_1(m, +1) = 2R_1 J \delta \quad (8')$$

treten. Daneben sind nach den Gln. (36) und (41) die beiden folgenden Übergangsbedingungen zu erfüllen

$$a_1 u^N + b_1 u^{-N} = a_2 u^N + b_2 u^{-N} \quad (36')$$

und

$$a_1 u^{N+1} + b_1 u^{-N-1} - k[a_1 u^{N-1} + b_1 u^{-N+1}] = 2[a_2 u^{N+1} + b_2 u^{-N-1}], \quad (41')$$

mit der Abkürzung

$$k = (R_2 - R_1)/(R_2 + R_1). \quad (42')$$

Wegen Gl. (6') folgt zunächst $a_2 = 0$ und dann aus Gl. (36')

$$b_2 = a_1 u^{2N} + b_1. \quad (43)$$

Durch Einsetzen von $a_2 = 0$ und der Gl. (43) in Gl. (41') ergibt sich dann

$$b_1 = a_1 u^{2N}/k. \quad (44)$$

Die letzte unbekannte Konstante a_1 gewinnt man nun durch Einsetzen der Gln. (35) und (13) in Gl. (8'):

$$a_1 u^{-1} + b_1 u - a_1 u - b_1 u^{-1} = 2 R_1 \tilde{J}$$

oder

$$a_1 - b_1 = 2 R_1 \tilde{J} / (u^{-1} - u).$$

Daraus folgt mit Hilfe der Gl. (21) und $R = R_1$

$$b_1 = a_1 + b. \quad (45)$$

Der Vergleich von Gl. (44) und (45) liefert schließlich

$$a_1 = bk / (u^{2N} - k), \quad (46)$$

worin b durch Gl. (23), u durch die Gln. (16) und (17) und k durch Gl. (42') gegeben sind.

Damit lautet die allgemeine Lösung für die Potentiale im Bereich $0 \leq n \leq N$

$$V_1(m, n) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} [a_1 u^n + b_1 u^{-n}] e^{i\mu m} d\mu, \quad (47)$$

was sich mit Hilfe der Gln. (45) und (23) als

$$V_1(m, n) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} b u^{-n} e^{i\mu m} d\mu + \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} a_1 [u^n + u^{-n}] e^{i\mu m} d\mu \quad (48)$$

oder kürzer als

$$V_1(m, n) = V^0(m, n) + \hat{V}_1(m, n) \quad (49)$$

schreiben läßt.

Darin stellt der Ausdruck $V^0(m, n)$ das gleiche Integral wie in der Gl. (28) dar. Das Potential in einem Gitter mit mehreren Widerstandsbereichen setzt sich demnach additiv aus einem „homogenen“ Anteil $V^0(m, n)$ — dem Potential in einem Gitter mit nur identischen Widerständen — und einem „Störanteil“ $\hat{V}_1(m, n)$ zusammen, der von den Brechungs- und Reflexionseinflüssen der Rand- und Übergangsbereiche herrührt.

Für diesen Störanteil $\hat{V}_1(m, n)$ erhält man mit den Gln. (45) und (23) den Ausdruck

$$\hat{V}_1(m, n) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} R_1 J [v^2 - 1]^{-1/2} e^{i\mu(m-m_0)} [u^n + u^{-n}] k [u^{2N} - k]^{-1} d\mu, \quad (50)$$

der nach gleichen Symmetriebetrachtungen wie in Kap. 3.2 zu

$$\hat{V}_1(m, n) = \frac{R_1 J}{\pi} \int_0^{\pi} Q(\mu, m, m_0) k [u^n + u^{-n}] / [u^{2N} - k] d\mu \quad (51)$$

führt, worin u , v und k wieder durch die Gln. (16), (17) und (42) gegeben sind.

Entsprechend erhält man für $\hat{V}_2(m, n)$ im Bereich $N \leq n \leq \infty$

$$V_2(m, n) = V^0(m, n) + \hat{V}_2(m, n) \quad (52)$$

den Ausdruck

$$\hat{V}_2(m, n) = \frac{R_1 J}{\pi} \int_0^{\pi} Q(\mu, m, m_0) k [u^{2N} + 1] / [u^{2N} - k] u^{-n} d\mu. \quad (53)$$

Für sehr große Grenzschichttiefen ($N \rightarrow \infty$) oder, wenn das Widerstandsverhältnis $R_2/R_1 = 1$ also $k = 0$ ist, werden die Störanteile $\hat{V}_1(m, n)$ und $\hat{V}_2(m, n)$ wie verlangt gleich Null.

In analoger Weise läßt sich das Potential bei dem Modell für Dreischichtfälle angeben, bei dem die beiden Bereiche mit den Widerständen R_1 und R_2 und den Grenzen N_1 und N_2 über dem unendlich tief reichenden Gebiet mit den Widerständen R_3 liegen. An der Oberkante lautet es

$$V_1(m, 0) = \frac{R_1 J}{\pi} \int_0^{\pi} Q(\mu, m, m_0) [k_1 u^{-2N_1} + k_2 u^{-2N_2}] / [1 - k_1 u^{-2N_1} - k_2 u^{-2N_2} + k_1 k_2 u^{-2(N_2 - N_1)}] d\mu \quad (54)$$

mit

$$k_1 = (R_2 - R_1) / (R_2 + R_1) \quad \text{und} \quad k_2 = (R_3 - R_2) / (R_3 + R_2). \quad (42'')$$

Ersetzt man nun nach Gl. (18) u durch e^{φ} , dann hat die Lösung für das Potential im diskreten, zweidimensionalen Gitter mit verschiedenen, horizontal voneinander abgegrenzten Widerstandsbereichen genau dieselbe Kernfunktion, die S. STEFANESCU [1930] für das entsprechende dreidimensionale Kontinuums-Problem berechnet hat.

4. Der scheinbare Widerstand R_s bei geoelektrischen Vierpunktanordnungen am Widerstandsmodell

4.1 Definition des scheinbaren Widerstandes R_s des Modelles

Man kann den elektrischen Widerstand zwischen zwei beliebigen Äquipotentiallinien des Gitters dadurch bestimmen, daß man den Quotienten aus dem Potentialunterschied und dem Gesamtstrom bildet, der die beiden Linien durchsetzt. Der größte Widerstand tritt dann in unmittelbarer Nähe der Stromquellen auf, wo das Potentialgefälle am stärksten ist.

Für das restliche Gitter bleibt nur ein verhältnismäßig schwaches Feld übrig, doch dringt noch ein beträchtlicher Anteil des Stromes tief in das Gitter ein und das um so mehr, je weiter die Quellen auseinander stehen.

Diesen Effekt nutzt man für geoelektrische Tiefensondierungen aus, um Aufschluß über die Leitfähigkeitsverhältnisse der tieferen Schichten zu gewinnen. Das Meßprogramm besteht aus einer Anzahl von Sondierungen nach der Vierpunkt-methode, bei der am Modell von der Oberkante her über zwei Elektroden ein Gleichstrom zugeführt und damit im Gitter ein elektrisches Feld aufgebaut wird, dessen Form und Stärke von den physikalischen Eigenschaften des Netzwerkes abhängen.

Die in der Geoelektrik am häufigsten verwendeten Elektroden-Sonden-Konfigurationen gehen auf WENNER [1916] und SCHLUMBERGER [1920] zurück. Bei der SCHLUMBERGER-Anordnung wird der Sondenabstand so klein gewählt, daß in seinem Bereich der Gradient des Potentials durch den Quotienten aus der Spannung U und dem Sondenabstand ist.

Bei dem hier vorgeschlagenen Widerstandsmodell ist der Sondenabstand nach unten hin durch die Länge eines einzelnen Verbindungsdrahtes, also durch die Maschenweite im Gitter, begrenzt. Bei kleineren Abständen wird die Sonden-spannung U über den einzelnen Widerständen nur noch linear geteilt. Aus diesem Grunde empfiehlt es sich – anders als im Kontinuum – für eine SCHLUMBERGER-Anordnung den Potentialgradienten im Zentrum der Vierpunktanordnung durch den Differenzenquotienten auszudrücken, der nach den Ergebnissen von JELITTO, BORM [1970 b] zudem den Differentialquotienten im Kontinuum wesentlich besser approximiert als der Gradient des Gitterpotentials.

Es sei angenommen, daß der Strom auf der obersten Zeile des Gitters ($n = 0$) in den Quellpunkten $(-m_0, 0)$ und $(m_0, 0)$ eingespeist wird. Die Elektroden stehen mit den Sonden in einer Linie symmetrisch zum Punkt $(0,0)$ und zwar außen die Elektroden E_1 und E_2 und innen die Sonden S_1 und S_2 in den Punkten $(-m_s, 0)$ und $(m_s, 0)$. Die Entfernung der beiden Quellen voneinander sei als Elektrodenabstand mit $2m_0$, die der Sonden als Sondenabstand mit $2m_s$ gegeben (Abb. 4).

Die Potentialverteilung stellt sich bei dieser Stromeinspeisung antisymmetrisch zur Achse $(0, n)$ ein. Daher ergibt sich für die Spannung $U(m_0, m_s)$ zwischen den beiden Sondenpunkten $(-m_s, 0)$ und $(m_s, 0)$ der Wert

$$U(m_0, m_s) = 2 V_1(m_s, 0), \tag{55}$$

was mit Gl. (49) den Ausdruck

$$U(m_0, m_s) = 2 [V^0(m_s, 0) + \hat{V}_1(m_s, 0)] \tag{56}$$

ergibt, worin wegen der beiden Quellströme J und $-J$ an die Stelle des Bruches Q in V^0 und \hat{V}_1 die Differenz

$$Q(\mu, m_s, m_0) - Q(\mu, m_s, -m_0)$$

treten muß.

Der „scheinbare Widerstand R_s “ des Gittermodelles wird als genau analoge Größe zum scheinbaren spezifischen Widerstand der Geoelektrik nun folgendermaßen definiert:

$$R_s/R_1 = V_1(m_s, 0)/V^0(m_s, 0) = 1 + \hat{V}_1(m_s, 0)/V^0(m_s, 0). \tag{57}$$

Für ein Gitter mit nur gleichen Widerständen R_1 wird der Störanteil $\hat{V}_1(m_s, 0)$ gleich Null, und der scheinbare Widerstand R_s ist dann identisch mit R_1 .

Für die Berechnung von R_s für eine symmetrische Vierpunkt-Anordnung setzt man in der Gl. (57)

$$R_s = R_1 [1 + \hat{V}_1(m_0/3, 0)/V^0(m_0/3, 0)] \tag{58}$$

für eine WENNER-Anordnung

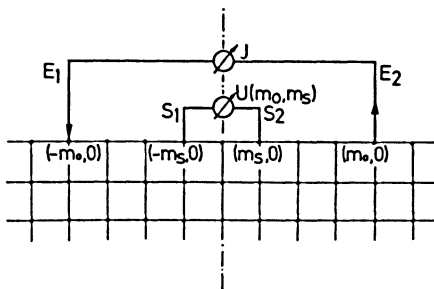


Abb. 4: Symmetrische Vierpunktanordnung am Modell

Symmetric four-point electrode configuration on the model

und

$$R_s = R_1 [1 + \hat{V}_1(1, 0)/V^0(1, 0)] \quad (59)$$

für die SCHLUMBERGER-Anordnung. Von der letzten Formel ausgehend werden im folgenden Modelldiagramme für Zwei- und Dreischichtfälle entwickelt.

4.2 Herstellung von Modellkurven für Zwei- und Dreischichtfälle

Nach den Ergebnissen von JELITTO, BORM [1970 b] kann man bei der Berechnung von Modellkurven für den scheinbaren Widerstand R_s in der Gl. (57) den Nenner durch den einfacheren Näherungsausdruck

$$\Phi^0(m_s, m_0) = \frac{R_1 J}{\pi} [\ln |m_s + m_0| - \ln |m_s - m_0|] \quad (60)$$

ersetzen. Damit erhält man zusammenfassend

$$R_s/R_1 = 1 + \frac{\int_0^\pi [Q(\mu, m_s, m_0) - Q(\mu, m_s, -m_0)] K(\mu) d\mu}{\ln |m_s + m_0| - \ln |m_s - m_0|}, \quad (61)$$

worin

$$Q(\mu, m_s, \pm m_0) = \cos \mu (m_s \mp m_0) [v^2 - 1]^{-1/2}$$

und

$$v = 2 - \cos \mu$$

bedeuten; die Kernfunktion $K(\mu)$ hat nach Gl. (54) bei den Dreischicht-Modellen die Form

$$K^{\text{III}}(\mu) = [k_1 u^{-2N_1} + k_2 u^{-2N_2}] / [1 - k_1 u^{-2N_1} - k_2 u^{-2N_2} + k_1 k_2 u^{-2(N_2 - N_1)}] \quad (62)$$

mit

$$k_1 = (R_2 - R_1)/(R_2 + R_1),$$

$$k_2 = (R_3 - R_2)/(R_3 + R_2),$$

$$u = v + \sqrt{v^2 - 1},$$

$$v = 2 - \cos \mu.$$

Bei Zweischichtmodellen mit $R_3 = R_2$ und $k_2 = 0$ lautet die Kernfunktion dann

$$K^{\text{II}}(\mu) = k_1 [u^{2N_1} - k_1]. \quad (63)$$

Die theoretischen Diagramme für R_s in Abhängigkeit von m_0 und m_s lassen sich nach Gl. (61) ohne Schwierigkeiten mit den gängigen Prozeduren für numerische Integration herstellen, wenn ein Elektronenrechner zur Verfügung steht.

Verwendet man für die Darstellung der Modellkurven doppeltlogarithmisches Papier, dann lassen sich alle Zwei- und Dreischichtfälle auf die Spezialfälle zurückführen, bei denen die oberste Widerstandsschicht Einheitsmächtigkeit und als Knotenverbindungen die Widerstände R_1 besitzt. Diesem Gitter wird dann eine Maschenweite c derart zugeordnet, daß

$$c = 1/N_1 \quad (64)$$

ist, wenn N_1 die Anzahl der Maschen im obersten Widerstandsbereich angibt. Für die Wahl von N_1 ist nach den bisherigen Erfahrungen $N_1 = 4$ ein guter Kompromiß, da dann die Approximationsgenauigkeit und der Rechenaufwand in günstigstem Verhältnis zueinander stehen.

Vergrößert man N_1 und verfeinert praktisch damit die Maschenweite c , so erhält man innerhalb der relativen Meßgenauigkeit von 10^{-3} keine besseren Ergebnisse, benötigt jedoch für die Berechnung mehr Zeit.

Wenn man die Modellkurven im doppelt-logarithmischen Maßstab darstellt, so ist ihre Form für gleiche Mächtigkeitsverhältnisse N_j/N_{j-1} immer dieselbe und unabhängig von der Wahl der Längeneinheit am Gitter. Ebenso wenig ändert sie sich, wenn sämtliche Widerstände R_j mit demselben Faktor multipliziert werden, weil das bei der logarithmischen Darstellung nur eine Parallelverschiebung längs der R_s -Achse bedeutet.

Mit Hilfe der Zwei- und Dreischichtdiagramme (Abbn. 5, 6, 7) lassen sich alle Sondierungskurven, die man aus SCHLUMBERGER-Messungen am Widerstandsmodell ($N_2 = 2N_1$) gewinnt, durch Kurvenvergleich quantitativ auswerten. Qualitativ haben sie den gleichen Verlauf wie die Standardkurven der COMPAGNIE GÉNÉRALE DE GÉOPHYSIQUE [1963].

5. Ausblick

Das Widerstandsnetzwerk, über dessen Entwurf und Bau in einer anschließenden Arbeit berichtet wird, hat sich als Demonstrations- und Praktikumsmodell nach den bisherigen Erfahrungen gut bewährt. Man kann daran schnell und einfach verschiedene Schichtfolgen der Widerstände herstellen und die nach den geoelektrischen Vierpunktmethode durchgeführten Messungen mit Hilfe der hier entwickelten Theorie auswerten. Auch lassen sich damit viele hydrologische Probleme analog simulieren.

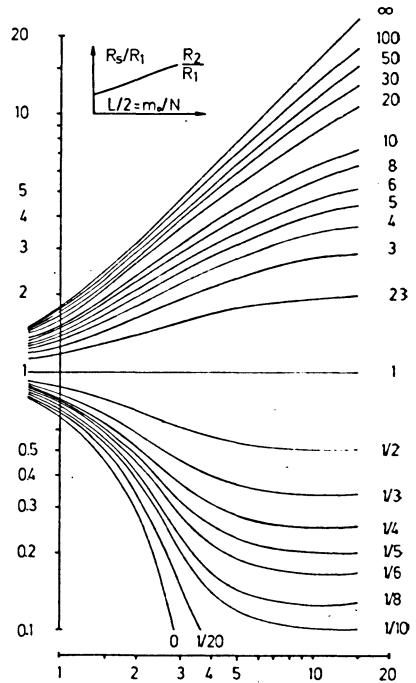


Abb. 5: Standardkurven für den scheinbaren Widerstand bei einer SCHLUMBERGER-Anordnung am Zweischicht-Modell

Apparent resistivity curves for a SCHLUMBERGER-electrode configuration on the two-layer model

Weit über diese Anwendungen hinaus führt die Überlegung, ob die hier aufgezeigte, auf räumliche Modelle übertragbare Theorie nicht für die direkte Auswertung von geoelektrischen Tiefensondierungen benutzt werden kann, die in der Geoelektrik ein noch weitgehend ungelöstes Problem darstellt. Dabei kommt es darauf an, aus den Messungen die Kernfunktion zu ermitteln, aus der sich dann die Verteilung der Widerstandsschichten verhältnismäßig einfach bestimmen läßt. Bei der Theorie des Gittermodelles tritt die Kernfunktion in der Art von FOURIER-Koeffizienten auf; man kann sie unter gewissen Voraussetzungen aus den gemessenen Kurven herausfinden und damit bessere Aufschlüsse über den Untergrund gewinnen als bei dem Vergleich mit theoretischen Modelldiagrammen.

Ich danke Herrn Dr. H. P. TIEDEMANN vom Institut für Geophysik der Universität Kiel für die Anregung zu dieser Arbeit und Herrn Doz. Dr. R. J. JELITTO vom Institut für Theoretische Physik der Universität Kiel für viele klärende Diskussionen, die Anleitung und die aktive Beteiligung an den theoretischen Voruntersuchungen.

Meinem verehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. Dr. E. h. K. JUNG, Kiel, danke ich für die Betreuung der Arbeit im Rahmen meiner Dissertation und den Rechenzentren der Universität Kiel und der Universität Bochum für die Bereitstellung ihrer Anlagen.

Abb. 6: Standardkurven für den scheinbaren Widerstand bei einer SCHLUMBERGER-Anordnung am Dreischicht-Modell mit $N_2 = 2N_1$ und $R_3 = \infty$

Apparent resistivity curves for a SCHLUMBERGER-electrode configuration on the three-layer model for which $N_2 = 2N_1$ and $R_3 = \infty$

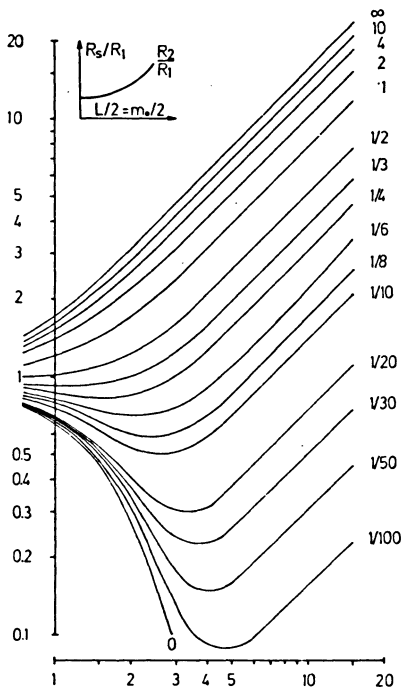
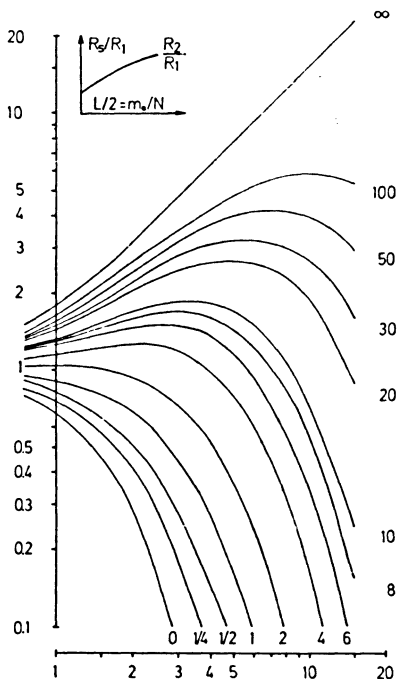


Abb. 7: Standardkurven für den scheinbaren Widerstand bei einer SCHLUMBERGER-Anordnung am Dreischicht-Modell mit $N_2 = 2N_1$ und $R_3 = 0$

Apparent resistivity curves for a SCHLUMBERGER-electrode configuration on the three-layer model for which $N_2 = 2N_1$ and $R_3 = 0$



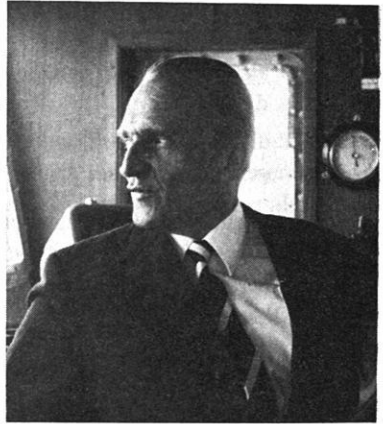
Literatur

- BORM, G.: Ohmsche Netzwerke als Mehrschicht-Modelle für geoelektrische Widerstandsmessungen. Dissertation, Kiel 1970
- BORM, G. und R. J. JELITTO: Zur Theorie dreidimensionaler ohmscher Netzwerke. Arch. f. Elektrotechn. 55, 296–300, 1972
- COMPAGNIE GÉNÉRALE DE GÉOPHYSIQUE: Abaques de Sondage électrique. Master Curves for Electrical Sounding. European Association of Exploration Geophysicists, Den Haag 1963
- COURANT, R., K. FRIEDRICHS und H. LEWY: Über die partiellen Differenzgleichungen der mathematischen Physik. Math. Ann. 100, 32–74, 1928
- COURANT, R. und D. HILBERT: Methoden der mathematischen Physik I. Heidelberger Taschenbücher, Springer Verlag, Berlin 1968
- JELITTO, R. J.: Zur Theorie zweidimensionaler ohmscher Netzwerke. Arch. f. Elektrotechn. 53, 175–183, 1969
- JELITTO, R. J. und G. BORM: Die Potentialverteilung in einfachen ohmschen Netzwerken. Arch. f. Elektrotechn. 53, 246–256, 1970a
- JELITTO, R. J. und G. BORM: Zur Approximation der Potentialverteilung in leitenden Platten durch ohmsche Netzwerke. Z. Angew. Phys. 30, 189–193, 1970b
- KOEFOED, O.: The Application of the Kernel Function in Interpreting Geoelectrical Resistivity Measurements. Geoexploration Monographs 1/2, Gebr. Bornträger Verlag, Berlin 1967
- LIEBMANN, G.: Solution of Partial Differential Equations with a Resistance Network Analogue. Brit. J. Appl. Phys. 1, 92–103, 1950
- MESCHKOWSKI, H.: Differenzgleichungen. Vandenhoeck und Ruprecht Verlag, Göttingen 1959
- SCHLUMBERGER, C.: Étude sur la Prospection Électrique du Sous Sol. Paris 1920
- STEFANESCU, S., C. und M. SCHLUMBERGER: Sur la Distribution Électrique Potentielle autour d'une Prise de Terre ponctuelle dans un Terrain a Couches horizontales homogènes et isotropes. J. Phys. et Rad. 7, 132–140, 1930
- WENNER, F.: A Method of Measuring Earth Resistivity. U.S. Bull. Bur. Stand. 12. 469–478, 1916

In memoriam

Karl Brocks †

1912 – 1972



Am 29. Mai 1972 verstarb unerwartet Professor Dr. KARL BROCKS. Er wurde am 29. 1. 1912 in Kiel geboren, begann sein Studium an der Universität seiner Heimatstadt in Mathematik, Physik und Astronomie und richtete es nach dem Wechsel an die Berliner Universität auf die Geophysik bei J. BARTELS, auf die Ozeanographie bei A. DEFANT und G. WÜST, vor allem auf die Meteorologie bei H. v. FICKER und H. ERTEL. Er promovierte 1939 in Berlin mit der Arbeit „Vertikaler Temperaturgradient und terrestrische Refraktion, insbesondere im Hochgebirge“, die auf eigenen Beobachtungen im Observatorium auf dem Hohen Sonnblick in den Hohen Tauern fußte und beschrift dabei neue Wege, nämlich mit Hilfe optischer Messungen Einblick in die vertikale Dichteschichtung der unteren Atmosphäre zu erlangen, die kontinuierlichen meteorologischen Messungen sonst nicht zugänglich ist.

KARL BROCKS gehörte der Generation an, von der viele, die hoffnungsvoll in der Forschung starteten, ihre Kräfte der unerbittlichen Kriegsmaschine jahrelang zur Verfügung zu stellen hatten. Hoch ausgezeichnet und schwer verwundet kehrte er als Offizier 1944 von der Ostfront zurück und stand 1945 mit seiner jungen Familie wie viele andere am Nullpunkt seiner Existenz. Sein weiterer beruflicher Weg ist eng mit der Universität Hamburg verbunden:

1948 wurde er wissenschaftlicher Assistent am Meteorologischen Institut,
1953 habilitierte er sich mit der Arbeit „Untersuchungen über Schichtung, Austausch und Refraktion in der Atmosphäre, insbesondere unmittelbar über dem Meer“,
1960 wurde er ordentlicher Professor und Direktor des Meteorologischen Instituts,
1963 zusätzlich Direktor des neugegründeten Radiometeorologischen Instituts der Fraunhofer Gesellschaft.

Er war maßgebend in wissenschaftlichen Organisationen tätig:

1960–61 als Vorsitzender der Meteorologischen Gesellschaft in Hamburg,

1966–68 als Vorsitzender der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft,

1967–70 als Vorsitzender des Wissenschaftlichen Beirates des Deutschen Wetterdienstes,

seit 1970 als Sprecher des Sonderforschungsbereiches 94 der Deutschen Forschungsgemeinschaft, der an der Universität Hamburg besteht.

Seit der Gründung der Senatskommission für Ozeanographie der Deutschen Forschungsgemeinschaft im Jahre 1960 gehörte KARL BROCKS diesem Gremium an. Mit besonderer Hingabe hat er sich der Erstellung und des Einsatzes des Forschungsschiffes „Meteor“ angenommen. Er war Koordinator von zwei großen Expeditionen und Fahrtleiter auf „Meteor“, nämlich auf der IQSY-Fahrt (International Quiet Sun Year Expedition) im Jahre 1965 und der APEX-Fahrt (Atlantisches Passat-Experiment) im Jahre 1969. Er stand mitten in den Vorbereitungen zu der dritten großen maritim-meteorologischen Expedition, der GATE-Fahrt (Atlantic Tropical Experiment im Rahmen von GARP, Global Atmospheric Research Program), das im internationalen Rahmen für 1974 geplant ist.

Diese Aufreihung von Daten läßt nur wenig von dem Wissenschaftler und Menschen KARL BROCKS erahnen. Als Forscher knüpfte er 1948 an seine Arbeiten von 1939 an, aber sie richteten sich nicht mehr auf die Atmosphäre im Hochgebirge, sondern auf die wassernahen Luftschichten, die ihn fortan beschäftigten. Der Forschungskutter „Hermann Wattenberg“ bildete in enger Zusammenarbeit mit dem Kieler Institut für Meereskunde unter G. WÜST sein erstes Hilfsmittel. Er begann, mit einfachen Methoden die Wind-, Temperatur- und Wasserdampfschichtungen auf freier See zu verfolgen, um die Impuls-, Wärme- und Wasserdampfströme und damit die Verdunstung über dem Meer zu klären. Es gelang ihm nach Verbesserung der Methoden wesentlich zur Parametrisierung dieser Prozesse beizutragen. Er erkannte die große Bedeutung seiner Ergebnisse für die Vorhersage der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in den untersten Luftschichten und den praktischen Nutzen für die Radargeräte. Aus diesen anwendungsnahen Aspekten erwuchs das Radiometeorologische Institut der Fraunhofer Gesellschaft. Darüber hinaus formulierte er aus den Einblicken in die Austauschprobleme von Energie und Stoff zwischen Atmosphäre und Meer einen Teil der Aufgabenstellungen der „Meteor“-Expeditionen 1965 und 1969. Diese Expeditionen, die er selbst als die Krönung seiner wissenschaftlichen Laufbahn ansah, führten zum Erfolg und fanden auch international große Beachtung. So war ihm ein erfülltes Leben vergönnt, wenn ihm auch die Ernte seines unermüdlchen Wirkens verwehrt blieb.

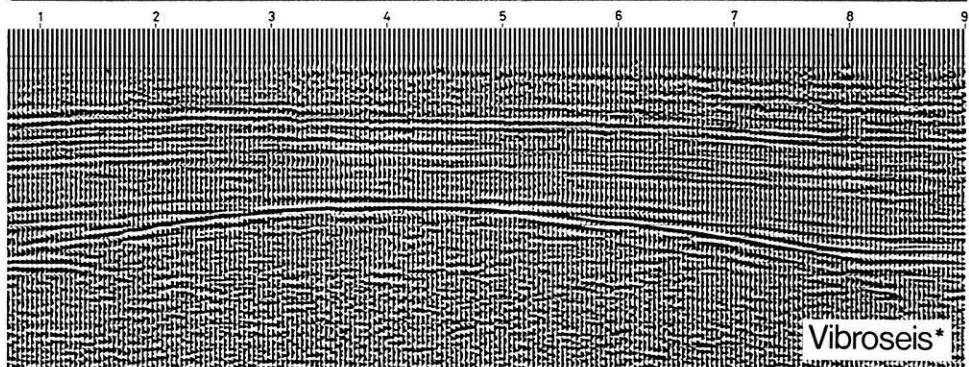
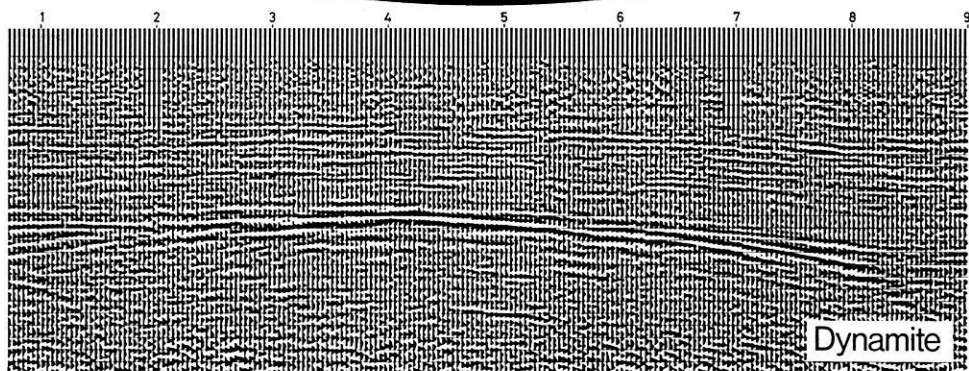
Was KARL BROCKS auszeichnete, war sein selbstloses Engagement, gleich welche Aufgabe er anpackte. Das gilt für den Aufbau der beiden Hamburger Institute, die er leitete, ebenso wie für die beiden großen deutschen atlantischen Expeditionen, die

er plante und durchführte, wie für seinen Einsatz für die Mitarbeiter und Studenten. Als die Zukunft der schnell angewachsenen Zahl seiner Mitarbeiter auf dem Spiel stand, setzte er sich mit der ihm eigenen Leidenschaft und Konsequenz für den Sonderforschungsbereich 94 an der Universität Hamburg ein und verzehrte sich in der Überwindung der Anfangsschwierigkeiten dieses Großunternehmens.

Die Herausforderungen, die von KARL BROCKS in den Diskussionen ausgingen, entsprachen seinem Temperament und seinem Engagement. Den deutschen Geophysikern wird er in Zukunft fehlen, seine Mitarbeiter und Schüler werden seine begeisternde Bereitschaft vermissen, für manchen seiner Freunde bleibt er als Mensch unersetzbar.

Günter Dietrich

Don't believe that we can get good reflections with dynamite only



Have a look at these two pics and you
see that we are right

PRAKLA-SEISMOS VIBROSEIS crews

* Trade Mark and Service Mark of Continental Oil Company

are completely digitally equipped with the most modern instruments
on the market - such as DFS IV, I.F.P.-ADDIT instruments,
and all vibrators with digital ETL phase compensation control.



PRAKLA-SEISMOS GMBH · 3000 HANNOVER · HAARSTRASSE 5
P.O.BOX 4767 · PHONE: 80721 · TELEX: 922847 · CABLE: PRAKLA
GERMANY

Amsterdam · Ankara · Brisbane · Djakarta · Lima · London · Madrid
Milan · Rangoon · Rio de Janeiro · Singapore · Teheran · Tripoli · Vienna