

Zeitschrift für Geophysik

Band 37

1971

Heft 5

Inhaltsverzeichnis

Übersichtsartikel: MÜHLEISEN, R.: Neue Ergebnisse und Probleme in der Luftelektrizität . . .	759
Übersichtsartikel: RIEGER, E.: Messungen des elektrischen Feldes in der oberen Atmosphäre	795
LEITINGER, R.: Untersuchungen über die Höhenabhängigkeit der halbtägigen gravitations- erregten Gezeiten der Atmosphäre	835
POHL, J., und H. SOFFEL: Paleomagnetic Age Determination of the Rochechouart Impact Structure (France)	857
STEINWACHS, M.: Interpretation von Mikroerdbebenregistrierungen in Westgriechenland . .	867
FRÖHLICH, R. K.: Gravity Investigation over a Salt Structure near Lübbecke, Northern Germany	883
KARDEVÁN, P.: Die Verwendung der exponentiellen Periodenverteilung zur Feststellung der Resonanzstellen des Untergrundes aus Registrierungen industrieller Bodenunruhe. . .	899



PHYSICA - VERLAG · WÜRZBURG

als zweimonatliche Publikation herausgegeben im Auftrag der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft von

W. Dieminger, Lindau/Harz

und

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

unter Mitwirkung von

A. Defant, Innsbruck — W. Hiller, Stuttgart — K. Jung, Kiel — W. Kertz, Braunschweig — 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: Gravimetrisierungen im Nördlinger Ries. Z. Geophys. 31, 7—26, 1965.

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

Anschrift der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft:

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

Bank: Neue Sparcasse, Hamburg 24/11528

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

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

Bezugspreis je Band (6 Hefte) 105,— DM, Einzelheft je nach Umfang. Abonnements verlängern sich jeweils um einen Band, falls keine ausdrückliche Abbestellung zum Jahresende vorliegt.

Gedruckt mit Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft.

Diesem Heft liegt ein Prospekt des Umschau Verlags, Frankfurt am Main, bei.

Neue Ergebnisse und Probleme in der Lufterlektrizität¹⁾

New Results and Problems in Atmospheric Electricity¹⁾

R. MÜHLEISEN, Weißenau²⁾

Eingegangen am 1. Juli 1971

Zusammenfassung: Nach einem Überblick über die wichtigsten Erscheinungen der Lufterlektrizität werden die neuesten Ergebnisse und Hypothesen geschildert und beurteilt. Die Kenntnisse von dem Aufbau der Kleinionen sind wesentlich verbessert worden. Außerdem kennt man neuerdings die Einflüsse der Luftverunreinigung auf die Kleinionenkonzentration und damit auf die Luftleitfähigkeit besser und hat damit ein Mittel, um die zunehmende Luftverschmutzung auf den Kontinenten und auch auf den Weltmeeren zu verfolgen. Die Besonderheiten der lufterlektrischen Phänomene auf den Meeren wurden weitgehend geklärt. Ferner konnte durch Ballonaufstiegsmessungen die Spannung zwischen Ionosphäre und Erde, welche im Mittel 280 kV beträgt, während eines Zeitraums von 12 Jahren verfolgt werden. Ein zur Sonnenaktivität inverser 11-Jahresgang ist zu erkennen. Erste Anzeichen für bis in die Troposphäre durchgreifende horizontale ionosphärische Felder 1–2 Tage nach markanten solaren Ausbrüchen ergaben sich aus Differenzen der Ionosphärenpotentiale über Süddeutschland und dem Äquator bei gleichzeitigen Aufstiegsmessungen und aus Feldstärkemessungen im Hochgebirge. Auch andere Zusammenhänge zwischen lufterlektrischen Parametern und solarer Aktivität wurden durch Beobachtungen belegt. Die noch offenen Probleme der Gewitterelektrizität und des Elektrodeneffekts werden ebenso wie neue, jedoch fragwürdige Hypothesen zum globalen lufterlektrischen Stromkreis, diskutiert.

Summary: After a survey of the most important phenomena of air electricity, the newest results and hypotheses are described and discussed. The knowledge of small ions as charged molecule clusters has been improved. One recognizes more and more the influences of air pollution on the small ion concentration and therefore on the air conductivity, which helps to detect the growing pollution over the continents as well as over the oceans. Most of the features of air electricity phenomena at sea have been clarified. Further, the potential difference between the ionosphere and the earth, which has a mean value of about 280 kV, has been measured for a period of 12 years. An inverse 11-year-variation with solar activity is noted. Initial indications of horizontal ionospheric fields penetrating down to the troposphere 1–2 days after strong solar flares have been observed. They result from differences of the ionosphere potential measured with simultaneous balloon ascents over southern Germany and the equator and from field records on high mountain tops. Also, other relations between air electricity parameters and solar activity are evident through observations. Unsolved problems of thunderstorm electrification and the electrode effect, for example, are discussed as well as new, but doubtful, hypotheses of the global air electric circuit.

¹⁾ Vom Vorstand der DGG erbetener Übersichtsartikel.

²⁾ Prof. Dr. R. MÜHLEISEN, Astronomisches Institut der Universität Tübingen, Außenstelle Weißenau, 7981 Weißenau/Rasthalde.

1. Einleitung

Bei oberflächlicher Betrachtung könnte man annehmen, daß auf dem Gebiet der luftelektrischen Erscheinungen das Wesentliche erforscht sei und verstanden würde. Beides trifft, ähnlich wie beispielsweise beim Erdmagnetismus, nicht zu. Was ist die Ursache für diesen Mangel an sicheren Erkenntnissen? Einmal erlaubt die Natur nicht in alle Bereiche luftelektrischen Geschehens einen unmittelbaren Einblick. Man braucht nur an eine Gewitterwolke zu denken, die nach den bisherigen Annahmen als Generator im luftelektrischen Stromkreis wirkt. In einem Raum von rund 10 km Durchmesser und Höhe müßten Mikro- und Makrobereiche gleichzeitig beobachtet werden können, was leider unmöglich ist. Oder ein anderes Beispiel: die Stromergiebigkeit aller Gewitter oder sonstiger Generatoren müßte gleichzeitig erfaßbar sein, was vielleicht einmal mit mehreren erdnah kreisenden Satelliten möglich sein wird, bis heute aber nur in Ansätzen versucht wurde. Zweitens gibt es Erscheinungen in der Luftelektrizität, welche noch nicht genügend aufgeklärt sind, wie etwa der Elektrodeneffekt oder die Zusammensetzung der für die elektrische Leitfähigkeit der Luft verantwortlichen Kleinionen; ihre Klärung ist deshalb wichtig, weil es sich dabei um fundamentale Erscheinungen, bzw. Elemente handelt.

Zur Zeit wird heftige Kritik geübt und Zweifel tauchen auf an der Richtigkeit der alten Wilson'schen Hypothese, nach welcher die Cumulonimben als Generatoren den luftelektrischen Stromkreis versorgen und so das normale luftelektrische Feld bei Schönwetter aufrechterhalten. Damit scheinen die Grundfesten der Luftelektrizität erschüttert zu werden. Die Zweifel können nicht ausgeräumt werden, solange es nicht gelingt, die Wilson'sche Hypothese durch Messungen zu beweisen.

Zum Schluß der Einleitung soll noch erwähnt werden, daß Zusammenhänge zwischen solarer Aktivität und luftelektrischen Parametern, die schon vor 100 Jahren vermutet und postuliert wurden, heute wahrscheinlicher geworden sind. Da bessere Beobachtungsmethoden angewandt und die Ergebnisse kritischer analysiert wurden, besteht große Wahrscheinlichkeit für die Realität solar-terrestrischer Beziehungen in der Luftelektrizität, wodurch für dieses Gebiet neue, interessante Aspekte entstehen.

2. Kurzer Überblick über die luftelektrischen Erscheinungen im klassischen Bild

Das luftelektrische Feld über der Erdoberfläche ist bekanntlich kein elektrostatisches Feld über einer negativ geladenen Erde, sondern im stationären Gleichgewicht lediglich die Folge des Potentialabfalls eines elektrischen Stromes am Widerstand der Luft. Dieser Strom wird erzeugt und aufrechterhalten von den Gewittern über der gesamten Erde, welche infolge ihrer meist positiven Ladung an der Oberseite und negativen Ladung an der Unterseite über die gut leitende Ionosphäre und über die Erdoberfläche diesen Strom in Gang halten (siehe Abb. 1). Für diesen luftelektrischen Stromkreis, der erstmals von WILSON [1920] postuliert wurde, hat man bisher etwa folgende Werte für die einzelnen Parameter angegeben:

Gesamtstrom I	ca. 1500–1800	A
Vertikalstromdichte j_v über Land in Schönwettergebieten	ca. $2 \cdot 10^{-12}$	$A \cdot m^{-2}$
elektrische Leitfähigkeit der Luft nahe des Erdbodens λ_0	$0,5-2 \cdot 10^{-14}$	$\Omega^{-1}m^{-1}$
Feldstärke oder Potentialgradient	100–400	V/m
Potentialgradient – Mittelwert über der Erdoberfläche	125	V/m
Mittlere Spannung zwischen Erde und Ionosphäre V_I	280	kV

Es wird im folgenden besprochen, inwieweit diese Angaben stimmen oder neuerdings in Frage gestellt werden. Da die genannten Werte von wenigen Punkten der Erdoberfläche stammen, darf man sich nicht wundern, wenn sich nach Einbeziehung einer größeren Zahl von Meßstellen andere Mittelwerte ergeben. Dies gilt insbesondere auch für die großen, von Meeren bedeckten Gebiete.

Für die elektrischen Generatoren werden folgende Werte angenommen:

Spannung zwischen Ober- und Unterseite eines Cumulonimbus	10^8-10^9 V;
Gesamtstrom von einem Cumulonimbus zur Ionosphäre und Erdoberfläche	0,5–1 A;
dieser fließt über Widerstände von ca. zu den Stromschienen: Ionosphäre und Erdoberfläche.	$10^9 \Omega$

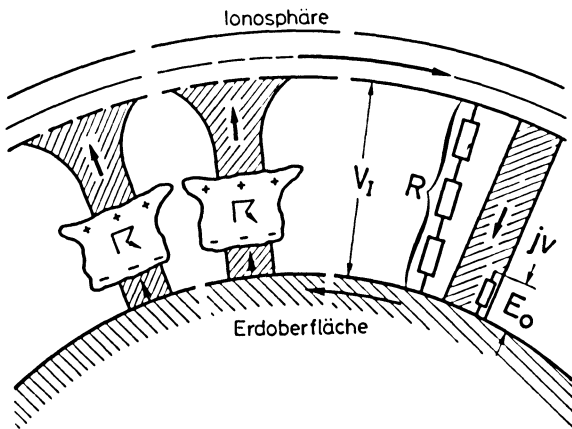


Abb. 1: Schema des globalen lufterlektrischen Stromkreises nach C.T.R. WILSON [1920]

Fig. 1: Atmospheric electric global circuit

An der Wolkenunterseite sind am Stromfluß beteiligt:

Spitzenstrom – Blitzstrom – Niederschlagsstrom – Leitungsstrom.

In den verschiedenen Monographien von ISRAEL [1961], CHALMERS [1967] und Publikationen von WAIT [1929], WORMELL [1930] findet man sehr unterschiedliche Anteile der einzelnen Stromarten und damit auch unterschiedliche Zahlenangaben. Der Spitzenstrom soll die Hauptlast des Ladungstransports zwischen Wolke und Erdboden tragen, die Blitze nur einen Bruchteil, während der Niederschlagsstrom entgegengesetztes Vorzeichen haben soll. Bei vielen Autoren geht die Bilanz nicht auf, was z. B. so gedeutet werden kann, daß entweder andere, am Meßort nicht erfaßbare Stromlieferanten existieren, etwa in Form der viel stärkeren tropischen Gewitter oder daß die gemessenen Einzelanteile nicht den tatsächlichen Verhältnissen entsprechen.

Etwas besser sieht es mit den Strommessungen über Gewitterwolken aus. Mehrere Versuche mittels hochfliegender Flugzeuge erbrachten Gesamtströme über Gewitterzellen von ca. $\frac{1}{2}$ bis 1 A, max. 6 A.

Analysen von Gewitterstatistiken von der ganzen Erde liefern eine Angabe über die Zahl der gleichzeitig aktiven Gewitter. Es sollen im Mittel 2000 sein mit erheblichen zeitlichen Schwankungen. Die Dauer der elektrisch aktiven Phase beträgt ca. $\frac{1}{2}$ Stunde. Die Gewitter wären demnach imstande, den oben geforderten Gesamtstrom im luftelektrischen Stromkreis von 1500 – 2000 A zu produzieren.

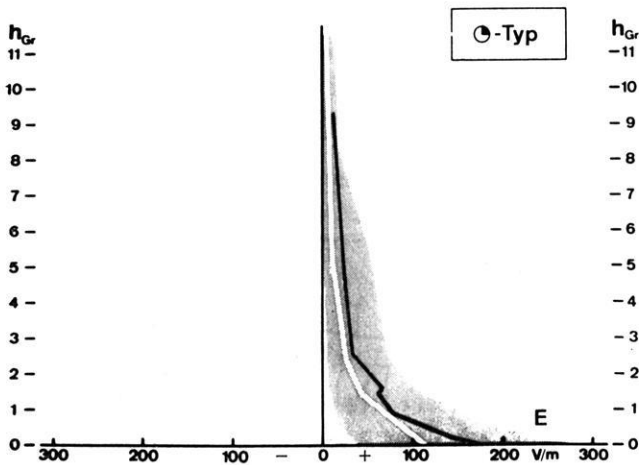


Abb. 2: Feldverhältnisse bei wolkenlosem Himmel und heiterem Wetter (Schönwettertyp): ausgezogene Kurve: charakteristische Aufstiegsmessung; weiße Kurve: Mittelwertsverlauf; gerasterte Fläche: Streubereich aller Meßwerte

Fig. 2: Potential gradient in function of height during fine weather: straight line: example of a balloon ascent measurement; white line: mean course of $E(h)$; shaded area: range of possible values

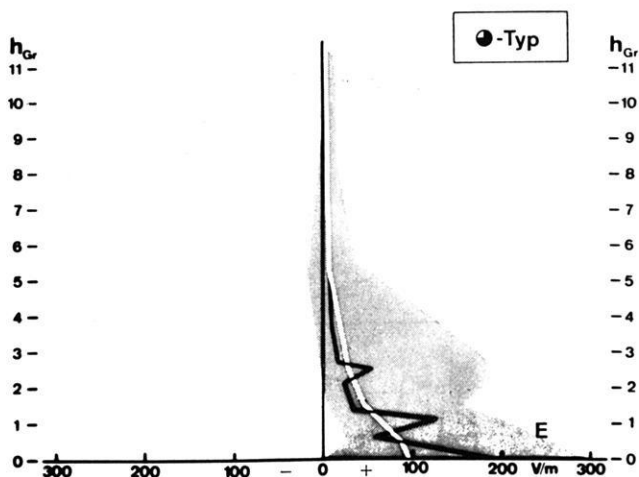


Abb. 3: Feldverhältnisse bei Bewölkung ohne Niederschlag (Erklärung s. Abb. 2)

Fig. 3: Same as Fig. 2 but during cloudiness without precipitation

Aus einer mittleren Spannung von 280000 V und einem Gesamtstrom von 1800 A, ergibt sich der Gesamtwiderstand der Schönwetteratmosphäre in vertikaler Richtung zu 150Ω , ein Wert, der in erster Näherung auch aus den gemessenen Werten der elektrischen Leitfähigkeit der Luft errechnet werden kann.

Die Lufterlektriker sprechen sehr häufig von den Schönwetterverhältnissen, welche für den Potentialgradienten E in Abb. 2 dargestellt sind. Tatsächlich weichen nicht nur am Boden, sondern auch in der freien Atmosphäre die Meßwerte für Potentialgradient (Abb. 3), Leitfähigkeit und Vertikalstrom auch bei Bewölkung ohne Niederschlag nur wenig von den Schönwetterwerten ab, ausgenommen in den Wolken selbst. In Abb. 4 sieht man, daß der Potentialgradient in den Wolken im Mittel etwa um das 2–4fache erhöht, d. h. die Leitfähigkeit im Falle eines quasistationären Vertikalstromes um denselben Faktor herabgesetzt ist. In Extremfällen kann das Feld bis auf den 22fachen Betrag überhöht sein. Erst bei Bewölkung mit Niederschlag kommen erhebliche Abweichungen von den Normalwerten vor als Zeichen dafür, daß die Wolken elektrische Generatoren darstellen (Abb. 5).

3. Neue Ergebnisse aus den letzten zehn Jahren

3.1. Leitfähigkeit der Luft und Zusammensetzung der Kleinionen

Weil die lufterlektrischen Erscheinungen nur verstanden werden können, wenn man von der zwar geringen, aber immer vorhandenen elektrischen Leitfähigkeit λ der Luft ausgeht, soll zunächst diese betrachtet werden. Sie resultiert aus der Zahl n und der

Beweglichkeit k der Ionen und ist diesen beiden Größen proportional: $\lambda = k \cdot n \cdot e$. Ihr Wert schwankt für Luft in der erdbodennahen Atmosphäre zwischen $0,2$ bis $5 \times 10^{-14} \Omega^{-1} \text{m}^{-1}$; dieser Schwankungsbereich rührt einerseits von der zeitlich und örtlich verschiedenen Ionisierungsstärke her, welche $1,5 - 30$ Ionenpaare pro sec und cm^3 betragen kann. Andererseits spielt der Aerosol- und Dunstteilchengehalt der Luft eine Rolle, weil die Lebensdauer der atmosphärischen Ionen weniger durch Rekombination

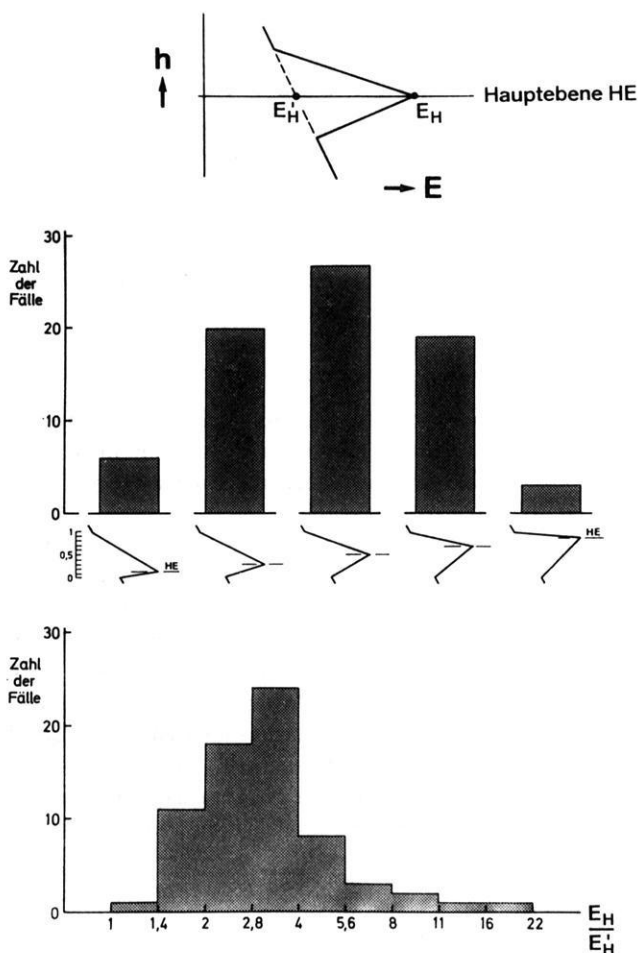


Abb. 4: Statistische Verteilung der verschiedenen Typen des Feldprofils innerhalb einer Wolke. Der Feldwert an der markanten Spitze des Feldprofils ist im Mittel 2–4fach überhöht

Fig. 4: Statistical distribution of the different types of the field profile inside of a cloud

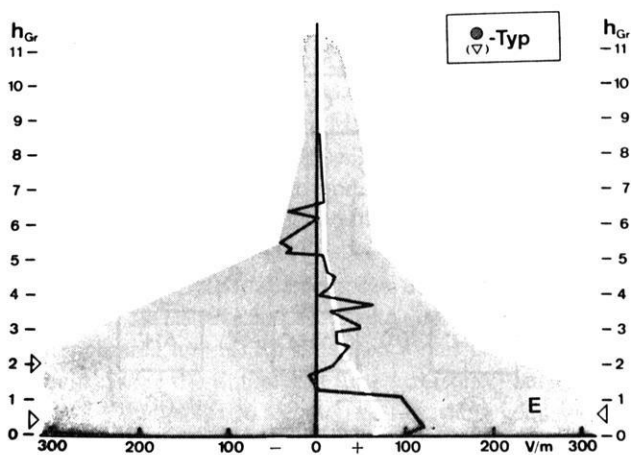


Abb. 5: Feldverhältnisse bei Regen und Regenschauer (Erklärung s. Abb. 2)

Fig. 5: Same as Fig. 2 but during rain and rainshower

bination als durch Anlagerung an Partikel begrenzt ist. Durch die Anlagerung wird die Beweglichkeit k der Ionen so stark herabgesetzt, daß sie zur Luftleitfähigkeit nichts mehr beitragen. Die Werte für die Lebensdauer der atmosphärischen Ionen betragen 20–1000 sec. Im Gleichgewicht zwischen Bildung (Ionisierung) und Verschwinden (Anlagerung und Rekombination) existieren dann ca. 100 bis 1000 Ionen pro cm^3 . Mit deren Beweglichkeit k von ca. $1 - 1,5 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ errechnen sich die oben angegebenen Werte für die Luftleitfähigkeit λ .

Die Frage, wie ein solches atmosphärisches Ion oder Kleinion zusammengesetzt ist, beschäftigte nicht nur die Luftelektriker, sondern auch z. B. die Gasentladungsphysiker schon lange. Aus der Beweglichkeit kann man ableiten, daß es sich dabei um Molekülpakete, sogenannte Cluster handeln muß, bei denen ein positives oder negatives Molekülion von neutralen, polarisierten Molekülen umgeben sein muß. Erst in neuester Zeit hat MOHNEN [1969a] anhand von Reaktionsgleichungen die Bildung von atmosphärischen Ionen studiert und nunmehr ein ziemlich gesichertes Bild beschrieben. Das positive Kleinion besteht demnach aus einem „Oxonium“-Ion H_3O^+ mit ca. 4–5 angelegerten H_2O -Molekülen. Es kann also beschrieben werden als



MOHNEN konnte zeigen, daß alle primär gebildeten Ionen, besonders also N_2^+ und O_2^+ , in Zeiten von 10^{-9} s ihre Ladung auf verschiedenen Wegen an ein H_3O^+ -Ion abgeben, das sich dann zum beständigen Clusterion weiterbildet. Vergleiche hierzu das Reaktionsschema gemäß Abb. 6.

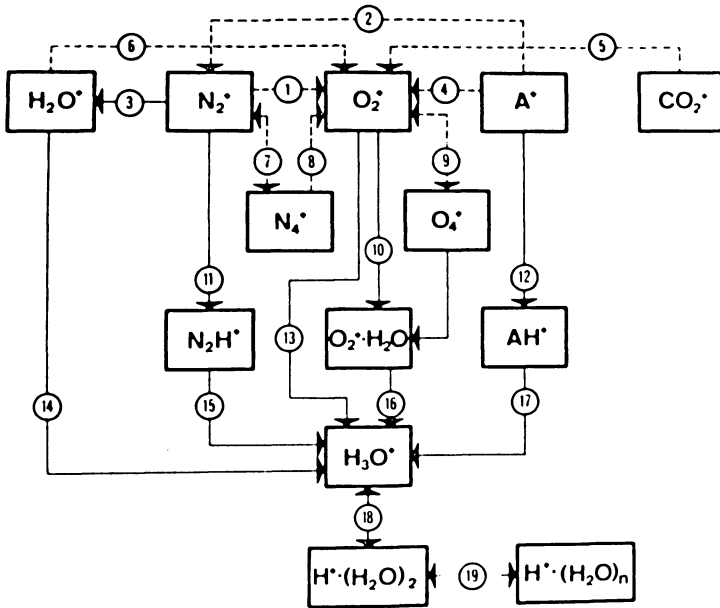
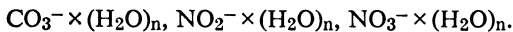


Abb. 6: Reaktionsschema der Bildung eines positiven Clusterions

Fig. 6: Reaction diagram of the development of a positive cluster ion

Ähnliche Vorgänge führen zu den negativen Kleinionen. Das Endprodukt in der unteren Troposphäre ist nach MOHLEN (1969b) ein $O_2^- \times (H_2O)_n$ -Clusterion. In der oberen Troposphäre und unteren Stratosphäre scheint ein Clusterion $CO_4^- \times (H_2O)_n$ beständig zu sein, und über 15 km Höhe existieren Clusterionen der Zusammensetzung



Wiederum spielt das Wasserdampfmolekül mit seinem extrem hohen elektrischen Dipolmoment eine besondere Rolle.

Offen bleibt noch der Wert n , also die Anzahl der an ein Ion angelagerten Wassermoleküle. Nach der Theorie von MOHLEN und Messungen von SHANIN [1966] liegt er zwischen 4 und 6. Eine Vermutung, daß n abnehmen müßte, wenn man die Ionen der Stratosphäre untersucht, hat sich nicht bestätigt [RIEKERT 1971]. Die Beweglichkeit von positiven Ionen ändert sich nur unbedeutend, wenn man sie auf Normaldichte der Luft reduziert; man muß daher annehmen, daß sich Cluster mit normalen Werten von n bilden können.

Es bleibt noch die Frage offen, ob verschiedene Werte von n vorkommen und ob eine Verteilung um ein mittleres n existiert. Letzteres ist sehr wahrscheinlich, läßt sich aber

experimentell nicht klären, da bei Beweglichkeitsmessungen die Aufenthaltsdauer eines Ions in einem üblichen Ionenmeßgerät um Größenordnungen länger ist als die Umwandlungszeit. Doch bestehen bei Beweglichkeitsmessungen noch Diskrepanzen zwischen verschiedenen Autoren [HOPPEL 1968, MISAKI 1961].

Die Beweglichkeit der Ionen und die Ionenkonzentration in Funktion der Höhe haben RIEKERT [1971] bis 25 km und ROSE und WIDDEL [1970] im Höhenbereich von 35 – 70 km untersucht. Es sieht so aus, als ob die Meßergebnisse sich aneinander anschließen lassen.

Diese Meßergebnisse bestätigen außerdem das Bild vom lufterlektrischen Stromkreis (Abb. 1), nach dem die elektrische Leitfähigkeit der Luft vom Erdboden bis etwa 30 km um 2-Zehnerpotenzen und bis zur untersten Ionosphärenschicht um ca. 3-Zehnerpotenzen zunimmt. Wenn die Entladezeit für einen isoliert aufgestellten Körper in bodennaher Luft $\tau = \epsilon_0/\lambda$ ungefähr 10 Minuten beträgt, dann geht sie in 30 km auf ca. 5 s und in 70 km auf ca. 500 ms zurück. Damit besteht auch heute kein Zweifel, daß normalerweise bereits die unterste Ionosphäre für den lufterlektrischen Stromkreis eine Äquipotentialschicht darstellt und als „Stromschiene“ fungiert; dies gilt allerdings nur, solange nicht in der Ionosphäre selbst durch Dynamowirkungen horizontale Potentialdifferenzen erzeugt werden. Darüber wird im nächsten und im letzten Abschnitt zu sprechen sein.

3.2. Elektrische Potentialdifferenz zwischen Ionosphäre und Erde

Nach dem Wilson'schen Bild vom lufterlektrischen Stromkreis muß eine elektrische Spannung zwischen Ionosphäre (oder lufterlektrischer Ausgleichsschicht) und Erdoberfläche existieren, welche für den vertikalen Leitungsstrom durch die Atmosphäre und den Potentialgradienten hauptverantwortlich ist. Nur so kann man erklären, daß bei Schönwetter und schwach verunreinigter Luft fast ausschließlich ein lufterlektrisches Feld von oben nach unten von der Stärke um 100 – 200 V/m gefunden wird. Wir haben uns in Weißenau die Aufgabe gestellt, diese Spannung zwischen Ionosphäre und Erde möglichst genau zu messen und die zeitlichen Variationen zu verfolgen. Die Meßmethode ist bereits an anderer Stelle beschrieben [FISCHER 1962].

Das Potential in der Gipfelhöhe H eines Aufstiegs mit einer Potentialgradient-Radiosonde erhält man aus der Integration des Potentialgradienten $E(h)$ über die Höhe:

$$V = \int_0^H E(h) dh.$$

Wählt man die Gipfelhöhe zu etwa 10 km, dann hat man dort bereits 90% des Ionosphärenpotentials V_I unter sich. Der Rest bis zur Ionosphäre kann sehr genau aus dem Potentialgradient E_H in Gipfelhöhe und der Annahme einer nach oben exponentiell abfallenden Feldstärke berechnet werden. Durch Verwertung sowohl der Aufstiegs-, als auch der Abstiegsweite bis zur Gerätelandung erreichen wir eine hohe Ge-

naugigkeit der V_I -Bestimmung. Die Fehlergrenzen liegen unter $\pm 5\%$; wir werden sehen, daß bei Vergleichsaufstiegen im Mittel 2,5% erreicht worden sind.

Aus den bis 1970 durchgeführten 270 Radiosondenaufstiegen ergeben sich Werte für das Ionosphärenpotential zwischen 160 und 580 kV. Eine Werteverteilung aller Aufstiege zeigt die Abb. 7.

Man sieht, daß die Werte zwischen 220 und 350 kV am häufigsten sind und daß wir bis jetzt einen Mittelwert von 280 kV erhielten.

Zur Prüfung der Wilson'schen Hypothese unternahmen wir zahlreiche Simultan-aufstiege. Die Ergebnisse solcher an verschiedenen Orten zu gleicher Zeit gestarteten Radiosondenaufstiege zeigt die Tabelle:

Datum	Uhr	2. Aufstiegsort	V_I am 2. Aufstiegsort	V_I Weißenau	$\Delta V_I/V_I$
29. 7. 60	14 h	Höchsten 830 m	235 kV	224 kV	4,2%
17. 3. 61	16 h	Höchsten 830 m	352 kV	371 kV	5,4%
16. 2. 61	14 h	Tübingen	287 kV	284 kV	1,0%
27. 10. 60	14 h	Uppsala	278 kV	292 kV	5,0%
18. 3. 69	18 h	Atlantik-	225 kV	224 kV	0,4%
20. 3. 69	12 h	Äquatorstation	258 kV	253 kV	1,9%
20. 3. 69	18 h	" 30° W	287 kV	290 kV	1,0%
21. 3. 69	12 h	"	220 kV	218 kV	0,9%
29. 3. 69	12 h	"	204 kV	200 kV	1,9%
29. 3. 69	18 h	"	198 kV	206 kV	3,9%
30. 3. 69	12 h	"	163 kV	174 kV	6,5%
2. 4. 69	9 h	"	157 kV	155 kV	1,2%
2. 4. 69	14 h	"	205 kV	204 kV	0,5%
2. 4. 69	21 h	"	192 kV	194 kV	1,0%

Die Übereinstimmung kann unter Berücksichtigung der Schwierigkeiten luftelektrischer Messungen als sehr gut bezeichnet werden; sie unterstreicht zweierlei, nämlich

- 1.) daß die Meßmethode zu sehr genauen Werten führte,
- 2.) daß von Ausnahmen, die im Kapitel 6 behandelt werden, abgesehen, die untere Ionosphäre tatsächlich als Äquipotentialschicht angesehen werden kann.

Wenn der von der „Carnegie“ gefundene Tagesgang des luftelektrischen Feldes ein weltweites Phänomen ist, dann muß auch das Ionosphärenpotential einen ähnlichen Tagesgang zeigen. Diese Erwartung wurde durch unsere Messungen zu verschiedenen Tageszeiten voll bestätigt (Abb. 8). Das mittlere Ionosphärenpotential hat ein Minimum um ca. 04h GMT und ein Maximum um ca. 20 h GMT ganz entsprechend dem Carnegie-Tagesgang für die maritimen Potentialgradienten, ein Befund, der neuerdings durch unsere Messungen bei den Atlantischen Expeditionen des Forschungsschiffes „Meteor“ 1965 und 1969 voll bestätigt werden konnte (s. Abb. 8).

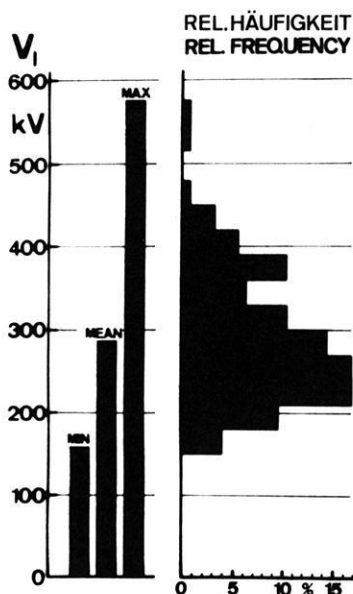


Abb. 7: Verteilung der Meßwerte des Ionosphärenpotentials V_1

Fig. 7: Distribution of data of the ionosphere potential V_1 due to 180 radiosonde ascents

So ist nach meiner Meinung nunmehr sehr überzeugend bewiesen, daß die Vorstellung vom lufterlektrischen Stromkreis nach WILSON während der überwiegenden Zeit zu Recht besteht: die Ionosphäre ist eine Äquipotentialschicht, die vertikalen Leitungsströme an einem beliebigen Punkt auf der Erde werden durch die Ionosphärenspannung und den Säulenwiderstand der Atmosphäre entsprechend dem Ohm'schen Gesetz gesteuert, solange keine zusätzlichen Generatoren in der Ionosphäre bzw. in Form von elektrifizierten, natürlichen oder anthropogenen Wolken in der Troposphäre wirksam sind. Das letztere dürfte nach grober Schätzung in weniger als 1/100 der Gesamtzeit und Fläche der Fall sein, jedoch örtlich noch stark variieren.

3.3. Die lufterlektrischen Verhältnisse auf den Meeren

Nach den ausgedehnten Meß- und Registrierfahrten der Carnegie-Institution von 1915–1929 [TORRESON et al. 1946] sind bis vor kurzem kaum mehr Messungen des lufterlektrischen Feldes auf den Meeren unternommen worden.

Die Möglichkeit, mit dem Forschungsschiff „Meteor“ lufterlektrische Messungen auszuführen, wurde 1965 erstmals während der Atlantischen Expedition genutzt. Es war beabsichtigt, einmal die Meßergebnisse der „Carnegie“ zu prüfen, vor allem durch bessere Reduktion der Meßwerte an Bord auf die ebene Wasseroberfläche, weiter die

elektrische Leitfähigkeit der Luft aus Kleinionenkonzentrationsmessungen zu berechnen, um den vertikalen Leitungsstrom über dem Atlantik und daraus den maritimen Anteil am globalen Vertikalstrom neu abzuleiten und besonders die starken kurzperiodischen Schwankungen des Potentialgradienten zu untersuchen, welche an der Küste der Nordsee gefunden worden waren und welche ein weltweites Phänomen zu sein schienen [MÜHLEISEN 1959 und 1962]. Ballonaufstiege mit Potentialgradient-Sonden sollten die Messungen in der Nähe der Wasseroberfläche durch solche in der freien Atmosphäre ergänzen.

Die Ergebnisse, welche bereits in den Meteor-Forschungsergebnissen [MÜHLEISEN 1968, MÜHLEISEN und RIEKERT 1970a] in extenso veröffentlicht worden sind, sollen hier nur kurz zusammengefaßt werden.

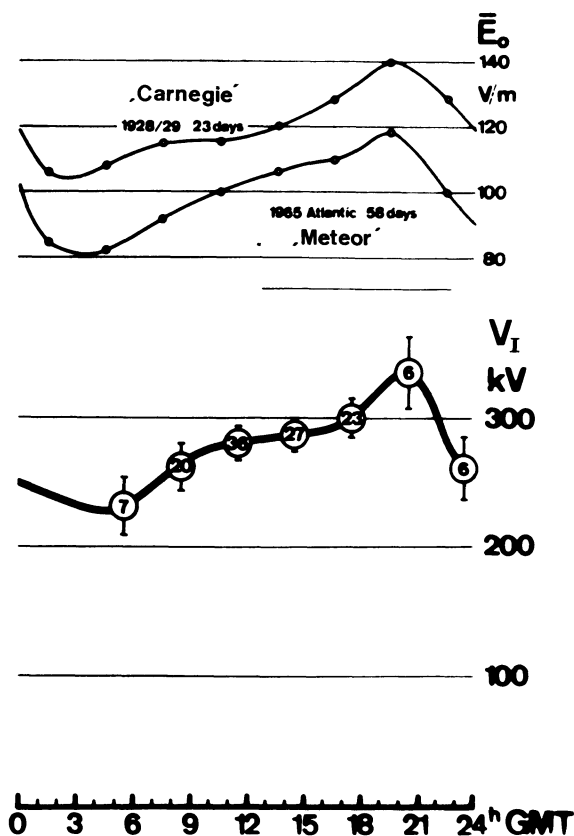


Abb. 8: Gegenüberstellung der mittleren tageszeitlichen Variation des Ionosphärenpotentials V_I und des ozeanischen Feldwertes E_0

Fig. 8: Diurnal variation of the ionosphere potential V_I in agreement with the diurnal variation of the potential gradient over the ocean

- a) Das luftelektrische Feld E_0 hatte über dem freien Atlantik einen mittleren Wert von 105 V/m.
- b) Sowohl der mittlere Tagesgang von E_0 , als auch derjenige an einzelnen Tagen, besonders in Äquatornähe entsprach sehr genau dem bereits von der „Carnegie“ gefundenen (Abb. 8). Dies kann als weitere Festigung der Wilson'schen Hypothese betrachtet werden.
- c) Die Schwankungen des luftelektrischen Potentialgradienten existierten ohne Unterbrechung während der gesamten Fahrt auf dem freien Ozean. Die mittlere Gesamtamplitude, also die Differenz zwischen Maximalwert und Minimalwert des Potential-Gradienten innerhalb eines 1-Std.-Intervalls beträgt ebenfalls im Mittel 100 V/m, ist also so groß wie der Mittelwert des PG über dem Meer und übertrifft einen entsprechenden Schwankungswert an einer ungestörten Landstation um mindestens das 5fache.

Diese Schwankung ist damit eine charakteristische Eigenschaft des luftelektrischen Feldes über den Meeren, welche bis jetzt übersehen wurde. Sie hat mehrere bedeutende Konsequenzen: einmal ist es problematisch, ob für globale Betrachtungen, z. B. für die Berechnung des Vertikalstroms aus E_0 und λ_0 der Mittelwert oder evtl. nur der Minimalwert eingesetzt werden muß. Zum zweiten müssen die Schwankungen des PG, welche synchron mit Schwankungen der Raumladungsdichte einhergehen und damit auf eine Ursache in der wassernahen Schicht hinweisen, mit dem Austausch in dieser Schicht eng gekoppelt sein. Dafür wurde der Beweis erstmals bei Messungen an der Küste der Insel Sylt [MÜHLEISEN 1959] und 1969 während der Atlantischen Expedition von BROCKS und KRÜGERMEYER [1970 und 1971] erbracht. Während die meteorologischen Parameter, Lufttemperatur nur um einige $1/100^\circ$ und der Wasserdampfpartialdruck nur um mehrere mb schwanken, variiert der luftelektrische Potentialgradient um $\pm 50\%$ seines Mittelwertes. Beides weist klar auf Vertikalbewegungen hin, wobei absteigende Luft trocken und kälter und frei von elektrischen Raumladungen ist, und längere Zeit über dem Wasser triftende Luft feucht und wärmer und mit einer positiven Raumladung behaftet ist. Die Ursache für letzteres wird im nächsten Abschnitt beschrieben werden. Eine eingehende Analyse der PG-Schwankungen hat PAPERLEIN [1971] durchgeführt und gezeigt, daß es möglich ist, aus dem PG-Verlauf ein sehr genaues Bild der Luftströmung, besonders der vertikalen Komponente, abzuleiten.

- d) Der Elektrodeneffekt (siehe auch Kap. 4.2), schon lange über Land gesucht und erstmals über dem Bodensee gefunden [MÜHLEISEN 1961 a], (Abb. 9), konnte nunmehr auch auf dem freien Ozean nachgewiesen werden [MÜHLEISEN und RIEKERT 1970 b]. Er besteht darin, daß die Feldstärke im Mittel in ca. 50 m Höhe über der Wasseroberfläche nur noch halb so groß ist wie unmittelbar über ihr (Abb. 10). Diese Entdeckung hat wiederum weitreichende Konsequenzen. Einmal kann der Elektrodeneffekt nur existieren zusammen mit einer positiven Raumladung in der wassernahen Schicht. Nach der Poissongleichung $\rho \sim \partial E / \partial h$ ergibt sich eine Raumladungsdichte von etwa 200 e/cm^3 (e = elektrische Elementarladung), welche auch

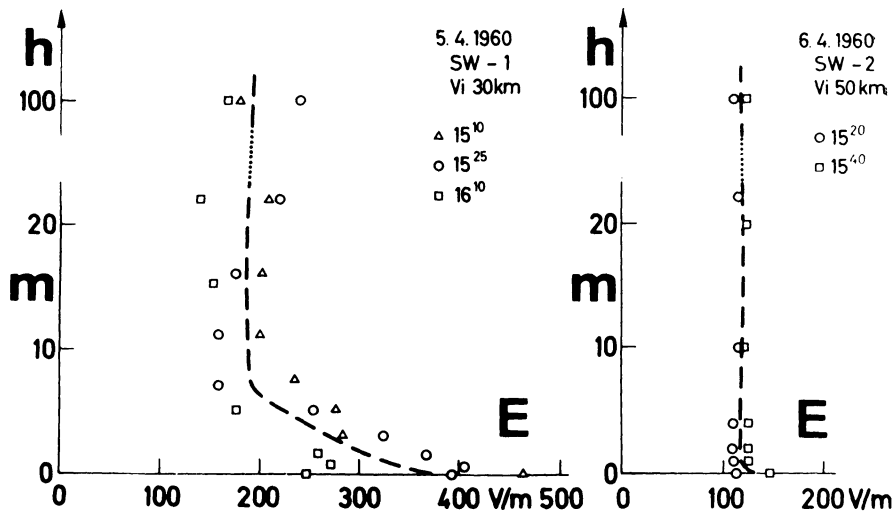


Abb. 9: Mittlere Abnahme des Potentialgradienten E in Funktion der Höhe h , links: über dem Bodensee (Elektrodeneffekt), und rechts: Verlauf über Land = kein Effekt

Fig. 9: Decrease of the potential gradient with the altitude h over the Lake of Constance (left) = electrode effect and the course over land (right) without any effect

durch Messungen bestätigt wurde. Die austauschbedingten Transportvorgänge dieser Raumladung erklären nunmehr die Schwankungen des Potentialgradienten über See (siehe 3.3.c).

Der Elektrodeneffekt und seine Höhenausdehnung wurde deshalb auch vor kurzem von HOPPEL und GATHMAN [1971] zur Berechnung der Austauschoeffizienten benutzt. Das Ergebnis ist ein Wert von 0,33 bis 0,64 m^2s^{-1} für 5, bzw. 10 m über der Wasseroberfläche, welcher für den tropischen Ozean repräsentativ sein würde.

Auf dem Ozean gibt es noch eine zweite Quelle für positive Raumladungen, nämlich das Zersprühen von Meerwasser bei starkem Wind und Brandung [BLANCHARD 1963]. Jedoch fehlt die Bestätigung dieser Art von Raumladungsbildung aus dem Datenmaterial unserer Registrierungen.

Zweitens führt die Existenz des Elektrodeneffektes zu einer neuen Bestimmung der vertikalen Stromdichte. Denn an der Wasseroberfläche, wo der Potentialgradient ca. 110 V/m beträgt, transportieren nur positive Ionen einen Strom zur Oberfläche (Elektrode). In 50 m Höhe und darüber jedoch tragen Ionen beider Vorzeichens zum Vertikalstrom bei, jedoch nur unter dem Einfluß der halben Feldstärke von ca. 55 V/m. Das führt auf alle Fälle zu einer Vertikalstromdichte vom halben Wert gegenüber den Carnegie-Werten, wenn die Leitfähigkeit unverändert in Rechnung gesetzt wird. Weiterhin erbrachten aber unsere Ionenkonzentrationsmessungen einen Mittelwert von

etwa 300 cm^{-3} sowohl für die positiven wie für die negativen Ionen. Das ist aber eine Konzentration, die nur etwa halb so groß ist wie die von der „Carnegie“ gemessene. Beide Effekte zusammen liefern deshalb nunmehr einen mittleren Wert für die vertikale Leitungsstromdichte

$$j_v \text{ von nur } 0,9 \times 10^{-12} \text{ A} \cdot \text{m}^{-2},$$

das ist etwa ein Viertel des alten Wertes von $3,5 \times 10^{-12} \text{ A} \cdot \text{m}^{-2}$. Nimmt man an, daß der neue j_v -Wert repräsentativ für alle Ozeane ist, dann würde der Gesamtstrom über ihnen im Mittel nur etwa 330 A anstelle von 1200 A betragen. Über Land und Ozeanen zusammen würde damit also durch die gesamte Atmosphäre nur ein Strom von ca.

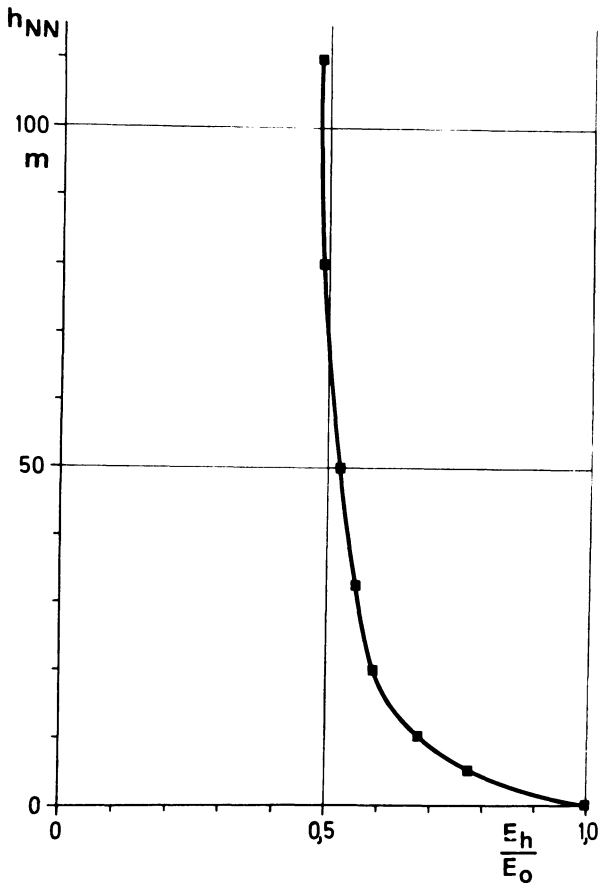


Abb. 10: Der Elektrodeneffekt über dem Atlantik

Fig. 10: The electrode effect over the Atlantic Ocean

660 A anstelle von 1500–1800 A fließen. Die gesamte Strombilanz im globalen luftelektrischen Stromkreis wäre neu zu erstellen.

3.4. Beitrag zur Erkennung der Luftverunreinigung über den Ozeanen

Während der Fahrtroute des Forschungsschiffes „Meteor“ wurden die luftelektrischen Parameter: Potentialgradient kontinuierlich und der Kleinionengehalt mit Unterbrechung registriert. Daraus läßt sich nicht nur eine Breitenabhängigkeit der luftelektrischen Größen ableiten, sondern es lassen sich deutliche Anzeichen für die Ausdehnung der kontinentalen Aerosole auf die Meere hinaus erkennen. Für die Nordsee (1963), für die einzelnen Fahrtabschnitte der Atlantik-Expedition 1965 und bei einer Meßfahrt 1966 in das westliche Mittelmeer wurden folgende Mittelwerte gefunden:

	Potentialgradient E_0 (V/m)	Kleinionengehalt n_{\pm} cm^{-3}	
Sylt (Seewind)	250		
Nordsee und Ärmelkanal	295		
Biskaya bis Azoren	178		
Azoren bis Äquator	127	+ 260	- 200
Mittelmeer	198	+ 154	- 163

Deutlich hebt sich der nördliche Atlantische Ozean, das Mittelmeer und die Nordsee von dem mittleren Atlantik ab; der Einfluß der kontinentalen Aerosolquellen ist in einer Entfernung von ca. 1000 km noch erkennbar. Die Ursache für die höheren Potentialgradient-Werte nahe der Kontinente und in der Westwindzirkulationszone dürfte im höheren Aerosolgehalt dieser Gebiete zu suchen sein. Höherer Aerosolgehalt führt, wie schon erwähnt, zu niedrigerem Kleinionengehalt, also zu geringerer Luftleitfähigkeit, und diese wiederum bei etwa konstantem Vertikalstrom von Ionosphäre zur Erde zu höherem Potentialgradienten $E_0 = j_v / \lambda_0$.

Eine ähnliche Untersuchung haben MISAKI und TAKEUTI [1970] anhand von Luftleitfähigkeitsmessungen auf dem japanischen Forschungsschiff „Fuji“ bei einer Fahrt rund um Japan durchgeführt. Sie kamen zu der Feststellung, daß die Leitfähigkeit λ mit der Entfernung vom Land etwa nach der Formel abnimmt:

$$\lambda = \lambda_0 \cdot (1 - e^{-\alpha \cdot D})$$

λ_0 = Leitfähigkeit auf dem freien Ozean, D = Entfernung zum Land in km; α ist etwa $0,06 \text{ km}^{-1}$ und wird noch je nach Windrichtung durch einen Faktor modifiziert. Man darf aber wohl annehmen, daß die Herkunft der untersuchten Luft noch nicht genügend analysiert worden ist und daß außer Betracht gelassen wurde, daß die Luft über der Japanischen See ja vom chinesischen und koreanischen Festland kommt. Ich würde deshalb das Ergebnis in Übereinstimmung mit den Beobachtungen vom Forschungsschiff „Meteor“ so interpretieren: *der Landeinfluß auf Luftleitfähigkeit und Potentialgradient ist mindestens 1000 km weit auf die freie See hinaus beobachtbar.*

Ein zweites zeichnet sich ab:

Die bereits erwähnte niedrige Kleinionenzahl von 300 cm^{-3} , gemessen in den Jahren 1965 und 1969 gegenüber 550 cm^{-3} gemessen von der Carnegie-Institution in den Jahren 1915–1929 haben GUNN [1964] und COBB und WELLS [1970] mit anderen Meßwerten zusammengestellt und daraus eine säkulare Erscheinung abnehmender Luftleitfähigkeit über den Ozeanen im Zusammenhang mit der zunehmenden Luftverunreinigung abgeleitet. Man wird die Unterlagen für diese Interpretation jedoch sehr genau prüfen müssen, weil die Kleinionen- bzw. Leitfähigkeitsmessungen jeweils mit verschiedenen, nicht identischen Geräten ausgeführt wurden. Es spricht trotzdem vieles für obige Deutung, weil lufterlektrische Parameter sehr empfindlich auf den Aerosolgehalt ansprechen.

4. Ungelöste Probleme der Lufterlektrizität

4.1. Zur Erklärung der Niederschlags- und Gewitterelektrizität

In den Niederschlagswolken müssen Prozesse der Ladungstrennung in großen Räumen und Ladungstransporte über größere Strecken vor sich gehen, damit die gefundene elektrische Raumladungsverteilung erklärt werden kann. Der Transport derselben je nach Vorzeichen stellt das geringste Problem dar. Schon beim Wasserfalleffekt sitzen nach Lenard die positiven Ladungen auf den größeren Wassertropfen und die negativen Ladungen auf den kleineren Tröpfchen; die ersteren fallen schnell nach unten, die letzteren werden von den Luftbewegungen fortgetragen, können schneller verdampfen, wobei die negativen Ladungen erhalten bleiben: eine negative Raumladung ist die Folge. Andere ladungserzeugende Prozesse ereignen sich zwischen Wasser und Eis in Wolken, zwischen Schneekristallen und Graupeln usw. Immer haben die beteiligten Elemente verschiedene Fallgeschwindigkeiten und werden sich daher räumlich trennen.

Welcher ladungserzeugende, bzw. ladungstrennende Prozeß oder welche Prozesse jedoch in einer Niederschlagswolke und in einer Gewitterwolke die effektivsten sind, ist nach wie vor nicht entschieden. Es sind inzwischen eine ganze Menge von Erscheinungen bekannt und Hypothesen aufgestellt worden, welche die Gewitterelektrizität erklären sollen. Die Abb. 11 gibt eine Übersicht über diese. Obwohl es noch völlig offen ist, möchte ich die größte Ergiebigkeit bei der Elektrifizierung aufgrund des Workman-Reynolds-Effekts vermuten. Jedoch wird heute allgemein angenommen, daß wahrscheinlich mehrere Prozesse nebeneinander wirksam sind. Die immer wieder gefundene Tatsache, daß die Elektrifizierung einer Wolke sich erheblich steigert, wenn einerseits die Labilitätsenergie steigt und die Aufwindgeschwindigkeit zunimmt und andererseits das -10°C -Niveau überstiegen wird und also Gefrieren einsetzt, weist auf Entscheidendes hin.

Nun gibt es aber auch noch eine Elektrifizierungshypothese von VONNEGUT [1965], welche sich völlig von den übrigen unterscheidet. Er sieht den Haupteffekt in der positiven Raumladung, welche über dem Erdboden als Folge der Leitfähigkeitszunahme





















Hypothesen zur Niederschlagselektrizität					
Autor	Voraussetzung	Vorgang der Ladungstrennung		exper. Beweis	Ergiebigkeit
		vorher	nachher		
Elster-Geitel 1913	elektr. Feld			-	?
Wilson 1929 (Wall 1948)	elektr. Feld Ionen			+	$10^{-1} \text{Cb/km}^2 \text{min}$
Vonnegut 1958	Raumldg. am Boden			-	?
Simpson 1909 nach Lenard 1892	$t > 0^\circ \text{C}$, Aufwind			+	$9 \cdot 10^{-2} \text{Cb/km}^3 \text{min}$
Frenkel 1944	$t \approx 0^\circ \text{C}$, Ionen			-	?
Findeisen 1940	$t < 0^\circ \text{C}$			+	$10^{-15} \text{Cb/cm}^2 \text{sec}$
				+	$10^{-14} \text{Cb/cm}^2 \text{sec} (?)$
				+	$10^{-12} \text{Cb/cm}^2 \text{sec}$
Latham-Mason 1961 Reynolds 1957	$t < 0^\circ \text{C}$			+	$1 \text{Cb/km}^2 \text{min}$
Workman-Reynolds 1950	$t < 0^\circ \text{C}$			+	$> 1 \text{Cb/km}^2 \text{min}$

Abb. 11: Schematische Übersicht über die Hypothesen zur Elektrifizierung von Wolkentropfen, Schneekristallen und Graupeln

Fig. 11: Schematic survey over the hypothesis of the electrification of cloud droplets, snow crystals and graupel

mit der Höhe fast immer angetroffen wird. Diese Raumladung wird nach VONNEGUT im Aufwind der Schauer- und Gewitterwolke hochgetragen, beeinflusst an der Wolkenaußenseite negative Ladungen, welche dort abwärts transportiert werden. Auf diese Weise soll eine Art Van-de-Graaf-Generator in Gang kommen, welcher positive Ladungen in den Kopf des Cb und negative Ladungen zur Unterseite befördert.

In einer neuen, eingehenden Untersuchung über „General Thunderstorm Electrification“ glaubt SARTOR [1970] nachgewiesen zu haben, daß die elektrische Ladungstrennung am stärksten nach der Kollision von Wolkenelementen und Niederschlagsteilchen ist. Er räumt den übrigen Elektrifizierungshypothesen zwar die Mitwirkung bei der Ladungsbildung in Wolken ein und vermutet, daß diese zunächst einmal ein

elektrisches Initialfeld aufbauen, nimmt aber dann an, daß dieses Initialfeld zwei sich kurze Zeit berührende Teilchen influenziert und so eine viel stärkere Beladung der sich wieder trennenden Partikel stattfindet. Damit gibt er wieder der alten Influenztheorie von ELSTER und GEITEL [1913] neuen Auftrieb, allerdings mit einer wesentlich ausführlicheren Stützung durch Experimente.

Da in all den genannten Gewitterhypothesen der Aufwind eine entscheidende Rolle spielt, ist es schwer, zwischen ihnen zu unterscheiden, zumal die Ladungsbildung in keinem Falle quantitativ auch nur mit bescheidener Sicherheit berechnet werden kann. Man ist also weiterhin darauf angewiesen, auf Nebenerscheinungen zu achten, wie zeitliche Abhängigkeiten von Wolkenwachstum und Feldanstieg, zeitliche Aufeinanderfolge der Blitze, Zeit für die Wiederherstellung des Ladungsaufbaus nach Blitzenladungen (recovery time) u. a.

Auf eine eigene Entdeckung soll hier auch noch eingegangen werden, weil diese durchaus in Gebieten der Wolkenbildung und -entwicklung zur Elektrifizierung führen kann. Bei der Untersuchung anomaler Raumladungen in Bodennähe wurde beobachtet, daß sich verdichtender Dunst und sich bildender Nebel negativ geladen ist, während sich bei Verschwinden und Auflösung dieser Hydrometeore positive Raumladung bildet [MÜHLEISEN 1958, 1961 b]. Durch Laborversuche konnte dieselbe Elektrifizierung an künstlichen Aerosolen bei Befeuchtung und Abtrocknung der Luft nachgebildet werden. Eine Erklärung, welche noch nicht ganz abgesichert ist, würde voraussetzen, daß kondensierende Wassermoleküle eine elektrische Dipolschicht an der sich vergrößernden Oberfläche bilden, und zwar so, daß die positiven Pole außen, die negativen innen zu liegen kommen. Dafür sollen energetische Betrachtungen sprechen. Dann würden Teilchen mit solchen Dipolschichten positive Ionen abstoßen, negative anziehen und sich somit negativ aufladen. Wenn sich die positiven Ladungen im elektrischen Felde entfernen oder an Wänden absetzen können, dann bleibt eine echte negative Raumladung übrig. Bei der Wasserdampfabgabe während des Abtrocknungsvorganges würde genau das Umgekehrte eintreten und so eine positive Raumladung gebildet werden. Es gibt bereits einige Versuche, diese Vorgänge in eine Wolken- und Niederschlagselektrifizierungshypothese einzubauen, z. B. von IMYANITOV und CHUBARINA [1968].

Die letztgenannten Autoren glauben, daß es noch sehr fraglich ist, ob die Gewitter die Hauptrolle zur Aufrechterhaltung des lufterlektrischen Feldes spielen. Sie meinen vielmehr, daß alle Niederschläge und Wolken ihren Beitrag leisten, der viel größer ist, als derjenige der Gewitterwolken, weil sie eine viel größere Fläche über der Erde bedecken als die Gewitterwolken alleine. Tatsächlich findet man unter den meisten Regenwolken ein umgekehrtes Feld von geringer Stärke, aber oft langer Dauer. Der durch diese Hypothese gegebene Anstoß, die lufterlektrischen Erscheinungen während nicht gewittriger Niederschläge genauer und umfassender zu untersuchen, sollte ernstgenommen werden. So ist ja auch die Elektrizität der Schauerwolken noch viel zu wenig studiert worden, obwohl sie einen einfacheren Aufbau haben und häufiger vorkommen als Gewitter.

4.2. Der Elektrodeneffekt

Die schon aus der Gasentladungsphysik bekannte Erscheinung des Elektrodeneffekts besteht in einer Raumladungsbildung an den Elektroden eines Kondensators, in dessen Innern Ladungsträger im elektrischen Felde bewegt werden. Dabei entsteht an der Kathode ein Defizit von negativen, an der Anode ein Defizit von positiven Ladungsträgern und damit eine positive bzw. negative Raumladung. Im luftelektrischen Schönwetterfeld ist die Erdoberfläche Kathode und über ihr sollte deshalb eine positive Raumladung existieren, wie sie von uns tatsächlich über dem Bodensee und über dem Atlantik gefunden wurde. Noch nie wurde jedoch diese Raumladung und die damit verbundene Abnahme des Potentialgradienten mit der Höhe in der bodennahen Luftschicht über Land gefunden, ausgenommen über dem Grönlandeis. Hier liegt noch immer ein ungelöstes Problem vor, zumal die Theorie den Elektrodeneffekt fordert. Zur Zeit werden Anstrengungen in den USA zur Lösung des Problems gemacht. Ein Erfolg ist noch nicht bekannt. Es ist eine der Merkwürdigkeiten der Luftelektrizität, daß hier eine Lücke im Verständnis eines scheinbar einfachen Vorganges elektrischer Strömung in einem Gas noch nicht geschlossen werden konnte.

4.3. Blitzparameter und Blitzstrombilanz

Auch auf anderen Gebieten gibt es wegen der Schwierigkeiten luftelektrischer Messungen offene Fragen. Die Blitze, welche einerseits Kurzschlüsse im Gewittergenerator darstellen und andererseits große Ladungsmengen zum Erdboden transportieren sind in ihrem Ursprung und Ablauf, wenigstens für gemäßigte Breiten, weitgehend untersucht. Dank der umfangreichen Studien von SCHONLAND [1932] und MALAN [1963] in Südafrika und BERGER [1967] in der Schweiz kennt man sowohl die Vielfalt der Blitzerscheinungen und ihres zeitlichen Verlaufs als auch den weiten Bereich der einen Blitz bestimmenden Größen. In der Tabelle finden sich Werte verschiedener Autoren, welche mit unterschiedlichen Methoden gemessen haben:

	Min.	Max.	Mittel	
Stromstärken von pos. Erdblitz	< 10	170	25	kA
neg. Erdblitz	< 10	110		kA
Von Blitzen transportierte Ladung				
durch pos. Erdblitz	< 5	310	50	C
neg. Erdblitz	< 5	220	15	C
Gesamtdauer eines Blitzes (Mehrfachblitzes)	0,1	1,3	0,2	s
Dauer von Einzelblitzen	≤ 5	300	100	ms
schnelle Blitze			6	ms
kontinuierliche Blitze			200	ms
Dauer des Blitzstromanstiegs				
von 2 kA bis max	< 1	> 20	7	μs
Steilheit des Stromanstiegs	1	> 100	30	kA/μs

Die meisten dieser Angaben wurden an der Blitzmeßstation auf dem Monte San Salvatore bei Lugano von BERGER und Mitarbeiter gewonnen. Es darf angenommen werden, daß die Daten für Abwärtsblitze, welche in der obigen Tabelle verwendet wurden, auch für das Flachland repräsentativ sind, so auch die Gesamtbilanz der zum Boden geleiteten positiven und negativen Ladungen. Dann ergeben sich folgende Mittelwerte der von Abwärtsblitzen zum Erdboden transportierten Ladungen für 1955 bis 1963 [BERGER 1967] (aus Einschlägen in die Meßtürme):

positive Ladung durch Blitze pro Jahr 174 Coulomb

negative Ladung durch Blitze pro Jahr 99 Coulomb;

es ist überraschend, daß mehr positive als negative Ladung zur Erde geleitet wurde. Nimmt man dagegen die Aufwärtsblitze von den Türmen auf dem San Salvatore hinzu, von denen aber vielfach angenommen wird, daß sie nur im Falle von hohen Masten oder Gebäuden vorkommen und daher weniger fürs Flachland repräsentativ sind, dann stimmt die Gesamtbilanz mit den bisherigen Vorstellungen überein:

positive Ladung durch Blitze pro Jahr 438 Coulomb

negative Ladung durch Blitze pro Jahr 731 Coulomb.

Immer noch ist das Verhältnis positiver zu negativer Ladung nur etwa 1 : 1,65, während man bisher meist ein Verhältnis von 1 : 4 annahm.

Durch jüngste Publikationen [ANDERSON 1971] wird der Unterschied zwischen Blitzen in gemäßigten Breiten und solchen in den Tropen oder Subtropen deutlich: das Verhältnis der Zahl der positiven zu der der negativen Blitze ist dort ca. 1 : 15. Diese Differenzen erschweren natürlich die Aufstellung einer weltweiten Bilanz der durch Blitze zur Erde transportierten Ladungsmengen.

4.4. Die Atmosphericics

Wie bekannt, geht von jeder Blitzentladung eine elektromagnetische Welle aus, wobei der Blitzkanal die Antenne repräsentiert und der elektrische Vektor in größerer Entfernung angenähert dem Ausdruck:

$$E = \frac{2}{\pi \epsilon_0 c^2 r} \cdot \frac{d^2(h \cdot Q)}{dt^2}$$

entspricht.

Wegen der Länge der „Antenne“ und der charakteristischen Blitzstromverläufe wird die Maximalenergie hauptsächlich im Längstwellenbereich zwischen 3 und 50 kHz abgestrahlt. Atmosphericics bei 10 kHz können bequem noch in 5 – 10000 km Entfernung empfangen werden. Wie jeder Radiohörer und Fernsehteilnehmer weiß, enthält ein Blitzsignal aber auch höhere Frequenzen bis in den VHF- und UHF-Bereich.

Für die Luftelektrizität liegt die Bedeutung der Atmosphericics in der Möglichkeit, sie über große Entfernungen mit sehr einfachen Mitteln zu empfangen und mit ihrer Registrierung ein Maß für die Gewitteraktivität, also für die Stromergiebigkeit der Gewitter zu erhalten. Nimmt man nämlich an, daß ein heftiges Gewitter sowohl Strom in den luftelektrischen Stromkreis mit einer bestimmten Stärke liefert als auch Blitze produziert, deren Intensität und Zahl ebenso wie die zur Erde und Ionosphäre transportierte Ladungsmenge mit der Aktivität des Gewitters ansteigt, dann würde die Erfassung der Blitzhäufigkeit aus einem Gebiet mittels Spherics-Empfang und -Zählung eine Information der Stromergiebigkeit liefern. Es ist klar, daß Proportionalität zwischen Blitzzahl und abgegebener Ladung für alle Arten von Gewittern nicht erfüllt sein wird. Aber in erster Näherung mag es wohl gelten.

Dann haben sich die Funkdienste für die Atmosphericics interessiert, weil diese eine Störung darstellen. Aber dieses Interesse läßt mehr und mehr nach, weil die Störungen bei den immer mehr zur Verwendung kommenden, höheren Frequenzen bis zum GHz-Bereich unmerklich klein sind.

Für die Luftelektrizität gewannen jedoch die Spherics im Bereich der VHF neuerdings Bedeutung. VHF-Spherics stammen nämlich nicht von der Hauptentladung eines Blitzes, dem „return stroke“, sondern von dem vorbereitenden „leader stroke“ und von den in der Wolke vor sich gehenden Verästelungen zur Entladung der einzelnen Wolkenpartikel. Außerdem werden sie bereits im Vorstadium eines sich aufbauenden Cumulonimbus ausgesandt, offenbar als Zeichen für den Beginn starker Elektrifizierungsprozesse. Damit hat man ein neues Untersuchungsmittel für diese Vorgänge erhalten.

Zum Schluß soll noch erwähnt werden, daß Sphericempfang eine Überwachung der Gewittertätigkeit in einem größeren Gebiet wie z.B. Europa möglich macht und auch eine Vorhersage der Wahrscheinlichkeit des Auftretens von Gewittern oder des Eintreffens einer Gewitterfront am Meßort erlaubt.

5. Neue Hypothesen und Versuche für und wider das klassische Bild des luftelektrischen Stromkreises

Das Hauptproblem der Luftelektrizität ist nach wie vor die Erzeugung und Aufrechterhaltung des Stromes im globalen Stromkreis. Es gibt heute 2 ernst zu nehmende Anschauungen, welche der alten Wilson'schen Hypothese von den Gewittergeneratoren gegenüberstehen.

1. Die vor allem von russischen Autoren entwickelte Hypothese, daß alle Wolken mit Niederschlägen ihren Beitrag zum luftelektrischen Schönwetterfeld und zum Vertikalstrom liefern;
2. eine ganz neue, von WEBB [1969] aufgestellte Hypothese der ionosphärischen Steuerung des luftelektrischen Stromkreises. Beide Hypothesen werden z. Z. heftig diskutiert, und es ist noch keine endgültige Klärung abzusehen.

5.1. Hypothese zur Erklärung des lufterlektrischen Feldes aufgrund von Flugzeugmessungen

Während der Jahre 1958/1959 (AGI) wurden in der Sowjetunion über 2000 Aufstiege mit mehreren lufterlektrisch instrumentierten Flugzeugen unternommen [IMYANITOV und CHUBARINA 1968]. Die Startorte für diese Untersuchungen waren die Städte Leningrad, Kiew und Tashkent. Auf diese Weise kam ein überaus umfangreiches Datenmaterial zusammen, welches alle denkbaren Wetterbedingungen umfaßte.

Das bemerkenswerte Resultat ist, daß in sehr vielen Fällen von Schönwetteraufstiegen das lufterlektrische Feld nicht monoton mit der Höhe abnahm, sondern in einer Höhe zwischen 3 und 4 km das Vorzeichen wechselte und über dieser Höhe negative Potentialgradienten vorkamen.

Dieses Resultat weicht von den in der übrigen Welt und auch von uns gefundenen Verläufen des PG mit der Höhe ab. Da die Autoren jedoch keine Fehler an ihrer Meßmethode entdecken konnten, bauen sie auf diesen Ergebnissen neue Vorstellungen über die Aufrechterhaltung des lufterlektrischen Feldes über der Erde auf.

Ein Verlauf des PG in Funktion der Höhe mit einer Null-Stelle in 3–4 km Höhe bedeutet eine Ansammlung von positiven Raumladungen in diesem Höhenbereich. Da die russischen Autoren die Existenz einer lufterlektrischen Ausgleichsschicht anzweifeln, nehmen sie an, daß das höchste Potential in der Atmosphäre in der Schicht mit der Nullstelle vorhanden ist und zu größeren Höhen wieder abnimmt. Dies steht im Widerspruch zu unseren Messungen des ionosphärischen Potentials, mit denen wir eindeutig zeigen konnten, daß im Gipfelpunkt unserer Ballonaufstiege, die eine Höhe bis 34 km erreichten, der größte Potentialunterschied gegenüber der Erde besteht.

Die Erklärung der russischen Autoren für die positive Raumladung in 3–4 km gründet sich auf die Beobachtung, daß nicht nur Gewitterwolken, sondern auch Schauer- und Regenwolken elektrische Ladungsansammlungen aufweisen. Sie gehen davon aus, daß rund die halbe Erdoberfläche von Wolken bedeckt ist und daß deshalb auch geringfügige Ladungsansammlungen in Wolken mit oder sogar ohne Niederschlag im ganzen doch einen größeren Effekt hervorbringen als die wenigen und nur einen Bruchteil der Erdoberfläche bedeckenden Gewitterwolken. Eine Anregung zu verstärkten Untersuchungen der lufterlektrischen Felder bei Niederschlägen wird von diesen russischen Ergebnissen sicher ausgehen.

Daß nun von diesen mehr oder weniger dicken Wolkenschichten ein elektrisches Feld auch in den Schönwettergebieten der Erde erzeugt wird, ist allerdings nicht so leicht einzusehen. Hier werden von den Autoren rein elektrostatische, von den Wolken ausgehende Felder angenommen, die durch Spiegelbildladungen einerseits auf der Erdoberfläche, andererseits in der hohen, gut leitenden Ionosphäre modifiziert werden. Die Leitfähigkeit der Luft wird dabei nicht berücksichtigt und so auch nicht die Tatsache, daß jedes elektrische Feld im Schönwettergebiet der Erde durch diese Leitfähigkeit rasch verschwinden würde.

5.2. Hypothese von der ionosphärischen Steuerung des globalen Stromkreises

Seit etwa 1940, als ALFVÉN [1950] zum ersten Mal elektrische Felder in der Ionosphäre postulierte, sind erhebliche Fortschritte bei der Entdeckung und der Erklärung elektrischer Felder im innerplanetaren Raum, in der Magnetosphäre und in der Stratosphäre gemacht worden. Seit etwa 10 Jahren diskutieren die Lufterlektriker, welche bis dahin die Ionosphäre als guten elektrischen Leiter und deshalb als lufterlektrische Ausgleichsschicht mit überall gleichem Potential angesehen haben, über den möglichen Durchgriff ionosphärischer Felder in die untere Atmosphäre. Erst in jüngster Zeit sind bemerkenswerte Beobachtungen gemacht worden im Zusammenhang mit Ereignissen auf der Sonne, welche die Diskussion lebhafter gestaltet hat. Darüber soll im letzten Kapitel 6 berichtet werden.

WEBB [1969] beschreibt unter der Überschrift: „Global electrical structure“ ein Bild der elektrischen Potentiale in der Hochatmosphäre und findet durch eine überschlägige Rechnung, daß innerhalb der Ionosphäre zwischen den sonnenbeschienenen Gebieten und den auf der Nachtseite liegenden Teilen der Ionosphäre Potentialunterschiede von etwa 1 Million Volt bestehen sollen. Diese Potentialunterschiede werden durch Vertikalbewegungen der unteren und mittleren Atmosphäre erzeugt, also durch Hebung der von der Sonne erwärmten und Senkung der während der Nacht sich abkühlenden Atmosphäre im Magnetfeld der Erde. Die Verteilung von Äquipotentiallinien in der Ionosphäre nach WEBB zeigt die Abb. 12.

Es ist auch Webb bekannt, daß überall auf der Erde ein gleichgerichtetes Schönwetterfeld existiert, welches auf den Ozeanen einen einheitlichen Weltzeitgang hat. Er versucht diese gesicherte Tatsache dadurch zu erklären, daß er den Gewittern zwar nicht mehr die Rolle der lufterlektrischen Generatoren zuweist, sondern nur noch die der Ladungsübertrager von der Ionosphäre zur Erdoberfläche. In der Abb. 13 wird diese Rolle durch die Schalter S1 und 3 dargestellt, durch welche die ionosphärischen Potentiale über den Widerstand der Atmosphäre oberhalb der Gewitterwolken und über Blitze mit der Erdoberfläche verbunden werden. Dadurch, daß über diese Verbindung negative Ladungen zur Erdoberfläche strömen, soll es nach WEBB zur Aufrechterhaltung des lufterlektrischen Feldes auf der auf diese Weise negativ aufgeladenen Erde kommen. Da die Gewitter einen Tagesgang haben, unterliegt auch das lufterlektrische Feld und damit die Zufuhr negativer Ladungen zur Erde einem Tagesgang. Obwohl diese Hypothese von WEBB bis jetzt noch wenig Anhänger gefunden hat, ist sie deshalb von Interesse, weil elektrische Felder in der Ionosphäre als Tatsache hingenommen werden müssen. Inwieweit diese den globalen lufterlektrischen Stromkreis beeinflussen, und in die untere Atmosphäre durchgreifen, ist im Augenblick ein ungelöstes Problem.

Nach unseren Messungen mit Hilfe der PG-Radiosonden existiert zwischen der Stratosphäre und der Erdoberfläche ein Potentialunterschied von im Mittel 300 kV; dieser Wert kann zwischen 150 und 500 kV schwanken. Die gleichzeitigen Bestimmungen dieser Potentialdifferenzen über dem Äquator und über Weißenau (Kap. 3.2.) und einige Versuche auf kürzere Entfernungen haben mit ziemlicher Sicherheit be-

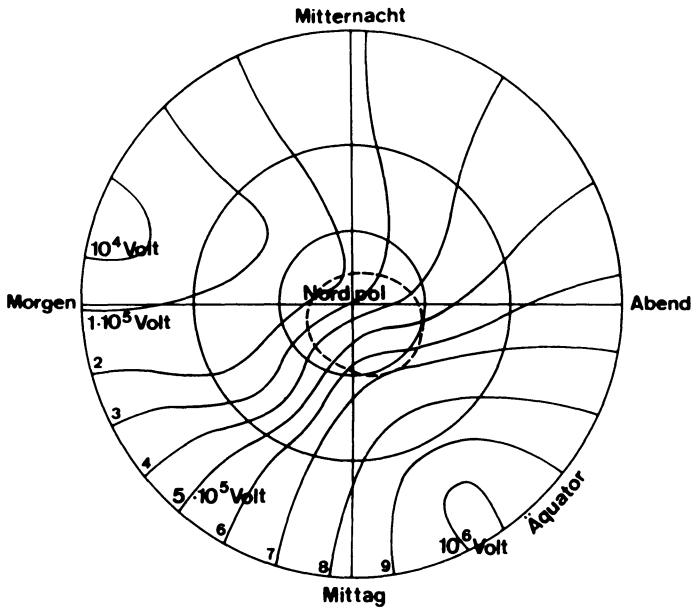


Abb. 12: Modell des elektrischen Potentialfeldes für die untere Ionosphäre nach WEBB [1969]

Fig. 12: Model of the electric potential field for the lower ionosphere [WEBB 1969]

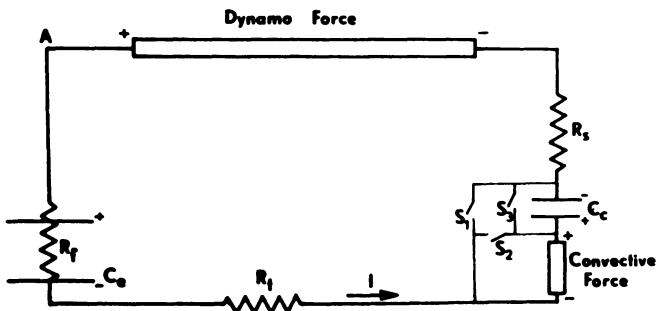


Abb. 13: Ersatzschaltbild für den ionosphärisch-troposphärischen Stromkreis (Meridionalschnitt in niederen Breiten, Nachmittag) nach WEBB [1969]

Fig. 13: Schematic Circuit of tropospheric electrification in a vertical low-latitude longitudinal plane from 2 pm to after sunset after WEBB [1969]

wiesen, daß in der oberen Stratosphäre zum größten Teil der Zeit eine Äquipotential-schicht existiert. Es fällt sehr schwer, diese Ergebnisse in die Hypothesen von WEBB einzubauen. Er würde, so meine ich, weitere vertikale elektrische Felder einführen müssen um zu verhindern, daß seine Potentialunterschiede von einer Million Volt innerhalb der Ionosphäre in voller Stärke zum Erdboden durchgreifen. Es ist schwer zu verstehen, wie dies bei der hohen Leitfähigkeit in der oberen Stratosphäre und unteren Ionosphäre geschehen kann.

5.3. Versuch der Eliminierung der lokalen Einflüsse

Im Rahmen eines 10-Jahres-Programmes luftelektrischer Messungen, welches von H. DOLEZALEK 1967 angeregt wurde, werden immer wieder Versuche unternommen aus kontinuierlichen luftelektrischen Potentialgradient-Registrierungen an Landstationen allgemeine Schlüsse zu ziehen hinsichtlich globaler oder lokaler Effekte von allgemeiner Gültigkeit. Wie schon im Kapitel 2 näher ausgeführt, wird eine luftelektrische Registrierung des PG oder des Vertikalstromes sowohl aus dem luftelektrischen Stromkreis wie auch von lokalen Quellen und triftenden Raumladungsbällen beeinflusst. Es gab deshalb immer wieder Versuche, trotz dieser offensichtlich starken lokalen Einflüsse den globalen Anteil an den luftelektrischen Parametern herauszufinden und die lokalen Anteile zu eliminieren. Ein groß angelegter Versuch stammt von PARAMANOV [1950]. Dieser hat die Registrierungen des PG einer Vielzahl von Stationen rund um den Globus herangezogen, deren Tagesgang zusammengefaßt und gemittelt. Er konnte zeigen, daß dieser gemittelte Tagesgang von Landstationen ebenfalls den von der Carnegie her bekannten einheitlichen Verlauf nach Weltzeit aufweist. Trotz dieses Erfolges sollte man aber, so meine ich, sehr skeptisch sein, weil es allgemein bekannt ist, daß die regionalen Anteile am luftelektrischen Feld bei vielen Stationen bis zur Hälfte des örtlichen Mittelwertes des PG betragen und außerdem stark unterschiedlichen Tagesgang zeigen, je nach den örtlichen Verhältnissen. Es sieht danach aus, als ob das von PARAMANOV gefundene Resultat rein zufällig ist und nur durch eine günstige Auswahl der verwendeten Stationen verursacht wurde. Im übrigen ist das Ergebnis für eine Registrierung an einem bestimmten Ort ohne Bedeutung, da es keine Vorschrift oder Anleitung liefert, wie man lokale und globale Anteile fallweise ermitteln kann.

Einen neuen Versuch unternahm BHARTENDU [1971]. Das Ergebnis war, wie zu erwarten, daß trotz sorgfältiger Analyse der Tagesgänge des Potentialgradienten an 180 Landstationen kein signifikantes Verhalten herauskam, weder bei Korrelation in Beziehung auf die Registrierungen nach GMT noch nach Ortszeit. Das bedeutet aber nichts anderes, als daß die lokalen Effekte überwiegen und diese aber von Ort zu Ort einen anderen Charakter haben. Damit ist wohl endgültig gezeigt, daß die üblichen PG-Registrierungen an Landstationen keine Information über globale Effekte liefern können.

Der Informationsgehalt hinsichtlich der lokalen Effekte, welche ja in einem Zusammenhang mit der Luftverunreinigung stehen, ist deshalb gering, weil das luftelektrische Feld ja lediglich eine Integralgröße ist, welche alle einzelnen Parameter wie Luft-

leitfähigkeit, Aerosol- und Grobionengehalt der Luft und elektrische Raumladungen in der Nachbarschaft der Meßstellen zusammen mit den Einflüssen der meteorologischen Parameter integriert. Man könnte sich denken, daß deshalb bestenfalls eine interessante Information durch Potentialgradientregistrierungen von solchen Stationen zu erhalten ist, welche kontinuierlich und ohne Änderungen über sehr lange Zeit liefern. Hieraus läßt sich ganz grob die Entwicklung der Luftverunreinigung für die Umgebung der Meßstationen ableiten, aber nicht mehr.

6. Solar-terrestrische Beziehungen in der Lufterlektrizität

Neuerdings sind von verschiedenen Seiten einige Beobachtungen an lufterlektrischen Parametern gemacht worden, welche auf Zusammenhänge zwischen dem lufterlektrischen Stromkreis und der solaren Aktivität hinweisen. Zwar sind Vermutungen solcher Beziehungen nicht neu; aber jetzt haben Feststellungen dieser Art größeres Gewicht, weil die lufterlektrische Meß- und Registriertechnik inzwischen wesentlich vervollkommnet werden konnte und weil man heute viel besser versteht, zwischen globalen und weiträumigen Effekten und lokalen Effekten zu unterscheiden. Deshalb verdienen die neuen Entdeckungen größere Beachtung als die vor ca. 30–50 Jahren machten. Sie sollen nunmehr, nach ihrem charakteristischen Zeitablauf geordnet, beschrieben werden.

6.1. Zusammenhänge mit dem 11jährigen Sonnenzyklus

BAUER [1925] hat aus Beobachtungen an 5 Landstationen in den Jahren 1902–1922 einen engen Zusammenhang (Parallelgang) zwischen den Jahresmittelwerten des lufterlektrischen PG, der Tagesamplitude und der Jahresamplitude der Feldwerte einerseits und den Sonnenfleckenrelativzahlen andererseits entdeckt. Bedenklich stimmt allerdings die Tatsache, daß die Meßwerte von Stationen wie Kew, Greenwich und anderen stammen, welche sicherlich schon damals stark unter lokalen Störungen litten.

HOGG [1955] sucht als erster nach einem Zusammenhang zwischen der elektrischen Spannung Ionosphäre–Erde und den Sonnenfleckenrelativzahlen. Allerdings kann er die Ionosphärenspannung V_I lediglich aus am Boden gemessenen Werten der Luftleitfähigkeit und der Vertikalstromdichte j_v berechnen. So erhält er aus Annahmen über die Höhenabhängigkeit der Leitfähigkeit $\lambda(h)$ den Säulenwiderstand

$$R_s = \int_0^{\infty} \frac{1}{\lambda(h)} dh$$

und daraus $V_I = R_s \cdot j_v$.

Ein Parallelgang der relativen Änderungen für mehrere Stationen auf der Nord- und Südhalbkugel ist für 2 Zyklen von 1925–1950 angedeutet.

Aus unseren direkt gemessenen Werten der Spannung Ionosphäre–Erde V_I (siehe Kap. 3) über den Zeitraum von 1959–1970 konnte erstmals ein Versuch einer Korrelation mit der solaren Aktivität unternommen werden [MÜHLEISEN, FISCHER und HOF-

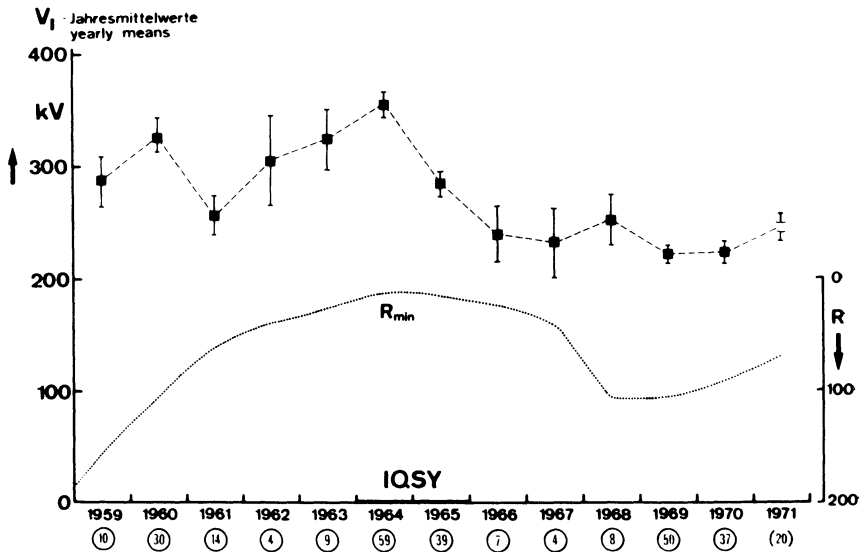


Abb. 14: Variation des Ionosphärenpotentials V_I im 11jährigen solaren Zyklus im Vergleich zur Sonnenfleckenrelativzahl R (in Klammern Zahl der Aufstiege)

Fig. 14: Course of the ionosphere potential V_I in the 11-year solar cycle in comparison to the relative sun spot number R (in brackets number of ascents)

MANN 1971]. In Abb. 14 sind die Jahresmittelwerte der Ionosphärenspannung V_I und mit umgekehrt verlaufender Ordinatenkala die Sonnenfleckenrelativzahlen R aufgetragen. Obwohl einige Jahre nur mangelhaft durch Meßwerte belegt sind, läßt sich doch deutlich ein zur Sonnenaktivität inverser Gang von V_I erkennen. Diese Aussage stützt sich vor allem auf die größeren Aufstiegsreihen im IGY, im IQSY und in den letzten Jahren 1969 und 1970. Wohl konnte die Meßgenauigkeit sehr weit getrieben werden; aber die Tag- zu Tagschwankung von ca. $\pm 18\%$ läßt erst bei einer ausreichenden Anzahl von mehr als 20 Meßwerten pro Jahr einen genügend genauen Jahresmittelwert zu. Trotzdem wird man einen weiteren Sonnenzyklus abwarten müssen, bevor man einen echten Zusammenhang wird postulieren können. Nicht allzu schwerwiegend dürfte die von HOGG vermutete Relation, welche unserer entgegengesetzt ist, unseren Befund belasten, da HOGG doch von ganz wesentlich unsichereren Daten ausgeht.

6.2. Zusammenhänge zwischen luftelektrischen Parametern und Einzelereignissen auf der Sonne

Bereits in den Dreißiger Jahren hat man luftelektrische Messungen in den Polargebieten angestellt, weil man glaubte fern von Störungen zu sein und Zusammenhänge

zwischen lufterlektrischen Parametern und Polarlichtern vermutete. Aus solchen Messungen auf Franz-Josephs-Land (82°N) glaubte SCHOLZ [1935] einen Abfall des PG wenige Minuten vor und für längere Zeit nach dem Einsatz von Nordlichtern ableiten zu können. Neue Beobachtungen in Kanada und den nördlichen Staaten von USA im Gebiet von 320–335° geomagnetisch Ost und 55–68° Nord erbrachten noch viel auffallendere Abweichungen während Polarlichtern. OLSON [1967] fand mit einem Netz von Stationen ein völlig ungewöhnliches Verhalten des PG, welcher bei wolkenlosem, klarem Wetter von dem Normalwert von ca. +100 V/m bis auf –350 bis –650 V/m im Falle von Aurora abfiel, also das Vorzeichen umkehrte. Bis heute konnte dieses Verhalten wiederholt beobachtet, jedoch noch keine Erklärung gefunden werden. REITER [1964 und 1969] findet bei Registrierungen des PG und der Vertikalstromdichte an seinen Bergstationen Zugspitze (2970 m) und Wank (1780 m) auffallende Anstiege der Werte nach solaren Ausbrüchen (Abb. 15). Die Meßwerte nehmen ca. 2–3 Tage nach dem als Stichtag verwendeten $H\alpha$ -Ereignis Maxima an, welche im Zeitraum der wenig aktiven Sonne 50–60% über den vor und nach dem jeweiligen Ereignis gemessenen Werten liegen; im Zeitraum der höchsten Aktivität der Sonne während des IGY war der Anstieg geringer ausgefallen, was REITER mit der Seltenheit von nicht interferierenden Einzelereignissen erklärt.

Eine weitere, ebenso auffallende Abweichung vom normalen Verhalten der Parameter im lufterlektrischen Stromkreis konnte bei den gleichzeitigen Ballonaufstiegen

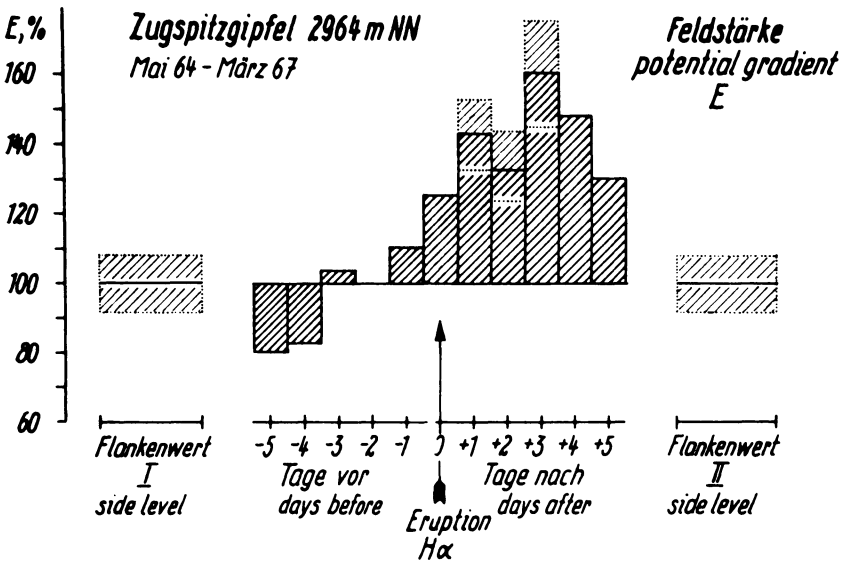


Abb. 15: Anstieg des Potentialgradienten E nach $H\alpha$ -Eruptionen auf der Sonne [REITER 1969]

Fig. 15: Increase of the potential gradient E after $H\alpha$ eruptions on the sun [REITER 1969]

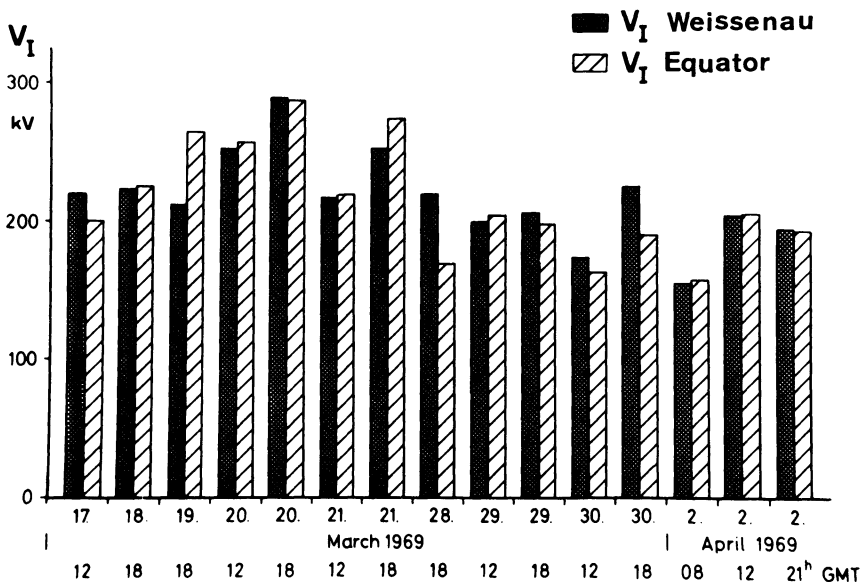


Abb. 16: Wertepaare des Ionosphärenpotentials V_I ermittelt aus Simultanaufstiegen über Weißenau und dem Äquator 30° W (Abstand 6600 km)

Fig. 16: Pairs of values of the ionosphere potential V_I obtained by simultaneous ascents over Weißenau and the Equator 30° W (distance 6600 km)

von Weißenau und vom Äquator aus abgeleitet werden (Abb. 16). Von 15 Aufstiegs-paaren stimmten 10 durch Integration der gemessenen Feldstärke über der Höhe errechnete Werte des Ionosphärenpotentials V_I paarweise so gut überein, daß eine Meßfehlerangabe von nur etwa $\pm 3\%$ als nicht zu niedrig angesetzt erscheint (siehe Kap. 3.2.). Bei 5 Aufstiegs-paaren jedoch sind die Unterschiede größer, nämlich bis zu 60 kV oder 25%. Nachdem bei einer eingehenden Überprüfung der Meß- und Registrierunterlagen keine Fehler aufgedeckt werden konnten, wurde versucht, die Zeiten der Aufstiege mit solaren Ereignissen zu korrelieren. Dabei fiel eine überraschende Übereinstimmung der jeweiligen Meßzeit mit einem Eintreffen von Partikelstrahlung von der Sonne nach einem solar event auf. In allen 5 Fällen liegen die Aufstiegszeiten zwischen 20 und 40 Stunden nach einer Eruption bzw. einem durch die Röntgenstrahlung der Sonne ausgelöstem SES (Sudden Enhancement of Signal Strength von Längswellen-sendern). Interessant und einleuchtend ist die Tatsache, daß die Stärke der SES die Importance 2 übersteigen mußte. Trägt man die Unterschiede der gemessenen Ionosphärenspannungen über Weißenau und dem Äquator in Funktion der Zeit zwischen Ballonstart und dem jeweils davor liegenden Ereignis auf der Sonne mit SES von Importance >2 auf, dann sieht man sehr deutlich in Abb. 17 die gute Übereinstimmung mit der Partikeleintreffzeit 20–40 Stunden nach dem Ereignis auf der Sonne. Einen

ähnlichen Zusammenhang findet man zwischen diesen Differenzen des Ionosphärenpotentials und der Intensität der von Satelliten gemessenen solaren Röntgenstrahlung.

Die Bedeutung dieser Entdeckung für den globalen lufterlektrischen Stromkreis wird klar: Einmal wird erstmals gezeigt, daß es Zeiten gibt, während der die Ionosphäre nicht Äquipotentialschicht ist; während dieser Zeiten existieren also horizontale elektrische Felder in der Ionosphäre, die sich berechnen lassen: bei 60 kV horizontalem Potentialunterschied und einer Entfernung von 6600 km errechnet man eine Feldstärke von im Mittel 8 V/km. Dieser Wert ist für die Ionosphären- und Magnetosphärenphysik nicht ungewöhnlich. MOZER und SERLIN [1969] haben bereits horizontale Feldstärken mit Ballonen in 25–30 km Höhe gemessen und Werte von 5–10 mV/m erhalten. Das bemerkenswerte ist aber, daß damit erstmals gezeigt werden konnte, daß gewisse ionosphärische Felder bis in die Troposphäre und wahrscheinlich bis zum Erdboden durchgreifen können. Dies erfordert eine Modifikation der Wilson'schen Hypothese vom globalen elektrischen Stromkreis für gewisse Zeiten solarer Aktivität. Neben den Gewittern gibt es dann offenbar vorübergehend noch einen ionosphärischen Generator, von dem man die Potentialdifferenz nach Größe und Richtung kennen sollte, um die Wirkung auf den lufterlektrischen Stromkreis abschätzen zu können.

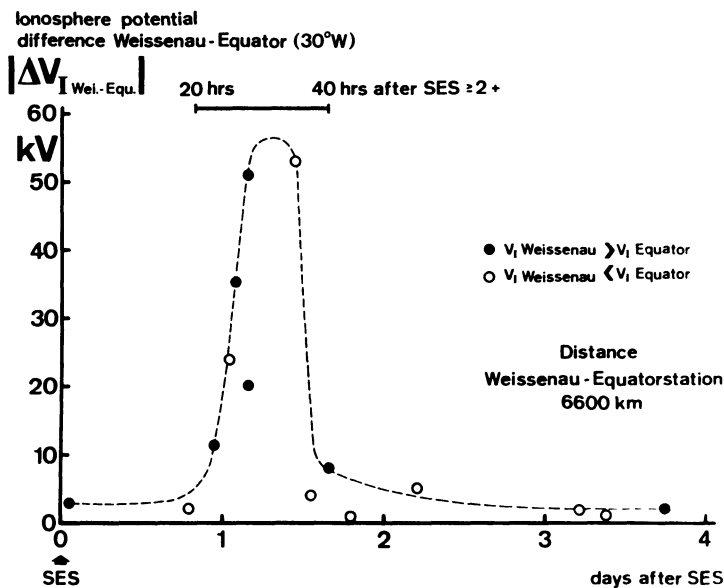


Abb. 17: Differenzen des Ionosphärenpotentials ΔV_I zwischen Weissenau und der Äquatorstation in Abhängigkeit der Zeit nach einem markanten SES

Fig. 17: Differences of the ionosphere potentials ΔV_I between Weissenau and the Equator 30° West in function of the time after a remarkable solar event marked by SES, importance > 2, (SES=Sudden Enhancement of Signal Strenght of a VLF-transmitter)

Durch diese Entdeckung eröffnen sich neue Möglichkeiten zur Untersuchung der elektrischen Felder in der Hochatmosphäre, ohne daß dazu Satelliten oder Raketen gebraucht werden. Es wären dazu an verschiedenen, mindestens 5000 km von einander entfernten Orten auf der Erde Ballonstartstellen einzurichten. Durch Verwendung gleichartiger Typen von Potentialgradient – Radiosonden und der erprobten Ballonaufstiegstechnik und Telemetrie müßte für hohe Meßgenauigkeit gesorgt werden.

6.3. Erklärungsversuche für die solar-luftelektrischen Zusammenhänge

Es soll in dieser Arbeit nicht mehr weit ausgeholt und versucht werden, die gefundenen Zusammenhänge zu erklären. Lediglich einige Andeutungen sollen die Möglichkeiten von Erklärungen aufzeigen. Die ersten, älteren hypothetischen Vorstellungen räumten einen direkten oder indirekten Einfluß der Sonnenereignisse auf die Gewittertätigkeit ein. Es ist sehr schwierig diese zu erfassen; deshalb wird es noch lange dauern, einen schlüssigen Beweis für oder gegen diese Hypothese zu erbringen. Daß die von den Klimadiensten erfaßte Zahl der Gewittertage pro Jahr keinen 11Jahresgang von 1959 – 1970 aufweist, wurde in jüngster Zeit von FISCHER und MÜHLEISEN (in Met. Rdsch. im Druck) nachgewiesen. Daß kurzfristig nach solaren Ereignissen die Gewittertätigkeit ansteigt, wie REITER [1964 und 1969] es vermutet, ist schwer vorzustellen.

Ein zweiter Erklärungsweg führt über eine Änderung der elektrischen Leitfähigkeit der Luft durch solare Röntgen- oder Partikelstrahlung. Da bis heute nichts von einer die Stratosphäre und Troposphäre durchdringenden solaren Ultrastrahlung bekannt geworden ist, erhöhte Ionisierung in der Hochatmosphäre aber keinen Einfluß auf die luftelektrischen Parameter der unteren Atmosphäre haben kann, scheidet dieser Erklärungsversuch wahrscheinlich aus.

Der dritte Erklärungsweg führt zu den ionosphärischen Feldern. Durch die verschiedenen Bewegungsvorgänge in der Hochatmosphäre, nämlich durch die zonalen Winde, die Vertikalbewegungen durch Aufheizung mittels UV der Sonne am Tage und Abkühlung bei Nacht und beim Eindringen des Sonnenplasmas in die Erdatmosphäre nach Eruptionen entstehen im Magnetfeld der Erde elektromotorische Kräfte und damit elektrische Felder, die sich beschreiben lassen durch die Formel

$$\vec{E} = \dot{\vec{v}} \times \vec{B}.$$

Auch WEBB [1969] geht von diesen Feldern aus.

Es wird nun die Aufgabe der Zukunft sein, einerseits die bereits entdeckten Zusammenhänge abzusichern und durch besseres Meßmaterial zu verdeutlichen. Zum anderen wird man luftelektrische Messungen in engem Kontakt mit den Anstrengungen der Ionosphären- und Magnetosphärenphysiker durchführen müssen. Es zeichnet sich bereits ab, daß in Zukunft der globale luftelektrische Stromkreis nicht mehr ein Eigenleben in der unteren Atmosphäre führen wird, sondern in höchst interessanter Weise an die höheren Stockwerke der Atmosphäre angeschlossen sein wird.

References

- ALFVEN, H.: *Cosmical Electrodynamics*, Clarendon Press, Oxford 1950
- ANDERSON, R. B.: A comparison between some lightning parameters measured in Switzerland with those in Southern Africa. *SCIENTIA*, ELEK 6, National electric engineering research institute, Pretoria May 1971
- BAUER, L.: Regarding atmospheric electricity and its relation with solar activity. *Terr. Magn.* 30, 17–23, 1925
- BERGER, K.: Novel observations on lightning discharges: Results of research on Mount San Salvatore. *J. Franklin Institute* 283 (6), 478–525, 1967
- BHARTENDU: Correlations of Electric Potential Gradients at Land Stations and their Implication on the Classical Picture of Atmospheric Electricity. *Pageoph* 84, 13–26, 1971
- BLANCHARD, D. C.: *Electrification of the Atmosphere by Particles from Bubbles in the Sea*. Progress in Oceanography 1. Pergamon Press 1963
- BROCKS, K. und L. KRÜGERMEYER: *Studies in Physical Oceanography — a Tribute to Georg Wüst*. Gordon and Breach Publishers, 1971
- BROCKS, K. und L. KRÜGERMEYER: The hydrodynamic roughness of the sea surface. *Ber. Inst. Radiometeorologie und Maritime Meteorologie an der Univ. Hamburg* Nr. 14, 1970
- CHALMERS, J. A.: *Atmospheric electricity*. Editor: D. TER HAAR. Perg. Press London 1967
- COBB, W. E., H. J. WELLS: The Electrical Conductivity of Oceanic Air and its Correlation to Global Atmospheric Pollution. *J. Atmospheric Sci.* 27, 814–19, 1970
- ELSTER, J. und H. GEITEL: Zur Influenztheorie der Niederschlagselektrizität. *Physik. Z.* 14, 1287–1292, 1913
- FISCHER, H. J.: *Die elektrische Spannung zwischen Ionosphäre und Erde*. Diss. Stuttgart 1962
- GUNN, R.: The secular increase of the worldwide fine Particle Pollution. *J. Atmospheric Sci.* 21, 168–181, 1964
- HOGG, A. R.: A survey of air-earth current observations. AFCRC-TR-55-222 Geoph. Res. Paper No. 42, 86–90, Wentworth Conf. 1955
- HOPPEL, W. A.: *The ions of the troposphere: Their interactions with aerosols and the geoelectric field*. Diss. Washington 1968
- HOPPEL, W. A. und S. G. GATHMAN: Determination of Eddy Diffusion Coefficients from Atmospheric Electric Measurements. *J. Geophys. Res.* 76, 1467–77, 1971
- IMYANITOV, I. M. und YE. V. CHUBARINA: *Electricity of the free atmosphere*. Englische Übersetzung: Translation division foreign technology division wp-afb, Ohio 1968
- ISRAEL, H.: *Atmosphärische Elektrizität, Teil II*. Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig KG, Leipzig 1961
- LÜST, R.: Extraterrestrische elektrische Felder I. *Phys. Blätter* 25, 250–255, 1969
- MALAN, D. J.: *Physics of Lightning*. The English Universities Press Ltd. London 1963

- MISAKI, M.: Studies on the atmospheric ion spectrum. Papers in Meteor and Geophys. 12, 247, 1961
- MISAKI, M. und T. TAKEUTI: The Extension of Air Pollution from Land over Atmospheric Electric Conductivity. J. Meteorol. Soc. Japan 48, 263 – 269, 1970
- MOHNEN, V.: On the nature of the tropospheric ions. In: S.C. Coroniti and J. Hughes: Planetary electrodynamics. Vol. I. Gordon & Breach. N.Y./London 1969a
- MOHNEN, V.: Discussion of the formation of major positive and negative ions up to the 50 km level. Vort. b. IUGG-Meeting. Madrid 1969b
- MOZER, F.S. and R. SERLIN: Magnetospheric electric field measurements with balloons. J. Geophys. Res. 74, 4739 – 54, 1969
- MÜHLEISEN, R.: Elektrische Ladungen an Aerosol-, Dunst- und Nebelteilchen. Berichte des Deutschen Wetterdienstes Nr. 51. Meteorologische Tagung, Garmisch-Partenkirchen 1958
- MÜHLEISEN, R.: Die luftelektrischen Verhältnisse im Küstenaerosol I. Arch. Meteor., Geophys. Bioklim. A 11, 94 – 108, Wien 1959
- MÜHLEISEN, R.: Electrode effect measurements above the sea. J. Atmospheric. Terrest. Phys., 20, 79 – 81, 1961 a
- MÜHLEISEN, R.: Über die elektrische Aufladung von Aerosols- und Dunsteilchen. Geof. Pura e Appl. 50, 140 – 147, 1961 b
- MÜHLEISEN, R.: Die luftelektrischen Verhältnisse im Küstenaerosol II. Arch. Met. Geoph. Bioklim. A 12, 435 – 446, 1962
- MÜHLEISEN, R.: Luftelektrische Messungen auf dem Meer. Ergebnisse von der Atlantik-Fahrt des Forschungsschiffes Meteor 1965. Teil I: Feldstärke- und Ionenmessungen. „Meteor“ Forsch.-Ergebnisse, Reihe B, Heft 2, Gebr. Borntraeger, Berlin/Stuttgart 1968
- MÜHLEISEN, R., H. J. FISCHER und H. HOFMANN: Horizontal Electric Fields in the Ionosphere derived from Air Electric Measurements, in Vorbereitung
- MÜHLEISEN, R. und H. RIEKERT: Luftelektrische Messungen auf dem Meer. Ergebnisse von den Atlantischen Expeditionen 1965 und 1969. Teil II: Das luftelektrische Feld in Troposphäre und Stratosphäre über dem Atlantischen Ozean. „Meteor“ Forsch.-Ergebnisse, Reihe B, No. 5, 23 – 45. Gebr. Borntraeger. Berlin/Stuttgart 1970a
- MÜHLEISEN, R. und H. RIEKERT: Luftelektrische Messungen auf dem Meer. Ergebnisse von der Atlantischen Expedition 1969. Teil III: Untersuchungen zum Elektrodeneffekt beim luftelektrischen Feld über dem Meer und die Konsequenzen für den globalen luftelektrischen Stromkreis. „Meteor“ Forsch.-Ergebnisse, Reihe B, No. 5, 46 – 51. Gebr. Borntraeger Berlin/Stuttgart 1970b
- OLSEN, D.E.: Auroral effects on the atmospheric electrical parameters. Vort. b. IAMAP-Symposium on Electrical Phenomena in the Atmosphere and Space, während der IUGG, Schweiz 1967
- PAPERLEIN, D.: in Vorbereitung, 1971
- PARAMANOV, N.A.: Unitary variation of the potential gradient of the electrical field of the atmosphere. DAN SSSR, 70, No. 1, 1950

- REITER, R.: Solar Flares and their Impact on Potential Gradient and Air-Earth Current Characteristics at High Mountain Stations. *Pageoph.* 72, 259–167, 1969
- RIEKERT, H.: Untersuchungen zur Beweglichkeit der Kleinionen in der freien Atmosphäre. *Dts. Tübingen* 1971
- SARTOR, J.D.: Accretion Rates of Cloud Drops, Reindrops and Small Hail in Mature Thunderstorm. *J. Geophys. Res.* 75, 7547–58, 1970
- SCHOLZ, J.: Lufterktrische Messungen auf Franz-Josephs-Land während des II. Internationalen Polar-Jahres 1932/33. *Frans act. of the Arctic Inst. of USSR* 16, 5–169, 1935
- SCHONLAND, B.F.J.: *Atmospheric Electricity*. Methuen, 100, London 1932
- SHAHIN, M.M.: Mass-spectrometric studies of corona discharges in air at atmospheric pressures. *J. Chem. Phys.* 45, 2600–2605, 1966
- TORRESON, O.W., O.H. GISH, W.C. PARKINSON und G.R. WAIT: Scientific results of cruise VII of the CARNEGIE during 1928–1929. *Publ. Carnegie Inst. Washington D.C.* No. 568, 1946
- VONNEGUT, B.: *Thundercloud Electricity*. Discovery London März 1965
- WAIT, G.R.: The relative frequency of thunderstorms throughout the day over the oceans and in the tropics. *Terr. Magn.* 34, 237–239, 1929
- WEBB, W.L.: Global electrical structure. *Planetary Electrodynamics* Vol. 2, 245–275. Ed. S.C. Coroniti and J. Hughes, Gordon and Breach Science Publishers, New York, London, Paris 1969
- WIDDEL, H. U., G. ROSE, und R. BORCHERS: Results of concentration and mobility measurements of positively and negatively charged particles taken by a rocket-borne parachuted aspiration (Gerdien) probe in the height region from 72 to 39 km. *Pageoph* 84, 154–160, 1971
- WILSON, C.T.R.: Investigations on lightning discharges and on the electric field of thunderstorms. *Phil. Trans. Roy. Soc., London A* 221, 73–115, 1920
- WORMELL, T.W.: Vertical electric currents below thunderstorms and showers. *Proc. Roy. Soc., London A* 127, 567–90, 1930

Messungen des elektrischen Feldes in der oberen Atmosphäre¹⁾

Measurements of the Electric Field in the Upper Atmosphere¹⁾

E. RIEGER, Garching²⁾

Eingegangen am 26. Juli 1971

1. Einleitung

Die Existenz quasistatischer elektrischer Felder war bis vor kurzem nur aus indirekten Anzeichen geschlossen worden, da es nicht möglich war, sie zu messen. Aus der Beobachtung der Störungen des Erdmagnetfeldes, die mit ionosphärischen Strömen identifiziert wurden, gelang es MAEDA (1955) eine globale Verteilung des elektrischen Feldes zu berechnen. AXFORD und HINES (1961) haben unter der Annahme, daß die geomagnetischen Störungen durch einen ionosphärischen Hallstrom verursacht sind, elektrostatische Felder berechnet und die damit zusammenhängende magnetosphärische Konvektion ermittelt. In den letzten Jahren jedoch sind einige Meßmethoden gefunden worden, die es gestatten, das elektrostatische Feld direkt zu messen. Den meisten Methoden haftet an, daß sie sowohl räumlich, wie auch zeitlich nur begrenzt einsetzbar sind. So ist es wünschenswert, simultane Messungen mit verschiedenen Meßmethoden durchzuführen, um auf diese Art und Weise die Brauchbarkeit zu testen und den Meßbereich sowohl zeitlich wie auch räumlich zu erweitern.

Es soll in diesem Artikel nur über elektrische Felder gesprochen werden, die ionosphärischen oder magnetosphärischen Ursprungs sind. Stratosphärische oder troposphärische elektrische Felder sollen nicht behandelt werden. Im Teil 2 soll auf die einzelnen Meßmethoden und ihre Gültigkeitsbereiche eingegangen werden. Im Teil 3 und 4 werden die Ergebnisse gezeigt und ihre Bedeutung für die Ionosphäre und Magnetosphäre diskutiert.

2. Die Meßmethoden

2.1 Überblick über die Meßmethoden

Die Methoden zur Messung des elektrostatischen Feldes zerfallen im wesentlichen in 2 Gruppen. In Gruppe 1 wird das elektrische Feld direkt bestimmt, indem man die Potentialdifferenz zwischen 2 weit voneinander entfernten Langmuir Proben mißt. In

¹⁾ Vom Vorstand der DGG erbetener Übersichtsartikel

²⁾ Dr. ERICH RIEGER, Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, Institut für extraterrestrische Physik, 8046 Garching b. München.

Gruppe 2 dagegen wird das elektrische Feld berechnet, durch Messung der Driftgeschwindigkeit v_{\perp} des Plasmas, da gilt

$$E_{\perp} = \frac{1}{c} B \times v_{\perp} \quad (1)$$

wenn die Reibung des Plasmas mit der neutralen Komponente der Atmosphäre und Druckgradienten vernachlässigt werden. E_{\perp} ist das elektrische Feld senkrecht zum Magnetfeld. Eine direkte Messung einer Parallelkomponente zum Magnetfeld gestattet nur die Methode in Gruppe 1.

Gruppe 1: Methoden zur Messung des elektrostatischen Feldes.

Die Meßsonde, welche die Gruppe 1 darstellt, besteht aus zwei zylindrischen oder kugelförmigen Körpern, die an den Enden eines langen Stabes befestigt sind (Wir wollen sie als Doppelsonde bezeichnen.). Dabei ist die Ausbildung eines symmetrischen Kontaktpotentials von entscheidender Wichtigkeit. Das bedeutet, daß Unsymmetrien in der Geometrie der Payload, und in der Photoemission vermieden werden müssen. Unsymmetrien in der Austrittsarbeit der beiden Kugeln können durch Belegen mit Kohlenstoff geringer gehalten werden, als einige Millivolt (AGGSON und HEPNER, 1964, 1965; FAHLESON, 1967; FAHLESON et al., 1968; MOZER und BRUSTON, 1967, MOZER und FAHLESON, 1968).

Für Messungen in oder unterhalb der Ionosphäre konnten die Forderungen nach Symmetrie des Kontaktpotentials mit genügender Genauigkeit erfüllt werden. In dem verdünnten magnetosphärischen Plasma allerdings erreicht die Dicke der Photoelektronenschicht um den Satelliten herum einige Meter. Somit stellt sich das technische Problem, eine symmetrische Apparatur zu bauen, bei der die Meßsonden einige zehn Meter voneinander getrennt sind. Abweichungen von der völligen Symmetrie dürfen nicht größer sein als 10^{-3} , um saubere Messungen zu erlauben (WHIPPLE, 1970; GRARD und TUNALEY, 1970).

Die Doppelsonde kann in Satelliten und Höhenforschungsraketen zu allen Tageszeiten geflogen werden. Ein Nachteil ist, daß das durch die Bewegung senkrecht zum Magnetfeld induzierte elektrische Feld abgezogen werden muß. Es ist im allgemeinen viel größer, als das eigentliche zu messende Feld. Dieser Nachteil wird vermieden, wenn man einen Ballon als Träger verwendet. Das geht auf einen Vorschlag von KELLOGG und WEED (1969) zurück, die nachweisen konnten, daß horizontale elektrische Felder in Ballonhöhen um 40 km eng verknüpft sind mit großräumigen ionosphärischen Feldern (100 km oder mehr). Allerdings können lokale elektrische Felder, wie z.B. durch Gewitter erzeugt, nicht immer getrennt werden (ATKINSON et al., 1969; MOZER und SERLIN, 1969).

Als Abwandlung zur Doppelsonde wurden asymmetrische Sonden zur Messung des elektrischen Feldes verwendet (KAVADAS und JOHNSON, 1964; UNGER und RAWER, 1968). Die Apparatur enthält einen spannungsempfindlichen Oszillator, der beim Eintauchen in ein elektrisches Feld seine Frequenz ändert. Die gemessene Frequenzände-

rung ist ein Maß für das elektrische Feld. Die damit gewonnenen Resultate sind nicht leicht zu interpretieren.

Gruppe 2: Methoden zur Messung der Plasmadrift.

Von STOREY et al. (1968) wurde eine Methode vorgeschlagen, die eine Berechnung der Elektronendichte durch Messung der wechselseitigen Impedanz zwischen einem aktiven und passiven Dipol gestattet. Wenn die Sonde sich aber bezüglich des umgebenden Plasmas bewegt, werden die Resonanzen an der unteren Hybridfrequenz zusätzlich gedämpft. Dieser Effekt wird zur Messung der Geschwindigkeit Sonde – Plasma verwendet. Die Methode hat den Vorteil, daß die Ionenschicht um die Meßapparatur keine Rolle spielt. Raketexperimente haben den gewünschten Effekt geliefert, es wurde aber die quantitative Einsatzfähigkeit noch nicht gezeigt.

Mit einer sogenannten Feldmühle wurden von GDALEVICH (1964), IMYANITOV et al. (1964) und IMYANITOV und SVARTS (1964) Versuche unternommen, das ionosphärische elektrische Feld zu messen. Als Indiz für ein äußeres elektrisches Feld wird dabei die Deformierung der Raumladungswolke um den Raketen- oder Satellitenkörper genommen. Die Autoren konnten nur unter bestimmten vereinfachenden Annahmen Größenordnungsmäßige Werte für das elektrische Feld angeben.

Mit einer etwas abgewandelten Feldmühle hat KNOTT (1970) elektrische Feldmessungen durchgeführt, wobei der Spin der Rakete ausgenutzt wurde. Dies Gerät wird auch als „wake detector“ bezeichnet. Von TAYLOR, (1967) und LIU, (1969) wurde gezeigt, daß das elektrische Oberflächenfeld der Rakete in Richtung zum wake ein Minimum besitzt. Somit ist es möglich, die Richtung der Relativbewegung Rakete – Plasma anzugeben. Über den Absolutbetrag wird dagegen nichts ausgesagt. Da die Raketengeschwindigkeit bekannt ist, kann unter der Annahme eines Betrages der Plasmadrift bezogen auf die Rakete die Richtung der Plasmadrift bezogen auf die Erdoberfläche ermittelt werden. Man kann diese Methode also höchstens als Zusatzexperiment zu anderen Feldmeßexperimenten ansehen. Die Berechnung des Betrages der Plasmadrift aus der Deformierung der Raumladungsschicht erfordert bestimmte Annahmen und einen ziemlichen theoretischen Aufwand.

Die Plasmadrift kann auch bestimmt werden, indem man den Ionenstrom des thermischen Plasmas mißt. Vor dem Auffänger sitzt ein Gitter, dessen Gegenspannung zwischen zwei Werten variiert wird. Durch eine Differenzzählmethode werden nur die Ionen gezählt, deren Energie in dem durch das Gitter vorgegebenen Energiebereich liegt. Diese Methode wurde von FREEMAN (1968), PFISTER (1969) und SPENNER (1970) angewendet (Retarding potential analyzer). Der Nachteil dieser Meßmethode ist, daß man gute Meßwerte nur dann erhält, wenn das Energiespektrum der Ionen starke Gradienten aufweist. In der Magnetosphäre wird diese Technik außerdem von dem hohen positiven Satellitenpotential im Sonnenlicht oder dem negativen Potential im Erdschatten beeinflusst.

Messungen von Nosewhistlern werden gewöhnlich analysiert nach der Elektronendichte entlang dem Magnetfeld in mittleren geomagnetischen Breiten bis zur Entfer-

nung von einigen Erdradien (CARPENTER, 1963; 1966; AUGERAMI and CARPENTER, 1966). In einigen Fällen kann die Veränderung der Nosewhistler Frequenz und damit der Elektronendichte als Verschiebung der magnetischen Schale in radialer Richtung gedeutet werden (CARPENTER and STONE, 1967). Bewegungen in longitudinaler Richtung sind mit dieser Methode viel schwieriger zu messen. Immerhin hat man damit Plasmadriften in der Magnetosphäre direkt gemessen.

WOODMAN und HAGFORS (1969) haben aus der inkohärenten Rückstreuung von Signalen eines Doppelradarpulses vertikale Plasmadriften ermittelt. Es wird dabei die Dopplerverschiebung des Frequenzspektrums gemessen. Die Dopplerverschiebung erhält man dabei indirekt durch Messung der Phase der Autokorrelationsfunktion der zurückgestreuten Echos. Da die Driftgeschwindigkeiten ein kleiner Bruchteil der thermischen Geschwindigkeit der Ionen sind, wird das gestreute Spektrum nur schmal und für die Messung geeignet, wenn man senkrecht auf die Feldlinien blickt. Unter günstigsten Umständen kann man hierdurch Genauigkeiten bis zu 1 m/s bei 5 min Integrationszeit erreichen. Da in Jicamarca (Peru) das Magnetfeld praktisch horizontal verläuft, ergeben sich aus den gemessenen Vertikaldriften Ost-West-Felder.

BALSLEY (1969) untersuchte die an Irregularitäten der Elektronendichte kohärent gestreuten Radarechos im äquatorialen Elektrojet und erhielt horizontale Elektronen-Driftgeschwindigkeiten. Hierbei besteht allerdings die Gefahr, daß man Wellenphänomene als Driftgeschwindigkeit von Irregularitäten deutet. EVANS et al. (1970) haben mit der Anlage in Millstone (Massachusetts) im inkohärenten Rückstreuerverfahren vertikale Ionendriften gemessen. Ein wesentlicher Nachteil dieser Methode ist ihr enormer apparativer Aufwand.

Dagegen ist die Methode Plasmadriften in der Ionosphäre mit künstlichen Bariumionenwolken zu messen sehr einfach und leicht zu durchschauen. Es war damit das erste Mal möglich elektrische Felder zweifelsfrei zu messen. (HAERENDEL et al., 1967; HAERENDEL und LÜST, 1968). Der große Nachteil dieser Methode ist, daß sie an die Morgen- und Abenddämmerung gebunden ist. Darüber hinaus ist man, da die Beobachtung der Wolken vom Erdboden aus geschieht, auf gute Witterungsverhältnisse angewiesen. Die Messung der Plasmadriften mit künstlichen Ionenwolken in der entfernteren Magnetosphäre ist problematisch, da im Gegensatz zu Experimenten in der Ionosphäre der Impulsaustausch zwischen der Bariumionenwolke und dem natürlichen Plasma in Zeitskalen von einer Stunde und mehr erfolgt. (SCHOLER, 1970; HAERENDEL und LÜST, 1970).

Ein Verfahren aber, bei dem mit Hilfe von Hohlladungen Bariumionen mit hoher Geschwindigkeit ($\sim 10 \text{ km/s}^{-1}$) in Richtung der magnetischen Feldlinien hochgeschossen wird, erscheint vielversprechend zur Messung elektrischer Felder in der Magnetosphäre. Es sollte vor allem möglich sein in den Umkehrpunkten, wenn die Parallelgeschwindigkeit klein ist, senkrechte Driften zu messen. (MICHEL et al., 1971).

Es ist auch vorgesehen, elektrische Felder in der Magnetosphäre mit Hilfe von Elektronenstrahlen zu messen. Dabei soll ein eng gebündelter Elektronenstrahl von einer auf dem Satelliten befindlichen Elektronenquelle ausgesandt werden. Gemessen

wird die durch ein elektrisches Feld bewirkte Versetzung des Strahles nach einer Gyration. Die Brauchbarkeit eines derartigen Experiments wurde von MELZNER und VÖLK (1970) nachgewiesen. Die Apparatur soll im geostationären Satelliten der ESRO geflogen werden.

2.2. Gleichzeitige Messungen mit verschiedenen Techniken

Erst in jüngerer Zeit sind Versuche gemacht worden, zwei und mehr elektrische Feldmeßmethoden in einem Experiment zu vereinigen. WESCOTT et al. (1969) haben elektrische Feldwerte, die sie mit künstlichen Bariumionenwolken erhalten haben, mit Meßwerten verglichen, die von einer dreiachsigen Doppelprobe erbracht wurden. Im ersten Experiment wurde die Doppelprobe 10 min später geflogen, im zweiten Experiment etwa 1 Stunde später. Die Resultate stimmten gut überein. Das muß allerdings als glücklicher Umstand bezeichnet werden, da das elektrische Feld in der Nordlichtzone starken zeitlichen und räumlichen Schwankungen unterliegen kann.

Von BERING et al. (1970) wurden Feldmessungen mit einer Spalt Langmuir Sonde verglichen mit Feldwerten, die mit einer Doppelprobe erhalten wurden. Mit der Langmuir Sonde wurde der Ionenstrom gemessen und daraus das Feld abgeleitet. Die Übereinstimmung war sehr gut.

Eine gute Übereinstimmung (innerhalb 10%) ergaben auch Feldmessungen, die zugleich mit einer Doppelprobe, einem „wake detector“ und künstlichen Bariumwolken durchgeführt wurden. Zwei Skylarkraketen wurden mit diesen Einrichtungen von der Esrange, Kiruna geflogen (FAHLESON et al., 1970). Eine besonders gute Übereinstimmung wurde bei einem der Experimente erzielt, bei dem günstige Verhältnisse, wie hohes elektrisches Feld und hohe Leitfähigkeit in der E-Schicht, vorlagen (Abb. 1). Bei einem am 16.8.70 von Churchill aus gestarteten Experiment stimmen die mit einer Doppelsonde gemessenen Werte gut mit denen überein, die aus der Drift von Ionenwolken erhalten wurden (KAPPLER, private Mitteilung).

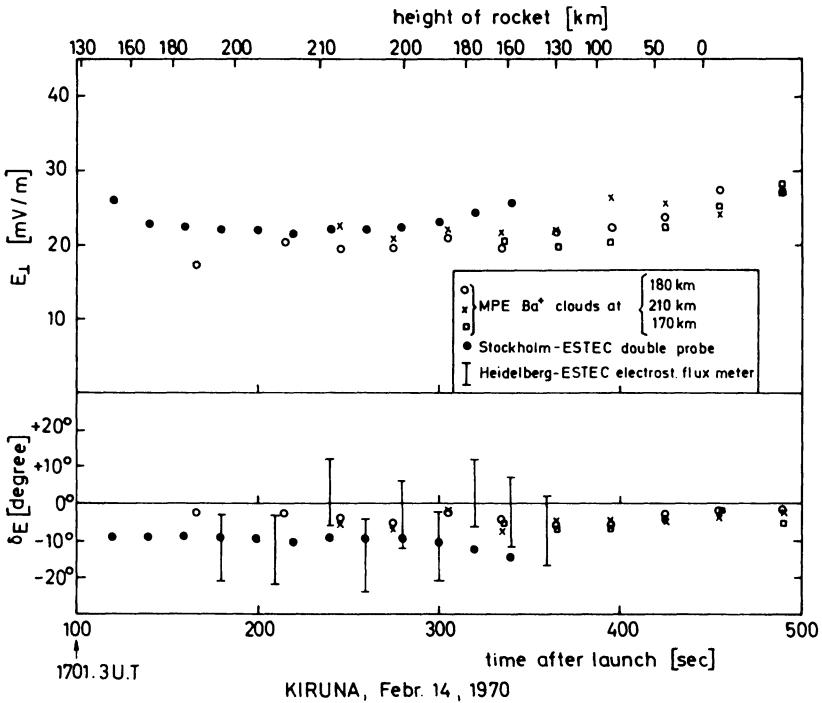
3. Ergebnisse

In den wenigen Jahren, seitdem Experimente mit künstlichen Ionenwolken und mit Meßsonden durchgeführt werden, ist eine solche Menge an Material über elektrische Felder in der oberen Atmosphäre geliefert worden, daß es nur möglich ist, in groben Zügen darauf einzugehen und einige wesentliche Fakten herauszuarbeiten. Nachdem sich einige Meßmethoden als brauchbar erwiesen haben, insbesondere die Doppelsonde, geht man dazu über, das elektrische Feld mehr oder weniger routinemäßig zu überwachen.

In unserer kurzen Übersicht wollen wir von niederen geomagnetischen Breiten zu höheren gehen, um am Ende einige Experimente in der Magnetosphäre zu behandeln.

3.1. Feldmessungen in äquatorialen und mittleren Breiten

Vertikale Plasmadriftmessungen in der F-Schicht wurden am geomagnetischen Äquator in Jicamarca (Peru) mit Hilfe des inkohärenten Rückstreuverfahrens (WOOD-



KIRUNA, Febr. 14, 1970

Abb. 1: Größe und Richtung des zum Magnetfeld senkrechten elektrischen Feldes bei einem Raketenexperiment von Kiruna. Die Feldmessungen wurden gleichzeitig mit einer elektrostatischen Doppelsonde, mit Bariumionenwolken und mit einem elektrostatischen Flußmeter durchgeführt. E_{\perp} wird in einer Ebene senkrecht zum Magnetfeld von Norden über Osten positiv gezählt (FAHLESON et al., 1970)

Fig. 1: Magnitude and direction of the perpendicular electric field during a rocket flight over Kiruna. The field is measured simultaneously by an electrostatic double probe, by ion clouds and by an electrostatic fluxmeter. δE is measured in a plane perpendicular to B and counted positive from north to east. (FAHLESON et al., 1970)

MAN, 1970; WOODMAN und HAGFORS, 1969) durchgeführt. Da die Messungen über den ganzen Tag und über sehr lange Zeiträume gemacht wurden, erlauben sie schon einen gewissen Überblick.

1. Wie aus Abb. 2 hervorgeht, ist die Vertikalgeschwindigkeit im wesentlichen höhenunabhängig. Abweichungen treten auf während Spread-F-Bedingungen (McCLURE, 1968; FARLEY et al., 1970) und während starker zeitlicher Geschwindigkeitsänderungen.

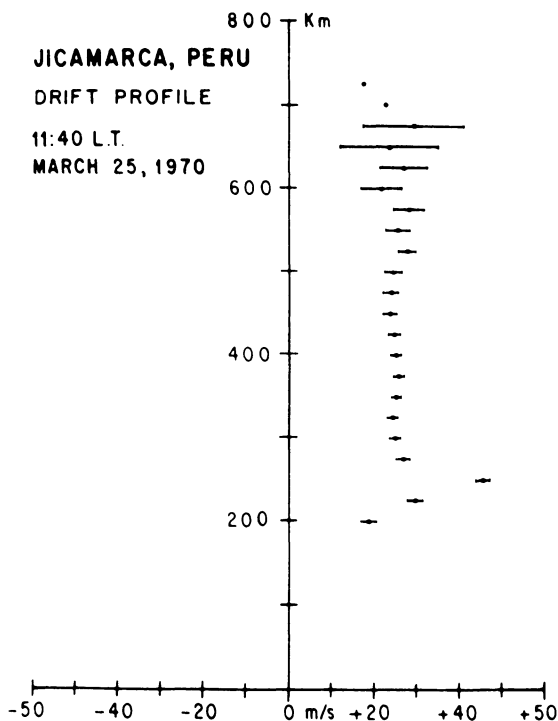


Abb. 2: Vertikaldrift des ionosphärischen Plasmas über der Höhe aus der inkohärenten Rückstreuung von Radarechos mit der Anlage von Jicamarca, Peru 1°N magn. Breite, 12°S geogr. Breite. (WOODMAN, 1970)

Fig. 2: Vertical drift of the ionospheric plasma as a function of height deduced from the incoherent backscatter of radarechos at Jicamarca, Peru 1°N magn. lat., 12°S geogr. lat. (WOODMAN, 1970)

- Die Driften sind nach oben gerichtet während des Tages mit Werten um 20 m s^{-1} , was einem elektrischen Ost-West-Feld von $0,5\text{ V km}^{-1}$ entspricht, und abwärts während der Nacht mit ungefähr den gleichen Absolutwerten.
- Die Geschwindigkeitsstreuung zu einer bestimmten Tageszeit ist von der gleichen Größenordnung, wie die Geschwindigkeit selbst.
- Während magnetisch gestörter Tage treten Driftgeschwindigkeiten bis 70 m s^{-1} auf.
- Eine Umkehr der Drift tritt gewöhnlich ein bis zwei Stunden nach Sonnenuntergang und etwa 1 Stunde nach Sonnenaufgang ein.
- Fast alle Messungen zeigen eine deutlich sichtbare Reduktion der vertikalen Drift vor Sonnenuntergang und ein Anwachsen nach Sonnenuntergang auf größenordnungsmäßig 50 m s^{-1} , was einem Ost-West-Feld von etwa $1,2\text{ V km}$ entspricht (Abb. 3).

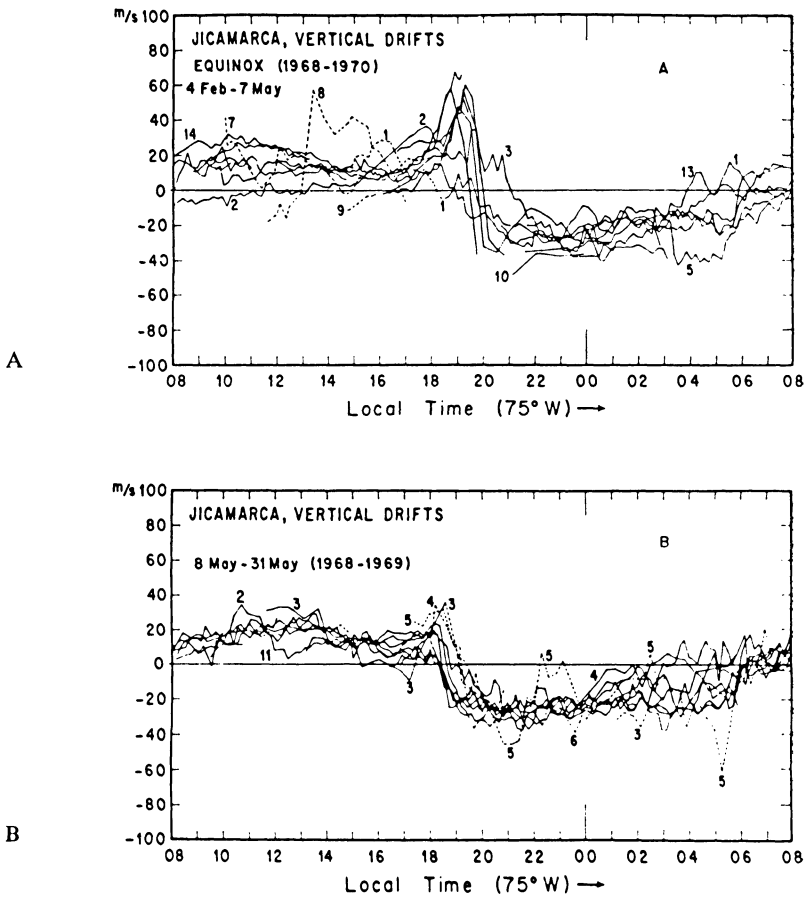
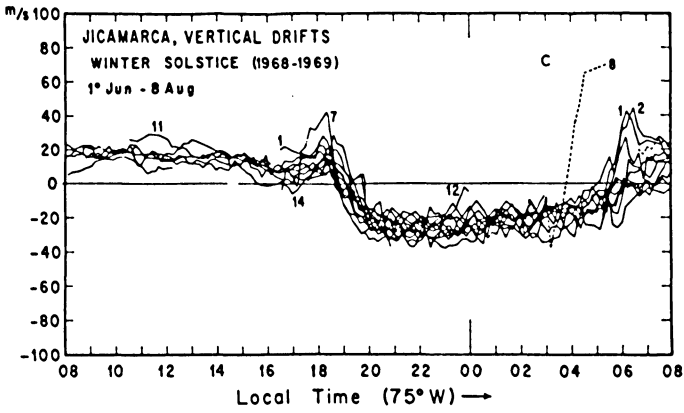


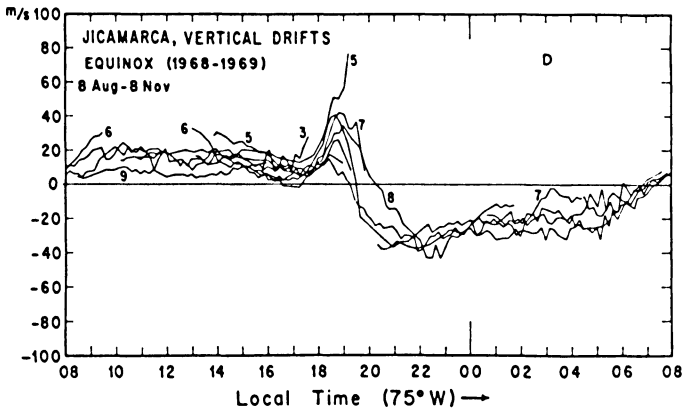
Abb. 3: Die Vertikaldrift als Funktion der Tageszeit für
 A: Herbst. B: Winter (8. Mai - 31. Mai)
 C: Winter (1. Juni - 8. August)
 D: Frühling (8. August - 8. November) und
 E: Sommer, über Jicamarca, Peru (WOODMAN, 1970)

Fig. 3: Composite picture showing the vertical drift as a function of time of day for
 A: Autumn, B: Winter (May 8 - May 31), C: Winter (June 1 - Aug. 8), D: Spring
 (Aug. 8 - Nov. 8) and summer solstice, observed at Jicamarca, Peru (WOODMAN,
 1970)

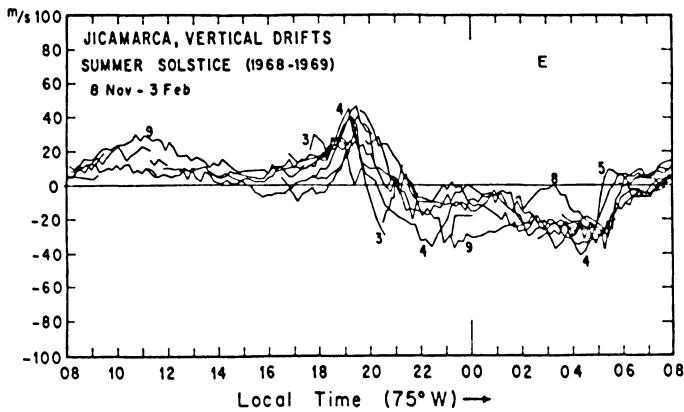
C



D



E



Ein Vergleich der auf diese Weise gemessenen Vertikaldriften in der F-Schicht mit Ost-West-Driften von Elektronendichteirregularitäten in der E-Schicht ergab eine gute Korrelation (Abb. 4) (BALSLEY und WOODMAN, 1969). Wie Abb. 4 zeigt, ist das vertikale Feld in der E-Schicht, das den äquatorialen Elektrojet verursachen soll, um etwa einen Faktor 20 größer als das Horizontalfeld, das in der F-Schicht die Vertikaldriften hervorruft. Das paßt recht gut zu den Vorstellungen, die man sich vom Zustandekommen des äquatorialen Elektrojets macht (siehe UNTIEDT, 1967).

In sehr guter Übereinstimmung mit den Messungen in Jicamarca sind die Ergebnisse von Ionenwolkenexperimenten am magnetischen Äquator über Thumba. (RIEGER, 1969; HAERENDEL et al., 1972). Der Methode entsprechend liefern sie nur Werte in der Morgen- und Abenddämmerung. Dafür erlauben sie aber auch horizontale Driften in der F-Schicht zu messen, welche etwa um einen Faktor 3 größer waren

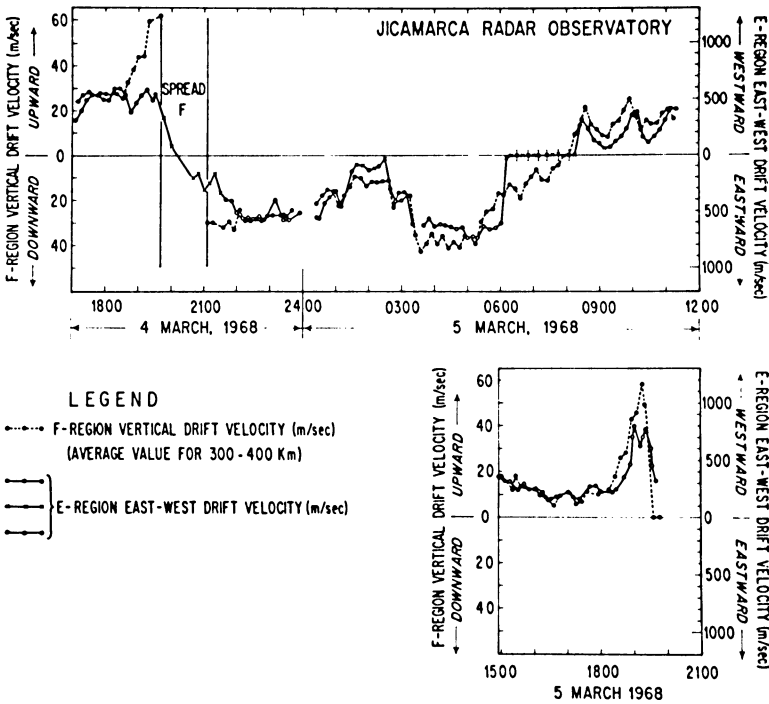


Abb. 4: Korrelation zwischen der Vertikaldrift in der F-Schicht (linke Ordinate) und der Horizontaldrift in der E-Schicht (rechte Ordinate) während eines Tages über Jicamarca, Peru (WOODMAN und BALSLEY, 1969)

Fig. 4: Correlation between vertical drift in the F-layer (left hand ordinate) and horizontal drift in the E-layer (right hand ordinate) covering a full day at Jicamarca, Peru (WOODMAN and BALSLEY, 1969)

als die Vertikaldriften. Die Drift war nach Sonnenuntergang von Osten nach Westen gerichtet mit $50 - 150 \text{ m s}^{-1}$, entsprechend einem nach oben zeigenden Feld von $1,8$ bis $5,4 \text{ V km}^{-1}$. Aus der Vertikaldrift der Wolken ergab sich ein nach Osten zeigendes Feld von $0,6 - 1,8 \text{ V km}^{-1}$. Eine vor Sonnenaufgang erzeugte Ionenwolke hatte eine ostwärts und abwärts gerichtete Drift, es herrschten also noch die Nachtverhältnisse vor, wiederum in guter Übereinstimmung mit den Messungen von Jicamarca.

Die in mittleren geomagnetischen Breiten ausgeführten Messungen des elektrischen Feldes stammen bisher fast ausschließlich von Ionenwolkenexperimenten (HAERENDEL et al., 1967; HAERENDEL und LÜST, 1968). Tabelle 1 gibt eine Übersicht über die bisher vom Institut für extraterr. Physik gemachten Experimente (siehe auch RIEGER 1970). Das in Höhen zwischen 135 und 1000 km gemessene Feld kann infolge der großen elektrischen Leitfähigkeit parallel zum Magnetfeld als nach Richtung und Betrag gleich dem in der E-Schicht angenommen werden. Um die Meßwerte besser mit theoretischen Ergebnissen von MAEDA (1955) und MATSUSHITA (1969) vergleichen zu können, ist die Horizontalkomponente von E_{\perp} aufgeführt. Abb. 5 zeigt die Meßwerte in einem geomagnetischen Breiten-Ortszeitdiagramm. Die in Klammern gesetzten Zahlen bezeichnen die Experimentnummer. Der Betrag der elektrischen Feldstärke liegt typisch zwischen $1 - 3 \text{ V/km}$. Trotzdem die Experimente nur sehr kurze Schnappschüsse aus einer Zeitspanne von $1964 - 1971$ darstellen, so ist doch auffallend, daß am Abend das Feld im großen und ganzen äquatorwärts zeigt. Auch am Morgen besteht zweifellos eine Tendenz für das Feld zu den Polen zu weisen. Ob die größere Regellosigkeit in der Richtung durch einen Einfluß des Neutralwindes verursacht wird, oder typisch für die Morgenverhältnisse ist, läßt sich nicht eindeutig feststellen. Wie Abb. 5 zeigt, besteht eine gute Übereinstimmung mit theoretischen Werten von MAEDA (1955), aber nicht mit den Ergebnissen einer verfeinerten Berechnung von MATSUSHITA (1969).

Bis auf wenige Ausnahmen sind alle Experimente bei niedriger geomagnetischer Aktivität ausgeführt worden. Es ist daher ein Vergleich der gemessenen Feldwerte mit dem S_q -Stromsystem möglich (RIEGER, 1970). Der Vergleich ist aber nur sinnvoll zu Tageszeiten, wo der Verlauf der ionosphärischen Ströme einigermaßen gesichert ist, also etwa am frühen Abend. Am Morgen und am späten Abend ist wegen der geringen ionosphärischen Leitfähigkeit der Einfluß von magnetosphärischen Strömen sehr bedeutend. Für einen Vergleich bleiben daher nur die Experimente 9, 10, 14, 15 und bedingt auch 47 und 57 in mittleren Breiten. Es zeigt sich, daß Strom- und Feldvektor antiparallel zueinander stehen. Eine derartige Richtungsbeziehung zwischen Strom und Spannung läßt sich durch ein von außen aufgebrachtes elektrisches Feld weder durch ein Überwiegen der Halleitfähigkeit noch durch ein Überwiegen der Pedersenleitfähigkeit erreichen. Das Feld muß also durch den Dynamoeffekt in der E-Schicht zustande gekommen sein, wobei in den frühen Abendstunden offenbar der Dynamoterm überwiegt (HAERENDEL und LÜST, 1968).

Vom AFCRL unter Best und Rosenberg während starker magnetischer Störung ($Kp = 5_+$ und 7_+) am Abend ausgeführte Experimente (unveröffentlicht) zeigen zwar

Tabelle 1

Exp. No.	Datum	Ortszeit	Startplatz	DIP-Breite	K _p -Wert 3-stündig	Höhe der Wolken km	E ₁ (hor.) V/km	α°
9	27. 11. 64	17.40	Hammaguir	26°	0+	152	0.75	153
10	30. 11. 64	17.40	Hammaguir	26°	1-	160-200	1.4/1.5	160/186
12	30. 9. 65	5.15	Perdasdefogu	36°	2+	225	1.5	346
14	18. 11. 65	17.45	Hammaguir	26°	10	135	2.9	226
15	19. 11. 65	17.45	Hammaguir	26°	2+	195	0.8	172
18	16. 6. 66	20.20	Perdasdefogu	36°	1+	200-230	1.5/1.0/1.0/1.3	182/187/198/216
19	18. 6. 66	3.35	Perdasdefogu	36°	1-	170-220	1.3±0.5	237±7
21	28. 6. 66	3.46	Perdasdefogu	36°	10	200	1.8	320
24	24. 9. 66	4.30	Wallops	53°	2+	1000-200	1.3	32
25	25. 9. 66	4.51	Wallops	53°	4-	216-270	0.3/0.6/0.9	200/310/280
36	28. 3. 68	18.55	Thumba	0°	20	150-240	0.87	90
37	30. 3. 68	18.55	Thumba	0°	3-	150-240	1.3	90
38	31. 3. 68	5.37	Thumba	0°	2-	210-180	2.6	270
39	31. 3. 68	17.45	Thumba	0°	20	155-230	0.45	90
46	16. 10. 69	4.16	Woomera	-43°	0+	240-290	2.3/1.7	141/157
47	17. 10. 69	18.45	Woomera	-43°	0+	240-300	1.7	9
53	5. 10. 70	4.05	Wallops	53°	3+	900-500	~0.7	56
57	2. 3. 71	19.08	Woomera	-43°	00	210	1,3	340

α = Winkel zwischen geogr. Nord und E₁ (hor.) über Osten gezählt

Abb. 5: Horizontalkomponente des transversalen elektrischen Feldes in äquatorialen und mittleren geomagnetischen Breiten aus Bariumionenwolkenexperimenten (RIEGER, 1970). Die Ziffern in Klammern bezeichnen die Nummer des Experimentes (siehe Tabelle 1). Die durchbrochenen Pfeile sind Feldvektoren nach Theorien von MAEDA und MATSUSHITA

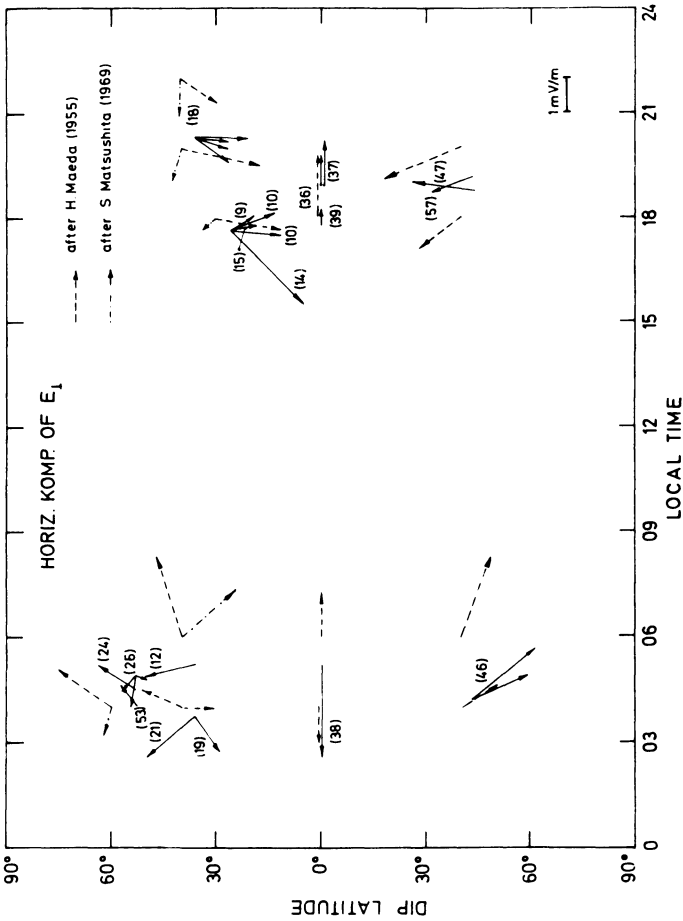


Fig. 5: Horizontal component of the transverse electric field in equatorial- and mid-geographic latitudes as deduced from barium cloud experiments (RIEGER, 1970). Numbers in brackets refer to the number of the experiment (see table 1). Dashed and dotted arrows show theoretical values of MAEDA and MATSUSHITA

eine wesentlich andere Richtung des Feldes als in Abb. 5, aber der Betrag ist von der gleichen Größenordnung.

Die von CARPENTER und BOWHILL (1971) mit der Anlage in Millstone (Massachusetts) gemessenen vertikalen Driften des ionosphärischen Plasmas in der Topside-F-Schicht geben Feldwerte, die beträchtlich höher sind (~ 10 V/km), als die mit Ionenwolken gemessenen.

3.2. Feldmessungen in der Nordlichtzone

In der Nordlichtzone haben im Unterschied zu mittleren geomagnetischen Breiten auch Sondenexperimente einen wesentlichen Beitrag zu unserer Kenntnis des elektrischen Feldes geliefert. Sie sollen an erster Stelle besprochen werden. Dabei wurde vor allem die Doppelsonde verwendet. Das erste Experiment dieser Art wurde von MOZER und BRUSTON im Oktober 1966 auf einer Rakete von Andenes, Norwegen ausgeflogen (MOZER und BRUSTON (1967). Andere Raketenexperimente sind unter anderem durchgeführt worden von FAHLESON et al. (1968), AGGSON (1969) und BERING et al. (1970). Die Werte des elektrischen Feldes liegen typisch im Bereich von einigen V/km bis zu etwa 100 V/km.

Auch bei Satellitenexperimenten zur Messung des elektrischen Feldes wurden mit der Doppelsonde die zuverlässigsten Werte erzielt. Die von HEPFNER (1968) mit dem Satelliten OVI 10 und von MAYNARD und HEPFNER (1970) mit dem Satelliten OGO 6 gemessenen elektrischen Felder zeigen besonders in der Nordlichtzone eine starke zeitliche und örtliche Variabilität (Abb. 6). Ähnliche Ergebnisse lieferten auch die Satellitenexperimente von GURNETT (1970) und CAUFFMAN und GURNETT (1970). Es ist allerdings dabei zu bedenken, daß sich wegen der hohen Geschwindigkeit des Satelliten von einigen km s^{-1} zeitliche und räumliche Variationen des Feldes nur schwer auseinanderhalten lassen. Von großer Wichtigkeit für unsere Kenntnis des elektrischen Feldes in der Nordlichtzone sind die Ballonexperimente mit der Doppelsonde (MOZER und SERLIN, 1969; MOZER und MANKA, 1971). Der Vorteil hierbei ist die relative Ruhe der Sonde über der Erdoberfläche, sowie die Möglichkeit, die Messungen unter günstigen Umständen an ein und demselben Ort über 24 Stunden und mehr auszuweiten. Mit der Annahme, daß die magnetischen Feldlinien Äquipotentiallinien des elektrischen Feldes sind, lassen sich die in der Stratosphäre gemessenen Felder in die geomagnetische Äquatorebene projizieren, wie es Abb. 7 zeigt. Als Feldkonfiguration haben MOZER und SERLIN das Modellfeld von FAIRFIELD (1968) benutzt. Größe und Richtung der Pfeile geben das elektrische Feld wieder. Die Drift des magnetosphärischen Plasmas erhält man durch Drehung der Pfeile um 90° im Uhrzeigersinn. Man sieht, daß das Plasma in der Gegend um Mitternacht auf die Erde zuströmt. Zwischen Nacht- und Morgensektor herrscht eine ziemlich einheitlich gerichtete halb tangentielle und radiale Strömung. Zwischen dem Nacht- und Abendsektor ist die Strömung sehr regellos. Auf der Tagseite hat das Plasma nur die Korotationsgeschwindigkeit, d. h. die elektrischen Felder bezogen auf die rotierende Erde sind sehr klein. Dies wird auch

VARIATIONS IN ELECTRIC FIELDS FROM POLAR SATELLITES

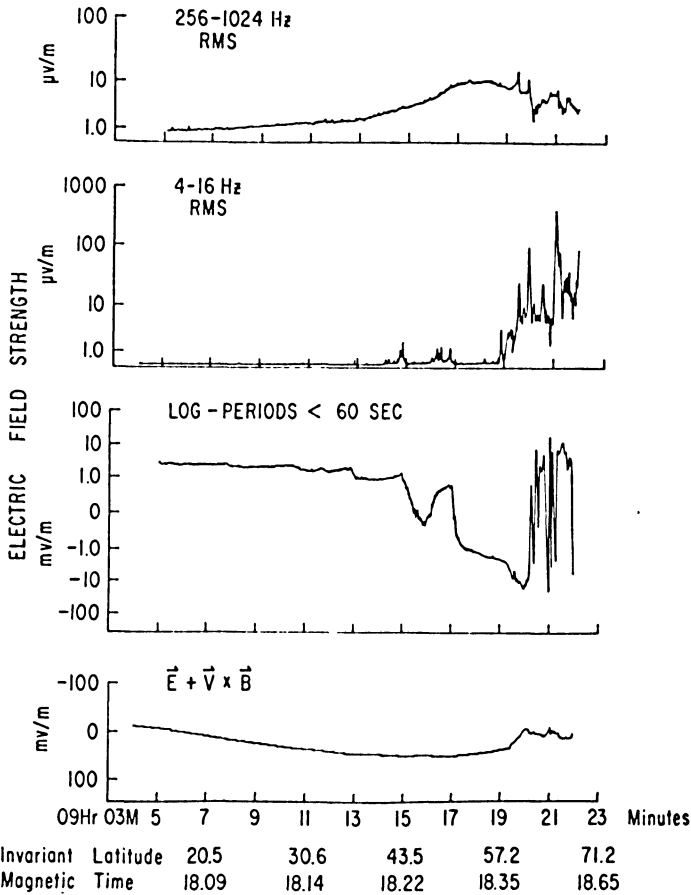


Abb. 6: Messung des elektrischen Feldes in 4 verschiedenen Frequenzkanälen mit der Doppelsonde auf dem polaren Satelliten OGO 6 im Abendsektor (MAYNARD und HEPPNER, 1970). Im untersten Diagramm sind die elektrostatischen Felder wiedergegeben. Unterhalb von 60° geom. Breite wird nur das durch die Bewegung des Satelliten induzierte Feld gemessen

Fig. 6: Measurement of the electric field in four different frequency channels of a double probe on the polar orbiting satellite OGO 6 in the evening sector (MAYNARD and HEPPNER, 1970). Electrostatic fields are listed in the lowest diagram. South of 60° geomagn. latitude only the motion induced electric field is measured

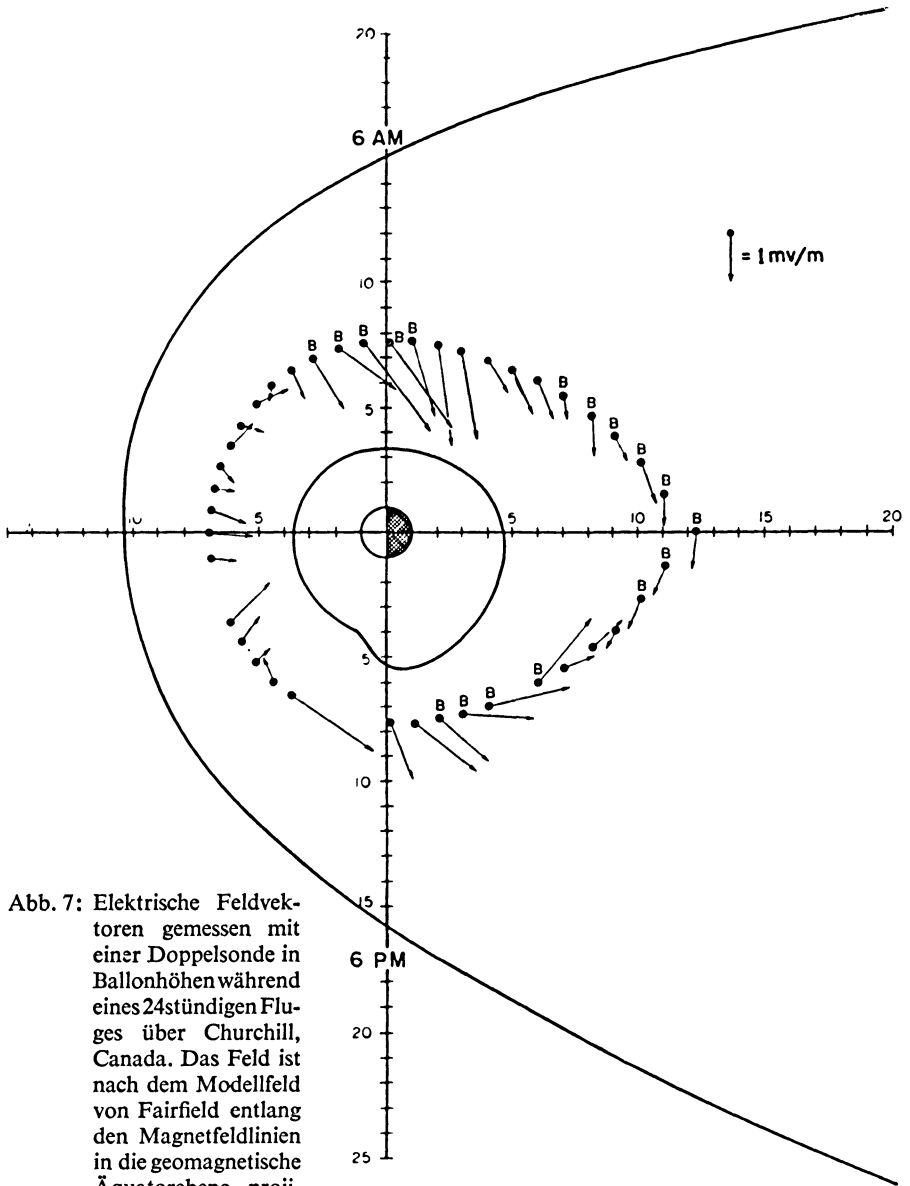


Abb. 7: Elektrische Feldvektoren gemessen mit einer Doppelsonde in Ballonhöhen während eines 24stündigen Fluges über Churchill, Canada. Das Feld ist nach dem Modellfeld von Fairfield entlang den Magnetfeldlinien in die geomagnetische Äquatorebene projiziert.

B = Bay-Aktivität (MOZER und SERLIN, 1969)

Fig. 7: Electric field vectors measured with a double probe in balloon heights during a 24-hours flight over Churchill, Canada. The field has been projected along the magnetic field lines into the geomagnetic equatorial plane using the model field of Fairfield. The letter "B" indicates bay activity (MOZER and SERLIN, 1969)

durch die Tatsache bestätigt, daß der polare Elektrojet auf der Tagseite trotz der hohen ionosphärischen Leitfähigkeit sehr schwach ist (HEPPNER 1969).

Elektrische Feldmessungen mit künstlichen Ionenwolken haben den Nachteil, daß sie an die Dämmerung gebunden sind. Da aber in hohen geographischen Breiten die Dämmerung sehr viel länger ist als in mittleren, kann man auch mit dieser Technik unter bestimmten Umständen Beobachtungszeiten von einigen Stunden erhalten. Elektrische Feldmessungen wurden unter anderem durchgeführt über Kiruna (geomagn. Breite 65° , L-Wert 5.6), Andoya, Norwegen (geomagn. Breite 68° ; L-Wert ~ 7) und Fort Churchill (geomagn. Breite 69° ; L-Wert ~ 9). Die Messungen stammen vom Goddard Space Flight Center (WESCOTT et al., 1969 und 1970) und vom Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik, Garching (FOEPL et al. 1968, HAERENDEL und LÜST, 1968, 1970; HAERENDEL et al. 1969). In Tabelle 2 ist eine Übersicht über diese Experimente gegeben. Die Experimente, welche vom Goddard Space Flight Center durchgeführt wurden, sind mit einem „W“ (für WESCOTT) gekennzeichnet. In Abb. 8 und Abb. 9 ist die Drift der Ionenwolken projiziert auf die Erdoberfläche gezeigt. Die Experimente von Wescott sind nicht mit aufgetragen. Da die Inklination des Magnetfeldes etwa 77° beträgt, ist die senkrechte Projektion nach unten praktisch gleichbedeutend mit einer Projektion entlang des Magnetfeldes in die E-Schicht. Bei der Drift der Ionenwolken überwiegt die Ost-West-Komponente. Die meisten Ionenwolken haben aber auch eine geringe Süddrift.

Es fällt auf, daß die Drift der Ionenwolken am Abend, von einigen Ausnahmen abgesehen, nach Westen und am Morgen nach Osten gerichtet ist. Ein etwas anderes Bild erhält man, wenn man die Drift in einem nicht mit der Erde mitrotierenden Koordinatensystem darstellt. Wir gehen zu einer geomagnetischen Polardarstellung über, bei der im Azimut die geomagnetische lokale Zeit aufgetragen ist. Wie man aus Abb. 10 ersieht, ist die Driftrichtung im Abendsektor nicht mehr so einheitlich wie in unserer ersten Darstellung. Wolke Nr. 30 driftet jetzt nach Osten. Einige Ionenwolken zeigen in ihrer Drift plötzlich eine Richtungsumkehr, wie z. B. Nr. 27, Nr. 33 und Nr. 35. Im Morgensektor dagegen, ist die Drift einheitlich nach Osten gerichtet. Es ist interessant, daß diese Wolken auch meist eine geringe Süddrift haben, wogegen eine Westdrift meistens mit einer Norddrift verbunden ist.

Wenn wir die Magnetfeldlinien als Äquipotentiallinien betrachten dürfen, so ist es möglich, das elektrische Feld und damit die Drift der Wolken entlang dem Magnetfeld in die geomagnetische Äquatorebene zu projizieren. Das ist in Abb. 11 dargestellt. Das Magnetfeld wurde dabei der Einfachheit halber als Dipolfeld angenommen. Die Kurven mit konstantem L-Wert sind dann Kreise. Die Dipolnäherung ist nur einigermaßen gut erfüllt für $L < 7$. Für $L > 7$ werden sich vor allem in der Gegend des magnetischen Schweifes größere Verzerrungen ergeben. Je nach den geomagnetischen Sturmverhältnissen in der Nordlichtzone ist es unsicher, ob die Feldlinien noch geschlossen oder schon offen sind.

Bei einem realistischen Magnetfeldmodell etwa nach FAIRFIELD (1968) sind die Radialdriften besonders um Mitternacht herum zu vergrößern (Exp. 45). Ein Vergleich

Tabelle 2

Exp. No.	Datum	Startort	Raketentyp	Höhe d. Wolken km	Ortszeit	Kp-Wert 3-stündig	E_{\perp} V/km	δ°
22	16. 8. 66	Churchill	Black-Brant VB	260 u. 380	22.39 CDT	0 0	26 u. 14,5	375 u. 324
26	7. 4. 67	Kiruna	Nike-Apache	231	20.57 MEZ	1 0	11,2	210
27	8. 4. 67	Kiruna	Nike-Apache	237	21.03 MEZ	1 0	6,5	330
28	9. 4. 67	Kiruna	Nike-Apache	243	2.00 MEZ	2 -	16	184
29	10. 4. 67	Kiruna	Nike-Apache	230	21.14 MEZ	2 +	11	205
30	11. 4. 67	Kiruna	Nike-Apache	237	21.21 MEZ	1 +	2,2	270 - 360
31	3. 8. 67	Churchill	Black-Brant VB	262 u. 414	2.36 CDT	0 +	50	20
32	5. 8. 67	Churchill	Black-Brant VB	258	23.03.33 CDT	1 -	22	355
33	23. 10. 67	Kiruna	Nike-Apache	150 u. 209	17.04.40 MEZ	2 0	9	340
W1	31. 8. 67	Andenes	Nike-Tomahawk	200 - 300	23.08 MEZ	2 +	20 - 60	210 - 180
W2	2. 9. 67	Andenes	Nike-Tomahawk	200 - 300	21.33	2 -	20 - 110	210 - 170
W3.1	12. 9. 67	Andenes	Nike-Tomahawk	200 - 300	21.59	2 -	50 - 5	340
W3.3	12. 9. 67	Andenes	Nike-Tomahawk	200 - 300	21.59	2 -	5 - 10 - 50	30 - 170 - 340
34	20. 3. 68	Kiruna	Nike-Apache	215	19.23 MEZ	2 0	4	195
35	23. 3. 68	Kiruna	Nike-Apache	200 - 210	19.35 MEZ	3 0	5 - 30	300 - 0
W4.1	20. 9. 68	Andenes	Nike-Tomahawk	200 - 300	20.33.20 MEZ	2 -	10 - 50	350 - 270
W4.2	20. 9. 68	Andenes	Nike-Tomahawk	200 - 300	20.33.20 MEZ	2 -	5 - 90	350 - 270
W4.3	20. 9. 68	Andenes	Nike-Tomahawk	200 - 300	20.33.20 MEZ	2 -	20 - 5	230 - 300
42	15. 3. 69	Kiruna	Nike Apache	211	18.55 MEZ	3 0	18	340
43	17. 3. 69	Kiruna	Nike-Apache	250	19.10 MEZ	4 +	45	357
45	17. 4. 69	Andenes	Dragon	260	22.48.04 MEZ	3 +	39	189
48	14. 2. 70	Kiruna	Skylark	176 - 216	17.15.40 MEZ	2 +	20	355
49	23. 2. 70	Kiruna	Centaur	173	17.49.40 MEZ	1 -	6	175
50	2. 4. 70	Kiruna	Skylark	163 - 196	2.46 MEZ	2 -	3 - 2	180 - 380
51	4. 4. 70	Kiruna	Skylark		20.12 MEZ	1 0		
52	16. 8. 70	Churchill	Black-Brant VB	210	22.56.05 CDT	9 -	65 - 35	240 - 220
54	17. 1. 71	Kiruna	Centaur	169 - 213	15.48.10 MEZ	2 0	45	0
55	17. 1. 71	Andenes	Nike-Tomahawk	219 - 335	16.33 MEZ	2 0	26	350
56	28. 1. 71	Andenes	Nike-Tomahawk	209	16.55 MEZ	5 0	57	345
58	15. 3. 71	Kiruna	Skylark	190	18.55.16 MEZ	3 +	32	2
59	24. 3. 71	Kiruna	Skylark	187	19.32 MBZ	3 +	29	352

δ = Winkel zwischen geogr. Nord und E über Osten gezählt in einer Normalebene zum Magnetfeld

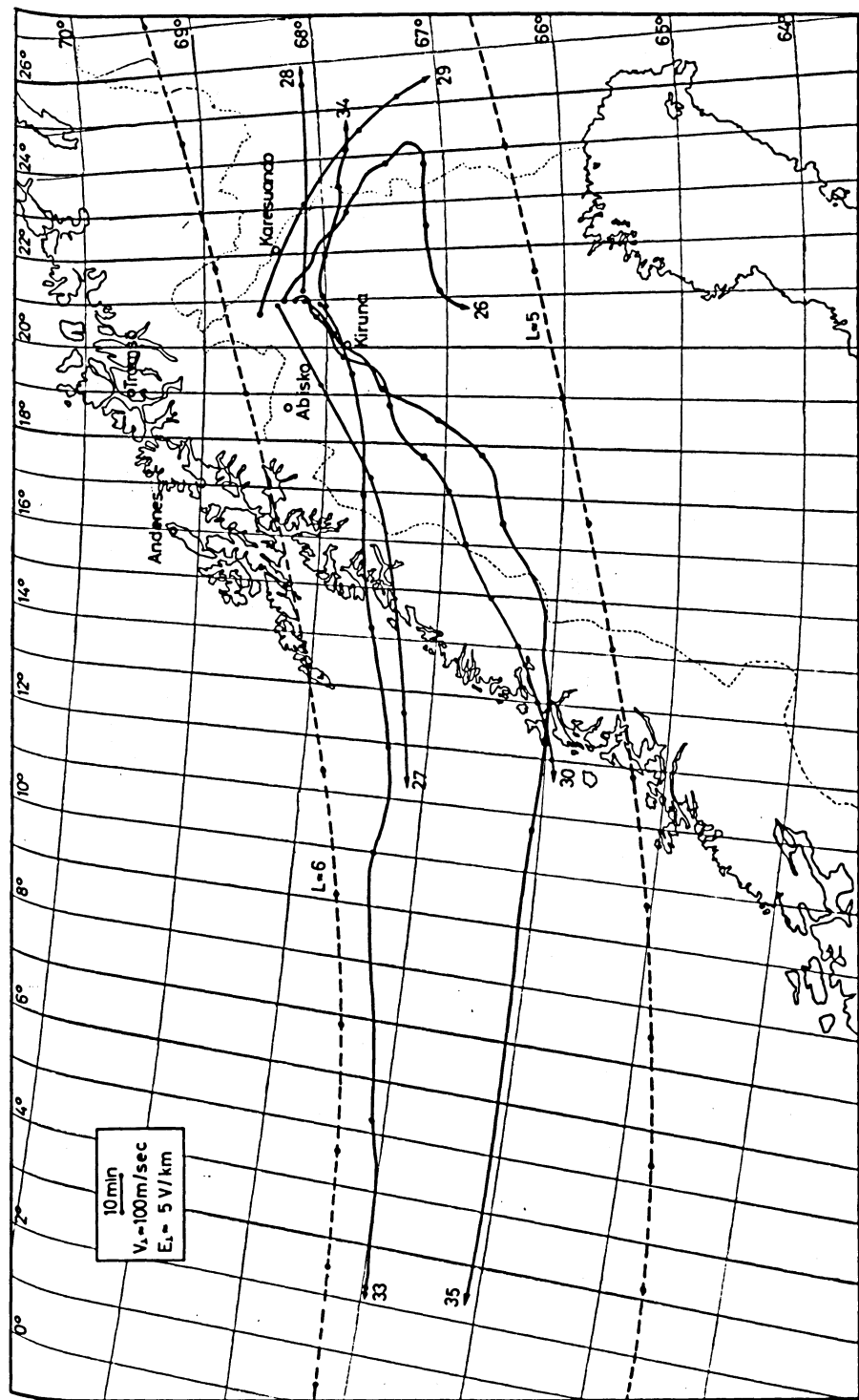
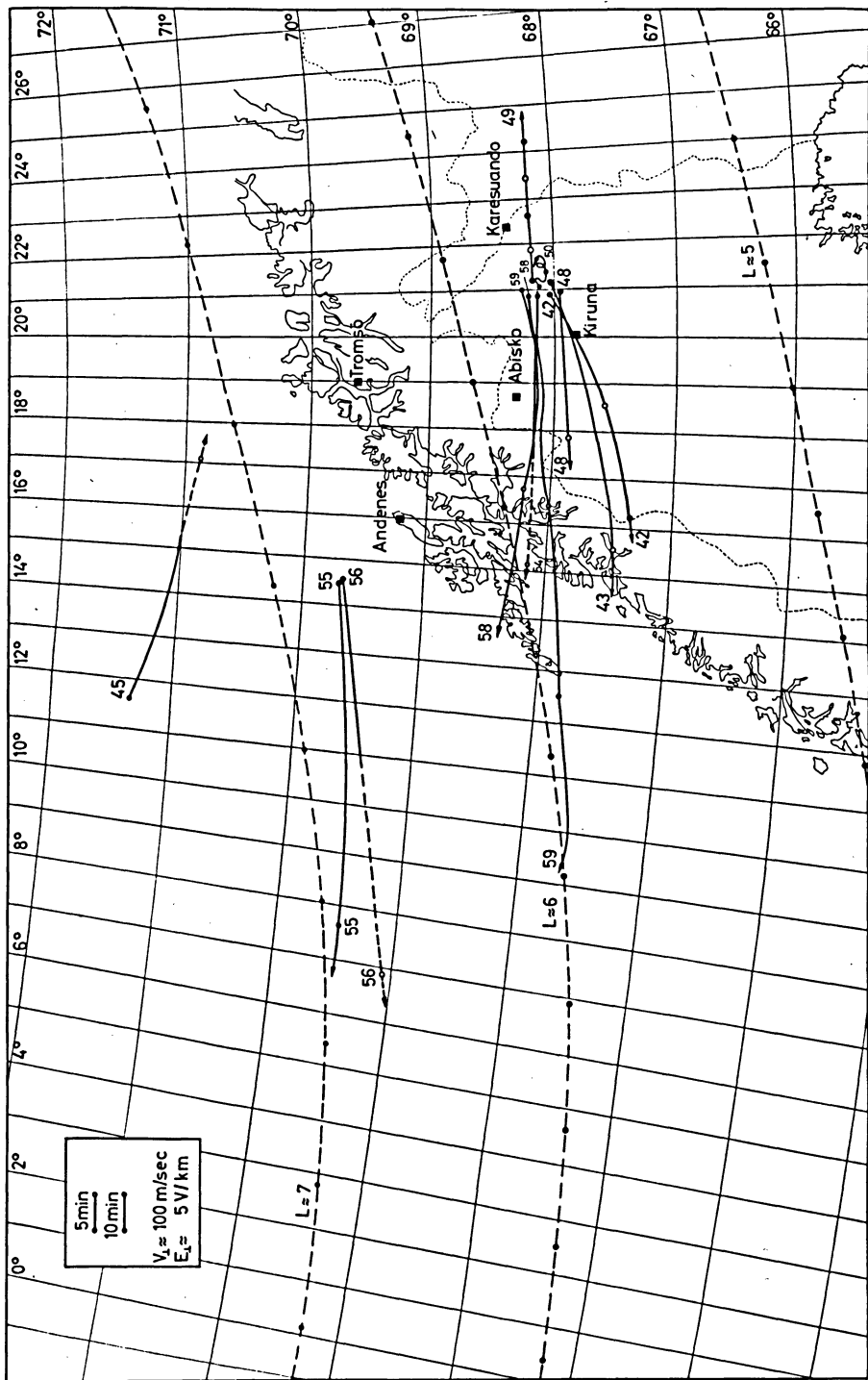


Abb. 8: Drift der Ionenwolken über Nordskandinavien in einer Grundrißprojektion. Die Geschwindigkeit ist durch die an den Spuren angebrachten Marken veranschaulicht. Die Ziffern beziehen sich auf die in der Tabelle 2 angegebenen Experimentnummern

Fig. 8: Drift of ion clouds over northern Scandinavia. The velocity is marked by dots on the drift paths. Numbers refer to the experiments listed in table 2



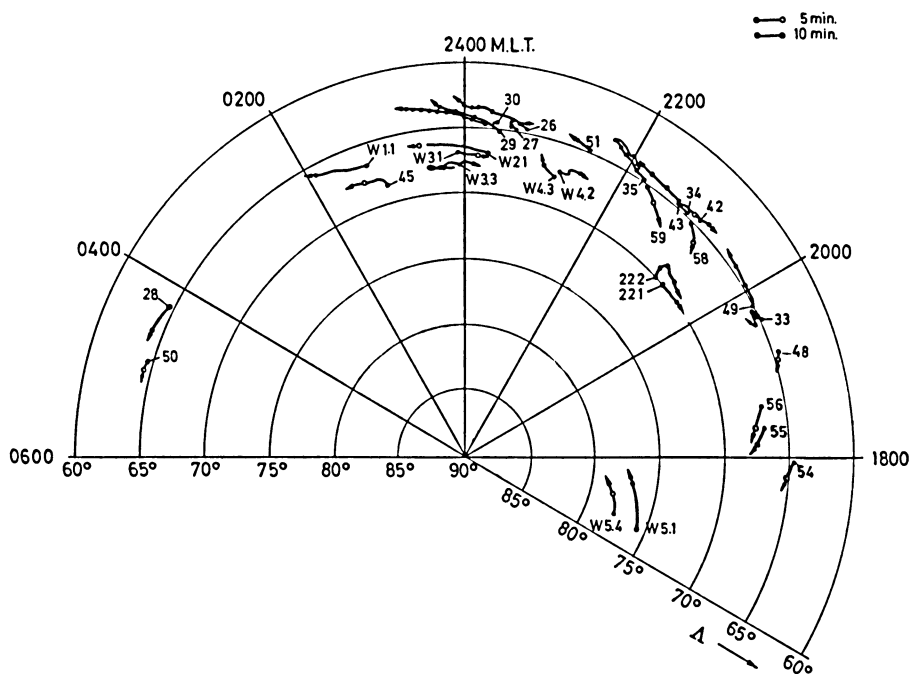


Abb. 10: Darstellung der Ionenwolken drift in einem geomagnetischen mit der Erde nicht mitrotierenden System. Im Azimut ist die geomagnetische lokale Zeit aufgetragen. Die Experimente von WESCOTT et al. sind mit einem "W" bezeichnet

Fig. 10: Drift paths of the barium ion clouds in a geomagnetic non-rotating system. The geomagnetic local time is listed in azimuth. Experiments of WESCOTT et al. are preceded by "W"

Abb. 9: Drift der Ionenwolken über Nordskandinavien in einer Grundrißprojection. Die Geschwindigkeit ist durch die an den Spuren angebrachten Marken veranschaulicht. Die Ziffern beziehen sich auf die in der Tabelle 2 angegebenen Experimentnummern

Fig. 9: Drift of ion clouds over northern Scandinavia. The velocity is marked by dots on the drift paths. Numbers refer to the experiments listed in table 2

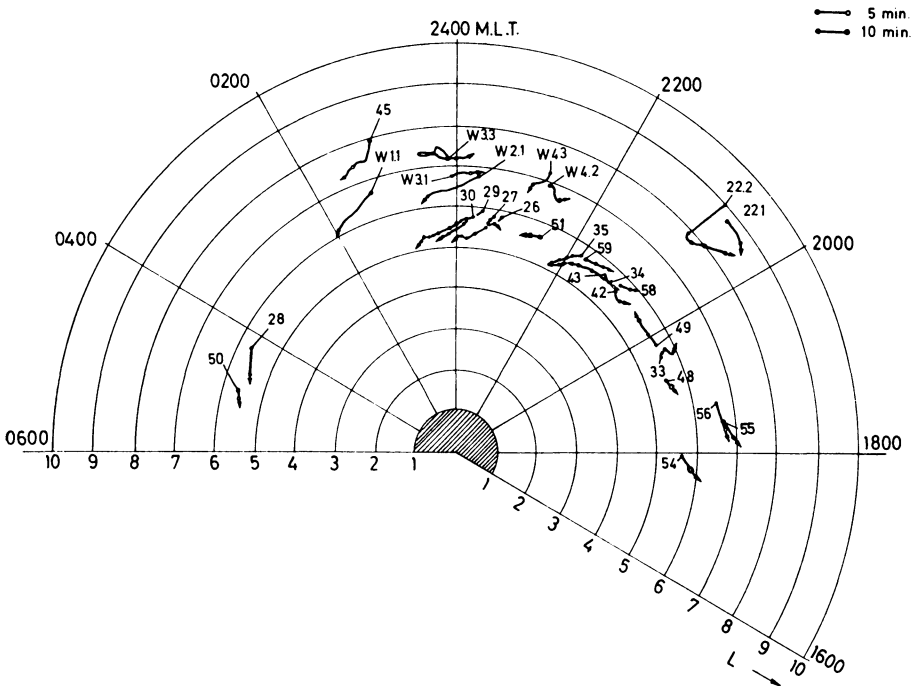


Abb. 11: Die Drift der Ionenwolken nach einem Dipolmodellfeld entlang dem Magnetfeld in die geomagnetische Äquatorebene projiziert

Fig. 11: Drift of the ion clouds projected along the magnetic field lines into the geomagnetic equatorial plane taking a dipole field

der Ballonsonden- mit den Ionenwolkenmessungen zeigt eine ziemlich gute Übereinstimmung. Die Ionenwolkenmessungen wurden fast durchwegs in niedrigeren geomagnetischen Breiten durchgeführt. So sind auch die starken radialen Driften um Mitternacht, wie sie die Ballonmessungen aufweisen, bei den Ionenwolken viel weniger ausgeprägt. Die starke Regellosigkeit der Drift im Abendsektor ist auch bei den Ionenwolken sehr gut zu sehen. Es ist dies offenbar das Gebiet des „bulg“, der von CARPENTER (1966) mit Whistlermessungen entdeckt wurde. Es ist die Zone, wo das korotierende und konvektierende Plasma aufeinandertreffen (NISHIDA, 1966; CARPENTER, 1970).

3.3. Feldmessungen in der Polarkappe

Elektrische Feldmessungen in der Polarkappe sind erst in jüngerer Zeit erfolgt. Die Doppelsonde wurde auf den polaren Satelliten OGO VI (AGGSON et al. 1970) und Injun V (CAUFFMAN and GURNETT, 1970) geflogen. Die Feldrichtung erfährt in der Polarkappe eine Umkehr gegenüber der Nordlichtzone, sie zeigt am Abend haupt-

sächlich nach Süden, was einer Drift nach Osten entspricht und am Morgen nach Norden, was einer Drift nach Westen gleichkommt. Nach CAUFFMAN und GURNETT erreicht das Feld Werte bis zu 300 V/km. Die Messungen von OGO VI, welche sich über 2 Wochen entlang des Dämmerungsmeridians erstreckten, ergeben Feldwerte von 30–50 V/km mit der allgemeinen Richtung vom Morgen zum Abend. Das Feld ist wesentlich weniger variabel als in der Nordlichtzone. Ionenwolkenexperimente von WESCOTT et al. (1970) ergeben in guter Übereinstimmung mit den Sondenexperimenten elektrische Felder im Mittel zwischen 30 und 40 V/km, die Richtung des Feldes stimmt ebenfalls gut mit den Sondenmessungen überein (siehe Abb. 10).

3.4. Elektrisches Feld und Nordlicht

Bis jetzt liegen noch verhältnismäßig wenig elektrische Feldmessungen vor, die auch einen Schluß zulassen über das Feld in Nordlichtbögen. Ionenwolkenexperimente von WESCOTT et al. (1969) zeigten, daß das elektrische Feld senkrecht zu den Nordlichtbögen steht, wobei das Nordlicht allerdings nicht in Kontakt mit den Ionenwolken war. Wenn man den Ort der Ionenwolken entlang des magnetischen Feldes auf 100 km herunterprojizierte, ergaben sich Ortsdifferenzen in einer Normalebene zum Magnetfeld von etwa 100 km. Nicht so klar dagegen liegen die Verhältnisse bei einem über Fort Churchill durchgeführten Ionenwolkenexperiment (HAERENDEL et al. 1969). Hier waren Ionenwolke und Nordlichtbogen in Kontakt. Eine starke in Ost-West-Richtung verzerrte Ionenwolke überschneidet sich mit einem von Nord-West nach Süd-Ost liegenden

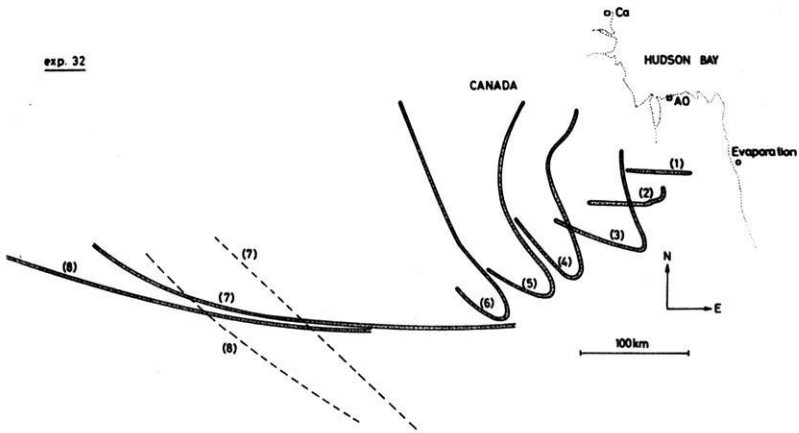


Abb. 12: Struktur der Ionenwolke vom 5. Aug. 1967 über Fort Churchill in aufeinanderfolgenden Zeitabständen (1) 370, (2) 555, (3) 755, (4) 965, (5) 1145, (6) 1385, (7) 2135, (8) 2900 sec nach dem Start. Das Nordlicht ist durch eine gestrichelte Linie dargestellt (HAERENDEL et al. 1969)

Fig. 12: Structure of the ion cloud of Aug. 5, 1967 over Fort Churchill in consecutive times (1) 370, (2) 555, (3) 755, (4) 965, (5) 1145, (6) 1385, (7) 2135, (8) 2900 sec after launch. The auroral arc is indicated by a dashed line. (HAERENDEL et al., 1969)

den ruhigen Bogen. Aus der Bewegung einzelner Streifen der Ionenwolke konnte eine generelle Drift nach Westen festgestellt werden, was auch für den Nordlichtbogen der Fall war (Abb. 12). WESCOTT et al. (1970) berichten von unterschiedlicher Bewegungsrichtung von Nordlichtbogen und Ionenwolken. Ein ziemlich intensiver Bogen tritt

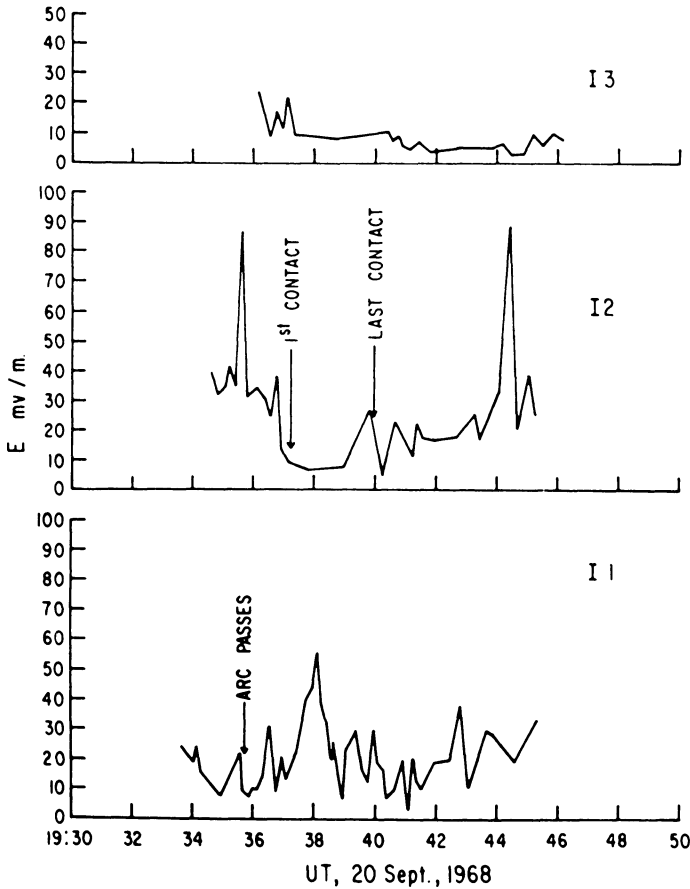


Abb. 13: Elektrisches Feld im wesentlichen nord-westwärts zeigend aus der Bewegung dreier Bariumionenwolken I_1 , I_2 , I_3 (WESCOTT et al., 1970). Während des Kontaktes mit einem Nordlichtbogen ist das Feld reduziert. Die dritte Wolke bewegt sich nach Süd-osten und kam später in Kontakt mit dem Bogen

Fig. 13: Electric field pointing essentially to the north-west deduced from the motion of three barium ion clouds I_1 , I_2 , I_3 (WESCOTT et al., 1970). During the contact with the auroral arc the field is reduced. The third cloud moved to the south-east and was in contact with the arc at a later time

polwärts ziehend nacheinander in Kontakt mit zwei nach Südwesten driftenden Wolken (in Tabelle 1) mit W 4.1 und W 4.2 bezeichnet). Das aus der Driftgeschwindigkeit der Wolken ermittelte elektrische Feld war während der Zeit des Kontaktes deutlich reduziert (Abb. 13). Eine Reduktion des elektrischen Feldes innerhalb eines Bogens wurde auch von AGGSON (1969) mittels einer Sonde festgestellt. KELLEY et al. (1970) fanden dagegen im allgemeinen eine gute Übereinstimmung der Nord-Süd-Drift von Nordlichtformen mit elektrischen Feldern, die von Ballsonden erhalten wurden, wenn man die Bewegung als $E \times B$ -Drift erklärt. Große Diskrepanzen ergaben sich beim Einsatz von negativen Baystörungen um geomagnetisch Mitternacht herum. Die Autoren nehmen daher an, daß die polwärts Drift des Nordlichts beim Einsetzen von Baystörungen nicht durch die $E \times B$ -Drift, sondern durch irgendetwas andere Mechanismen verursacht wird. Wesentlich mehr Messungen in dieser Art sind notwendig, um die Frage zu klären, ob die Bewegung des Nordlichts durch eine Bewegung der das Nordlicht erzeugenden Quelle verursacht wird, oder ob zu bestimmten Zeiten die Annahme der „eingefrorenen Feldlinien“ nicht mehr gültig ist.

3.5. Feldmessungen in der Magnetosphäre

Direkte Messungen des elektrischen Feldes in der Magnetosphäre sind zur Zeit noch äußerst wenig vorhanden. Mit einem „retarding potential analyzer“ auf dem ATS 1 – Satelliten haben FREEMAN (1968, 1969) und FREEMAN et al. (1968) die Bewegung des magnetosphärischen Plasmas gemessen. Zu Zeiten von magnetischen Stürmen ergab sich eine anisotrope Verteilung der Geschwindigkeit thermischer Ionen (0–50 eV). Die Geschwindigkeit betrug etwa 30 km/s, was einem elektrischen Feld von 5 V/km entspricht. Das Feld in der Magnetosphäre zeigt vom Morgen zum Abend. In Abb. 14 ist das Ereignis vom 13. – 14. Januar 1967 wiedergegeben. Zwischen Mittag und Abend ist der Plasmastrom hauptsächlich zur Sonne hingerrichtet. Während der Zeit, als sich der Satellit außerhalb der Magnetopause befand, war der Fluß von der Sonne weggerichtet und etwa parallel zur Magnetopause. Das wäre ein Hinweis darauf, daß die Magnetopause eine Äquipotentialfläche ist, wie es von AXFORD und HINES (1961) gefordert wurde. Man muß diese Messungen allerdings wegen des unbekanntes Satellitenpotentials mit einiger Vorsicht betrachten.

Die Whistlermethode erlaubt nur einen Aufschluß über radiale Plasmadriften. Vor und während eines magnetosphärischen „substorm“ oder Teilsturmes wurde von Carpenter und Stone (1967) eine Kontraktion der Plasmopause gemessen, die mit einer Geschwindigkeit von 0,4 Re/Stunde erfolgte, was am Äquator einem nach Westen gerichteten Feld von 0,3 V/km entspricht (Abb. 15). Aus einer Analyse von Whistlerdaten aus den Jahren 1963 und 1965 wurden von CARPENTER (1970) aus der Position und Bewegung des „bulg“ der Plasmasphäre auf der Abendseite elektrische Felder für verschiedene magnetische Aktivitäten abgeschätzt. Es ergaben sich als Werte während Substorms 1–4 V/km und während längerer ruhiger Perioden 0,1 V/km. Auf der Mitternachtseite erhielt CARPENTER 0,5–2 V/km während Substorms und < 0,1 V/km während längerer ruhiger Zeiten.

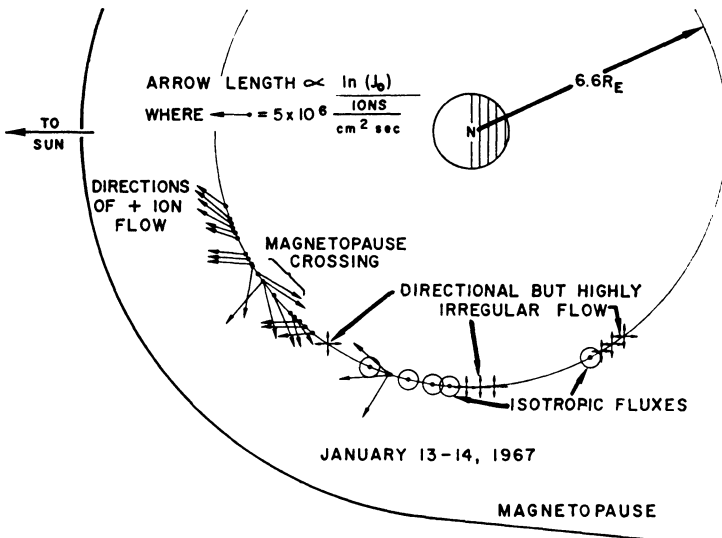


Abb. 14: Messung des Plasmaflusses am geostationären Orbit des ATS 1-Satelliten mit einem "retarding potential analyzer" während eines magnetischen Sturmes vom 13. bis 14. Januar, 1967 (FREEMAN, 1969). Während der Zeit, wo sich die Magnetopause innerhalb des Satelliten befand ist der sonst auf die Sonne zu gerichtete Fluß von der Sonne weggerichtet

Fig. 14: Plasma flow at the geostationary orbit measured with the retarding potential analyzer during the magnetic storm of January 13-14, 1967 (FREEMAN, 1969). When the magnetopause crosses the satellite the sunward directed flow reverses its direction

Einen Versuch, das elektrische Feld in der fernen Magnetosphäre zu messen, stellt ein Bariumwolkenexperiment dar, das am 18. März 1969 in 12,5 Erdradienabstand auf der Morgenseite der Magnetosphäre durchgeführt wurde (HAERENDEL und LÜST, 1970) Während bei Ionosphärenexperimenten der von der Bewegung der Rakete stammende Impuls der Ionenwolke innerhalb von einigen zehntel Sekunden durch Stöße mit der neutralen Atmosphäre aufgebraucht ist und dann die Bewegung der Wolke als $E \times B$ -Drift gedeutet werden kann, erreicht die Zeitskala des Impulsaustausches zwischen der Wolke und dem Umgebungsplasma in der Magnetosphäre Werte zwischen 1 und 10 Stunden, abhängig von der Dichte des magnetosphärischen Plasmas (SCHOLER 1970) Bei dem Experiment gelangten etwa 150 g Barium zur Verdampfung. Die Beobachtungszeit mit photoelektrischen Einrichtungen betrug 25 min. Erst in den letzten Minuten, bevor die Wolke im Himmelshintergrund verschwand, trat eine Abweichung der Bewegung von der des Satelliten ein. Sehr interessant war die Ausbildung eines Schweifes ungefähr in Gegenrichtung der Bewegung. Es sind dies Bariumionen aus den dünnen Außenbezirken der Wolke, die vom Magnetfeld gefangen wurden. Wenn auch die Geschwindigkeit der Schweifverbreiterung nicht zweifelsfrei bestimmt werden

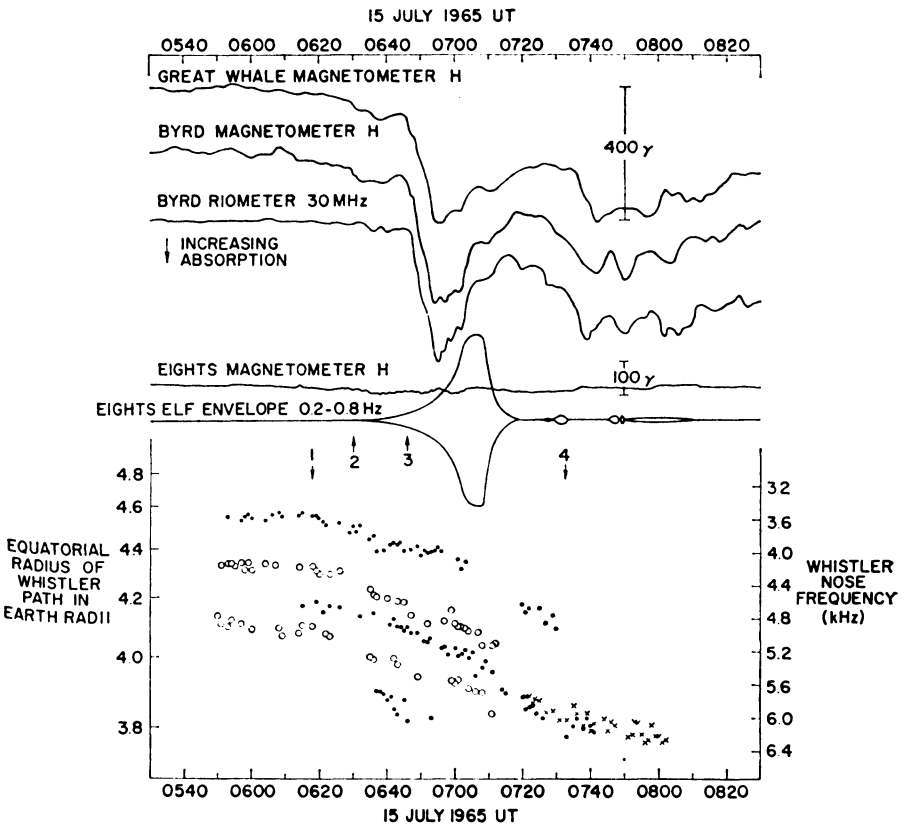


Abb. 15: Einwärtsbewegung einiger Whistlerschläuche (whistlerducts) vor und während eines Teilsturmes im Mitternachtssektor (CARPENTER und STONE, 1967)

Fig. 15: Inward motion of whistlerducts before and during a substorm in the midnightsector (CARPENTER and STONE, 1967)

konnte, so gelang es doch die Richtung zu ermitteln. Damit läßt sich eine untere Grenze von 0,085 V/km für das elektrische Feld angeben.

4. Elektrisches Feld und Magnetfeldstörungen

4.1. In der Nordlichtzone

In Abb. 16 und Abb. 17 ist die X-Komponente des Magnetfeldes über Kiruna während der Tage der Ba-Wolkenexperimente dargestellt. Dies zusammen mit Abb. 8 und Abb. 9 zeigt, daß zu einer positiven Störung eine Drift der Wolken nach Westen und zu

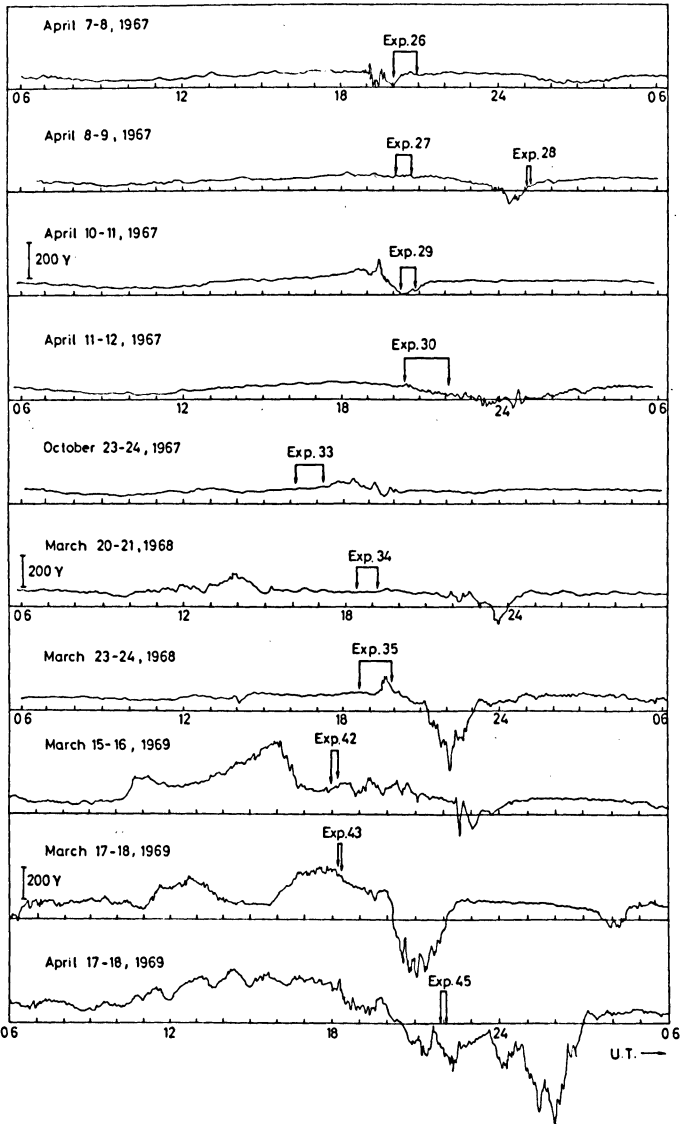
X-component in Kiruna

Abb. 16

Abb. 16 und Abb. 17: X-Komponente des Magnetfeldes über Kiruna und Andenes während der Tage der Bariumwolkenexperimente. Die Abszisse, auf der die Zeit in UT aufgetragen ist, stellt nicht die Nulllinie dar

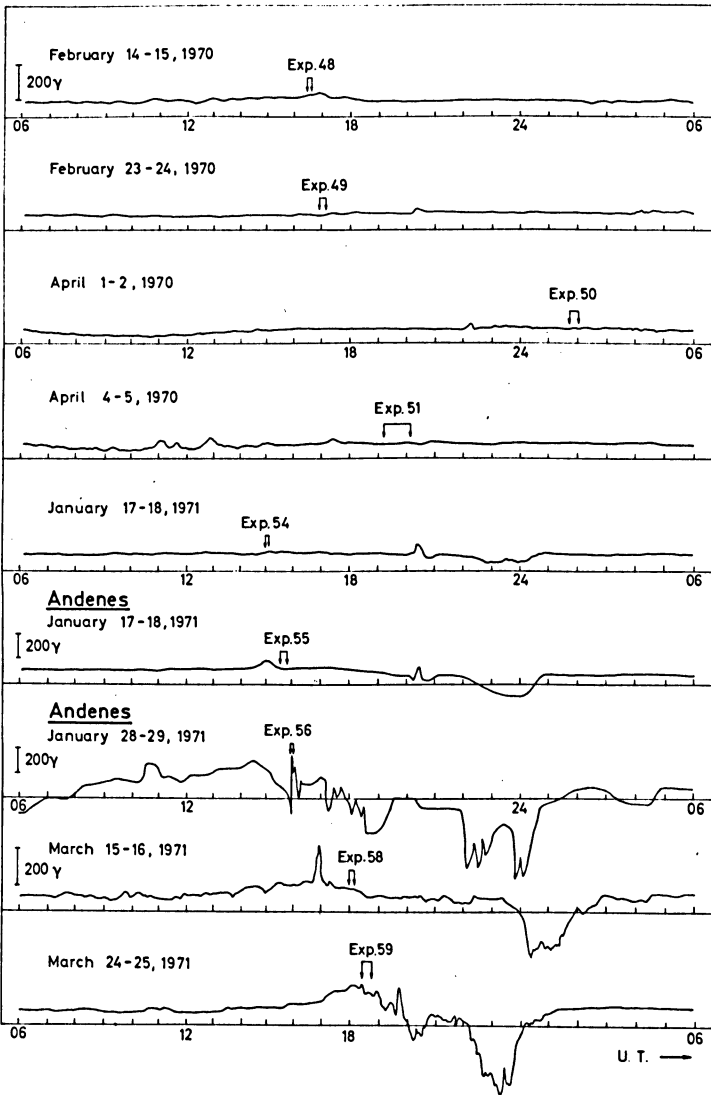
X - component in Kiruna

Abb. 17

Fig. 16 and Fig. 17: X-component of the magnetic field over Kiruna and Andenes during the days of bariumcloud experiments. The abscissa with the time in UT does not represent the zeroline

einer negativen Störung eine Drift der Wolke nach Osten gehört. Ein ähnlicher Zusammenhang wurde auch von HARANG und TRÖM (1961) für die Bewegung von Nordlichtformen gefunden. Das weist auf ein Überwiegen des Hallstromes gegenüber dem Pedersenstrom hin (siehe auch WESCOTT et al. 1970). Die Wolken von Exp. 50 und 51 zeigten eine kaum nennenswerte Drift (Exp. 51 ist aus Platzgründen in Abb. 9 nicht wiedergegeben), was auch verständlich wird bei einem Vergleich mit den sehr geringen Ausschlägen des Magnetometers von Kiruna. Eine Ausnahme von der angegebenen Regel machen die Exp. 30 und 49. Exp. 30 wurde am Beginn einer negativen Bay ausgeführt, welche nördlich von Kiruna über Abisko und Tromsö noch ausgeprägter war (Abb. 18). Dort herrschte also offenbar eine Drift nach Osten, wogegen die Wolke etwa 100 km südlich nach Südwesten driftete. Whistlermessungen von OGO 2 (CARPENTER, private Mitteilung) zeigen, daß die Driftumkehr etwa mit der Position der Plasmapause zusammenfiel. Eine derartige Diskontinuität des elektrischen Feldes an der Plasmapause wurde auch mit dem Satelliten Injun V gemessen (GURNETT, 1970). Aus einer Analyse des Stromsystems über Skandinavien schließt WAGNER (1969), daß das aus der Drift der Ionenwolke ermittelte elektrische Feld vom S_q -Stromsystem herührt.

Ein ähnlicher Fall dürfte wohl bei Experiment 49 vorliegen. Die Ostdrift der Wolke am frühen Abend ist für die Nordlichtzone ungewöhnlich und eher vergleichbar den Verhältnissen, die wir am Abend in mittleren Breiten antreffen. Leider haben wir für dieses Experiment keine Positionsbestimmung der Plasmapause, so daß wir auf statistische Messungen angewiesen sind (CARPENTER, 1967; TAYLOR et al. 1968). Diese liefern einen Zusammenhang zwischen der Position der Plasmapause und dem maximalen K_p -Wert in einer Zeitspanne von 24 Stunden vorher. Bei $K_p(\text{maximal}) = 1_0$, was auf das Experiment 49 zutrifft, ist die Position der Plasmapause statistisch bei $L = 6-7$. Wir haben also aller Wahrscheinlichkeit nach ein Experiment vor uns, das wie bei Nr. 30 das elektrische Feld in mittleren geomagnetischen Breiten wiedergibt.

Eine direkte Korrelation zwischen dem Absolutbetrag von elektrischem Feld und der Magnetfeldstörung existiert nicht, da die ionosphärische Leitfähigkeit in starkem Maße von den jeweiligen Teilsturmverhältnissen abhängig ist. So können auch umgekehrt aus den Magnetfeldstörungen ohne Kenntnis der Leitfähigkeit keine Schlüsse über das elektrische Feld gemacht werden (WESCOTT et al. 1970, HAERENDEL et al. 1969, HAERENDEL und LÜST, 1970).

Die Bariumwolkenexperimente geben auch einige Hinweise über die großräumige Struktur des polaren Elektrojets. Nach WESCOTT (1970) und FOEPL et al. (1968) geben die Meßergebnisse dem Elektrojet-Modell von DAVIS und SUGIURA (1966), bei dem es einen nach Westen und einen nach Osten gerichteten Elektrojet gibt, den Vorzug gegenüber dem Elektrojet-Modell von AKASOFU et al. (1965) wo der nach Osten gerichtete Elektrojet nicht mehr auftritt. Da aber bis jetzt nur eine beschränkte Anzahl von Versuchen vorliegen und der von den Experimenten jeweils überstrichene Breitenbereich doch sehr gering ist (selten mehr als $0,5^\circ$), kann noch keines der beiden Modelle ausgeschlossen werden. Es ist auch noch nicht klar, bis zu welchem Ausmaße magnet-

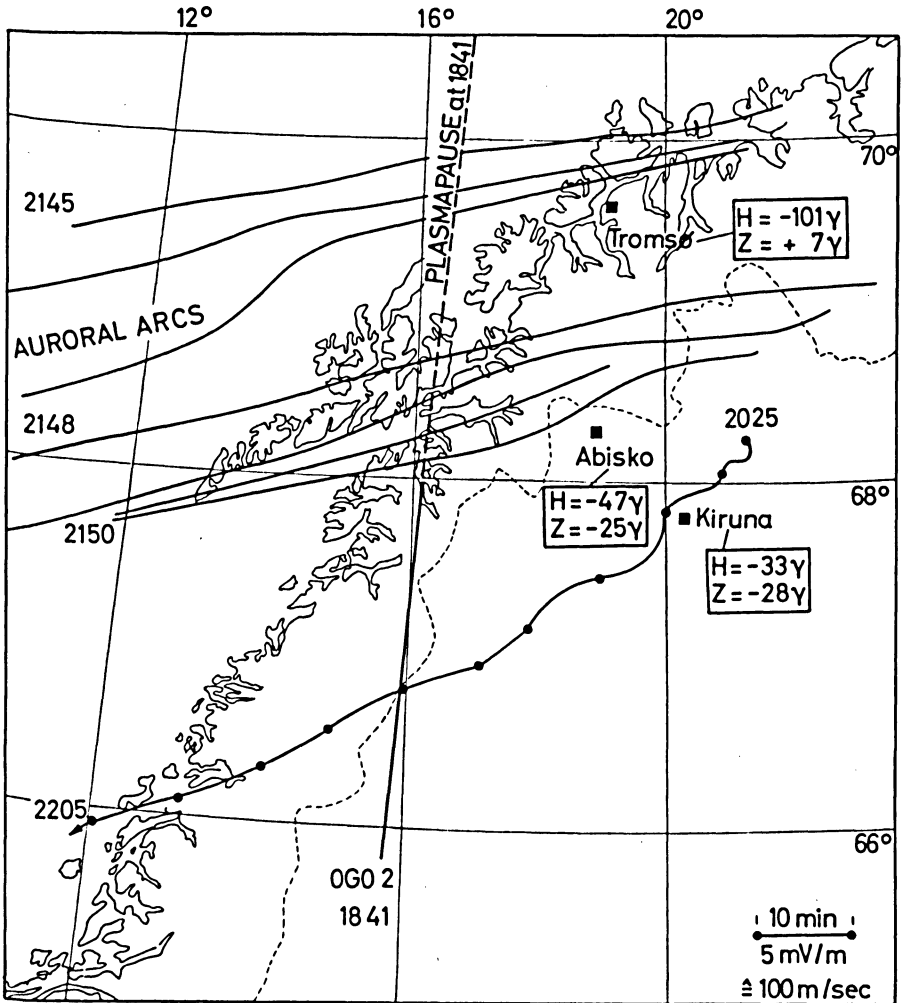


Abb. 18: Südwestdrift der Bariumwolke von Exp. 30 unmittelbar südlich einer negativen Bay. Durch Whistlermessungen auf dem OGO 2-Satelliten kann die Plasmopause lokalisiert werden. Dies ist durch die gestrichelte Linie für die Höhe der Wolke von 235 km dargestellt. Die angegebenen Zeiten sind in UT. Die Baystörungen über Kiruna, Abisko und Tromsø beziehen sich auf 21.30 UT

Fig. 18: South-westerly drift of barium cloud of Exp. 30 slightly south of a negative bay. The plasmopause was localized by whistler measurements on the OGO 2-satellite. This is shown by the dashed line for the height of the cloud of 235 km. The times are in UT. The bay disturbances over Kiruna, Abisko and Tromsø refer to 21.30 UT

feldparallele Ströme zum polaren Elektrojet beitragen. Nach den Messungen von FOEPL et al. (1968) lassen sich die Magnetfeldstörungen recht gut mit einem rein horizontalen Elektrojet erklären. Aus einer Analyse mehrerer Bariumwolkenexperimente, bei denen die Richtung und Größe der Magnetfeldstörung zweifelsfrei ermittelt werden konnte, zieht HAERENDEL (1971) allerdings den Schluß, daß magnetfeldparallele Ströme zu einem nicht unbeträchtlichen Teil auch in der Nordlichtzone existieren. Sie würden nach dem in Abb.19 dargestellten Modell durch Pedersenströme in der Ionosphäre der Nordlichtzone geschlossen werden. Das Überwiegen des Hallstromes in den Magnetometermessungen erklärt man sich so, daß der Pedersenstrom eine Art toroidales Magnetfeld erzeugt, da er als Flächenstrom entlang des Feldes ein- und austritt und in der Ionosphäre im Vergleich zur Länge des Elektrojets nur eine verschwindend kurze Strecke zurücklegt (Abb.19).

4.2. In der Polarkappe

Im Gegensatz zur Nordlichtzone wird in der Polarkappe keine Übereinstimmung zwischen der Richtung des elektrischen Feldes und der Richtung der magnetischen Störung gefunden. Weder Hall- noch Pedersenstrom oder eine Kombination von beiden reicht aus, um die Messungen des Magnetfeldes zu deuten (WESCOTT et al. 1970). Einen Ausweg liefert die Annahme, daß die Magnetfeldstörungen bereits einige Grade nördlich des Nordlichtovals zu einem wesentlichen Teil durch feldparallele Ströme verursacht sind, welche nach einem Modell von AKASOFU und MENG (1969) auf der Morgenseite in die Ionosphäre ein- und auf der Abendseite wieder austreten. Der größte Teil dieses Stromes wird sich über das Nordlichtoval als Hallstrom schließen, da die Leitfähigkeit hier größer ist als in der

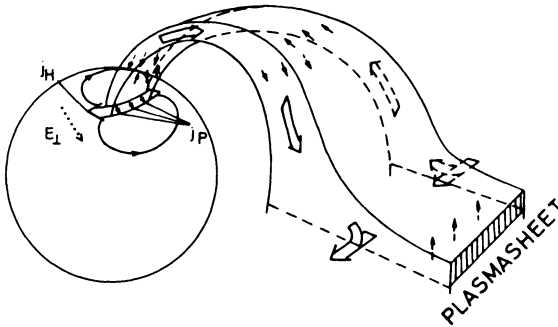


Abb. 19: Modell der Stromverteilung im nach Westen gerichteten polaren Elektrojet/Plasmaschicht Stromsystem (nach HAERENDEL, 1971). Der Pedersenstrom ist durch schwarze, der Hallstrom durch weiße Pfeile gekennzeichnet

Fig. 19: Model of the current distribution in the westward electrojet/plasmasheet current system (after HAERENDEL, 1971). The Pedersen current is marked by black arrows, the Hall current by white arrows

Polarkappe. Ein kleiner Teil wird sich ebenfalls als Hallstrom über die Polarkappe schließen. Die auf der Polarkappe gemessenen Magnetfeldstörungen sind eine Summe der Auswirkungen des ionosphärischen Stromsystems der Polarkappe und des entlang dem Magnetfeld ein- und austretenden Stromes (VASYLIUNAS, 1970). Eine Analyse des HEOS-Ionenwolkenexperimentes zusammen mit Magnetometerdaten auf dem HEOS-Satelliten läßt ebenfalls die Existenz starker magnetfeldparalleler Ströme vermuten, welche auf der Morgenseite am Nordrand des Nordlichtovals in die Polarkappe eindringen (HAERENDEL et al. 1971). Auf eine Möglichkeit, die Diskrepanz zwischen Magnetfeldstörung und elektrischen Feldern ohne die Hinzunahme feldlinienparalleler Ströme zu erklären, haben WESCOTT et al. (1970) hingewiesen. Die auf die Sonne zu gerichtete Komponente der Magnetfeldstörung wird durch die vom solaren Wind hervorgerufene Kompression der Magnetosphäre und durch die Spannung der in den magnetischen Schweif zurückreichenden Feldlinien der Polarkappe erklärt.

5. Schlußbemerkungen

Abschließend soll noch einmal in einem kurzen Auszug gezeigt werden, wie die Messungen mit bereits existierenden Theorien verträglich sind. Wegen der verhältnismäßig geringen Anzahl der Ergebnisse, die meist sowohl zeitlich wie auch räumlich unzusammenhängend sind, haben wir aber nicht das Recht, bestimmte ältere theoretische Vorstellungen als richtig oder falsch zu deklarieren, nur weil sie mit den Messungen übereinstimmen oder nicht. Wir gehen dabei wieder von niedrigen zu höheren Breiten. Am Äquator werden horizontale elektrische Felder zwischen 0,5 und 1 V/km in Höhen über 150 km gemessen. Aus der Horizontaldrift von Irregularitäten in der E-Schicht erhält man um etwa einen Faktor 20 höhere Werte. Das paßt sehr gut zur theoretischen Deutung des äquatorialen Elektrojet. Die in mittleren Breiten während der Dämmerungszeiten gemessenen Felder liegen im Bereich von 1–3 V/km. Es zeigt sich am frühen Abend eine strenge Antiparallelität zwischen der Feldrichtung und dem S_q -Stromsystem. Dies kann als Anzeichen dafür gewertet werden, daß das Stromsystem durch den atmosphärischen Dynamo der E-Schicht getrieben wird (HAERENDEL und LÜST, 1968).

Ein Vergleich der gemessenen Werte mit theoretischen Ergebnissen von MATSUSHITA (1969) zeigt zwar in der Größe aber nicht in der Richtung eine Übereinstimmung. Für das von NISHIDA (1968) propagierte DP2-Stromsystem wurden bisher bei den Feldmessungen keine Anzeichen gefunden. Größe und Richtung der gemessenen Felder stehen im Widerspruch zu den von dieser Theorie geforderten Werten.

Die Messungen des elektrischen Feldes haben auch einige Hinweise über die Bewegung des Plasmas an der Plasmopause geliefert, welche nach den Theorien über die magnetosphärische Konvektion als Grenze zwischen korotierendem und konvektierendem Plasma anzusehen ist (NISHIDA, 1966). Die Sondenmessungen von GURNETT (1970) zeigen hier eine Diskontinuität des Feldes, was im Sinne der Theorie gedeutet wird. Messungen an der Plasmopause sind auch die Ionenwolkenexperimente Nr. 30

und Nr. 49, die ebenfalls auf eine Verschiedenheit der Drift innerhalb und außerhalb hindeuten. Die Ballonsondenmessungen von MOZER und SERLIN lassen auf der Tagseite einen kontinuierlichen Übergang der Drift des konvektierenden und korotierenden Plasmas vermuten.

Das magnetosphärische Konvektionssystem nach AXFORD und HINES (1961) wurde durch die elektrischen Feldmessungen in groben Zügen bestätigt: auf der Nachtseite herrscht ein Plasmastrom in der magnetischen Äquatorebene aus Richtung des magnetischen Schweifes auf die Erde zu; auf der Morgen- und Abendseite wird die Plasma-pause umströmt. Auf der Tagseite aber zeigt sich eine Diskrepanz zwischen den Messungen von FREEMAN et al. (1968) und den Ballonmessungen von MOZER und SERLIN. Während erstere zwischen Mittag und Abend einen Plasmastrom auf die Sonne zu messen, was gut in das magnetosphärische Konvektionssystem von AXFORD und HINES paßt, zeigen die Messungen von MOZER und SERLIN ein mehr oder weniger korotierendes Plasma über die gesamte Tagseite.

In der Nordlichtzone haben die Magnetfeldstörungen und die gemessenen elektrischen Felder eine gute Richtungskorrelation. Die Messungen bestätigen die frühere Annahme, daß Magnetfeldstörungen vor allem durch Hallströme hervorgerufen werden. Auf Grund dieser Annahme kam man zu richtigen Schlüssen über das elektrische Feld und damit über die Konvektion für diesen Bereich. In der Polarkappe aber sind die Magnetfeldstörungen sehr wahrscheinlich fast ausschließlich durch magnetfeldparallele Ströme verursacht und nur ein geringer Beitrag rührt von Hallströmen her

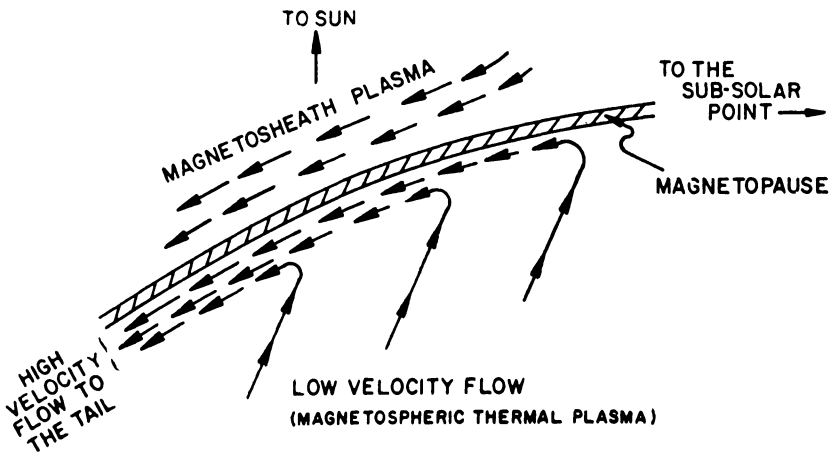


Abb. 20: Der Plasmafluß an der Magnetopause, wie er von Freeman auf Grund der Messungen mit dem ATS 1-Satelliten hergeleitet wird

Fig. 20: Plasmaflow at the magnetopause derived from measurements on ATS 1 (FREEMAN et al., 1968)

(AKASOFU und MENG, 1969; WESCOTT et al. 1970; HAERENDEL und LÜST, 1970; HAERENDEL et al. 1971). Daher weisen magnetosphärische Konvektionssysteme, welche auch für dieses Gebiet aus äquivalenten Stromsystemen abgeleitet wurden, Fehler auf (AXFORD und HINES, 1961; TAYLOR und HONES, 1965; NISHIDA, 1966; OBAYASHI und NISHIDA, 1968; HEPPNER 1969). Die Bewegung des Plasmas ist im Bereich der Polarkappe im wesentlichen von der Sonne weggerichtet (WESCOTT et al. 1970; AGGSON et al., 1970; CAUFFMAN und GURNETT, 1970). Der von FREEMAN et al. (1968) mit dem ATS1-Satelliten an der Magnetopause gemessene von der Sonne weggerichtete Plasmaströmung könnte die magnetosphärische Entsprechung zur Drift in der Polarkappe sein (Abb. 20). Sollten die Ergebnisse von FREEMAN durch weitere Messungen eine Bestätigung erfahren, so wäre eine Art Reibung mit dem solaren Wind die treibende Kraft für die magnetosphärische Konvektion (DUNGEY, 1961; AXFORD und HINES, 1961). Die Bewegung des Plasmas in der Äquatorebene auf die Sonne zu ist dann die Rückkehrströmung.

Danksagung: Herrn Dr. GERHARD HAERENDEL danke ich sehr herzlich für viele wertvolle Hinweise.

Literatur

- AGGSON, T.L. und J.P. HEPPNER: A proposal for electric field measurements on the gravity-gradient ATS-A satellite, NASA-Goddard Space Flight Center, Greenbelt, Maryland, 1964
- AGGSON, T.L. und J.P. HEPPNER: A proposal for electric field measurements on POGO satellites, NASA-Goddard Space Flight Center, Greenbelt, Maryland, 1965
- AGGSON, T.L.: Probe measurements of electric fields in space, in atmospheric emissions (ed. by B.M. McCormac and A. Omholt), Van Nostrand. Reinhold Cr., New York, 305 bis 316, 1969
- AGGSON, T.L., N.C. MAYNARD und J.P. HEPPNER: Characteristics of magnetospheric convection, Vortrag 51. Annual Meeting Amer. Geophys. Union, Washington, D.C., 1970
- AKASOFU, S.-I., S. CHAPMAN und C.-I. MENG: The polar electrojet, J. Atmos. Terrest. Phys. 27, 1275–1965
- AKASOFU, S.-I. und C.-I. MENG: A study of polar magnetic substorms, J. Geophys. Res. 74, 293–313, 1969
- ANGERAMI, J.J. und D.L. CARPENTER: Whistler studies of the plasmopause in the magnetosphere, 2, Electron density and total tube content near the knee in magnetospheric ionization, J. Geophys. Res., 71, 711–725, 1966
- ATKINSON, W., S. LUNDQUIST und U.V. FAHLESON: The electric field existing at stratospheric elevations as determined by tropospheric and ionospheric boundary conditions, Royal Institute of Technology, Stockholm. No 69–35, 1969
- AXFORD, W.I. und C.O. HINES: A unifying theory of high-latitude geophysical phenomena and geomagnetic storms, Can. J. Phys., 39, 1433–1464, 1961

- BALSLEY, B.B.: Some characteristics of non-two-stream irregularities in the equatorial electrojet, *J. Geophys. Res.*, 74, 2333–2347, 1969
- BALSLEY, B.B. und R.F. WOODMAN: On the control of the F-region drift velocity by the E-region electric field: experimental evidence, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 31, 865–867, 1969
- BERING, E., M. KELLEY und F.S. MOZER: Split Langmuir probe measurements of currents, electric fields, temperatures and densities in an Aurora, *EOS Trans. Amer. Geophys. Union*, 51, 404, 1970
- BOSTRÖM, R.: A model of the auroral electrojets, *J. Geophys. Res.* 69, 4983–4999, 1964
- CARPENTER, D.L.: The magnetosphere during magnetospheric storms, Stanford Univ. Radio Sci. Lag. Rept. SEL-62-059, 1962
- CARPENTER, D.L.: Whistler evidence of a “knee” in the magnetospheric ionization profile, *J. Geophys. Res.*, 68, 1975–1982, 1963
- CARPENTER, D.L.: Whistler studies of the plasmopause in the magnetosphere, 1. temporal variations in the position of the knee and some evidence on plasma motions near the knee, *J. Geophys. Res.*, 71, 693–709, 1966
- CARPENTER, D.L.: Relations between the dawn minimum in the equatorial radius of the plasmopause and D_{ST} , K_P and local K at Byrd Station, *J. Geophys. Res.*, 72, 2969–2971, 1967
- CARPENTER, D.L. und KEPPLER STONE: Direct detection by a whistler method of the magnetospheric electric field associated with a polar magnetospheric substorm, *Planet. Space Sci.*, 15, 395–397, 1967
- CARPENTER, D.L.: Whistler evidence of the dynamic behavior of the dusk-side bulge in the plasmopause, *J. Geophys. Res.*, 75, 3837–3847, 1970
- CARPENTER, L.A. und S.A. BOWHILL: $E \times B$ drifts at midlatitudes, *Radio Sci.*, 6, 203–207, 1971
- CAUFFMAN, D.P. und D.A. GURNETT: Initial Injun 5 measurements of DC electric fields, *EOS Trans. Amer. Geophys. Union* 51, 404, 1970
- DAVIS, T.N. und M. SUGIURA: Auroral electrojet activity index AE and its universal time variations, *J. Geophys. Res.*, 71, 785–801, 1966
- DUNGEY, J.W.: Interplanetary magnetic field and the auroral zones, *Phys. Rev. Letters*, 6, 47–48, 1961
- EVANS, J. V., R.A. BROCKELMAN, R.F. JULIAN, W.A. REID und L.A. CARPENTER: Determination of F-region drifts at Millstone Hill, *Radio Sci.*, 5, 27–38, 1970
- FAHLESON, U.V.: Theory of electric field measurements conducted in the magnetosphere with electric probes. *Space Sci. Rev.*, 7, 238–262, 1967
- FAHLESON, U.V., M.C. KELLEY und F.S. MOZER: Investigation of the operation of a D.C. electric field detector, *Space Sci. Lab.*, University of California, Berkeley, 1968
- FAHLESON, U.V., C.-G. FÄLTHAMMAR, A. PEDERSEN, K. KNOTT, G. BROMMUNDT, G. SCHUMANN, G. HAERENDEL und E. RIEGER: Simultaneous electric field measurements made in the auroral ionosphere by using three independent techniques, *Radio Sci.*, 6, 233–245, 1971

- FAIRFIELD, D.H.: Average magnetic field configuration of the outer magnetosphere, *J. Geophys. Res.* 73, 7329–7338, 1968
- FARLEY, D.T., B.B. BALSLEY, R.F. WOODMAN und J.P. McCLURE: Equatorial spread F: Implications of VHF radar observations, Vortrag USNC-URSI, Spring Meeting, Washington, D.C., 1970
- FOEPL, H., G. HAERENDEL, L. HASER, R. LÜST, F. MELZNER, B. MEYER, H. NEUSS, H.-H. RABEN, E. RIEGER, J. STÖCKER und W. STOFFREGEN: Preliminary results of electric field measurements in the auroral zone, *J. Geophys. Res.* 73, 21–26, 1968
- FREEMAN, Jr., J.W.: Observation of the flow of low energy ions at synchronous altitude and implications for magnetospheric convection, *J. Geophys. Res.* 73, 4151–4158, 1968
- FREEMAN, Jr., J.W., C.S. WARREN und J.J. MAGUIRE: Plasma flow directions at the magnetopause on January 13 and 14, 1967, *J. Geophys. Res.* 73, 5719–5731, 1968
- FREEMAN, Jr., J.W.: Magnetospheric wind, *Science* 163, 1061–1062, 1969
- GDALOVICH, G.L.: Measurement of the electrostatic field at the surface of the rocket during its flight in the ionosphere, *Artificial Earth Satellites*, 17, 43–59, 1964
- GRARD, R.J.L. und J.K.E. TUNALEY: The photoelectron sheath around a body in interplanetary space, *ESRO Scientific Note*, SN-108, 1970
- GURNETT, D.A.: Satellite measurements of DC electric fields in the ionosphere, in *Particles and Fields in the Magnetosphere* (ed. by B.M. McCormac), Reidel Publ. Co., Dordrecht-Holland, 239–246, 1970
- HAERENDEL, G., R. LÜST und E. RIEGER: Motion of artificial ion clouds in the upper atmosphere, *Planet. Space Sci.*, 15, 1–18, 1967
- HAERENDEL, G. und R. LÜST: Electric fields in the upper atmosphere, in *Earth's Particles and Fields* (ed. by B.M. McCormac), Reinhold Book Corp., New York, 271–285, 1968
- HAERENDEL, G., R. LÜST, E. RIEGER und H. VÖLK: Highly irregular artificial plasma clouds in the auroral zone, in *Atmospheric Emissions* (ed. by B.M. McCormac and A. Omholt), Van Nostrand Reinhold Co., New York, 293–303, 1969
- HAERENDEL, G. und R. LÜST: Electric fields in the ionosphere and magnetosphere, in *Particles and Fields in the Magnetosphere* (ed. by B.M. McCormac), D. Reidel, Dordrecht, Holland, 213–228, 1970
- HAERENDEL, G., R. LÜST, F. MELZNER, H. NEUSS, E. RIEGER, R. RAGHAVA RAO, M.S. NARAYANAN und P.D. BHAVSAR: Barium release experiments near the magnetic equator at Thumba, India, *MPI-Report*, 1972
- HAERENDEL, G.: Electric fields and their effects in the ionosphere, *MPI-Report* 44/70, 1970 und *Proc. Int. Symp. on "Solar Terrestrial Physics"* Leningrad; Reidel Publ. Co., Dordrecht-Holland, 62–91, 1971
- HAERENDEL, G., P.D. HEDGECOCK und S.-I. AKASOFU: Evidence for magnetic field aligned currents during the substorms of March 18, 1969, *J. Geophys. Res.*, 76, 2382–2395, 1971
- HARANG, C. und J. TRÓIM: Studies of auroral echoes-I, *Planet. Space Sci.*, 5, 33–45, 1961

- HEPPNER, J.P.: Magnetospheric convection patterns inferred from high latitude activity, in Atmospheric Emissions (ed. by B.M. McCormac and A. Omholt) Van Nostrand Reinhold Co., New York, 251–266, 1969
- IMYANITOV, I.M. und YA.M. SHVARTS: Measurement of electrostatic field strength on the third artificial earth satellite, *Artificial Earth Satellites*, 17, 60–65, 1964
- IMYANITOV, I.M., G.L. GDALEVICH und YA. M. SHVARTS: Measurements of the electrostatic fields on the surfaces of geophysical rockets moving through the upper atmosphere, *Artificial Earth Satellites*, 17, 66–80, 1964
- KAVADAS, A. und D.W. JOHNSON: Electron densities and electric fields in the aurora, in *Space Res. IV*, (ed. by P. Muller) North-Holland Publ. Co., 365–370, 1964
- KELLEY, M., R. SERLIN und J. STARR: A comparison of ionospheric electric field measurements and the motion of auroral forms, *EOS Trans. Amer. Geophys. Union*, 51, 404, 1970
- KELLOGG, P.J. und M. WEED: Balloon measurements of ionospheric electric fields, in *Planetary Electrodynamics* (ed. by S.C. Coroniti and J. Hughes) Gordon and Breach Science Publ., New York, 2, 431–436, 1969
- KNOTT, K.: Electric field measurements in the ionosphere by means of an electrostatic fluxmeter, *Space Res. X*, (ed. by T.M. Donahue, P.A. Smith and L. Thomas) North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 773–777, 1970
- LIU, V.C.: Ionospheric gas dynamics of satellites and diagnostic probes, *Space Sci. Rev.*, 9, 423–490, 1969
- MCCLURE, J.P.: Observations of vertical drifts in the ionosphere near the magnetic equator, *Vortrag URSI, Spring Meeting, Washington, D.C.*, 1968
- MAEDA, H.: Horizontal wind systems in the ionospheric E-region deduced from the dynamo theory of the geomagnetic S_q -variation, *J. Geomagn. Geoelect.*, 7, 121–132, 1955
- MAYNARD, N.C. und J.P. HEPPNER: Variations in electric fields from polar orbiting satellites, in *Particles and Fields in the Magnetosphere* (ed. by B.M. McCormac) Reidel Publ. Co., Dordrecht-Holland, 247–253, 1970
- MATSUSHITA, S.: Dynamo currents, winds and electric fields, *Radio Sci.*, 4, 771–780, 1969
- MELZNER, F. und H. VÖLK: Proposal for an experiment for the ESRO geostationary satellite, *ESRO Proposal*, S-329, 1970
- MICHEL, K.W.: Vaporization of metals for ionospheric studies, *Vortrag 52. Annual Meeting of the AGU, Washington, 1971*, wird veröffentlicht.
- MOZER, F.S. und P. BRUSTON: Electric field measurements in the auroral ionosphere, *J. Geophys. Res.*, 72, 1109–1114, 1967
- MOZER, F.S. und U.V. FAHLESON: Parallel and perpendicular electric fields in an Aurora, *Planet. Space Sci.* 18, 1563–1571, 1970
- MOZER, F.S. und R. SERLIN: Magnetospheric electric field measurements with balloons, *J. Geophys. Res.* 74, 4739–4754, 1969
- MOZER, F.S. und R.H. MANKA: Magnetospheric electric field properties deduced from simultaneous balloon flights, *J. Geophys. Res.*, 76, 1697–1712, 1971

- NISHIDA, A.: Formation of plasmopause or magnetospheric plasmaknee by the combined action of magnetospheric convection and plasmaescape from the tail, *J. Geophys. Res.* 71, 5669–5679, 1966
- NISHIDA, A.: Geomagnetic DP₂ fluctuations and associated magnetospheric phenomena, *J. Geophys. Res.*, 73, 1795–1803, 1968
- OBAYASHI, T. und A. NISHIDA: Large-scale electric field in the magnetosphere, *Space Sci. Rev.*, 8, 3–31, 1968
- PFISTER, W.: The use of retarding potential analyzers for electric field measurements, in *Small Rocket Instrumentation Techniques*, North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 66–72, 1969
- RIEGER, E.: Barium release experiments near the magnetic equator at Thumba, India, Abstract in *Low Frequency Waves and Irregularities in the Ionosphere* (ed. by N.D'Angelo) Reidel Publ. Co., Dordrecht-Holland, 218, 1969
- RIEGER, E.: Measurements of electric fields in equatorial and mid-latitudes using barium ion clouds, *Vortrag Intern. Symposium on Solar Regular Daily Geomagnetic Variations, 1970*, *Gerlands Beitr. Geophysik, Leipzig* 80 (1971) 2/3, 243–252
- SCHOLER, M.: On the motion of artificial ion clouds in the magnetosphere, *Planet. Space Sci.*, 18, 977–1004, 1970
- SPENNER, K.: Ionendriftmessung und daraus erschlossene elektrische Felder, *Verhandlungen DPG (VI)*, 5, 647, 1970
- STOREY, L.R.D., M.P. AUBRY und P. MEYER: A quadripole probe for the study of ionospheric plasma resonances, in *Plasma Waves in Space and in the Laboratory* (ed. by J.O. Thomas and B.J.L. Landmark) Univ. Press, Edinborough, 303–332, 1968
- TAYLOR, H.E. und E.W. HONES, Jr.: Adiabatic motion of auroral particles in a model of the electric and magnetic fields surrounding the earth, *J. Geophys. Res.*, 70, 3605–3628, 1965
- TAYLOR, J.C.: Disturbance of a rarified plasma by a supersonic body on the basis of the Poisson-Vlasov equations, I. *Planet. Space Sci.*, 15, 155–187, 1967
- TAYLOR, Jr., H.A., H.C. BRINTON und M.W. PHARO: Contraction of the plasmasphere during geomagnetically disturbed periods, *J. Geophys. Res.* 73, 961–968, 1968
- UNGER, L. und K. RAWER: Electric field measurements with an ejected probe, in *Space Res. VIII* (ed. by A.P. Mitra, L.G. Jacchia and W.S. Newman) North-Holland Publ. Co., 313–319, 1968
- UNTIEDT, J.: A model of the equatorial electrojet involving meridional currents, *J. Geophys. Res.* 72, 5799–5810, 1967
- VASYLIUNAS, V.M.: Mathematical models of magnetospheric convection and its coupling to the ionosphere, in *Particles and Fields in the Magnetosphere* (ed. by B.M. McCormac) Reidel Publ. Co., Dordrecht-Holland, 60–71, 1970
- WAGNER, Ch.-U.: Some investigations about electric fields at the basis of the magnetosphere, *Vortrag IAGA General Scientific Assembly, Madrid*, 1969
- WESCOTT, E.N., J.D. STOLARIK und J.P. HEPPNER: Electric fields in the vicinity of auroral forms from motions of barium vapor releases, *J. Geophys. Res.*, 74, 3469–3487, 1969

- WESCOTT, E. N., J. D. STOLARIK und J. P. HEPPNER: Auroral and polar cap electric fields from barium releases, in *Particles and Fields in the Magnetosphere* (ed. by B. M. McCormac) Reidel Publ. Co., Dordrecht-Holland, 229 – 238, 1970
- WHIPPLE, Jr., E. C.: Effects of changing satellite potential on direct ion measurements through the plasmopause, Vortrag 51. Annual Meeting AGU, Washington, D. C., 1970
- WOODMAN, R. F. und T. HAGFORS: Methods for the measurement of vertical ionospheric motions near the magnetic equator by incoherent scattering, *J. Geophys. Res.*, 74, 1205 – 1212, 1969
- WOODMAN, R. F.: Vertical drift velocities and east-west electric fields at the magnetic equator, *J. Geophys. Res.*, 75, 6249 – 6259, 1970

Untersuchungen über die Höhenabhängigkeit der halbtägigen gravitationserregten Gezeiten der Atmosphäre

On the Vertical Structure of Semidiurnal Gravitational Tides in the Atmosphere

R. LEITINGER, Graz*)

Eingegangen am 5. April 1971
in überarbeiteter Form 4. Oktober 1971

Zusammenfassung: Es wird eine neue Rechenmethode vorgestellt, die es ermöglicht, die Höhenabhängigkeit der halbtägigen lunaren Gezeiten auf einer etwas allgemeineren Grundlage zu studieren. So können die üblicherweise vernachlässigten Komponenten der Coriolis-Kraft und die Vertikalbeschleunigung im Ansatz beibehalten werden.

Indem man das linearisierte hydrodynamische Grundgleichungssystem auf die Äquatorebene projiziert, wird ein System gewöhnlicher Differentialgleichungen für die Höhenabhängigkeit erhalten. Die Breitenabhängigkeit wird in Form eines Parameters berücksichtigt. Das Gleichungssystem wird mit Hilfe von Potenzreihen („Rekursionen“) gelöst. Mit einer digitalen elektronischen Rechenanlage kann dann eine Vielzahl verschiedener Atmosphärenmodelle auf sichere und rasche Weise untersucht werden.

Wichtige Beispiele für solche Untersuchungen werden vorgeführt: sie beziehen sich unter anderem auf die Auswirkung angenommener Randwerte, auf den Einfluß des Temperaturprofils und auf die Genauigkeit der üblicherweise angewandten Näherungsrechnungen. Die errechneten Bodenwerte werden mit Meßdaten verglichen.

Summary: A new method of computation is represented by which it is possible to discuss the vertical structure of semidiurnal lunar tides on a more general basis. So the usually neglected components of the Coriolis-force and the component of vertical acceleration are preserved.

By specialising the linearised equations of hydrodynamics to the equator a system of differential equations is obtained. A parameter allows for the latitude-dependence. The system is solved in power series (“recursions”). By means of a digital computer a great variety of different atmospheric models can be investigated in a quick and sure way.

Important examples for such studies are represented: they show, among others, the effect of assumed boundary values, the influence of the temperature-profile and the accuracy of computations which neglect the three terms preserved by our method. The computed tidal pressure-perturbance on the ground is compared with measured values.

*) Dr. REINHART LEITINGER, Institut für Meteorologie und Geophysik (Ionosphärenstation) der Universität Graz, Halbärthgasse 1, A-8010 Graz.

1. Vorbemerkungen

Wie bei allen anderen Fragen der Atmosphären-Dynamik muß man auch beim Gezeitenproblem bereits im Ansatz der Bewegungsgleichungen Näherungen anwenden, die zum Teil gut begründet sind, zum Teil aber auch nur deshalb angewandt werden, um den Rechenaufwand in erträglichen Grenzen halten zu können. Ihre Zulässigkeit kann nur durch Vergleich mit Rechenergebnissen geprüft werden, die mit anderen Näherungen erhalten wurden, denn ein Vergleich mit Meßdaten ist nur in sehr spärlichem Maße möglich: es stehen mit einiger Genauigkeit lediglich Bodenwerte zur Verfügung und diese können auch unter den größten Vernachlässigungen einfach durch Parameteranpassung und Verfügung über Integrationskonstanten „richtig“ herauskommen. Dies dürfte u. a. ein Grund dafür sein, daß bisher das Hauptaugenmerk auf die Berechnung der Breitenabhängigkeit der Gezeiten gerichtet worden ist.

Nun ist aber zu erwarten, daß man in absehbarer Zeit auch Meßdaten über die Höhenabhängigkeit der halbtägigen lunaren Gezeiten gewinnen wird, womit der theoretischen Berechnung von Höhenprofilen größere Bedeutung zukommen dürfte. Da die bisherigen Verfahren zur Ermittlung der Höhenabhängigkeit recht kompliziert und schwerfällig sind, war es sinnvoll, nach einfacheren und möglichst übersichtlichen Methoden zu suchen. Insbesondere sollte es möglich sein, die Auswirkung verschiedener Annahmen über das Temperaturprofil der Atmosphäre und den Einfluß sonst „üblicher“ Näherungen systematisch zu erfassen.

2. Theoretische Grundlagen und Rechenmethode

Zur Beschreibung der Gezeitenbewegung unter den üblichen Näherungen werden die linearisierte hydrodynamische Grundgleichung (drei Komponenten) zusammen mit der Kontinuitäts-Gleichung verwendet (BURKARD [1968], vgl. auch KERTZ [1957], SIEBERT [1961], LINDZEN und CHAPMAN [1969]):

$$\frac{\partial u_1}{\partial t} = -\frac{1}{r\rho} \frac{\partial p}{\partial \Theta} - \frac{1}{r} \frac{\partial \Omega}{\partial \Theta} + 2\omega(\cos \Theta)v_1 \quad (1)$$

$$\frac{\partial v_1}{\partial t} = -\frac{1}{r \sin \Theta} \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \Phi} - \frac{1}{r \sin \Theta} \frac{\partial \Omega}{\partial \Phi} - 2\omega(\cos \Theta)u_1 - \underbrace{2\omega(\sin \Theta)w_1}_{\quad} \quad (2)$$

$$\frac{\partial w_1}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\partial \Omega}{\partial z} + \underbrace{2\omega(\sin \Theta)v_1}_{\quad} - g \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\rho}{r \sin \Theta} \frac{\partial}{\partial \Theta}(u_1 \sin \Theta) - \frac{\rho}{r \sin \Theta} \frac{\partial}{\partial \Phi}(v_1) - \frac{\partial}{\partial z}(\rho_0 w_1) - \frac{2w_1 \rho_0}{r} \quad (4)$$

r, Θ, Φ : sphärische geozentrische Koordinaten (Radiusvektor, Breitenkomplement, Länge), t : Zeit, u_1, v_1, w_1 : Süd-, Ost- und Vertikalkomponenten der zur Gezeiten-

„Störung“ gehörenden Geschwindigkeit, ρ : Dichte, p : Druck, ω : Winkelgeschwindigkeit der Erddrehung, Ω : Gezeitenpotential.

Es wird angenommen, daß Druck, Dichte und abgeleitete Größen die Summen von statischen Komponenten und gravitationserregten „Störungen“ sind. Die statischen Komponenten (Index 0) werden nur als Funktionen von r angesehen [zum Beispiel: $p = p_0(r) + p_1(r, \Theta, \Phi, t)$].

Die unterstrichenen Terme in (2) und (3) (2 Komponenten der Corioliskraft und die Vertikalbeschleunigung) werden „üblicherweise“ vernachlässigt, sollen aber in den folgenden Berechnungen beibehalten werden.

Die Gezeitenbewegung wird als komplizierter Schwingungsvorgang aufgefaßt. Um sie der rechnerischen Behandlung überhaupt zugänglich zu machen, wird für die Gezeitenstörung ein nach Zeit t und Länge Φ separierbarer Ansatz gemacht:

$$\mathcal{G} = \sum_v G_v \mathfrak{F}(vt, \Phi)$$

Das Symbol \mathcal{G} steht für irgendeine Größe des Bewegungsfeldes (Druckschwankung, Temperaturschwankung, Geschwindigkeit in drei Komponenten und abgeleitete Größen), ν bedeutet die Kreisfrequenz einer Teilschwingung. Die Funktionen \mathfrak{F} erhält man durch harmonische Analyse der Gezeitenkraft (ausführliche Behandlung bei BARTELS [1957]).

Da man auch experimentelle Befunde nur durch Frequenzanalyse gewinnen kann und dabei nur die Komponenten mit den größten Amplituden erfaßt werden, wird auf eine Berechnung der gesamten Gezeitenbewegung verzichtet und man beschränkt sich auf einzelne Teilschwingungen.

Gezeiten im strengen Sinne sind rein gravitationserregte Atmosphärenschwingungen. Mit den von der Sonne erregten („solaren“) Tiden sind aber thermisch erregte Schwingungen verbunden, die dieselben Frequenzen haben und daher bei der Analyse des Beobachtungsmaterials nicht von den Gezeitenkomponenten getrennt werden können. Nur die allein vom Mond erregten („lunaren“) Tiden sind unverfälscht beobachtbar. Dominierend ist die halbtägige Komponente, bei ihr besteht die größte Aussicht, in naher Zukunft Einzelheiten ihrer Höhenabhängigkeit beobachten zu können. Sie ist auch die einzige Tide, deren Auswirkung auf die Ionosphäre erfaßt werden kann.

Obwohl die folgende Methode auf alle Tiden anwendbar ist, die eine zum Erdäquator symmetrische Erregung aufweisen, wird sie einfachheitshalber auf das Beispiel der halbtägigen lunaren Tide spezialisiert vorgeführt. In diesem Fall wird

$$\mathfrak{F} = \exp(2jvt + 2j\Phi) \quad \text{mit} \quad \nu = 7,02595 \cdot 10^{-5} \text{ sec}^{-1} \quad (j = \sqrt{-1}).$$

Wird die Länge auf konventionelle Weise gezählt (positiv östlich von Greenwich), so ist als Nullpunkt der Zeitzählung eine beliebige obere oder untere Kulmination des mittleren Mondes im Meridian von Greenwich zu wählen.

Dann ist das Gezeitenpotential für die halbtägige lunare Tide in genügend genauer Näherung seiner Höhenabhängigkeit gegeben durch

$$\Omega = -K(1+z/a)^2 (\sin^2 \Theta) \xi.$$

a : Erdradius, z : Höhe über der Erdoberfläche. Im c.g.s.-System wird $K=23\,798 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-2}$.

Für den Druck wird der Ansatz $p=p_0 [1+\sigma \mathcal{Y} \exp(2jvt+2j\Phi)]$ gemacht, wobei $p_0 \sigma \mathcal{Y}$ die Amplitude der Druck-Störung ist. σ ist eine Konstante mit dem Wert 1,4 (Verhältnis der spezifischen Wärmen zweiatomiger Gase) für rein adiabatische Bewegung und dem Wert 1,0 für rein isotherme Bewegung (BURKARD). Falls andere Bedingungen angenommen werden, muß σ im Intervall $1 < \sigma < 1,4$ liegen. Führt man noch die Skalenhöhe des (statischen) Druckes H und ihre Ableitung $H' = dH/dz$ ein, benützt man die Zustandsgleichung für ideale Gase und den ersten Hauptsatz der Wärmelehre, dann kann das System (1) bis (4) geschrieben werden:

$$u\lambda - v c + \underline{\underline{\zeta}}(1/Z) \dot{Y} = \underline{\underline{\mathcal{C}}} Z s c \quad (1)$$

$$u c - v \lambda + \underline{\underline{w}} s - 2 \underline{\underline{\zeta}} \frac{1}{sZ} Y = -\underline{\underline{\mathcal{C}}} Z s \quad (2)$$

$$\underline{\underline{v}} s + \left(\lambda + \frac{\tau}{\kappa \underline{\underline{\zeta}} \lambda} \right) \underline{\underline{w}} - (1-\tau) Y = \underline{\underline{\mathcal{C}}} Z s^2 - \underline{\underline{\zeta}} a Y' \quad (3)$$

$$(\underline{\underline{u}} s) \lambda - 2 v + (2s - Z s \tau / \underline{\underline{\zeta}}) \underline{\underline{w}} - \kappa \tau \lambda s Z Y = -s a Z w' \quad (4)$$

Folgende Abkürzungen wurden verwendet:

' bedeutet $\partial(\)/\partial z$, $\dot{\ }'$ bedeutet $\partial(\)/\partial \Theta$, $u = 2ju/(a\omega)$, $v = 2v/(a\omega)$, $w = 2jw/(a\omega)$, $Y = \mathcal{Y} \cdot \sigma g/(a\omega^2)$, $\underline{\underline{\mathcal{C}}} = 2K/(a\omega)^2$, $\lambda = v/\omega$, $\underline{\underline{\zeta}} = H/a$, $\kappa = 4a\omega^2/g$, $\tau = 1/\sigma$, $Z = 1+z/a$, $s = \sin \Theta$, $c = \cos \Theta$.

Ableitung nach Θ von [(1) $\cdot \sin \Theta$] gibt eine neue Gleichung:

$$(\underline{\underline{u}} s) \lambda - \dot{v} s c - v(c^2 - s^2) + \underline{\underline{\zeta}} c(1/Z) \dot{Y} + \underline{\underline{\zeta}} s(1/Z) \dot{Y} = \underline{\underline{\mathcal{C}}} Z(2sc^2 - s^3). \quad (5)$$

Löst man das System (1) bis (4) nach einer der Unbekannten auf, so erhält man für diese eine partielle Differentialgleichung zweiter Ordnung. Sie kann auf keine nach z und Θ separierbare Form gebracht werden, sofern man die unterstrichenen Terme nicht vernachlässigt. [Tut man dies, so folgt nach einigen Umformungen eine Gestalt der Differentialgleichung, die die Anwendung eines u. a. bei LINDZEN und CHAPMAN (1969) ausführlich behandelten Lösungsformalismus gestattet, der eine Entwicklung der Breitenabhängigkeit nach „Hough-Funktionen“ notwendig macht. Diese Methode ist vor allem auf das Erfassen der Breitenabhängigkeit abgestimmt.]

Behält man die unterstrichenen Terme, dann ist eine Behandlung der Höhenabhängigkeit dadurch möglich, daß man das System (2) bis (5) auf den Äquator spezialisiert:

$$-\lambda v_e + \underline{w}_e - 2\beta \frac{1}{Z} Y_e = -\zeta Z \tag{2}_e$$

$$-\underline{v}_e + \left(\lambda + \frac{\tau}{\kappa\beta\lambda} \right) w_e - (1 - \tau) Y_e = \zeta Z - \beta a Y'_e \tag{3}_e$$

$$(u\dot{s})_e - 2v_e + \left(2 - \frac{\tau}{\beta} Z \right) w_e - \kappa\tau\lambda Z Y_e = -Zaw'_e \tag{4}_e$$

$$\lambda(u\dot{s})_e + v_e + \alpha\beta \frac{1}{Z} Y_e = -\zeta Z \tag{5}_e$$

Die einzige Information über die Breitenabhängigkeit, die zur Lösung des Systems bekannt sein muß, ist $\alpha = (\dot{Y}/Y)_e = (\ddot{y}/\dot{y})_e$.

Bei der weiteren Behandlung des Systems (2)_e bis (5)_e wird das Höhenintervall $0 \leq z \leq 300$ km in Schichten eingeteilt mit jeweils konstantem H' . Dies ist keine Einschränkung, da jedes Skalenhöhen-Profil durch Verwendung entsprechend vieler Schichten beliebig genau angenähert werden kann. Eine weitere unbedeutende Vereinfachung ist die Annahme einer im ganzen Höhenbereich konstanten Erdbeschleunigung g .

Nun wird eine neue unabhängige Variable eingeführt:

$\zeta = (z - z_0)/H_0$ (z_0 : Höhe der Untergrenze der gerade betrachteten Schichten mit konstantem Skalenhöhengradienten, H_0 : Skalenhöhe bei $z = z_0$).

Durch Eliminieren von $\dot{u}_e, v_e, w_e, w'_e$ wird das System (2)_e bis (5)_e in eine lineare Differentialgleichung zweiter Ordnung aufgelöst. In symbolischer Schreibweise:

$$\frac{d^2 Y_e}{d\zeta^2} (1 + e_{21}\zeta + \dots + e_{26}\zeta^6) + \frac{d Y_e}{d\zeta} (e_{10} + e_{11}\zeta + \dots + e_{15}\zeta^5) + Y_e (e_{00} + e_{01}\zeta + \dots + e_{05}\zeta^5) = f_0 + f_1\zeta + \dots + f_5\zeta^5. \tag{6}$$

Die Lösung kann in der Form geschrieben werden

$$Y_e = D_1 y_1 + D_2 y_2 + y_3 \tag{7}$$

y_1, y_2 : allgemeine Lösungen der homogenen Gleichung

y_3 : spezielle Lösung der inhomogenen Gleichung

D_1, D_2 : Integrationskonstanten.

Mit Hilfe einer elektronischen Rechenanlage werden die Lösungen in Potenzreihen entwickelt:

$$y_i = a_{i0} + a_{i1}\zeta + \dots + a_{in}\zeta^n + \dots \quad i = 1, 2, 3.$$

Kennt man y_1, y_2, y_3 , dann kann man über die Gl. (2)_e bis (5)_e und unter Berücksichtigung obenstehender Abkürzungen sehr leicht die folgenden Ausdrücke erhalten:

$$\begin{aligned} \mathcal{Y}_e &= D_1 y_1 + D_2 y_2 + y_3; & w_e &= D_1 w_1 + D_2 w_2 + w_3; \\ v_e &= D_1 v_1 + D_2 v_2 + v_3; & \dot{u}_e &= D_1 \dot{u}_1 + D_2 \dot{u}_2 + \dot{u}_3. \end{aligned}$$

$y_1, y_2, \dots, \dot{u}_2, \dot{u}_3$ sind Funktionen von ζ , da aber für ein vorgegebenes ζ das zugehörige z bekannt ist, können sie auch als Funktionen der Höhe über der Erdoberfläche angesehen werden.

Die Bestimmung der bis jetzt noch nicht festgelegten Integrationskonstanten erfordert zunächst die Definition der Randbedingungen. Die untere ist einfach durch die Forderung bestimmt, daß die Vertikalgeschwindigkeit am Boden verschwinden muß, also $w_{(z=0)} = 0$. Die Formulierung der oberen Randbedingung erfordert hingegen weitgehende Überlegungen.

Zur Vereinfachung sei angenommen, Gl. (7) stelle die ganze Höhenabhängigkeit der relativen Druckschwankung dar (von $z=0$ bis zur Obergrenze des verwendeten Modells), so daß die beiden Randbedingungen zwei (lineare) Gleichungen zur Bestimmung der Integrationskonstanten D_1 und D_2 liefern. [Bei der realistischen Situation, nämlich Teilung des Höhenbereichs in m Schichten, sind insgesamt $2m$ Integrationskonstanten zu bestimmen. Die notwendigen zusätzlichen $(2m-2)$ Bedingungsgleichungen liefert die Forderung nach einem stetigen Verlauf von \mathcal{Y} und w : die an der Obergrenze einer Schicht geltenden Werte für \mathcal{Y} und w müssen mit denen identisch sein, die an der Untergrenze der nächsten Schicht berechnet werden].

Es ist zunächst darauf hinzuweisen, daß alle Koeffizienten von (6) reell sind. Dies entspricht der (bis jetzt nicht besonders hervorgehobenen) Vernachlässigung von Reibungstermen in den Bewegungsgleichungen. Mit den reellen Koeffizienten von (6) erhält man reelle Lösungen y_1, y_2, y_3 . Wenn angenommen wird, daß die Integrationskonstanten komplex sind ($D_1 = D_{1r} + jD_{1j}$, $D_2 = D_{2r} + jD_{2j}$) dann können die Lösungen für \mathcal{Y} (und daraus folgend für \dot{u}, v, w) jeweils in einen Realteil und in einen Imaginärteil zerlegt werden. Da aber y_3 reell ist, ist der Imaginärteil von \mathcal{Y} eine Lösung der homogenen Gl. (6) und stellt damit möglicherweise eine freie Schwingung dar. Aus der unteren Randbedingung folgt $D_{1j} w_1(0) + D_{2j} w_2(0) = 0$, was zu $D_{2j} = -D_{1j} \cdot w_1(0)/w_2(0)$ und zu $\text{Im}(\mathcal{Y}(z)) = D_{1j} [y_1(z) - y_2(z) \cdot w_1(0)/w_2(0)]$ führt. Aus dem letzten Ausdruck sieht man, daß die „Form“ der $\text{Im}(\mathcal{Y})$ - z -Funktion (und damit auch der Höhenprofile der Geschwindigkeitskomponenten) durch die untere Randbedingung allein festgelegt wird. Kann diese „Form“ mit der oberen Randbedingung in Einklang gebracht werden, dann existiert eine freie Schwingung für jedes D_{1j} und die Angabe

weiterer Einschränkungen ist nicht möglich. (Eine einmal erregte freie Schwingung dauert „für alle Zeiten“ mit jeder beliebigen Amplitude an, wenn keine Reibung vorhanden ist). Wenn andererseits die obere Randbedingung durch $[y_1(z) - y_2(z) \cdot w_1(0)/w_2(0)]$ nicht erfüllt ist, dann muß D_{1j} verschwinden: mit der Frequenz der halbtägigen lunaren Gezeiten existiert keine freie Schwingung. Wie eingehende Untersuchungen gezeigt haben, ist dies der Fall für alle „realistischen“ Skalenhöhen-Profile, wenn für α sinnvolle Werte angenommen werden ($\alpha \leq -2,0$).

Man kann daher folgenden Schluß ziehen: Ohne Dämpfung ist $\mathcal{Y}(z)$ reell, die Phasenverschiebung zwischen Erregung (Ω) und erzwungener Schwingung (\mathcal{Y}) muß entweder 0° ($\mathcal{Y} > 0$) oder $\pm 180^\circ$ ($\mathcal{Y} < 0$) betragen. Hierin besteht völlige Analogie zu anderen Schwingungsvorgängen.

Die Berücksichtigung kleiner Dämpfungsglieder würde zu keinen wesentlichen Änderungen von $Re(\mathcal{Y}(z))$ führen, wohl aber zu komplexen y_1, y_2, y_3 , so daß $Im(\mathcal{Y}(z))$ auch eine Funktion von y_3 wird, somit also die erzwungene Schwingung einen Imaginärteil erhält: es kommt zu einer von 0° oder $\pm 180^\circ$ verschiedenen Phasenverschiebung zwischen Erregung und Schwingung.

Um wenigstens in den tieferen Atmosphärenschichten zu einer realistischeren Beschreibung der Gezeitenbewegung zu kommen, ohne das Gleichungssystem (1) bis (4) abändern zu müssen, kann man annehmen, daß die Reibungsglieder unterhalb einer bestimmten Grenzhöhe vernachlässigbar klein sind. Die Reibung oberhalb dieser Grenzhöhe muß hingegen in den Bewegungsgleichungen berücksichtigt werden. Dann tritt im oberen Modellbereich (und auch noch an der Bereichsgrenze) eine Phasenverschiebung zwischen Ω und \mathcal{Y} auf. Wegen der geforderten Stetigkeit der Lösung ist der \mathcal{Y} -Wert an der Bereichsgrenze die zweite Randbedingung für den unteren Bereich. Dann werden dort aber die Integrationskonstanten D_1 und D_2 komplex: es tritt ebenfalls eine Phasenverschiebung zwischen Ω und \mathcal{Y} auf.

Noch allgemeiner ausgedrückt: wenn in irgendeinem oberen Höhenbereich die Reibung nicht mehr zu vernachlässigen ist, dann gibt es notwendig auch im darunter liegenden Gebiet eine Phasenverschiebung zwischen Erregung und Schwingung. Einzelheiten über den Bewegungsvorgang in dem mit Reibung behafteten Bereich brauchen nicht bekannt zu sein, es genügt die Kenntnis von Amplitude und Phase in irgendeiner Höhe, in der die Reibung noch vernachlässigt werden kann. Damit ist natürlich die Frage nicht beantwortet, wie groß diese Randwerte sein sollen. Man kann aber, wie noch gezeigt wird, wenigstens für den Realteil aus einer Diskussion der möglichen Höhenprofile heraus eine Antwort geben.

3. Systematische Auswertung

Selbst bei Beschränkung auf halbtägige lunare Gezeiten (dann wird $\nu = 7,02595 \cdot 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$, $\lambda = 0,96350$) ist eine Vielzahl gänzlich verschiedener Lösungen für die Höhenabhängigkeit der Gezeitenbewegung zu finden, da mehrere Parameter (σ, α , das Höhenprofil der Temperatur) nicht eindeutig zu bestimmen sind. Eine Festlegung dieser

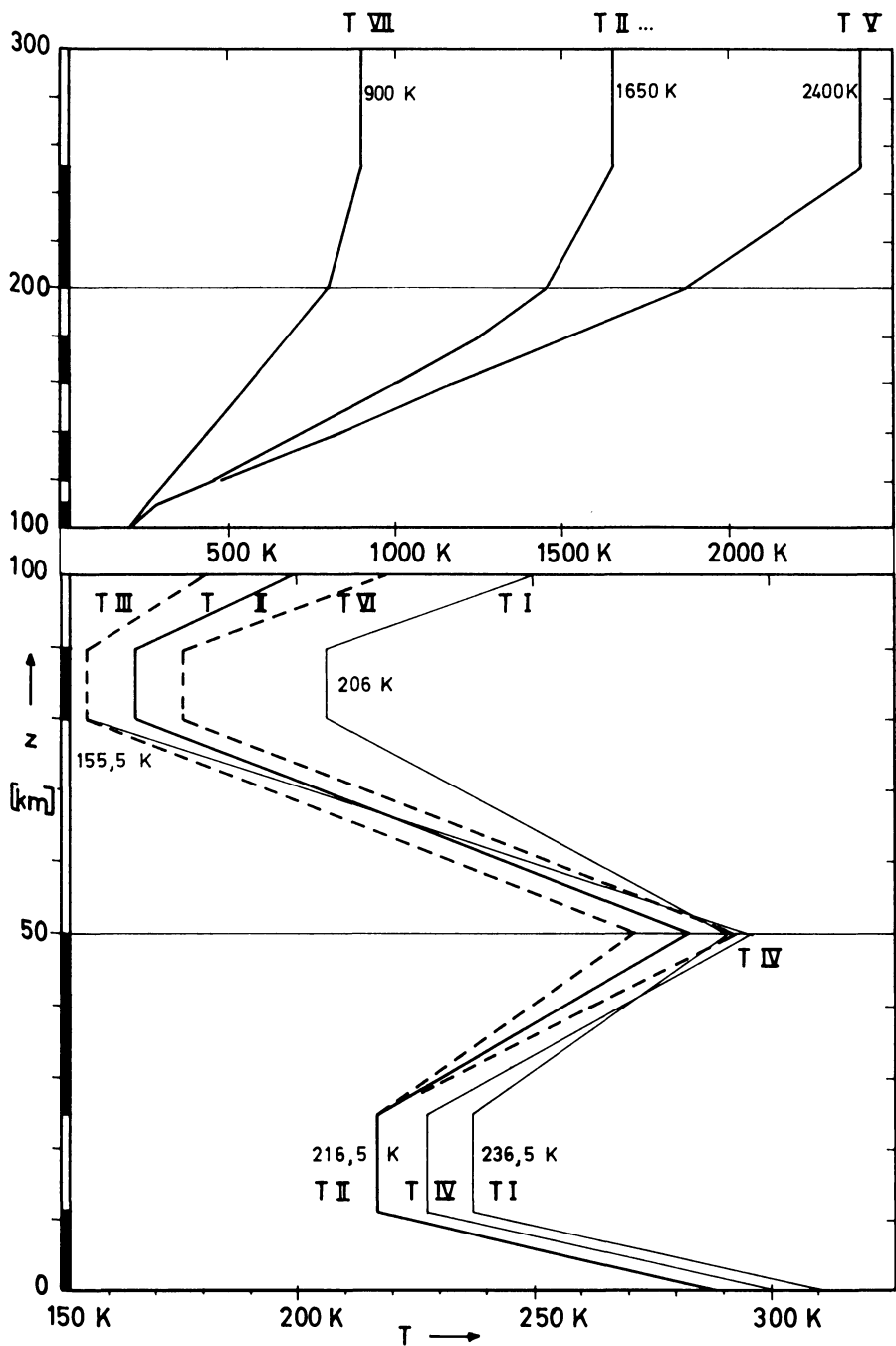
Parameter wurde bewußt vermieden, da gerade auch ihr Einfluß auf die Ergebnisse untersucht und eine möglichst vielseitig verwendbare Rechenmethode entwickelt werden sollte.

Zunächst zum Parameter σ : er wurde hier durchwegs als höhenunabhängige Konstante aufgefaßt, obwohl bodennahe Schichten eher ein isothermes Verhalten zeigen sollten (die Erde ist als Wärmereservoir großer Kapazität aufzufassen), höhere hingegen ein annähernd adiabatisches (vgl. BURKARD). Der Einfluß von σ läßt sich im allgemeinen bereits durch Behandlung der beiden Extremfälle ($\sigma=1$ bei isothermem, $\sigma=1,4$ bei adiabatischem Verhalten) zeigen.

Der Parameter $\alpha = (\dot{Y}/Y)_e$ ist die einzige Größe, die von der Breitenabhängigkeit bekannt sein muß, um die Höhenabhängigkeit berechnen zu können. Man kann zwei verschiedene Wege einschlagen, um zu α -Werten zu kommen: Im einen Fall benützt man Meßwerte, die für den Boden ja vorhanden sind, bestimmt die Breitenabhängigkeit und ermittelt daraus α . Dieses Verfahren würde mit den in der Literatur veröffentlichten Analysen der Breitenabhängigkeit (Darstellung durch einfache Funktionen, s. z. B. SIEBERT; HAURWITZ und COWLEY [1969]) Werte zwischen $-1,0$ und $-6,0$ ergeben. Verzichtet man hingegen auf einen Ausdruck für die gesamte Breitenabhängigkeit und betrachtet man nur die Umgebung des Äquators (was dem Problem angemessener ist), dann kann man α aus der Krümmung der (symmetrisch anzunehmenden) $\mathcal{Y}(0)-\Theta$ -Kurven am Äquator bestimmen. Wegen der starken Streuung, dem großen mittleren Fehler und der unzureichenden Dichte der Meßwerte sind auch hierbei nur Schätzungen möglich. Immerhin kann der Bereich $\alpha > -2,0$ mit Sicherheit ausgeschlossen werden. Gut begründet erscheinen α -Werte zwischen $-4,0$ und $-6,0$. — Die zweite Möglichkeit ist die Verwendung einer errechneten Breitenabhängigkeit. Hier bietet sich die Entwicklung nach Hough-Funktionen an, doch sollte bedacht werden, daß eine solche Entwicklung nur auf die durch Vernachlässigung der unterstrichenen Terme vereinfachten Bewegungsgleichungen anwendbar, hier also eigentlich nicht zulässig ist. Verwendet man die bei SIEBERT angegebenen Hough-Funktionen

Abb. 1: Überblick über die in dieser Arbeit verwendeten Temperaturprofile. Unterhalb 100 km sind die Profile T V und T VII identisch mit T II. Die Modelle T III und T VI unterscheiden sich nur oberhalb von 25 km von T II (kleinerer bzw. größerer Temperaturgradient zwischen 25 und 50 km). Profil T IV ist oberhalb 80 km mit T III identisch. Oberhalb 160 km sind die Profile T I bis T IV und T VI identisch, zwischen 100 und 160 km „Anpassung“ an den (für T II) dargestellten Verlauf. Beachte die Änderung der Abszissen- und Ordinatenmaßstäbe bei $z = 100$ km!

Fig. 1: The temperature-profiles used in this paper. The profiles T II, T V and T VII are identical above 100 km. The models T II, T III and T VI differ only above 25 km (different temperature-gradients between 25 km and 50 km). The profiles T III and T IV are identical above 80 km. The profiles T I to T IV and T VI are identical above 160 km, between 100 km and 160 km transition to the common profile, shown here for T II. Pay attention to the change of scales for the abscissa and for the ordinate at $z = 100$ km.



für die halbtägige lunare Tide, dann erhält man für die (dominierende) $\Theta_{2,2}^2$ -Funktion $\alpha = -5,47$. Es ist daher sinnvoll, den Bereich $-2,0 \geq \alpha \geq -6,0$ einer genaueren Untersuchung zu unterziehen, mit Konzentration auf das Intervall $-4,0 \geq \alpha \geq -6,0$.

Ein besonderes Problem ist darin zu sehen, das „richtige“ Temperaturprofil für die Berechnung der Gezeitenschwingungen zu finden. Es dürfen jedenfalls nur mittlere Verhältnisse in Betracht gezogen werden, doch lassen sich auch mit dieser Einschränkung sehr verschiedene Profile aus Meßdaten herleiten, da die Art der (räumlichen und zeitlichen) Mittelbildung nicht eindeutig bestimmt werden kann. Da die Temperatur über die Skalenhöhe eingeht, ist es zweckmäßig, von vornherein ein Skalenhöhe-Profil vorzugeben. Der besseren Übersichtlichkeit halber werden jedoch zur Kennzeichnung der verwendeten Profile Temperaturwerte verwendet, die nach der Beziehung $H = (R T_0) / (M g)$ unter der Annahme konstanter Erdbeschleunigung und konstanten mittleren Molekulargewichtes M (Bodenwerte) berechnet wurden. (R : allgemeine Gaskonstante). Zugrunde gelegt wurde für die folgenden Untersuchungen zunächst ein Profil (etwas willkürlich mit „T II“ bezeichnet), das bis 80 km ungefähr der (durch Gerade ausgeglichenen) ARDC-1959-Atmosphäre für mittlere (nördliche) Breiten entspricht. Ab etwa 90 km wurde an die mittlere CIRA-1965-Atmosphäre angeglichen, jedoch ab 250 km konstante Skalenhöhe mit allmählichem Übergang zu diesem Bereich angenommen. Aus diesem Profil wurden weitere Modelle durch Änderung verschiedener Merkmale (z. B. Bodentemperatur, Skalenhöhegradienten in verschiedenen Schichten, Verlauf oberhalb 100 km) konstruiert (T III bis T VII). Schließlich wurde noch ein Profil (T I) verwendet, das mehr tropischen Verhältnissen angepaßt ist. Für alle Profile wurden zu Zwecken der besseren Vergleichbarkeit die einmal eingeführten Schichtgrenzen beibehalten (Höhe der Tropopause etc.). Abbildung 1 zeigt einen Überblick über die Profile T I bis T VII. Am linken Rand ist die Einteilung in 14 Schichten mit konstantem Skalenhöhegradienten angedeutet.

3.1 Die Höhenabhängigkeit von \mathcal{Y} , w und v bei Annahme eines reellen zweiten Randwertes

Um ein (reelles) Höhenprofil für \mathcal{Y} (und damit auch für w und v) zu erhalten, muß man zunächst über den zweiten Randwert verfügen. Eine nähere Untersuchung zeigt sehr rasch, daß die Vorgabe von \mathcal{Y} -Werten in Bodennähe (z. B. Meßwerte) zu Profilen führt, die entweder nach Art einer Potenzfunktion zu negativen oder positiven Werten sehr stark mit der Höhe anwachsen oder einer (verzerrten) Funktion $\sin(a z + b) \cdot \exp(c z)$ mit positivem c (sowie konstanten a und b) ähnlich sind. Solche Lösungen werden natürlich zumindest von der Höhe an „falsch“, wo die Amplitude der Druckschwankung $|p_0 \sigma \mathcal{Y}|$ in die Größenordnung des statischen Druckes $p_0 = p_0(z)$ gerät. Außerdem würden bei $|\sigma \mathcal{Y}| > 1$ negative Momentanwerte für den Druck auftreten, was an sich schon physikalisch unmöglich ist. Eine Untersuchung mit Bodenwerten $10^{-5} \leq |\mathcal{Y}(0)| \leq 10^{-4}$ hat gezeigt, daß dieser Fall schon ab ca. 75 km Höhe eintreten kann.

Ein wesentlich günstigeres Bild zeigt für $\alpha \leq -3,0$ die Vorgabe von \mathcal{Y} -Werten im Bereich $z > 150$ km, was auch den in 2. angestellten Überlegungen besser gerecht

wird. Wählt man die obere Modellgrenze (300 km) als Vorgabehöhe, dann erhält man nahezu identische $\mathcal{Y}(z)$ -Profile unterhalb von etwa 120 km, wenn die Vorgabewerte im Intervall $-1,0 \leq \mathcal{Y}(300) \leq +1,0$ liegen, ja selbst die Profile für Vorgabewerte $\mathcal{Y}(300) = \pm 100$ (!) weisen unterhalb von etwa 80 km keine wesentlichen Unterschiede zu den erstgenannten Profilen auf (Abb. 2).

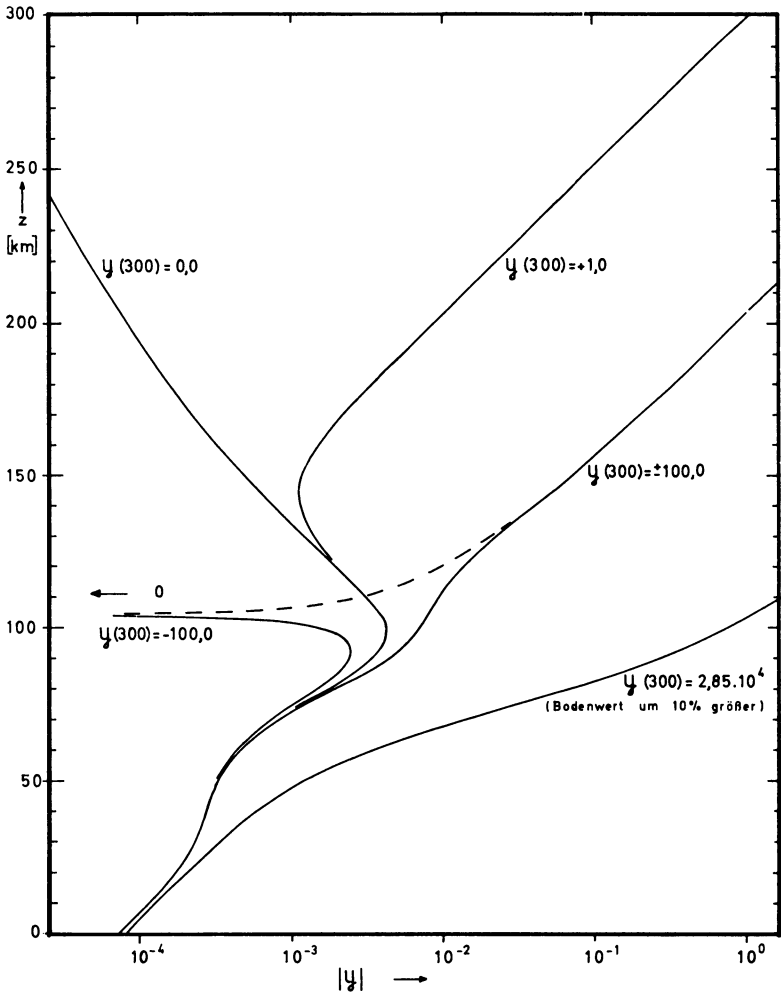


Abb. 2: Verlauf von $|\mathcal{Y}|$ in Abhängigkeit von der Höhe z . Logarithmischer Maßstab. Vorgegeben: Verschiedene $\mathcal{Y}(300)$ -Werte. Modell T II, $\alpha = -4,0$, $\sigma = 1,4$.

Fig. 2: $|\mathcal{Y}|$ versus height z . Logarithmic scale. Assumption of different values for $\mathcal{Y}(300)$. Modell T II, $\alpha = -4.0$, $\sigma = 1.4$.

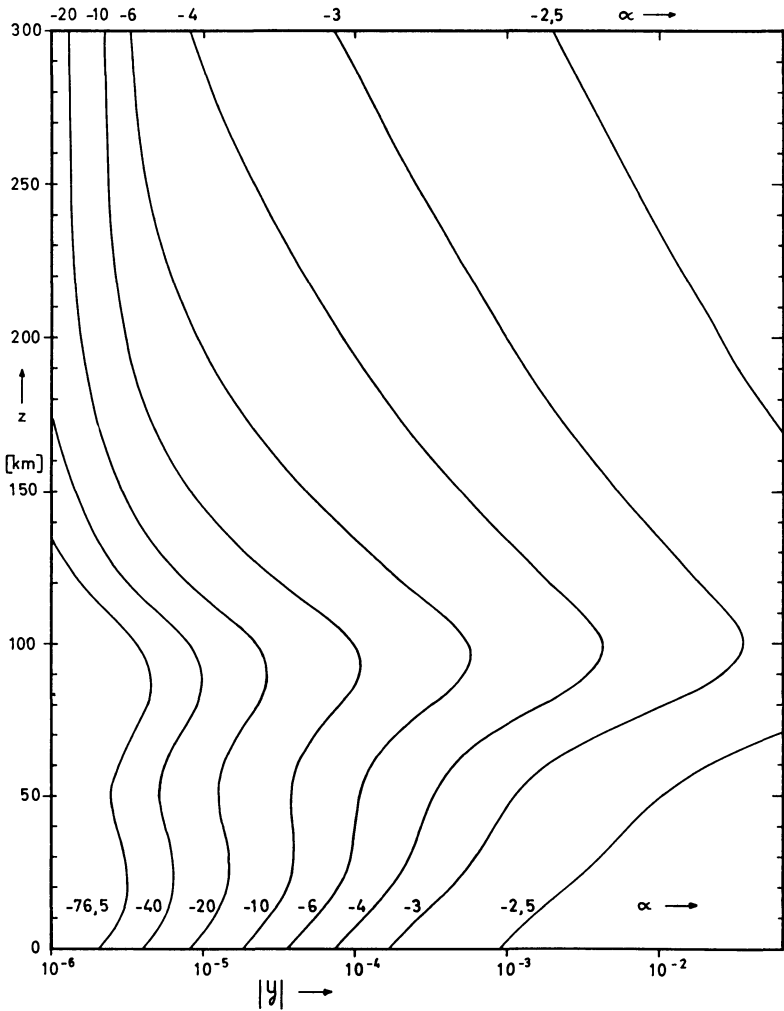


Abb. 3: Verlauf von $|y|$ in Abhängigkeit von der Höhe z . Logarithmischer Maßstab. Reelle Integrationskonstanten, „gebundene“ Profile. Modell T II, $\sigma=1,4$, Kurvenparameter: α -Werte. Alle y -Werte positiv.

Fig. 3: $|y|$ versus height z . Logarithmic scale. Real constants of integration, “bounded” profiles. Model T II, $\sigma=1.4$, parameter of the curves: α -values. All y -values are positive.

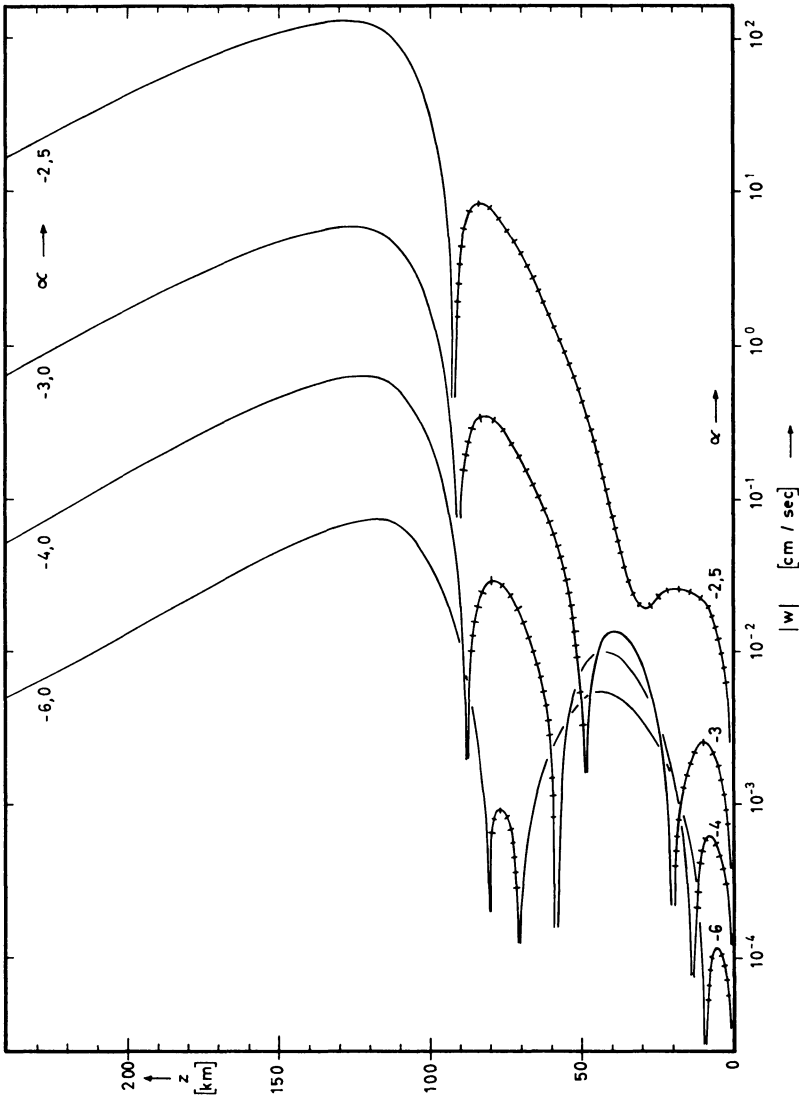


Abb. 4: Verlauf von $|w|$ in Abhängigkeit von der Höhe z . Logarithmischer Maßstab. Es liegen die Annahmen der Abb. 3 zugrunde. Gebiete mit negativen w -Werten sind durch Querstriche markiert.

Fig. 4: $|w|$ versus height z . Logarithmic scale. Assumptions as for fig. 3. Regions with negative w -values are marked by transverse dashes.

Die Vorgabe von \mathcal{Y} -Werten sprengt natürlich den Rahmen einer geschlossenen theoretischen Behandlung, wenn sie auch für die unteren Höhenbereiche einwandfreie Ergebnisse liefert: Die Lösungen für die Gezeitenbewegung müssen auch in sehr großen Höhen noch brauchbar sein. Dies trifft bei vorgegebenen \mathcal{Y} -Werten im allgemeinen nicht zu: Verfolgt man die Lösungen in immer größere Höhen, so wächst von einem bestimmten Punkt an die kinetische Energiedichte mit der Höhe über alle Grenzen. Es gibt aber für einen großen Bereich von α -Werten und Skalenhöhen-Profilen (in dem jedenfalls alle „realistischen“ Bedingungen enthalten sind) jeweils eine (und nur eine) „gebundene“ Lösung, bei der für $z \rightarrow \infty$ die mittlere kinetische Energiedichte der Gezeitenbewegung gegen Null geht, die also die obere Randbedingung erfüllen. Es läßt sich auf verhältnismäßig einfache Weise eine Bedingungsgleichung so formulieren, daß die damit bestimmten Höhenprofile die „gebundene“ Lösung im betrachteten Bereich ($z \leq 300$ km) sehr gut approximieren. Solche Lösungen wurden allen folgenden Betrachtungen zugrunde gelegt.

„Gebundene“ Profile wurden für verschiedene Temperaturmodelle, α - und σ -Werte sehr eingehend untersucht. Abb. 3 zeigt als Beispiel die Höhenabhängigkeit von \mathcal{Y} für verschiedene α und Temperaturprofil T II, Abb. 4 zeigt die zugehörige Höhenabhängigkeit für die Vertikalgeschwindigkeit w .

Von besonderem Interesse ist die Abhängigkeit der \mathcal{Y} - z -Kurven vom Temperaturprofil. Abb. 5 zeigt dafür ein Beispiel, dem $\alpha = -4,0$ (durchgezogene Kurven) und $\alpha = -3,0$ (strichlierte Kurven) zugrunde gelegt wurden. Man erkennt leicht, daß die Temperaturabhängigkeit für $\alpha = -3,0$ wesentlich größer ist, als für $\alpha = -4,0$. Dies ist, wie eingehende Untersuchungen gezeigt haben, allgemeiner gültig: die „Temperaturempfindlichkeit“ nimmt mit α ab. Ferner ist aus der Abbildung ohne weiteres ersichtlich, daß sich die einzelnen Profile in größeren Höhen viel stärker voneinander unterscheiden, als in Bodennähe. Für $\alpha = -4,0$ ist beispielsweise der Bodenwert $\mathcal{Y}(0)$ für das Temperaturprofil T I um 30,8% kleiner als der Bodenwert für T III, während sich in 100 km Höhe die entsprechenden \mathcal{Y} -Werte wie 1:22,7 verhalten.

Ein sehr interessantes Ergebnis liefert der Vergleich der \mathcal{Y} - z -Kurven für die Temperaturprofile T II, T V und T VII, die sich nur durch den Verlauf oberhalb 100 km unterscheiden (s. Abb. 1): alle drei Profile ergeben für $z < 90$ km praktisch dieselben \mathcal{Y} - z -Kurven. Dies ist um so bemerkenswerter, als ja das Verhalten von \mathcal{Y} auch in diesem Bereich durch Verfügen über die zweite (obere) Randbedingung vorgeschrieben wurde (Erzwingen einer „gebundenen“ Lösung). Im einzelnen betrachtet, unterscheiden sich die Bodenwerte für die drei Temperaturbereiche um weniger als 0,2%, in 90 km Höhe ist der \mathcal{Y} -Wert für T V (Grenztemperatur in 250 km beträgt 2400 K) um rund 11,8% kleiner als der Wert für T VII (Grenztemperatur 900 K). Auf die Gezeitenbewegung unterhalb der Mesopause hat also weder das Temperaturprofil der Thermosphäre einen nennenswerten Einfluß, noch die Wahl eines beliebigen oberen Randwertes.

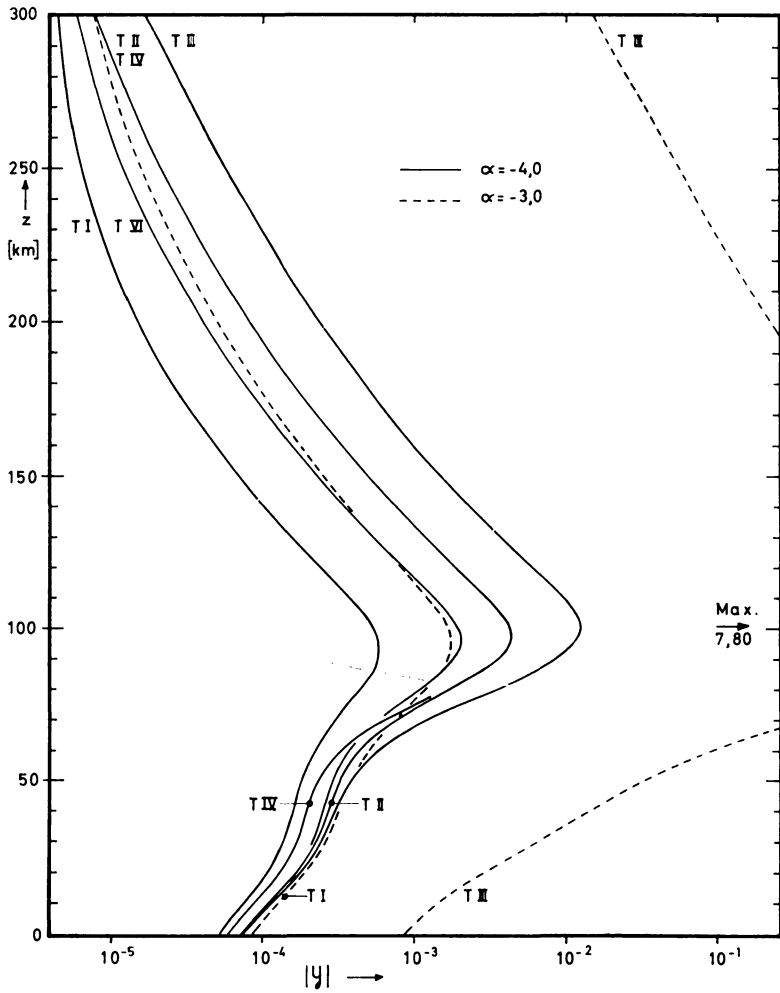


Abb. 5: Verlauf von $|\mathcal{Y}|$ in Abhängigkeit von der Höhe z . Logarithmischer Maßstab. Reelle Integrationskonstanten, „gebundene“ Profile, $\sigma=1,4$, $\alpha=-4,0$ (durchgezogene Kurven, Modelle T I bis T IV und T VI), $\alpha=-3,0$ (strichlierte Kurven, Modelle T I und T III). Alle \mathcal{Y} -Werte positiv.

Fig. 5: $|\mathcal{Y}|$ versus height z . Logarithmic scale. Real constants of integration, “bounded” profiles, $\sigma=1.4$, $\alpha=-4.0$ (full lines, models T I to T IV and T VI), $\alpha=-3.0$ (dashed, models T I and T III).

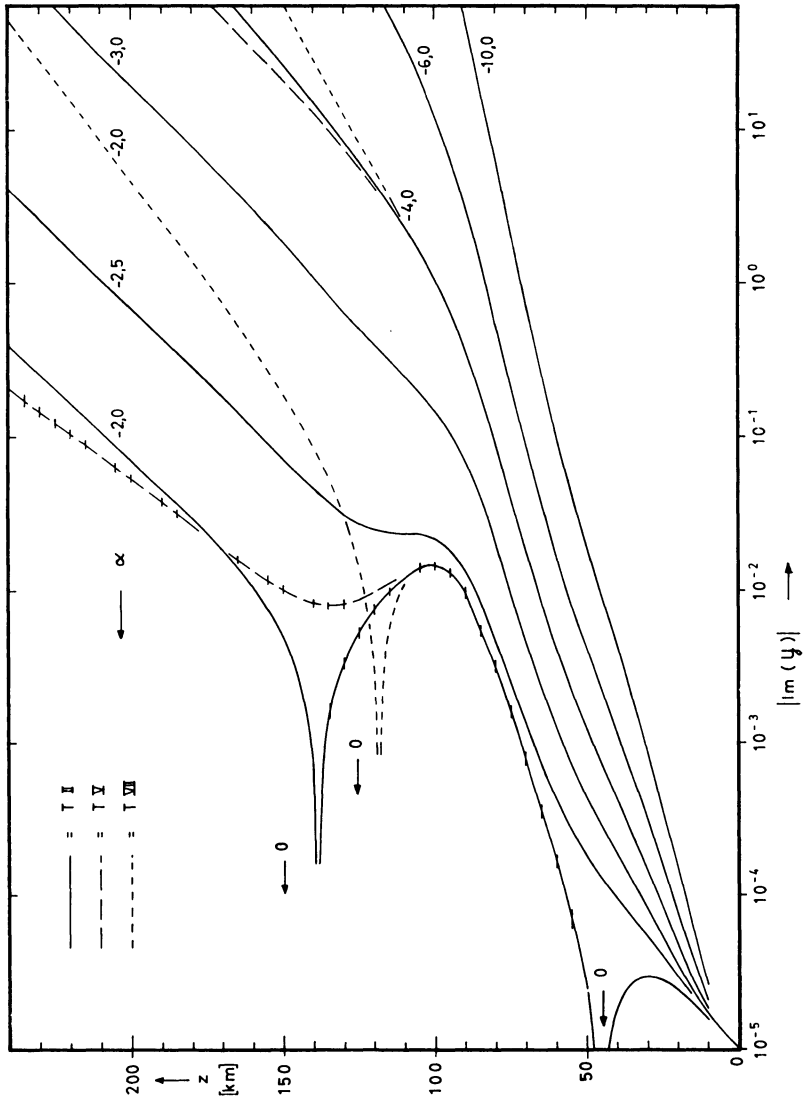


Abb. 6: Verlauf der Imaginärteile von $|\mathcal{B}|$ in Abhängigkeit von der Höhe z . Logarithmischer Maßstab. Kurvenparameter: α -Werte. Modell T II (durchgezogene Kurven), T V (lang strichliert), T VII (kurz strichliert). Gebiete mit negativen $\text{Im}(\mathcal{B})$ -Werten durch Querstriche markiert. Allen Kurven liegt dieselbe Annahme über die Bodenwerte zugrunde ($\text{Im}(\mathcal{B})(0) = 1,0 \cdot 10^{-5}$).

Fig. 6: Imaginary part of $|\mathcal{B}|$ versus height z . Logarithmic scale. Parameter of the curves: α -values. Models T II (full lines), T V (long dashes), T VII (short dashes). Regions with negative $\text{Im}(\mathcal{B})$ -values are marked by transverse dashes. All curves are founded on the same assumed values at $z=0$ ($\text{Im}(\mathcal{B})(0) = 1,0 \times 10^{-5}$).

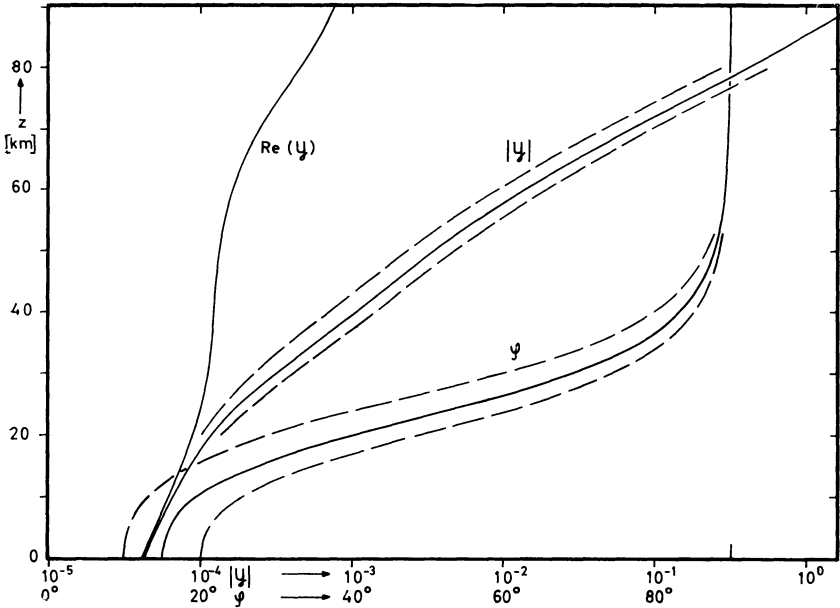


Abb. 7: Verlauf von Betrag und Phase für \mathcal{Y} in Abhängigkeit von der Höhe z . Bodenwert der Phase angenommen (15° : durchgezogene Kurven, 10° und 20° : strichlierte Kurven). Annahme eines „gebundenen“ Profils für den Realteil (sein Höhenprofil ist zum Vergleich mit eingezeichnet). Linearer Maßstab für die Phase, logarithmischer für den Betrag und den Realteil. Modell T II, $\alpha = -5,47$, $\sigma = 1,4$.

Fig. 7: Absolute values and phases of \mathcal{Y} versus height z . Assumption of phase-values at $z=0$ (15° : full lines, 10° and 20° : dashed). Assumption of a “bounded” profile for the real part (which is also represented for comparison). Linear scale for the phases, logarithmic scale for absolute values and for the real part. Model T II, $\alpha = -5.47$, $\sigma = 1.4$.

3.2 Komplexe Integrationskonstanten

Für „brauchbare“ α -Werte steigt $Im(\mathcal{Y})$ in der obersten Modellschicht immer exponentiell an. Dies wird in Abb. 6 an einigen Beispielen vorgeführt, wobei ein Bodenwert $Im(\mathcal{Y})(0) = 1,0 \cdot 10^{-5}$ (willkürlich) vorgegeben wurde.

Natürlich sind die in größeren Höhen auftretenden Werte wiederum unrealistisch, widersprechen verschiedenen Voraussetzungen und entbehren jeder physikalischen Bedeutung. Im Gegensatz zu den (gebundenen) Realteilen werden die $Im(\mathcal{Y})$ -Werte in einer bestimmten Höhe um so größer, je kleiner α wird.

Oberhalb 80 km sind jedenfalls im wichtigsten α -Bereich ($-6,0 \leq \alpha \leq -4,0$) keinerlei sinnvolle Aussagen aus $Im(\mathcal{Y})$ mehr möglich, hier versagt die zugrunde gelegte Betrachtungsweise. Beschränkt man sich auf darunter liegende Gebiete, dann erhält man durch Vorgabe des Bodenwertes der Phase und mit Verwendung der ge-

bundenen Lösung für den Realteil die in Abb. 7 für $\alpha = -5,47$ dargestellten Höhenfunktionen der Phase und des Betrages von \mathcal{U} .

Eine Entscheidung darüber, ob nicht schon in wesentlich geringeren Höhen die Berechnung der Imaginärteile durch Einfügen von Reibungstermen geändert werden muß, könnte nur mit Hilfe von Beobachtungswerten aus 50 bis 70 km Höhe erfolgen. Solche liegen aber derzeit noch nicht vor. Aus demselben Grund mußten für die Phase Meßwerte am Boden vorgegeben werden.

Abb. 8 zeigt die zu den Beispielen von Abb. 7 gehörenden Höhenprofile für Phasen und Beträge von w und v .

4. Vergleich der Ergebnisse mit Meßdaten

Ein besonderes Problem stellt die Suche nach Beobachtungsdaten dar, die zum Vergleich mit Rechnungen geeignet sind, mit Rechnungen, die in erster Linie auf das „mittlere“ Verhalten der Atmosphäre bei Gezeitenschwingungen abgestimmt werden und lokale Besonderheiten nicht berücksichtigen können. Die vorhandenen Meßdaten, die alle durch mühsame Analyse langjähriger Beobachtungsreihen gewonnen werden mußten (s. z. B. LINDZEN und CHAPMAN), streuen sehr stark von Station zu Station und sind mit großen mittleren Fehlern behaftet. Es sind (auch in Äquatornähe) deutliche Anomalien festzustellen, eine Längenabhängigkeit ist nicht auszuschließen, orographische Gegebenheiten dürften eine Rolle spielen, die Stationen sind alles andere als gleichmäßig verteilt u. s. w. Schließlich stammen die einzelnen Werte auch noch aus verschiedenen Beobachtungsperioden.

Nach der neuesten Zusammenstellung von Meßdaten (HAURWITZ und COWLEY [1969]) stehen aus einem Breitengürtel um den Äquator von 5° N bis 5° S nun die Meßwerte von neun Beobachtungsstationen zur Verfügung. Es scheint angebracht, die Druckschwankungsamplitude von vier hoch gelegenen Stationen (Seehöhe zwischen 1230 und 1830 m) auf Meeresebene zu reduzieren. Mit diesem Material erhält man über den angegebenen Breitengürtel einen Mittelwert von $76,5 \mu\text{bar}$ für die Druckschwankungsamplitude der halbtägigen lunaren Gezeiten. Jede Mittelwertbildung ist jedoch problematisch: der größte (reduzierte) Einzelwert beträgt $107,8 \mu\text{bar}$, der kleinste $47,8 \mu\text{bar}$! Die mittleren Fehler der Einzelwerte schwanken nach den Angaben bei HAURWITZ und COWLEY zwischen $\pm 2,3$ und $\pm 16,0 \mu\text{bar}$, die Beobachtungszeiträume zwischen 5 und 28 Jahren.

Nimmt man $76,5 \mu\text{bar} \pm 10\%$ mangels besser begründeter Daten als Äquator-Meßwert an, so ist diese Festlegung wenigstens in Einklang mit besonders zuverlässigen Einzelwerten aus Äquatornähe (z. B. Station Batavia in $5,8^\circ$ S mit einer Druckschwankungsamplitude von $(82,0 \pm 2,1) \mu\text{bar}$ aus einer 50jährigen Beobachtungsperiode).

Es ist nun interessant festzustellen, daß man mit Bodenwerten aus „gebundenen“ Höhenprofilen für den Realteil von \mathcal{U} (und Annahme eines Phasenwinkels von 15°) recht gute Übereinstimmung in einem „vernünftigen“ Bereich für die (vorzugebenden) α -Werte erhält: Im Falle adiabatischen Verhaltens ($\sigma = 1,4$) und für die Temperatur-

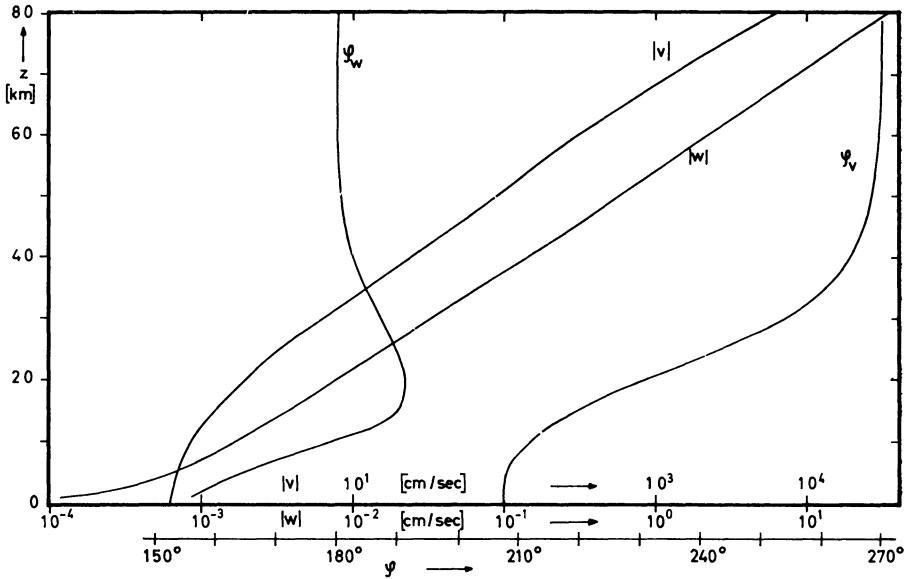


Abb. 8: Verlauf von Betrag und Phase für die Geschwindigkeitskomponenten v und w . Es liegen die Annahmen der Abb. 7 zugrunde. Logarithmische Maßstäbe für die Beträge, linearer Maßstab für die Phasen.

Fig. 8: Absolute values and phases of the velocity-components v and w . Assumptions as for fig. 7. Logarithmic scales for absolute values, linear scale for phases.

profile T II, T V, T VI, T VII stimmen die Bodenwerte im Intervall $-5,13 \leq \alpha \leq -4,57$ auf $\pm 10\%$ mit dem angegebenen Äquator-Meßwert überein. Mit einer geringfügigen Verschiebung gilt dieses Intervall auch für T III. Da für die Temperaturprofile T IV und T I etwas kleinere Bodenwerte errechnet werden (s. Abb. 5), wäre in diesen Fällen Übereinstimmung auf $\pm 10\%$ im Intervall $-4,64 \leq \alpha \leq -4,10$ bzw. $-4,31 \leq \alpha \leq -3,33$ festzustellen.

Die Bodenwerte, die man für $\alpha = -5,47$ (Hough-Funktion $\Theta_{2,2}^2$) erhält, fallen bei allen hier verwendeten Atmosphärenmodellen nicht mehr in den Bereich $76,5 \mu\text{bar} \pm 10\%$, sie sind etwas zu klein. Dieses Ergebnis ist deshalb von Bedeutung, weil angenommen werden muß, daß das tatsächliche Verhalten der Atmosphäre bei Gezeiten-schwingungen nicht rein adiabatisch ist. Nimmt man dementsprechend σ -Werte kleiner als 1,4 an, so erhält man größere Druckschwankungsamplituden, z. B. werden $76,5 \mu\text{bar}$ bei $\sigma \approx 1,3$ erreicht (Modell T II).

Der Vergleich mit Meßdaten zeigt auch, daß der Extremfall eines isothermen Verhaltens den Tatsachen nicht entsprechen kann: in diesem Fall ergibt die Rechnung $711 \mu\text{bar}$ für die Druckschwankungsamplitude. (Zugrunde gelegt sind wiederum: gebundenes Höhenprofil des Realteiles, ein Phasenwinkel von 15° am Boden, $\alpha = -5,47$, Modell T II).

Die vorstehenden Betrachtungen bedürfen noch einer Korrektur: Wenn man schon eine Breitenabhängigkeit nach Hough-Funktionen annimmt, dann muß man gleichzeitig berücksichtigen, daß jede einzelne Funktion nur die Breitenabhängigkeit einer Teilschwingung wiedergibt. (Die gesamte halbtägige lunare Tide wird als Summe über alle Teilschwingungen dargestellt.) Allerdings werden die Teilschwingungen mit höheren Indices (entsprechend $\Theta_{2,4}^2$, $\Theta_{2,6}^2$, ...) wesentlich schwächer angeregt, als die Grundschiwingung ($\Theta_{2,2}^2$). Nach SIEBERT gilt für die Entwicklung des Gezeitenpotentials nach Hough-Funktionen die Beziehung

$$P_2^2(\Theta) = \sin^2 \Theta \cdot \sqrt{3}/2 = 0,927 \Theta_{2,2}^2 + 0,230 \Theta_{2,4}^2 + 0,0584 \Theta_{2,6}^2.$$

Berücksichtigt man die Äquatorwerte

$$[(\Theta_{2,2}^2)_e \doteq 1,10, \quad (\Theta_{2,4}^2)_e \doteq -0,942, \quad (\Theta_{2,6}^2)_e \doteq 2,51],$$

dann verhalten sich die Anregungen am Äquator für die ersten drei Teilschwingungen wie 1:(-0,212):0,143.

Aus Abb. 3 ist weiters ersichtlich, daß bei gleicher Anregung (entsprechend dem gesamten Gezeitenpotential der lunaren halbtägigen Tide von 23 798,0 cm² sec⁻²) die Realteile von \mathcal{Y} für alle Höhen um so kleiner ausfallen, je kleiner α ist. Hough-Funktionen mit höheren Indices erreichen aber bald sehr kleine α -Werte.

$$(\text{Für } \Theta_{2,4}^2 \text{ wird } \alpha \doteq -37,8, \quad \text{für } \Theta_{2,6}^2 \text{ wird } \alpha \doteq -76,5).$$

Demgemäß findet man bei Berücksichtigung der Entwicklung des Gezeitenpotentials für die Bodenwerte der Teilschwingungsamplituden das Verhältnis

$$|\mathcal{Y}(0)|_2 : |\mathcal{Y}(0)|_4 : |\mathcal{Y}(0)|_6 = 1,0 : 0,0220 : 0,0072.$$

(Der Einfluß des Imaginärteiles wurde vernachlässigt; man könnte auch nicht feststellen, welche Phasenwinkel den Teilschwingungen am Boden zuzuteilen sind). Bereits der Anteil der zweiten Teilschwingung (Index 4) an der gesamten Druckschwankung beträgt also nur noch 2,2%. Da dies auch für $z > 0$ gilt (s. Abb. 3; die Imaginärteile werden weiterhin nicht berücksichtigt) ist es nachträglich durchaus gerechtfertigt, die Grundschiwingung allein als für die Gezeitenbewegung repräsentativ anzusehen. Es besteht also auch keine Veranlassung, die Annahme $\alpha = \text{konst.}$ zugunsten einer Höhenabhängigkeit dieses Parameters aufzugeben.

5. Der Einfluß von Vernachlässigungen in den Bewegungsgleichungen

Wie schon eingangs erwähnt, sollte auch überprüft werden, wie sich die „üblicherweise“ vernachlässigten unterstrichenen Terme auf die berechneten Höhenprofile aus-

wirken. Dies kann sehr leicht durchgeführt werden: es ist lediglich die Rechenvorschrift für die Koeffizienten e_{ij} der Gl. (6) zu ändern, während das übrige Verfahren gleich bleibt. Zur Unterscheidung sei der vollständige Ansatz der Bewegungsgleichungen mit „Ansatz A“, der genäherte (Vernachlässigung der unterstrichenen Terme) mit „Ansatz B“ bezeichnet. Nun sind noch weitere Näherungen üblich, die letztlich einer Vernachlässigung von Gliedern mit höheren Potenzen in ζ gleichkommen. Ausgehend von Ansatz B wurde daher noch eine dritte Form der Differentialgleichung (6) verwendet: alle Glieder mit Potenzen größer als 2 in ζ wurden gleich Null gesetzt („Ansatz C“). Zum Vergleich: die meist verwendete Vernachlässigung von z/a gegen 1 würde etwa Ansatz C entsprechen mit zusätzlichen leichten Änderungen in den bestehenden bleibenden Koeffizienten von (6). Ansatz C ist also etwas genauer als diese viel gebrauchte Näherung.

Es wurden zahlreiche Überprüfungen durchgeführt, denen verschiedene Modelle zugrunde lagen. Sofern entweder gebundene Lösungen verwendet, oder zur Festlegung des zweiten Randwertes \mathcal{Y} an der Modellgrenze angenommen wurde, stimmen die nach den Ansätzen A, B und C berechneten Resultate auf besser als 5% überein. Die Näherung nach Ansatz C ist (trotz größerer Vernachlässigung) stets besser als die Näherung nach Ansatz B.

Erhebliche und verfälschende Abweichungen können hingegen auftreten, wenn die zweite Randbedingung über \mathcal{Y} -Werte in Bodennähe festgelegt wird. Wie aber bereits gezeigt, sind Resultate, die mit solchen Annahmen gewonnen wurden, ohnedies abzulehnen, da sie zu exponentiell mit der Höhe anwachsenden Energiedichten führen.

Die genäherten Ansätze B und C sind also mit entsprechender Vorsicht und unter Verzicht auf größere Genauigkeit anstelle des vollständigen Ansatzes A zu verwenden. Bei der in dieser Arbeit dargestellten Rechenmethode bringen die Ansätze B und C keine wesentlichen Vereinfachungen des Rechenganges und keine wesentliche Verringerung der Rechenzeit.

Anerkennung

Der Autor möchte auch an dieser Stelle Prof. Dr. Otto Burkard für die Förderung dieser Arbeit, für wertvolle Anregungen und fruchtbringende Diskussionen Dank sagen.

Die numerischen Auswertungen erfolgten mit der elektronischen Rechanlage des Rechenzentrums Graz (UNIVAC 494, Programmsprache ALGOL). Es wurden ausschließlich eigene Programme verwendet.

Anmerkung

Eine ausführlichere Beschreibung der verwendeten Rechenmethode und ihrer Herleitung, sowie weitere Ergebnisse werden in den Sitzungsberichten der Österreichischen Akademie der Wissenschaften veröffentlicht werden.

Literatur

- BARTELS, J.: Gezeitenkräfte, in: Handbuch der Physik, Bd. 48 (Geophysik II) (Hg.: S. Flügge), 734–774, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1957
- BURKARD, O.: Ein neuer Lösungsansatz zum Gezeitenproblem in der Atmosphäre. Acta Physica Austriaca 27, 186–194, 1968
- CHAPMAN, S. und K. C. WESTFOLD: A comparison of the annual mean solar and lunar atmospheric tides in barometric pressure, as regards their worldwide distribution of amplitude and phase. J. Atmosph. Terr. Phys., 8, 1–23, 1956
- ECKART, C.: Hydrodynamics of Oceans and Atmospheres. Pergamon Press, Oxford, 1960
- HAURWITZ, B. und A. D. COWLEY: The Lunar Barometric Tide, Its Global Distribution and Annual Variation. PAGEOPH 77, 122–150, 1969/VI
- KERTZ, W.: Atmosphärische Gezeiten, in: Handbuch der Physik, Bd. 48 (Geophysik II) (Hg.: S. Flügge), 928–981, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1957
- LINDZEN, R. und S. CHAPMAN: Atmospheric Tides. Space Science Reviews 10/1, 3–188, 1969
- SIEBERT, M.: Atmospheric Tides. Advances in Geophysics (Hg.: H. E. Landsberg, J. van Mieghem) Bd. 7, 105–187, New York-London 1961
- Anmerkung: Ausführliche Literaturverzeichnisse und Hinweise von historischem Interesse finden sich bei LINDZEN und CHAPMAN, sowie (natürlich nur ältere Arbeiten berücksichtigend) bei KERTZ und bei SIEBERT.

Paleomagnetic Age Determination of the Rochechouart Impact Structure (France)

J. POHL und H. SOFFEL, München¹⁾

Eingegangen am 29. Juli 1971

Summary: Gneiss and granite breccias in the area of Rochechouart (south central France), formerly thought to be of volcanic origin, have recently been shown by F. KRAUT to be probably impactites of a fossil meteorite crater. Oriented samples of several different kinds of breccias were collected at 8 localities for paleomagnetic measurements. Only fresh samples, containing glass, from 4 localities (Montoume, Chassenon a, b, c, 33 samples, 130 specimens) could be used for the measurements ($J_{NRM} > 10^{-6}$ G): $\bar{J}_{NRM} = 0,5$ mG, $i = -34,8^\circ$, $d = 226,4^\circ$, $k = 310$, $\alpha_{95} = 4^\circ$, $Q > 10$. The mean coordinates of the sampling localities are: $0,8^\circ$ E, $45,8^\circ$ N. Virtual geomagnetic pole position, northern hemisphere: 110° E, 44° N. This suggests a Triassic, may be upper Triassic, age for the impactites and thus also for the origin of the Rochechouart impact structure. The stability of the remanent magnetization was checked by ac-demagnetization and THELLIER-test. The very small scatter of the results before and after ac-demagnetization is remarkable. This may be characteristic of the NRM of impactites and has also been found in other impactites as for example in the case of the suevites of the Ries Crater (Germany).

Résumé: Dans la région de Rochechouart (Départements Haute Vienne et Charente, France) on trouve des brèches de gneiss et de granite qui jusqu'à présent étaient généralement supposées d'origine volcanique. Récemment F. KRAUT a pu cependant montrer que ces brèches sont très probablement des impactites d'un ancien cratère de météorite. Pour des mesures paléomagnétiques des échantillons orientés des différentes sortes de ces brèches ont été collectionnés dans 8 endroits différents. Seulement des échantillons peu altérés des brèches contenant du verre de 4 localités (Montoume, Chassenon a, b, c, 33 échantillons, 130 spécimens) ont donné des résultats utilisables ($J_{NRM} > 10^{-6}$ G): $\bar{J}_{NMR} = 0,5$ mG, $i = -34,8^\circ$, $d = 226,4^\circ$, $k = 310$, $\alpha_{95} = 4^\circ$, $Q > 10$. Les coordonnées moyennes des endroits d'échantillonnage sont: $0,8^\circ$ E et $45,8^\circ$ N. La position du pôle géomagnétique virtuel calculée à partir de la direction de l'aimantation rémanente naturelle est donnée par: 110° E, 44° N, hémisphère nord, ce qui suggère une origine triassique, peut être triassique supérieur, pour ces brèches et par conséquent pour la structure de Rochechouart. La stabilité de l'aimantation rémanente naturelle fut contrôlée par désaimantation progressive en champ alternatif et par le test de THELLIER. La stabilité de l'aimantation rémanente naturelle est remarquable, de même que la très faible dispersion des résultats avant et après la désaimantation en champ alternatif. Ceci semble être caractéristique pour des impactites. Des résultats analogues ont par exemple été obtenus avec des impactites (suévite) du cratère de météorite du Ries (Allemagne).

¹⁾ Dr. J. POHL und Universitätsdozent Dr. H. SOFFEL, Institut für Angewandte Geophysik der Universität München, D-8 München 2, Theresienstr. 41.

Zusammenfassung: Im Gebiete von Rochechouart (Süd-West-Frankreich) werden Brekzien gefunden, die bisher allgemein als vulkanische Brekzien angesehen wurden. Vor kurzem konnte F. KRAUT jedoch zeigen, daß diese Brekzien sehr wahrscheinlich Impaktite eines fossilen Meteoritenkraters sind. Für paläomagnetische Messungen wurden orientierte Proben der verschiedenen Arten der Brekzie in 8 Lokalitäten gesammelt. Nur frische, glashaltige Proben aus 4 Vorkommen (Montoume, Chassenon a, b, c, 33 Proben, 130 Einzelkerne) lieferten brauchbare Ergebnisse ($J_{NRM} > 10^{-6}$ G): $\bar{J}_{NRM} = 0,5$ mG, $i = -34,8^\circ$, $d = 226,4^\circ$, $k = 310$, $\alpha_{95} = 4^\circ$, $Q > 10$. Die mittleren Koordinaten der Probenfundpunkte sind: $0,8^\circ$ E, $45,8^\circ$ N. Die Lage des virtuellen geomagnetischen Poles ist: 110° E, 44° N. Dies deutet hin auf ein triassisches, eventuell obertriassisches Alter der Brekzien und damit ebenfalls der Struktur von Rochechouart. Die Stabilität der natürlichen remanenten Magnetisierung wurde durch Wechselfeld-Entmagnetisierung und durch den THELLIER-Test kontrolliert. Bemerkenswert ist die geringe Streuung der remanenten Magnetisierung, sowohl vor als nach der Wechselfeld-Entmagnetisierung. Ähnlich geringe Streuungen wurden auch bei den Impaktiten (Suevit) des Ries-Kraters gefunden.

Introduction

The Rochechouart "Impact Structure" consists mainly of unusual breccias, which are found in numerous outcrops in an area of about 12 by 13 km² near the town of Rochechouart in southern central France (Fig. 1). The rocks underlying the breccias are the crystalline basement rocks of Hercynian age in the western part of the Massif Central. Geologists, who have investigated the breccias for over 100 years, generally thought that they were of volcanic origin. However a few years ago KRAUT [1967] found that the breccias possess characteristic shock-metamorphic features and he proposed that they are remnants of an ancient meteorite impact structure. The structure is supposed to be deeply eroded and is no longer visible topographically. More detailed descriptions of the site and of the breccias have since been published by KRAUT [1969a, 1969b], KRAUT, SHORT and FRENCH [1969], FRENCH and KRAUT [1971]. The history of the discovery and the interpretation of these breccias has a strange similarity to that of the suevite breccia in the Ries Crater, South Germany [Bayer. Geol. Landesamt 1969, KRAUT 1969b].

The good paleomagnetic results which had been obtained with the suevite impact breccia from the Ries Crater [ANGENHEISTER and POHL 1964, POHL 1965] suggested a similar investigation of the breccias of the Rochechouart structure. It was also hoped to get some additional information about the age of the structure which is not well known. An upper limit of the age of the structure is given by the age of the Hercynian orogeny (300 m.y.) which formed the underlying basement.

Sampling

The breccias can be divided into two main groups [KRAUT 1969b, FRENCH and KRAUT 1971]: (i) the lithic breccia of Rochechouart and shocked and brecciated autochthonous basement rocks. This kind of breccia contains no glassy parts. (ii) The glass containing impact melt breccia of Babaudus, the red welded breccia of Montoume and the glassy breccia of the Chassenon type. These three types of breccia contain important amounts of generally altered or devitrified glass.

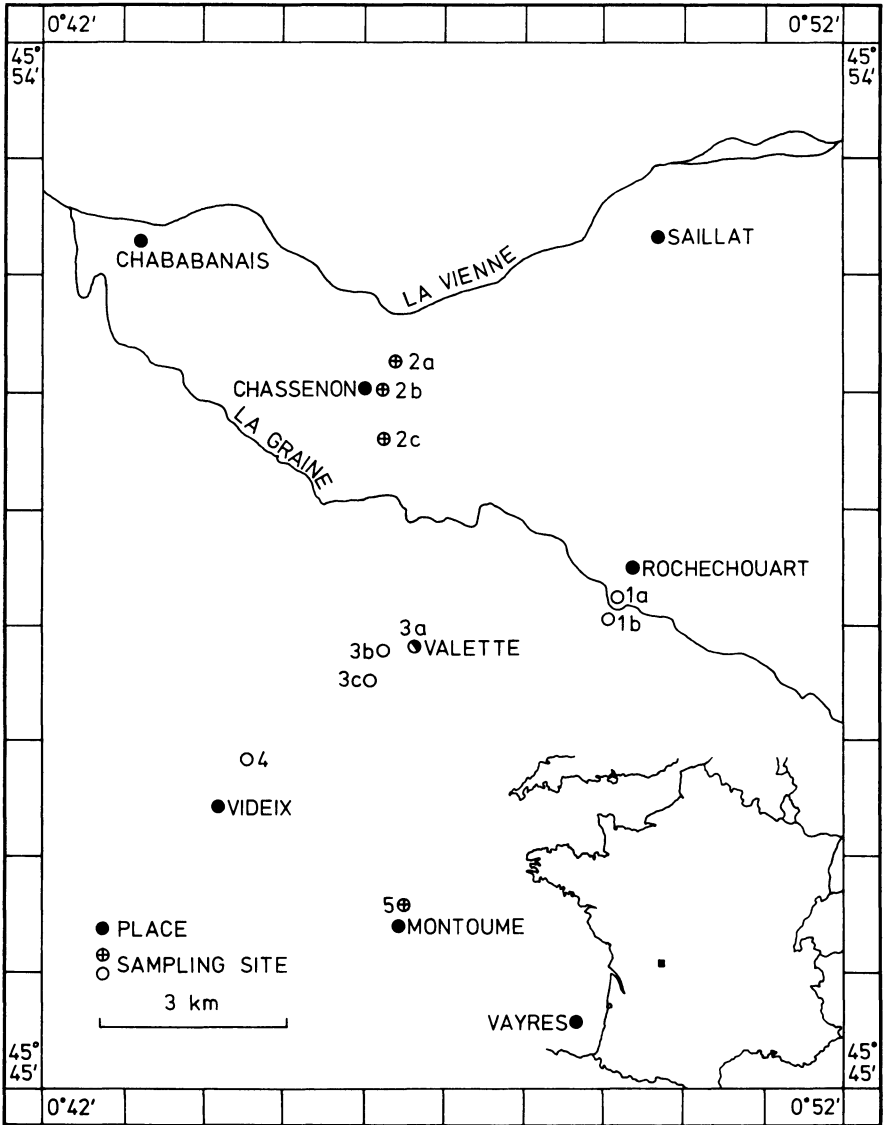


Fig. 1: Location of the Rochechouart impact site and of the sampling sites.

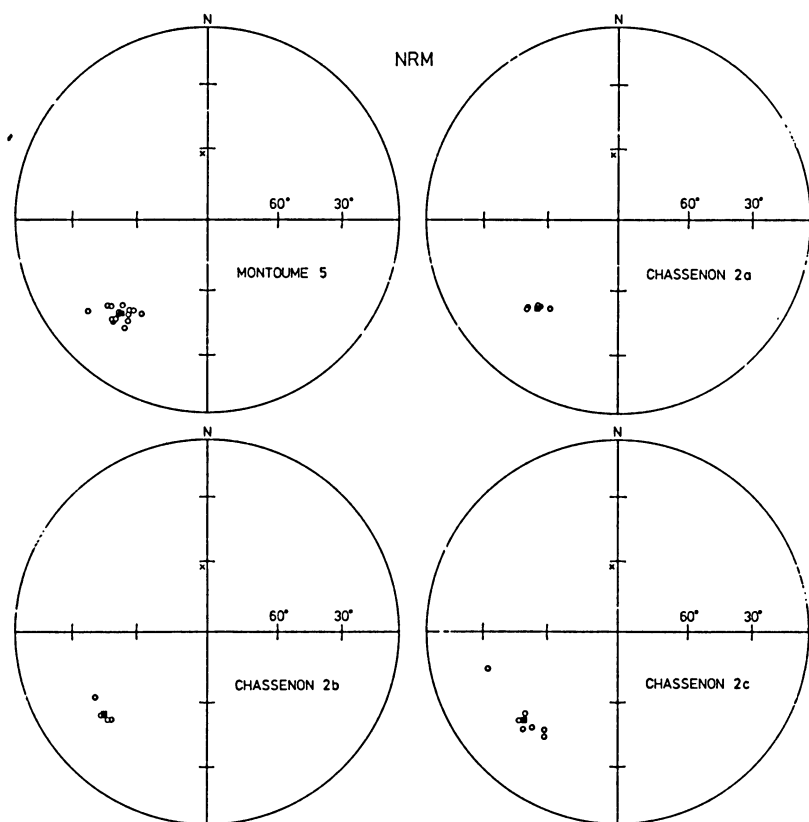


Fig. 2: Natural remanent magnetization of the samples. Equal area stereograms. \times = present field direction.

Oriented samples of the different types of breccia have been collected. The location of the sampling sites is shown in Fig. 1. Sampling was made with a portable diamond core-drill and the orientation was carried out with a compass taking account of the declination of the earth's field in south-west France (6° W). Only the samples obtained from the glass containing breccia of Montoume and from three different localities in the vicinity of Chassenon could be used for the magnetic measurements with the available spinner magnetometer.

The impact melt samples of Babaudus were too weakly magnetized probably mainly due to the alteration of the samples which were collected on a strongly weathered surface. The magnetization of the lithic breccia of Rochechouart was also too weak to be measured ($< 10^{-6}$ G).

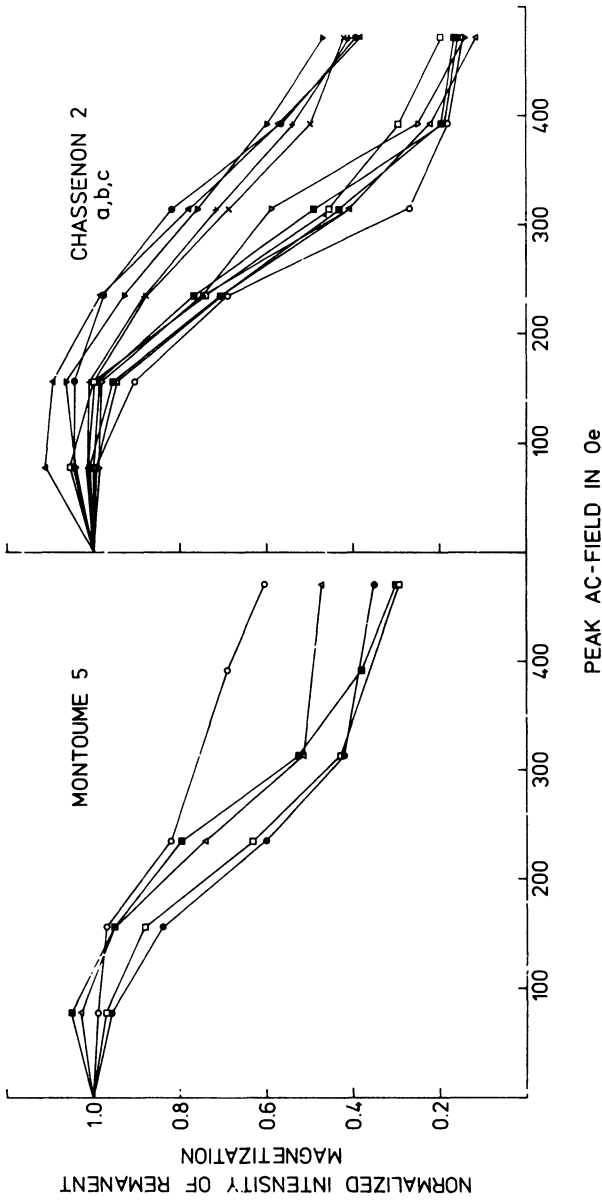


Fig. 3: Ac-demagnetization. Variation of the intensity of the natural remanent magnetization.

Natural Remanent Magnetization

The results of the measurements of the natural remanent magnetization for the different localities and the mean values are shown in Table 1 and in equal area stereograms in Figs. 2 and 4. — The Q -ratios are generally greater than 10. — A correction for tectonic movements is not possible since there is no information about such movements in the region. The small variations of the directions of the remanent magnetization in the different localities suggest that tilting movements between the localities are not important. Vertical displacements are possible [FRENCH and KRAUT 1971].

Table 1: Palaeomagnetic Results from Rochechouart (France)

Locality	Samples	Specim.	J_{NRM} (mG)	i	d	k	α_{95}	
Chassenon	2a (rte de Saillat)	5	21	1.49	-38.5°	222.8°	402	3.1°
	2b (carrière)	5	18	0.03	-32.2°	232.1°	389	3.2°
	2c (carrière romaine)	7	12	0.39	-34.2°	227.9°	42	8.2°
Montoume	5	16	79	0.12	-33.9°	222.5°	163	2.7°
Mean values	33	130	—	-34.8°	226.4°	310	4.0°	
Mean coordinates		Long.			Lat.			
Sampling site		0.8° E			45.8° N			
Pole position (VGP) (northern hemisphere)		110° E			44° N			

Polarity: reversed

Stability

Good stability of the remanent magnetization is suggested by the small scattering of the directions in the different specimens and samples, especially since the direction of the remanent magnetization deviated strongly from the direction of the present geomagnetic field in the region. Repeated measurements of 16 specimens of the 4 localities after 6 month storing in the earth's magnetic field with random orientation (THELLIER-test) yielded the same results (Table 2). Results for stepwise ac-demagnetization up to peak ac-fields of 470 Oe are also shown in table 2. The changes of the intensity of the remanent magnetization are shown in Fig. 3. Three specimens were magnetized by error in a field of several hundred Oe. The resulting isothermal remanent magnetization, which was about 30 times stronger than the NRM, could be removed by the ac-field of 470 Oe. The direction of the original NRM reappeared again at this demagnetizing field intensity.

The results of these measurements indicate that the NRM is stable. The mean directions of the remanent magnetization change very little and therefore the inclination and declination of the NRM were used for the calculation of the pole position

Table 2: Stability (16 specimens, mean values).

	<i>i</i>	<i>d</i>	<i>N</i>	<i>k</i>	α_{95}
Repeated measurements					
Oct 1970	-36°	225°	16	97	3.6°
Mar 1971	-37°	225°	16	84	3.8°
Ac-demagnetization (peak ac-field)					
0 Oe	-37°	225°	16	84	3.8°
157 Oe	-39°	223°	16	121	3.2°
314 Oe	-37°	223°	16	82	3.9°
471 Oe	-35°	230°	16	45	5.2°

(Table 1). It is probable that the slightly larger scattering of the data after demagnetization with 470 Oe is due to incomplete cancelling of magnetic field variations which are present in the laboratory.

Pole Position

The co-ordinates of the virtual geomagnetic pole which were calculated from the inclination and the declination of the NRM, are indicated in Table 1 and the location is shown in Fig. 4. The error angles calculated from the angle of confidence α_{95} are $dp=2.6^\circ$ and $dm=4.6^\circ$. If it is assumed that the breccias were formed by the impact of a meteorite, then their NRM should be an almost instantaneous record of the then existing earth's magnetic field. Processes which can lead to the acquisition of a remanent magnetization in impact breccias have been described by POHL [1971] and it can be concluded that the averaging effect of the secular variation can in many cases be excluded. The small variations of the directions may even be an indication that the different breccias were formed within a short time interval of about 50–100 years.

Limits for the probable pole position of the mean dipole axis within a certain time interval may be estimated by adding $\pm 10^\circ$ and $\pm 20^\circ$ to inclination and declination, respectively, and by calculating then the corresponding pole positions. The results are shown as dashed lines in Fig. 4. It is of course assumed that the impact did not occur during a reversal of the earth's magnetic field.

Paleomagnetic Age Determination

In Fig. 4 part of the apparent polar wandering curve for Europe from two recent publications are shown [HOSPERS and VAN ANDEL 1968, LARSON and LAFONTAINE 1969]. A possible Jurassic pole position from KRS [1966] has been added. From the pole positions of the Rochechouart breccias and the secular variation areas a Triassic to Jurassic age is suggested for the formation of the impact breccias. An Upper Triassic age seems the most probable (180–200 m.y. [KULP 1961]). This is in agreement with

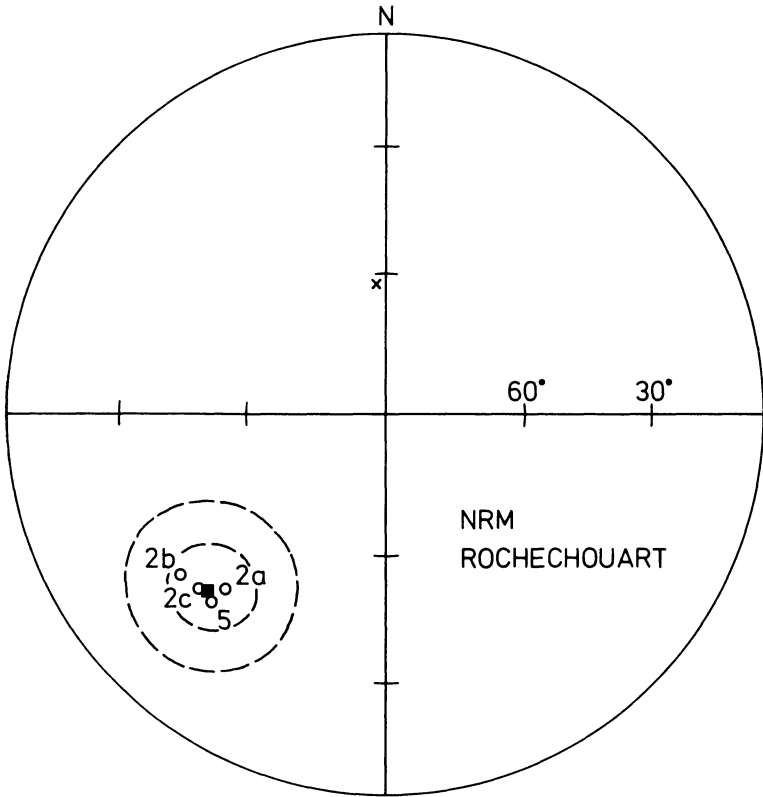
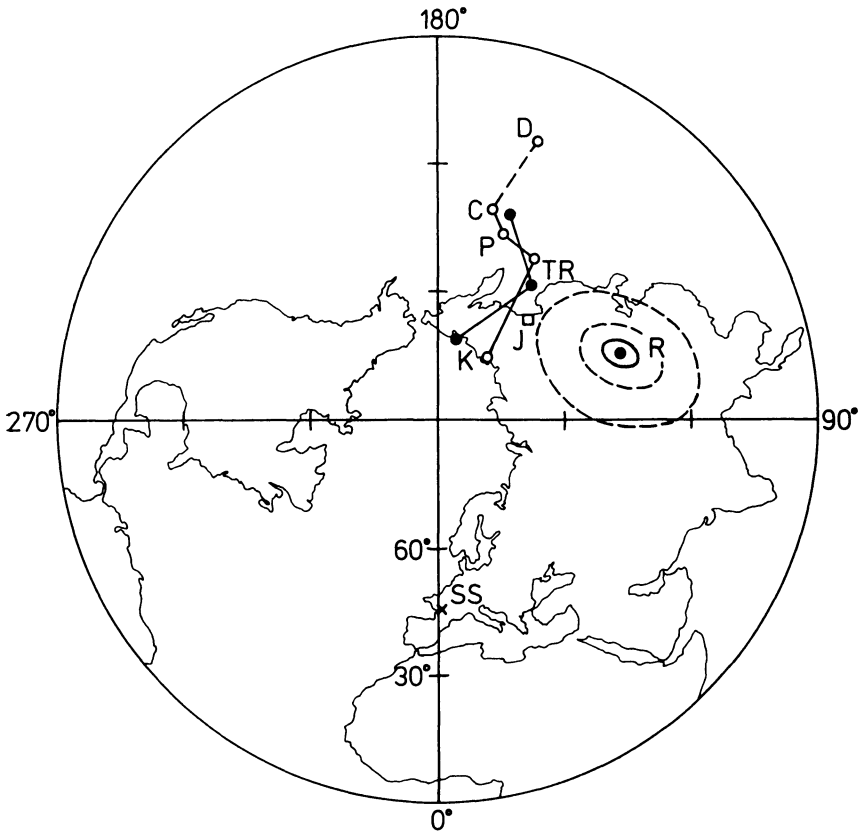


Fig. 4: a) Natural remanent magnetization, mean values. Equal area stereograms. \times = present field direction. Numbers indicate sampling sites. Dashed lines indicate assumed secular variations of the inclination and the declination of $\pm 10^\circ$ and $\pm 20^\circ$.
 b) Location of the sampling site (SS) and the corresponding virtual geomagnetic pole (R). Dashed lines delimit the areas of the possible pole positions calculated from the assumed secular variations. Two apparent polar wandering curves for Europe from HOSPERS and VAN ANDEL [1968], open circles, and from LARSON and LAFONTAIN [1970], full circles, are shown. A possible Jurassic pole position taken from KRS [1969] has been added (open square). D = Devonian, C = Carboniferous, P = Permian, TR = Triassic, J = Jurassic, K = Cretaceous.

some preliminary results from radiometric age determinations. Preliminary results of K-Ar age determinations on the Babaudus impact melt give values of 154–173 m.y. as probable minimum values (determination by HARTUNG, HOUSTON, cited in FRENCH and KRAUT [1971] and personal communication by FRENCH [1971]). A preliminary fission track age of glasses from the Chassenon breccia is about 200 m.y. [STORZER, personal communication 1970].



Rotation of Spain

Declination and inclination of the NRM of the breccias from the Rochechouart impact site confirm the Mesozoic field direction for stable Europe for a region which is situated only a few hundred kilometers from the Iberian Peninsula. They thus support the idea of a rotation of Spain which is suggested by the deviating directions of remanent magnetization of Triassic rocks from the Iberian Peninsula [VAN DONGEN 1967, VAN DER VOO 1967, 1969].

Acknowledgement

The investigations were made at the Institut für Angewandte Geophysik of the University of Munich. We thank its director, Prof. G. ANGENHEISTER for his support. Special thanks are due to Prof. F. KRAUT for his extreme kindness during a joint field trip which allowed us to collect the rocks at the most interesting and suitable outcrops.

Many thanks are also due to Prof. E. PREUSS for helpful suggestions and to Dr. B. FRENCH and Dr. D. STORZER for informations on the radiometric age determinations. Dr. I. HEDLEY kindly read the manuscript. The work was supported by the Deutsche Forschungsgemeinschaft.

References

- ANGENHEISTER, G., and J. POHL: The remanent magnetization of the suevite from the Ries area (Southern Germany). *Z. Geophys.* 30, 258–259, 1964
- Bayer. Geolog. Landesamt: Das Ries. *Geologica Bavarica* 61, 478 p., München 1969
- FRENCH, B. M., and F. KRAUT: The Rochechouart Meteorite Impact Structure, France. In press 1971
- HOSPERS, J., and S. I. VAN ANDEL: Palaeomagnetic data from Europe and North America and their bearing on the origin of the North Atlantic Ocean. *Tectonophysics* 6, 475–490, 1968.
- IRVING, E.: *Paleomagnetism*. John Wiley & Sons, Inc., New York 1964
- KRAUT, F.: Sur l'origine des clivages du quartz dans les brèches "volcaniques" de la région de Rochechouart. *C. R. Acad. Sc. Paris* 264, 2609–2612, 1967
- KRAUT, F.: Quelques remarques relatives aux brèches de Rochechouart, Chassenon (Haute-Vienne, Charente) et aux suévites du Ries (Région de Nördlingen, Allemagne). *C. R. Acad. Sc. Paris* 269, 1163–1165, 1969
- KRAUT, F.: Sur la présence de cônes de pression ("shatter cones") dans les brèches et roches éruptives de la région de Rochechoart. *C. R. Acad. Sc. Paris* 269, 1486, 1969
- KRAUT, F., N. M. SHORT, and B. M. FRENCH: Preliminary report on a probable meteorite impact structure near Chassenon, France. *Meteoritics* 4, 490, 1969
- KRS, M.: *Paleomagnetismus*. 202 p., Academia, Praha 1969
- KULP, J. L.: Geologic Time Scale, *Science* 133, 1105–1114, 1961
- LARSON, E. E., and L. LAFOUNTAIN: Timing of the breakup of the continents around the Atlantic as determined by paleomagnetism. *Earth Planet. Sci. Letters* 8, 341–351, 1970
- POHL, J.: Die Magnetisierung der Suevite des Rieses. *N. Jb. Mineral., Mh.* 9–11, 268–276, 1965
- POHL, J.: On the origin of the magnetization of impact breccias on Earth. *Z. Geophys.* 37, 121–129, 1971
- VAN DER VOO, R.: The rotation of Spain: Palaeomagnetic evidence from the Spanish Meseta. *Palaeogeography, Palaeoclimatol., Palaeocol.* 3, 393–416, 1967
- VAN DER VOO, R.: Palaeomagnetic evidence for the rotation of the Iberian Peninsula. *Tectonophysics* 7, 5–56, 1969
- VAN DONGEN, P. G.: The rotation of Spain: Palaeomagnetic evidence from the Eastern Pyrenees. *Palaeogeography, Palaeoclimatol., Palaeocol.* 3, 417–432, 1967

Interpretation von Mikroerdbebenregistrierungen in Westgriechenland

Interpretation of Microearthquake-Recordings in Western Greece

M. STEINWACHS, Hannover*)

Eingegangen am 11. August 1971

Zusammenfassung: In Westgriechenland wurde in der Nähe des Kremasta-Stausees mit einer mobilen 3-Komponentenstation eine Untersuchung der seismischen Aktivität durchgeführt. In ca. 4 Tagen wurden in diesem Gebiet eine große Anzahl Mikroerdbeben auf Magnetband registriert. Von 54 Seismogrammen mit guten P- und S-Einsätzen wurden Epizentren und Herdtiefen bestimmt. Mehr als 70% der Hypozentren liegen in 6 bis 18 km Tiefe. Für zwei Beispiele wird die Bodenpartikelbewegung beim Einsatz der S-Welle mit einem Graphomaten gezeichnet. Es wird gezeigt, daß die Ereignisse zeitlich statistisch verteilt sind und daß es sich mit großer Wahrscheinlichkeit nicht um einen zufällig registrierten Erdbebenschwarm handelt.

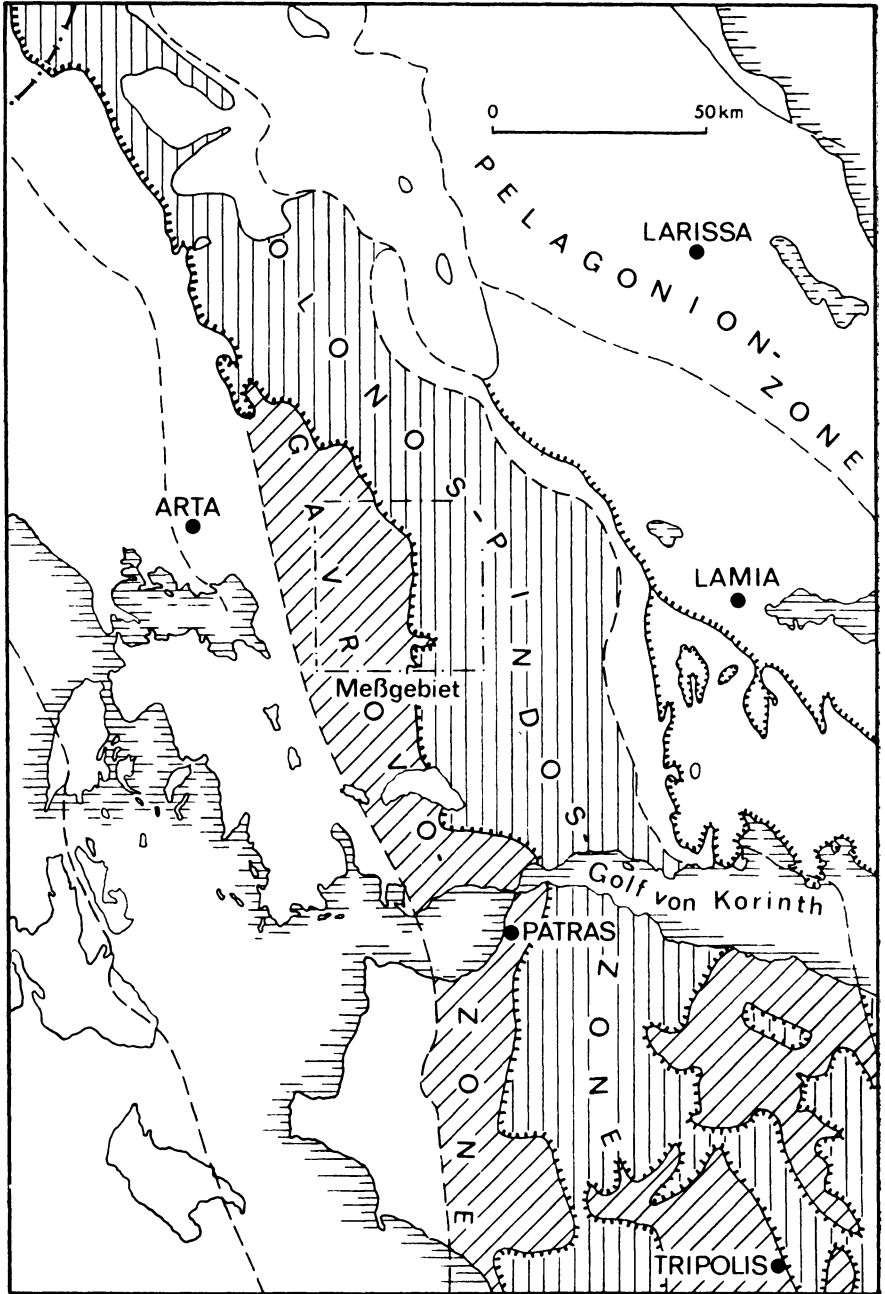
Summary: With a mobile 3-component station the seismic activity was investigated in western Greece, near the Kremasta Dam. Within about 4 days a great number of microearthquakes was recorded on magnetic tape in this region. The epicentres and the depth of foci are determined of 54 seismograms with good P- and S-onsets. More than 70% of the hypocentres lie at a depth of 6 to 18 km. For two examples, the ground particle movement at the S-wave onset is drawn with a graphomat. It is shown that the events are statistically distributed in time, and that quite probably it was not an earthquake swarm recorded accidentally.

1. Einleitung

In den vergangenen 10 Jahren haben Mikroerdbebenuntersuchungen in der Seismologie eine wachsende Bedeutung erhalten. Das zeigen zahlreiche Arbeiten besonders aus den USA und aus Japan, wie z. B. OLIVER, RYALL, BRUNE, and SLEMMONS [1966], BRUNE and ALLEN [1967], MATUMOTO and WARD [1967], STAUDER and RYALL [1967], SANFORD and SINGH [1968], MOLNAR, JACOB, and SYKES [1969], TOBIN, WARD, and DRAKE [1969], WARD, PALMASON, and DRAKE [1969] u. a. Diese Arbeiten beinhalten im wesentlichen Untersuchungen der Seismizität und der tektonischen Aktivität großer Störungssysteme.

Der Begriff „mikro-earthquake“ wurde von HAGIWARA [1964] definiert und bezeichnet Erdbeben mit Magnituden $1 \leq M \leq 3$. Erdbeben mit $M < 1$ werden bei

*) Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung, 3 Hannover-Buchholz, Stilleweg 2, Postfach 54.



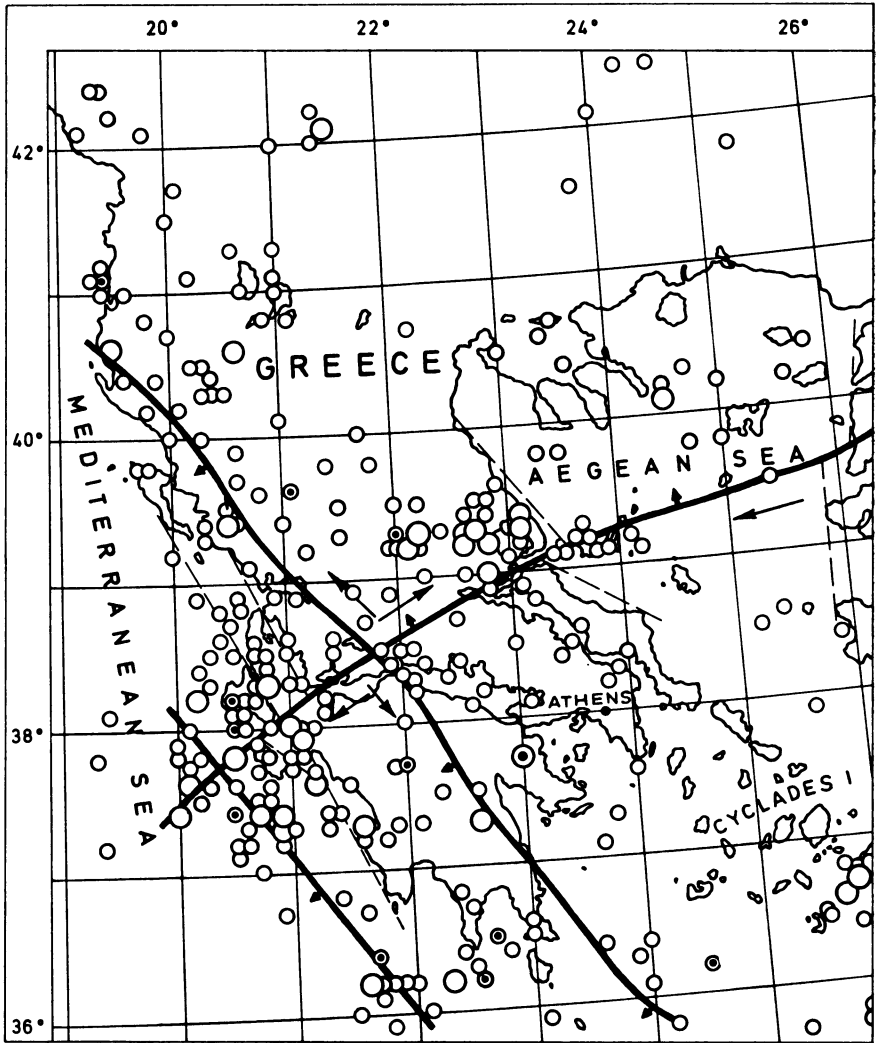


Abb. 2: Seismo-tektonische Karte Griechenlands nach GALANOPOULOS [1967b]. Die langen Pfeile zeigen die rezenten horizontalen Bewegungen und die kurzen Pfeile die vertikalen Bewegungen an.

Fig. 2: Seismo-tectonic map of Greece acc. to GALANOPOULOS [1967b]. The long arrows mark the recent horizontal movements, the short arrows the vertical movements.

◀ Abb. 1: Geologisch-tektonische Karte Griechenlands nach IGSR et IFP [1966].

Fig. 1: Geologic-tectonic map of Greece acc. to IGSR et IFP [1966].

HAGIWARA [1964] „ultra-microearthquakes“ genannt. In der vorliegenden Arbeit wird die Bezeichnung „Mikroerdbeben“ für alle Erdbeben mit $M \leq 3$ benutzt.

Die der Arbeit zugrunde liegenden Registrierungen wurden in der Umgebung des Kremasta-Stausees in Westgriechenland durchgeführt. Der Kremasta-Stausee liegt in einem Gebiet mit großer Erdbebenhäufigkeit. Ein starkes Ansteigen der seismischen Aktivität wurde während der Füllung des Stausees im Jahre 1965 beobachtet [GALANOPOULOS 1967a, MÜLLER 1970].

Die Registrierarbeiten fanden im Rahmen der Planung von permanenten Erdbebenstationen im November 1966 in der Umgebung des Stausees statt. Sie wurden mit einer mobilen Erdbebenstation durchgeführt.

2. Geologisch-tektonische und seismologische Situation des Meßgebietes

Die griechische Halbinsel läßt sich in mehrere tektonische Zonen untergliedern. Aus Abb. 1 geht hervor, daß die Olonos-Pindos-Zone an einer weitreichenden, westgerichteten Überschiebung die Gavrovo-Zone überfahren hat. Das Meßgebiet (Quadrat) liegt im Bereich der Überschiebung. Wie Abb. 5 zeigt, ist das Meßgebiet von zahlreichen Störungen durchsetzt. Aus Untersuchungen, die vom IGSR und IFP [1966] durchgeführt wurden, sind die tektonischen Verhältnisse nördlich des Arbeitsgebietes bekannt. Mit großer Wahrscheinlichkeit lassen sie sich auf das Meßgebiet selbst übertragen. Danach handelt es sich bei der Grenze zwischen Olonos-Pindos- und Gavrovo-Zone um eine sehr flach einfallende Überschiebung. Die zahlreichen Störungen, die jünger als die Überschiebung sind, besitzen einen steilen Einfallswinkel und erstrecken sich z. T. in Tiefen bis zu mehreren km.

Die seismo-tektonische Situation zeigt die Erdbebenkarte nach GALANOPOULOS [1967b] (Abb. 2). In ihr sind die Epizentren von Erdbeben mit $M \geq 4,8$ eingetragen, die sich zwischen 1951 und 1966 ereigneten. GALANOPOULOS [1967b] gibt an, daß entlang der eingezeichneten Störungslinien rezente Bewegungen ablaufen.

3. Registrierung und Apparatur

Zur Registrierung diente eine kurzperiodische 3-Komponentenstation. Es wurde an 4 Stationspunkten nacheinander registriert. Die Aufzeichnung erfolgte fortlaufend auf Magnetband. Die Apparatur ist in einem VW-Transporter fest eingebaut. Sie besteht aus folgenden Geräten¹⁾: 3 kurzperiodische transportable Seismometer (GEOTECH 18600, $T_0 = 1,33$ sec), 3 seismische Verstärker (UED EA 211/A), ein 7spuriges Magnetbandgerät (GEOTECH 17373), ein Lichtstrahloszillograph (FISCHER AF 25), eine Quarzuhr (R&S CAQA), ein Zeitzeichenempfänger (KLE 304T) und eine Eichenheit. Mit Hilfe einer eigenen Stromversorgung durch Akkumulatoren kann die Station 5 Tage lang unabhängig vom Netz betrieben werden.

¹⁾ Die Apparatur wurde inzwischen um 2 Stationen mit telemetrischer Signalübertragung erweitert. Die Stationen können bei mobilem Betrieb ein Dreieck von 10 bis 20 km Seitenlänge bilden. Sie wurden 1970 bei einer Mikroerdbebenuntersuchung in Island eingesetzt.

Die Apparatur wurde vor den Messungen auf einem Schwingtisch und mit mechanischen und elektrischen Impulsen im Labor geeicht. Im Gelände ist vor jeder Messung die Eichung mit Impulsen wiederholt worden. Die dabei erhaltenen Werte wurden mit den Laborwerten verglichen. Abb. 3 zeigt die relative Vergrößerung. Die Vergrößerungskurve hat bei 12 Hz ihr Maximum. Bei Aufzeichnung mit dem Lichtstrahloszillographen hat die Apparatur eine Vergrößerung von maximal $V(12 \text{ Hz}) = 2,5 \times 10^6$. Die Vergrößerungskurven der 3 Komponenten gleichen einander bis auf einen Fehler von maximal 10%.

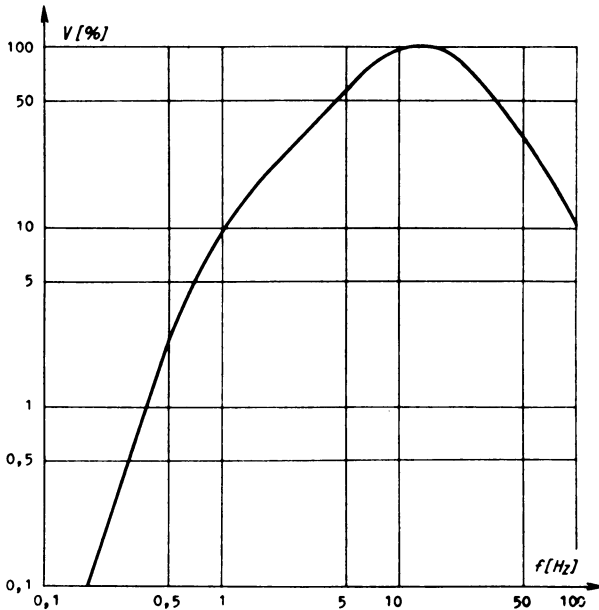


Abb. 3: Relative Vergrößerung der Apparatur.

Fig. 3: Relativ magnification of the equipment.

4. Bestimmung von Magnituden, Epizentren und Herdtiefen

Schwache Erdbeben können nur aus einer relativ geringen Entfernung vom Hypozentrum registriert werden, da sie bei größerer Entfernung wegen der Amplitudendämpfung im Bodenunruhepegel nicht mehr zu erkennen sind. Die Entfernung, aus der ein Mikroerdbeben noch registrierbar ist, hängt im wesentlichen von seiner Magnitude und vom Bodenunruhepegel am Stationspunkt ab. Es soll daher eine Umgebung der Stationspunkte ermittelt werden, für welche die Registrierung noch repräsentativ ist.

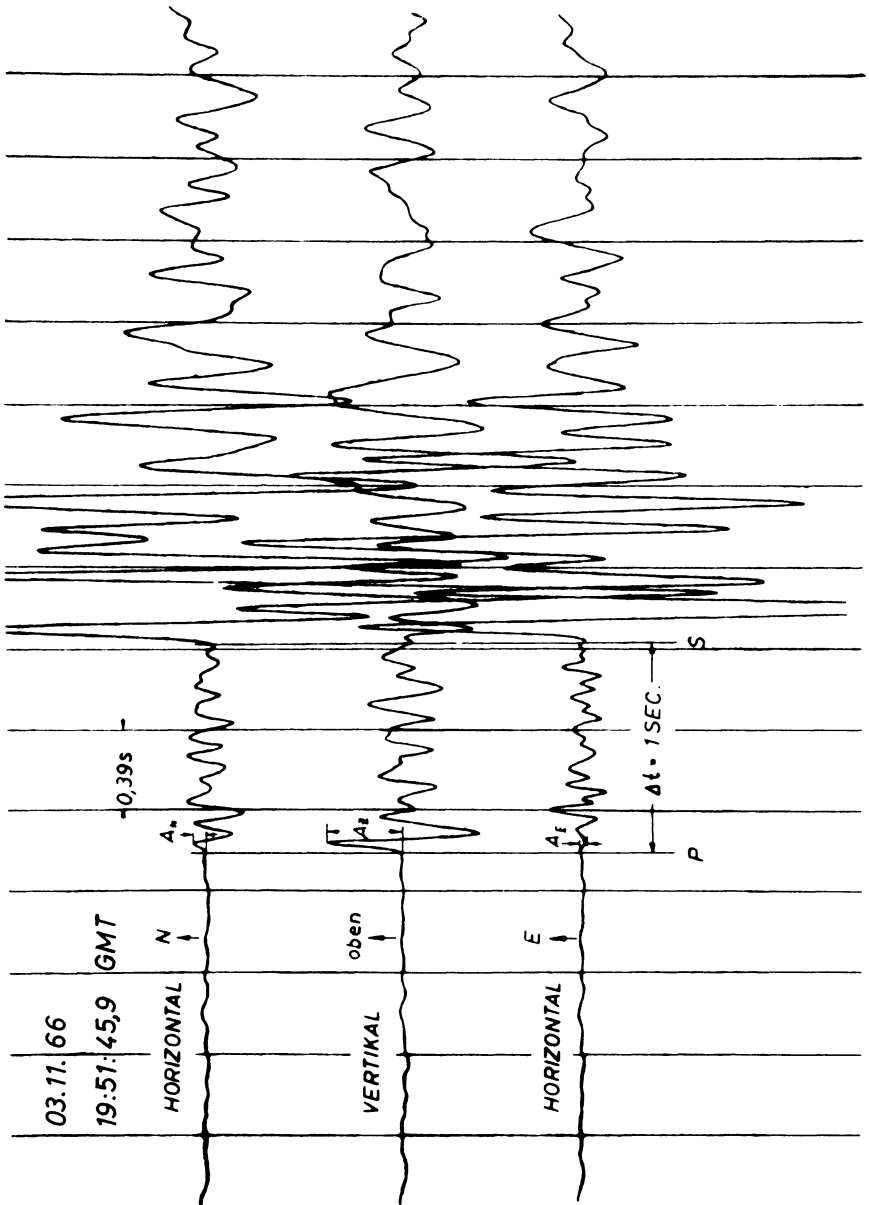


Abb. 4: Magnetbandabspielung eines Mikroerdbebens.

Fig. 4: Play-back of a micro-earthquake recorded on magnetic tape.

Die Magnituden lassen sich nach einer Formel von IDA [1967] abschätzen, die bei Mikroerdbebenuntersuchungen in Japan gefunden wurde:

$$M = \log A + (1,5 \pm 0,3) \log t + 1,2 \pm 0,45$$

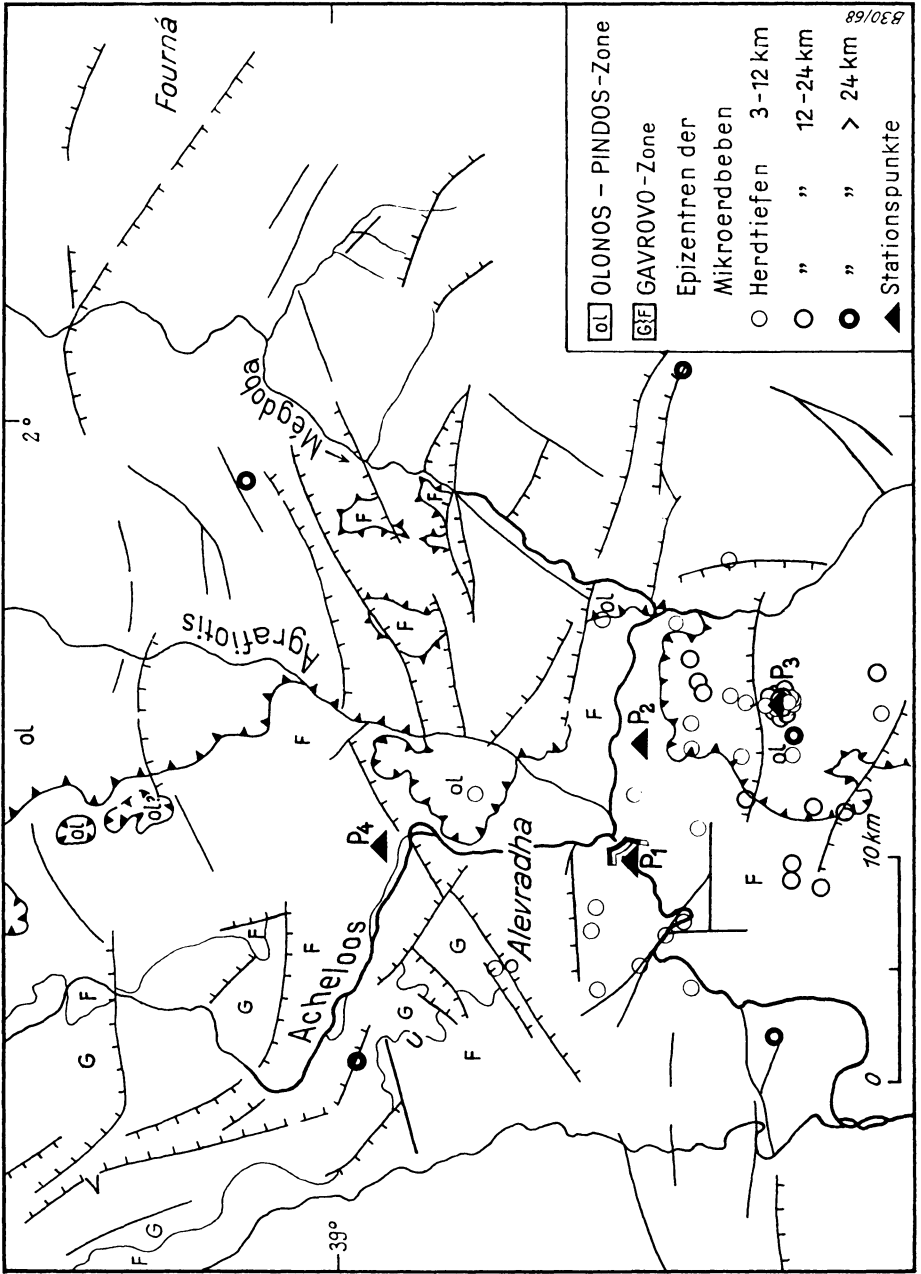
Hierbei ist A die maximale Bodenamplitude in μm und t die S-P-Zeit in sec mit $t < 100$ sec. Ereignisse mit einer S-P-Zeit von $t \approx 4$ sec und einer Magnitude von $M \approx 0,5$ zeigten an allen Stationspunkten noch eine genügend große Amplitude zum Erkennen auf der Registrierung. Für $t = 4$ sec ergibt sich eine Epizentralentfernung von ca. 30 km. Es kann daher im folgenden davon ausgegangen werden, daß an einem Stationspunkt alle Mikroerdbeben mit $M \geq 0,5$ aus einer Umgebung bis zu ca. 30 km registriert werden können, d. h. daß die Häufigkeit der lokalisierten Epizentren in dieser Umgebung nicht von der Entfernung zum Stationspunkt abhängig ist.

Stat.- Punkt	Koordinaten		1. Reg.- Tag	Dauer der Reg.	Anzahl der Mikroerdbeben	
	Länge	Breite			gesamt	m. scharfen Eins.
P1	21°31,3'	38°52,9'	1.11.66	20 h	221	18
P2	21°34,6'	38°52,7'	3.11.66	22,5 h	203	14
P3	21°35,8'	38°49,4'	4.11.66	21,5 h	313	21
P4	21°31,7'	38°58,9'	6.11.66	3 h	12	1

Die Tabelle gibt einen Überblick über das Ergebnis der Registrierungen. Von den 54 Mikroerdbeben, die in der letzten Spalte aufgeführt sind, konnten aufgrund guter P- und S-Einsätze die Epizentren und Herdtiefen bestimmt werden. Ihre Magnituden sind größer als 0,5.

Mit Hilfe eines FORTRAN-Programms wurden Azimut, Epizentralentfernung und Herdtiefe berechnet. Dabei wurde aus den Amplituden des P-Einsatzes der 3 Komponenten das Azimut und der Emergenzwinkel und aus der S-P-Zeit die Herdentfernung bestimmt. Die P- und S-Geschwindigkeiten wurden einem 3schichtigen Krustenmodell nach GALANOPOULOS et al. [1966] entnommen. In dem Programm werden die Beziehungen zwischen wahren und scheinbarem Emergenzwinkel an der Erdoberfläche und die Brechung des seismischen Strahles an den Schichtgrenzen berücksichtigt. Abb. 4 zeigt die zeitlich gedehnte Magnetbandabspielung eines Mikroerdbebens.

Die Epizentren sind in Abb. 5 in die tektonische Karte des Meßgebietes eingetragen. Der Verlauf der Überschiebung zwischen Olonos-Pindos- und Gavrovo-Zone sowie die zahlreichen Störungen wurden aus Luftbildern ermittelt. Die Mehrzahl der Epizentren ordnet sich im südlichen Bereich des Meßgebietes an. Ihre Korrelation mit den Störungen bereitet jedoch Schwierigkeiten. Während sich an einer Stelle westlich des Stationspunktes P1 vier Epizentren entlang einer Störung anordnen, ist eine vernünftige erscheinende Korrelation der übrigen Epizentren nicht möglich, da über das Einfallen der einzelnen Störungen nichts bekannt ist. Am Stationspunkt P3 konzentriert sich ein großer Teil der Epizentren.



830/68

Diese Mikroerdbeben, deren Herd praktisch unter der Station liegt, wurden genauer untersucht (Abschnitt 5). Aus Abb. 6 ist die Verteilung der Herdtiefen zu ersehen. Sie zeigt, daß 70% der Hypozentren zwischen 6 und 18 km tief liegen.

Eine Aussage über die Genauigkeit bei der Bestimmung der Epizentren und Herdtiefen ist nur schwer möglich, da nur Seismogramme *einer* 3-Komponenten-Station zur Verfügung standen. Wegen der zusätzlichen Eichungen der Apparatur im Gelände sind von der apparativen Seite keine nennenswerten Fehler zu erwarten. Die Genauigkeit wird im wesentlichen davon abhängen, wie gut das verwendete Krustenmodell der Geschwindigkeitsverteilung im Untergrund entspricht. Einen Anhaltspunkt dafür, wie genau lokale Herdbestimmungen mit einer 3-Komponentenstation im Vergleich zu einem Array sind, wurde von SMITH and WHITHAM [1968] bei der Lokalisierung eines Mikroerdbebenschwarms in Kanada gezeigt.

An den Stationen MBC (3 Komponenten) und NPNT (Array) betragen die Unterschiede bei der Bestimmung von Azimut und Emergenzwinkel weniger als $2,5^\circ$. Bei

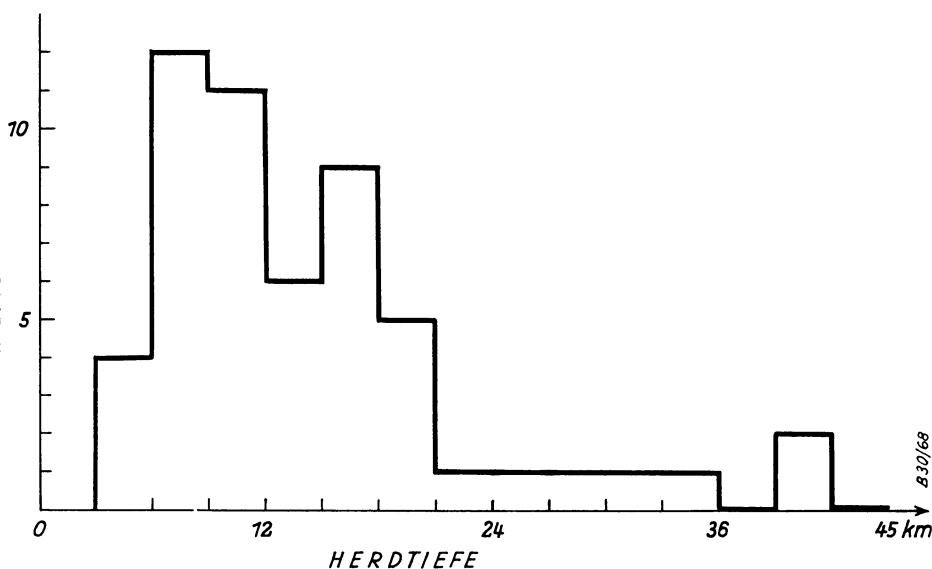


Abb. 6: Verteilung der Herdtiefen.

Fig. 6: Distribution of the depth of foci.

Abb. 5: Stationspunkte und Epizentren der Mikroerdbeben (Die geogr. Länge ist auf den Meridian durch Athen $23^\circ 43,93'$ E bezogen). Tektonische Karte nach RICHARD and PHILIPPAKIS (IGSR).

Fig. 5: Location of the station points and epicentres of the micro-earthquakes (the geographic longitude referred to the meridian of Athens = $23^\circ 43,93'$ E). Tectonic map acc. to RICHARD and PHILIPPAKIS (IGSR).

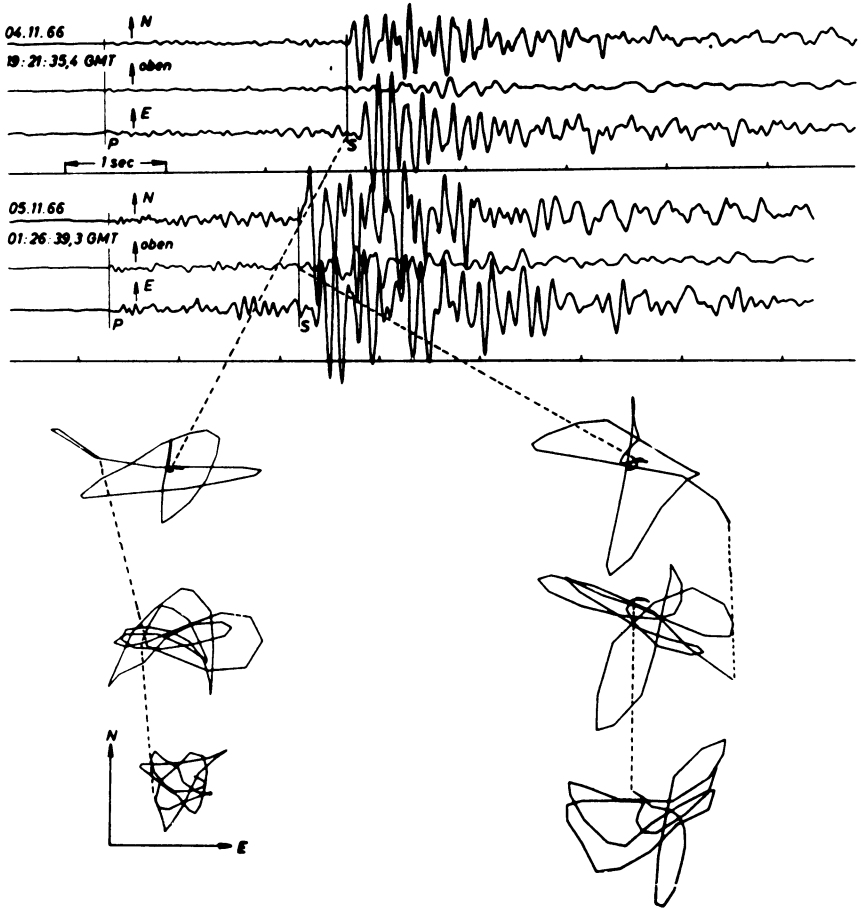


Abb. 7: 2 Seismogramme von Mikroerdbeben, die im Epizentralgebiet registriert wurden, mit der horizontalen Bodenpartikelbewegung der S-Welle.

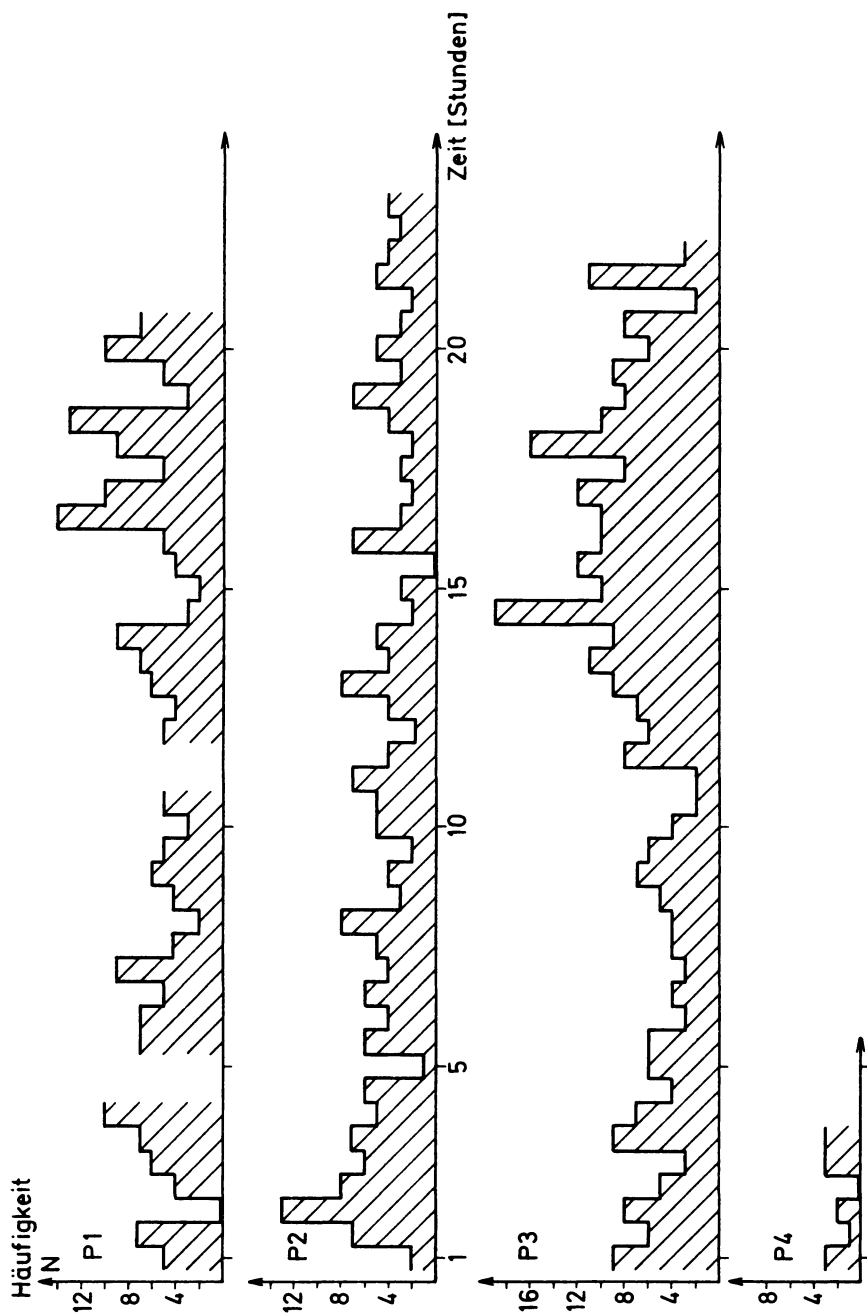
Fig. 7: 2 seismograms of micro-earthquakes recorded in the area of epicentre with the horizontal ground particle movement of the S-wave.

Abb. 8: Histogramme

P1, P2, P3, P4 sind die Stationspunkte, an denen nacheinander registriert wurde. Auf der Ordinate ist die Anzahl der Ereignisse pro 30 Minutenintervall und auf der Abszisse die Registrierzeit aufgetragen. An P1 wurden zwei Stellen wegen starker Erschütterungen durch ein Bohrgerät ausgespart.

Fig. 8: Histograms

P1, P2, P3, P4 are the station points where successive recordings were made. On the ordinate the number of events per 30 minutes' intervals are plotted, on the abscissa the recording time. At P1 two places were left out because of heavy tremors caused by a drilling rig.



einer Herdentfernung von maximal 30 km ergibt sich demnach eine Abweichung von ca. 1,3 km. Man muß daher bei der Lokalisierung der Epizentren mit einem maximalen Fehler von etwa $\pm 1,5$ km rechnen. Der Fehler verringert sich jedoch mit geringerem Abstand vom Stationspunkt entsprechend, was bei den meisten Epizentren der Fall ist.

5. Bodenpartikelbewegungen

Die Mikroerdbeben, die sich in unmittelbarer Nähe des Stationspunktes P3 ereigneten, sind wegen des steilen Auftauchens des seismischen Strahles von besonderem Interesse. Zwei hierfür typische Seismogramme wurden mit einem Stützstellenabstand von 10 msec digitalisiert. Abb. 7 zeigt die Seismogramme und die Horizontalprojektion der Bodenpartikelbewegungen, die mit einem Graphomaten gezeichnet worden sind. In den Seismogrammen fällt bei dem S-Einsatz die geringe Amplitude der vertikalen Komponente und die großen Amplituden der horizontalen Komponenten auf. Die Bodenpartikelbewegung wurde in der horizontalen Ebene gezeichnet. Sie beginnt beim S-Einsatz mit einer Schwingung in N-S-Richtung und läßt den Wellentyp und Polarisationswinkel gut erkennen. Es handelt sich um eine SH-Welle, die in N-S-Richtung polarisiert ist. Dies läßt auf eine vorwiegend horizontal gerichtete Bewegung im Herd schließen.

6. Histogramme und Häufigkeitsverteilung

Bei der kurzen Registrierzeit von insgesamt ca. 4 Tagen erhebt sich die Frage, ob es sich bei den Ereignissen um eine zufällig registrierte Nachbebenseerie oder um einen Mikroerdbebenschwarm von relativ kurzer Dauer handelt oder ob mit einer andauernden Mikroerdbebenaktivität in diesem Gebiet zu rechnen ist. Es wurden daher die Histogramme für die 4 Meßpunkte aufgetragen (Abb. 8). Die Häufigkeit schwankt zwischen 0 und 19 Ereignissen pro halbe Stunde. Ein Abfall von großer zu geringer Häufigkeit, der auf eine Nachbebenseerie hinweisen würde, ist nicht zu erkennen. Auch für kleinere Intervalle ist dies nicht der Fall.

Eine genauere Untersuchung der Frage gestattet die Häufigkeitsverteilung. Ihre Form gibt Auskunft über die Abhängigkeit der seismischen Ereignisse untereinander, wie KNOPOFF [1964] an den zahlreichen Erdbeben, die sich zwischen 1934 und 1957 in Südkalifornien ereigneten, gezeigt hat. Das erhaltene Stufendiagramm der Häufigkeitsverteilung (Abb. 9) wird verglichen mit der Poissonverteilung

$$z_n \sim \bar{n}^n / n!,$$

wobei n die Anzahl der Ereignisse pro halbe Stunde und z_n die Anzahl der Intervalle ist, in denen n Ereignisse aufgetreten sind. \bar{n} ist die durchschnittliche Anzahl der Ereignisse pro halbe Stunde. Die Poissonverteilung ist in Abb. 9 als unterbrochene Kurve eingetragen. Sie repräsentiert Ereignisse, die voneinander unabhängig, statistisch über

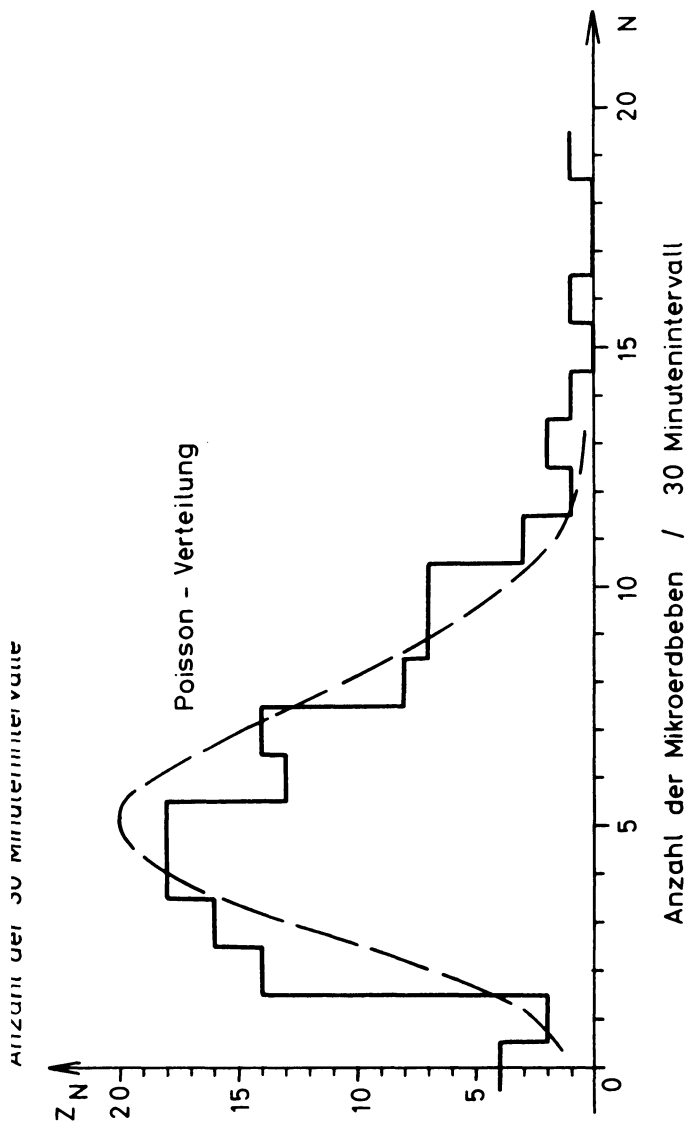


Abb. 9: Häufigkeitsverteilung

Das Stufendiagramm ergibt sich, wenn man in Abb. 8 die 30 Minutenintervalle addiert, in denen die gleiche Anzahl von Ereignissen aufgetreten ist. Die Summen sind in der Ordinate, die Anzahl der Ereignisse in der Abszisse aufgetragen. Am häufigsten sind z. B. 5 Mikroerdbeen pro 30 Minutenintervall aufgetreten.

Fig. 9: Frequency distribution

The diagram is obtained if in Fig. 8 those 30 minutes' intervals are added in which the same number of events occurred. The sums are plotted in the ordinate, the number of events in the abscissa. Most frequently did for instance 5 micro-earthquakes occur per 30 minutes' intervals.

die Zeitachse verteilt, eintreten. Die Ähnlichkeit im Verlauf der beiden Kurven besagt, daß der überwiegende Teil der Mikroerdbeben eine solche statistische Verteilung zeigt.

Es handelt sich demnach bei der festgestellten Mikroerdbebenaktivität um einen andauernden Prozeß, der als Anzeichen für rezente Bewegungen an den zahlreichen Störungen in diesem Gebiet gedeutet werden kann. Die Bewegungen laufen nicht kontinuierlich ab, sondern in kleinsten ruckartigen Schritten, die vorzugsweise in einer Tiefe zwischen 6 und 18 km stattfinden.

Wie groß der Einfluß des Kremasta-Stausees auf die Mikroerdbebenaktivität in diesem Gebiet ist, ließ sich wegen der relativ kurzen Registrierzeit nicht eindeutig feststellen. Es ist jedoch bekannt, daß bei großen Stauseen durch die Wasserauflast Erdbeben getriggert werden können [ROTHE 1968, GALANOPOULOS 1967a, MÜLLER 1970 u. a.]. Eine intensive Untersuchung dieser Vorgänge bei großen Staudammprojekten durch die Registrierung von Mikroerdbeben vor, während und nach der Bildung des Stausees wäre wünschenswert.

Danksagung

Der Verfasser dankt Herrn Professor Dr. H. CLOSS für die Ermöglichung der Untersuchung. Der Verfasser dankt Herrn Dr. A. STEIN, der die Auswahl und Beschaffung der Registriergeräte vornahm, für seine Unterstützung beim Aufbau der mobilen Erdbebenstation.

Die Public Power Corporation Athen finanzierte die Registrierungen.

Literatur

- BRUNE, J. N. and C. R. ALLEN: A micro-earthquake survey of the San Andreas Fault System in Southern California. — Bull. Seism. Soc. Am. 57, 277–296, 1967
- GALANOPOULOS, A. G. and B. C. PAPAACHOS: Aftershocks sequence and crustal structure in the region of Greece. — VESIAC No. 14, 958 VM, 1–8, 1966
- GALANOPOULOS, A. G.: The influence of the fluctuation of Maraton Lake elevation on local earthquake activity in the Attica basin area. — Ann. Géolog. Pays Helléniques 18, 281–306, 1967a
- GALANOPOULOS, A. G.: The seismotectonic regime in Greece. — Ann. Geof. 20, 109–119, 1967b
- HAGIWARA, T.: (zitiert bei BRUNE et al. [1967]): Proc. US. — Japan Conf. on research related to earthquakes prediction problems. — Tokyo 10–12, 1964
- IDA, K.: Determination of magnitude of micro-earthquakes. — Report on the General Assembly IUGG, 1967
- IGSR (L'INSTITUT DE GÉOLOGIE ET RECHERCHES DU SOUS-SOL-ATHÉNES) et IFP (L'INSTITUT FRANÇAIS DU PÉTROL-MISSION GRÉCE): Etude Géologique de l'Epire. — Paris 1966

- KNOPOFF, L.: The statistics of earthquakes in Southern California. — Bull. Seism. Soc. Am. 54, 1871–1873, 1964
- MATUMOTO, T. and P. L. WARD: Microearthquake study of Mt. Katmai and vicinity, Alaska. — J. Geophys. Res. 72, 2557–2568, 1967
- MOLNAR, P., K. JACOB, and L. R. SYKES: Microearthquake activity in eastern Nevada and Death Valley California before and after the nuclear explosion BENHAM. — Bull. Seism. Soc. Am. 59, 2177–2184, 1969
- MÜLLER, St.: Man-made earthquakes. Ein Weg zum Verständnis natürlicher seismischer Aktivität. — Geol. Rundschau 59 (2), 792–805, 1970
- OLIVER, J., A. RYALL, J. N. BRUNE, and D. B. SLEMMONS: Microearthquake activity recorded by portable seismographs of high sensitivity. — Bull. Seism. Soc. Am. 56, 899–924, 1966
- RICHARD, R. and N. PHILIPPAKIS: Croquis tectonique de la region Kremasta. — L'INSTITUT DE GÉOLOGIE ET RECHERCHES DU SOUS-SOL-ATHÈNES
- ROTHÈ, J. P.: Fill a lake, start an earthquake. — New Scientist 39, 605, 75–78, 1968
- SANFORD, A. and S. SINGH: Minimum recording times for determining short-term seismicity from microearthquake activity. — Bull. Seism. Soc. Am. 58, 639–644, 1968
- SMITH, W. E. and W. T. WHITHAM: A microearthquake swarm in 1965 near Mould Bay, N.W.T. Canada. — Bull. Seism. Soc. Am. 58, 1991–2011, 1968
- STAUDER, W. and A. RYALL: Spatial distribution and source mechanism of microearthquakes in Central Nevada. — Bull. Seism. Soc. Am. 57, 1317–1345, 1967
- TOBIN, D. G., P. L. WARD, and C. L. DRAKE: Microearthquakes in the Rift Valley of Kenya. — Geol. Soc. Am. Bull. 80, 2043–2046, 1969
- WARD, P. L., G. PALMASON, and C. DRAKE: Microearthquake survey and the Mid-Atlantic Ridge in Iceland. — J. Geophys. Res. 74, 665–684, 1969

Gravity Investigations over a Salt Structure near Lübbecke, Northern Germany

Gravimetrische Untersuchungen über einer Salzstruktur in der Nähe von Lübbecke, Norddeutschland

R. K. FRÖHLICH, Rolla¹⁾

Eingegangen am 12. Oktober 1971

Summary: A detailed gravity survey was conducted parallel to the “Wiehengebirge” northwest of Minden in Northern Germany. The survey localized between Lübbecke and Lavern a salt deposit, which is known as “Münder Mergel” salt of the Upper Jurassic. The salt deposit forms a cylindrical structure with an axis striking NWW. With a deep drill hole detailed interpretation was possible using the polygon method of TALWANI, WORZEL and LANDISMAN [1959]. The section shapes of salt bodies under eight profiles show asymmetrical figures of two salt units. Both increase in thickness strongly to the northeast, where the salt is interrupted by a fault zone. Here the strong gradient of the residual anomaly can only be explained by an increase of thickness and rise of the upper salt unit to about 50 m below the surface. This accounts for a number of sulfur and salt wells along the strike direction of the fault zone.

Zusammenfassung: Detaillierte gravimetrische Untersuchungen wurden parallel zum Wiehengebirge nordwestlich von Minden in Norddeutschland durchgeführt. Die Untersuchungen begrenzten zwischen Lübbecke und Lavern eine Salzablagerung, die als Münder-Mergel-Salz im oberen Jura bekannt ist. Die Salzablagerung ist von zylindrischer Struktur, deren Achse in NWW-Richtung streicht. Unter Benutzung einer Tiefbohrung wurde eine detaillierte Interpretation unter Benutzung der „Polygon-Methode“ von TALWANI, WORZEL und LANDISMAN [1959] durchgeführt. Die Querschnitte der Modellkörper unter den acht Profilen zeigen eine asymmetrische Form von zwei Salzstockwerken. Beide zeigen einen starken Mächtigkeitsanstieg nach Nordosten, wo das Salz von einer fast vertikalen Verwerfungszone abgeschnitten wird. Der hohe Gradient des lokalen Feldes läßt sich hier nur durch einen Mächtigkeitsanstieg und gleichzeitigen Aufstieg des oberen Salzstockwerkes bis zu etwa 50 m unterhalb der Erdoberfläche erklären. Davon zeugen eine Reihe von Schwefel- und Salzwasserquellen entlang der Streichrichtung der Verwerfungszone.

1. Introduction and Geological Background

The “Wiehengebirge” is the first major mountain range south of the Northern German flat land. Upper Jurassic strata, which are almost vertically bent, dip gently northward into the Lower Saxonian Basin. The Upper Jurassic layers are succeeded northward from the southern margin of the basin by Cretaceous and Tertiary rocks.

¹⁾ Dr. REINHARD K. FRÖHLICH, Director of the Geophysical Observatory, University of Missouri at Rolla, Rolla, Missouri 65401, U.S.A.

A small anticlinal structure strikes parallel to the "Wiehengebirge" range at an average distance of approximately 7 to 8 km. Strata of the Upper Jurassic, developed as "Münder Mergel", and Lower Cretaceous, developed as Wealden, are slightly arched before they dip into the Lower Saxonian Basin. As a consequence of the desalination of the Upper Jurassic, the "Münder Mergel" occasionally appears as a salt facies along the anticlinal structure [BRINKMANN 1959, p. 185].

To support a geological survey which was conducted northwest of Minden between Lübbecke and Levern, corroborative geophysical investigations were made. Gravity measurements aided in localizing and estimating the thickness and shape of a salt deposit, which is a salt facies of the "Münder Mergel". Because salt has a lower density than most consolidated rock material, salt deposits can be associated with a mass deficit, which in such cases explains the often observed negative gravity anomaly.

The anticlinal structure between Lübbecke and Levern is known as the "Ellernburger Achse" [WORTMANN 1964]. It is on the southern flank of the "Schaumburg-Lippische Senke", which is a part of the major Lower Saxonian Basin. Tectonically the "Schaumburg-Lippische Senke" shows a succession of smaller local anticlines having a major strike direction from NWW to SEE.

2A. The Gravity Measurements

A total of 179 gravity points were measured in the area delineated by the topographic maps: "Blatt" Lübbecke (3617) and Levern (3616) (Fig. 1). The average distance between measuring points was 150 m. A coarse preliminary reduction of the data was made on the same day as the initial measurements. This practice facilitated the determination of intermediate gravity points whenever the interpolation of the anomaly between measuring points became doubtful. The gravity measurements were taken with a Worden Gravimeter "Prospector". Within one or two hours of measuring the required points, the gravity was repeatedly measured at a base point to correct for instrumental drift and tidal variation.

Elevations were measured with a RDS Wild. Point elevations were measured from benchmarks. The elevation points along the interstate channel "Mittellandkanal", which passes through the area, are periodically checked by the Water Ways Authority in Minden. This practice provides sufficient confidence in the recent accuracy of benchmarks because some swampy parts in the area of the measurements may have suffered subsidence.

Geological knowledge of the anticlinal structure referred to in the introduction suggests a cylindrical shape for the anomaly whose axis would be parallel to the "Wiehengebirge", thus, the number of gravity points were reduced by selecting several profiles normal to the axis.

In 1963 two profiles were measured at different angles to find the strike direction of the anomaly. They are profiles III (Hedem) and VI (Hedem-Hohenluchte), which are near a bore hole whose coordinates are: $R: 69420$; $H: 02200$ (Fig. 2). In 1964 six

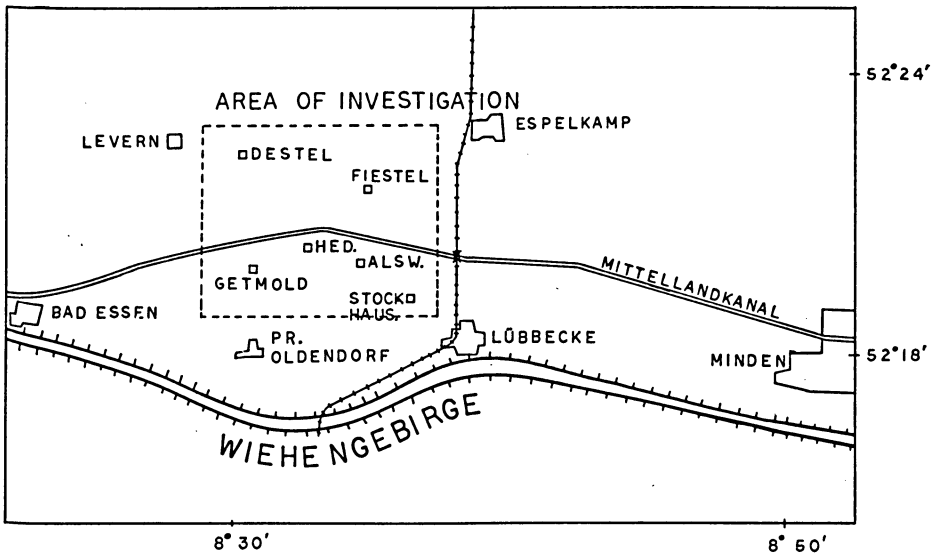


Fig. 1: Area of gravity investigations in Northern Germany.

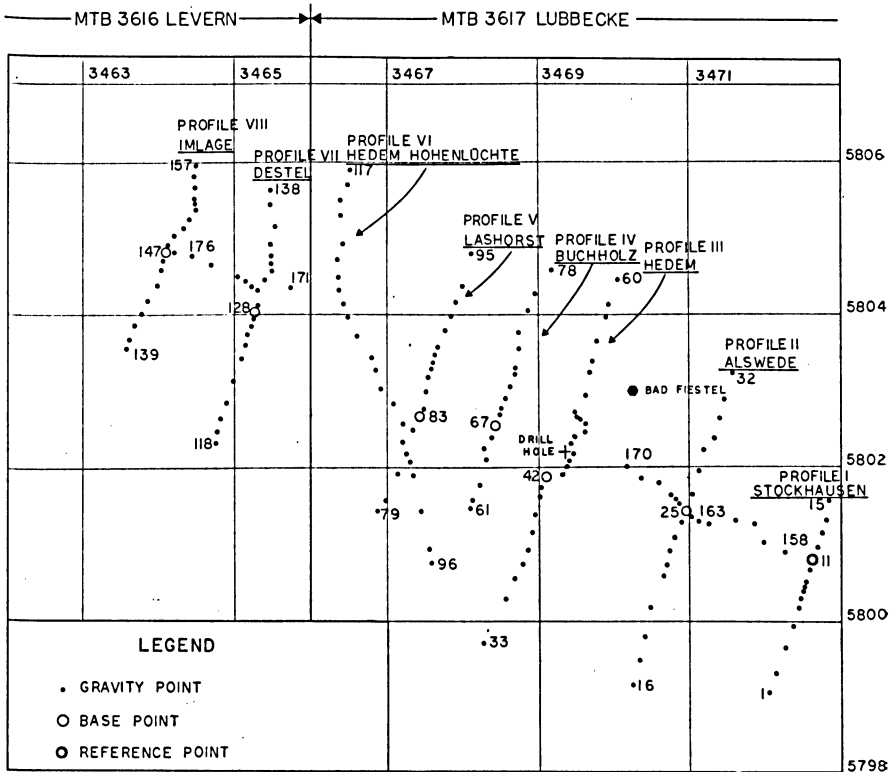


Fig. 2: Gravity points in the area of investigation.

more profiles were measured (I, II, IV, V, VII, and VIII). These were complemented by measurements taken between the profiles and parallel to the axis of the anomaly.

One particular base point was assigned to each profile. The profiles were connected with each other by these base points, for which geographical coordinates are given in Table I. For convenience, gravity point 11 on profile I (Stockhausen) was fixed at 1.0 mgal so that each gravity point would indicate a gravity anomaly relative to point 11 minus 1.0 mgal.

Table 1: Coordinates and Final Gravity Value of the Base Points

No.	Profile		R	H	$\Delta g''$ (mgal)
11	I	Stockhausen	34 72 660	58 00 790	1.00
25	II	Alswede	34 70 930	58 01 400	1.18
42	III	Hedem	34 69 140	58 01 870	1.55
67	IV	Buchholz	34 68 490	58 02 680	1.35
83	V	Lashorst	34 67 495	58 02 745	2.32
128	VII	Destel	34 65 380	58 04 450	3.21
147	VIII	Imlage	34 64 120	58 04 820	3.23

2B. Reduction of Gravity Measurements

A number of reductions of the measured data were necessary to yield the Bouguer Anomaly. It is given by the formula

$$\Delta\gamma'' = \Delta g_M + \Delta g_{F.A.} + \Delta g_{B.R.} + \Delta g_{TOP} + \Delta\gamma_0$$

where Δg_M is the Measured Gravity, $\Delta g_{B.R.}$ is the Bouguer Reduction, $\Delta\gamma_0$ is the Latitude Reduction, $\Delta g_{F.A.}$ is the Free Air Reduction, and Δg_{TOP} is the Topographic Reduction.

The *Measured Gravity* represents the difference between the scale reading and an arbitrarily assumed scale value multiplied by the instrumental scale factor. The scale values were corrected for instrumental drift and tidal variation.

The *Free Air Reduction* is applicable if the elevation of the measuring point is lowered or raised to a uniform reduction level. Its value (in mgals) is: $\Delta g_{F.A.} = 0.3086 \cdot \Delta H$, where ΔH is the difference in height between the measuring point and the reduction level (in meters). If the latter is below the measuring point, ΔH is positive; otherwise, it is negative.

The *Bouguer Reduction* takes into consideration the gravitational attraction of the horizontal plate between the measuring point and the reduction level. Its value is: $\Delta g_{B.R.} = -0.0419 \cdot \Delta\sigma' \cdot \Delta H$, where $\Delta\sigma'$ is the surface density. Its value has been adapted from the Gravity Map of North Rhine Westfalia with 1.9 gr/cm^3 (unpublished report of the Geological Survey of North Rhine Westfalia). Here the same convention for the sign of ΔH is used as for the Free Air Reduction. The reduction level was assumed at 60 m above sea level. It is known that reduction errors might arise when the actual surface density does not agree with the used value. This holds especially if

there is a change of rock material. The only known possibility of an error in this case may be connected with small swamps. Because they generally are known not to be very deep in the area of investigation, their influence was neglected.

The *Topographic Reduction* was completely neglected because the area is flat, and the only topographic influence which could arise would be from the nearby "Wiehengebirge". By using the HAMMER Charts [HAMMER 1939] its influence on the nearest measuring point was calculated to be below 0.02 mgal.

The *Latitude Reduction* was derived from the International Gravity Formula. Its gradient is 0.78 mgal/km for the latitude $\Phi = 52^\circ 24'$. Though this value depends on the latitude itself, it can be considered constant within the geographically limited area of the investigation.

3. The Bouguer Anomaly

The results of the measurements are shown in Fig. 3, which depicts contour lines of equal Bouguer gravity. On a first impression the map appears to present a standard

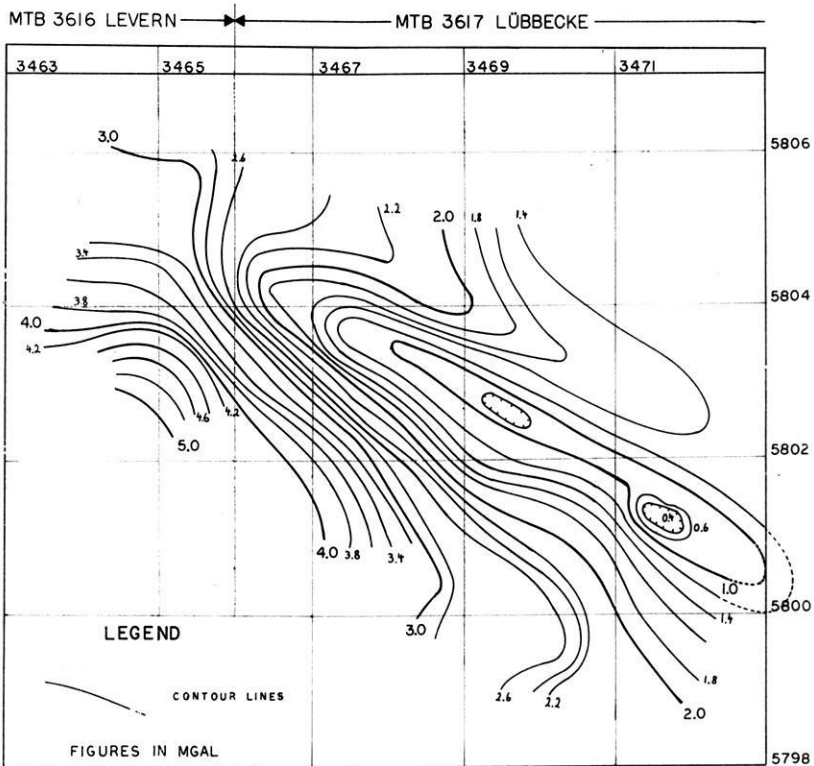


Fig. 3: Contour lines of the Bouguer Anomaly.

example of a regional and residual field and it does not require much skill to separate the residual field intuitively. The residual field can be recognized as the NWW-striking negative anomaly. The regional field decreases in northeast direction.

Though the separation of the residual field seems to be easy, some caution has to be applied. An analytical calculation of the regional field cannot be applied because there are not enough gravity points away from the residual field. The regional trend could be estimated along profiles II, III and V by taking the average value from equidistant points on a circle of 1.25 km radius. On all three profiles the gradient of the regional field was found to be almost equal at 1.1 mgal/km. This suggests that its source is rather deeply located compared with the source of the residual field. It appears reasonable to explain the regional field with the dip of the heavier Jurassic strata into the "Schaumburg-Lippische Senke". This seems to contradict depth contours of layers above the "Münder Mergel", which are shown by WORTMANN [1964] on the geologic-tectonic map of the Lower Cretaceous north of the "Wiehengebirge". The depth-contour lines are based on early refraction measurements of 1935 and indicate a rise of the "Münder Mergel" from south to north towards the "Ellernburger Sattel". WORTMANN, however, mentions that more recent seismic reflection data show changes of the thickness of the Lower Cretaceous and Upper Jurassic, which are bound to tectonic structures. He also found a lack of congruence between these layers and the deeper underlying Jurassic. It would be interesting to expand the gravity measurements in northeast-southwest direction to investigate more of the regional field. With the seismic results gravity could contribute to the solution of some of the more detailed tectonical problems which were not an objective of this research. It seems that the heavier deeper Jurassic layers do not arch with the anticlinal structure of the "Ellernburger Achse", which could explain the negative gradient of the regional field from south to north. The regional field was separated from the total field considering the profiles separately (Fig. 4). The dotted line represents a fair approximation of the regional field, which was subtracted to obtain the residual field. Profiles I to VIII cover the local anomaly, which is strongest at profiles IV and V. Each of the profiles I

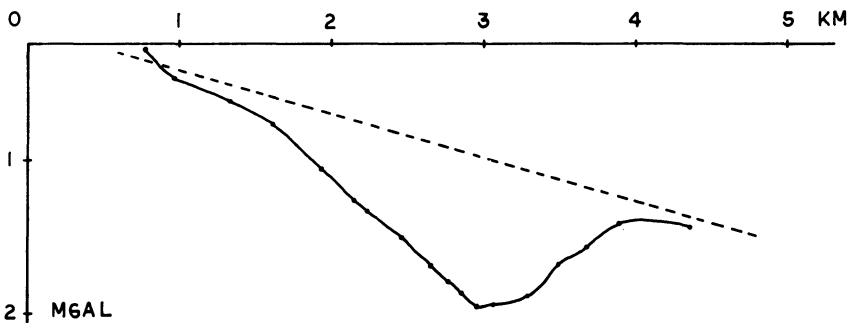


Fig. 4: Separation of the regional field (dotted line).

and VIII at the ends show only a small anomaly suggesting the limitation of the salt body. The salt itself very likely is not the only cause of the residual field. The harder rocks of the basement may contribute most certainly at the northeast flank of the salt body since there is reason to assume that the salt deposit is correlated to the tectonic structure of the Upper Jurassic. The following interpretation was carried out, however, under the simplified conception that the salt is the only cause of the residual field. This was decided because bore hole data on the Upper Jurassic were not available. With a contribution of the basement to the residual field the thickness of the salt deposit calculated from model curves will consequently be smaller.

4. A First Approximation Using a Direct Method of Interpretation

In the first approximation, the anomaly indicated a horizontally buried strip-like body of salt, which exhibited a negative density contrast with the surrounding rock material. The gravity anomaly of a strip-like body can be calculated with a simple expression [JUNG 1961, p. 222], but the graphic method known as the "Zweikreis-Verfahren" [JUNG 1961, p. 224] was preferred. For each profile the width, b , the depth, t , and the parameter, μ , was determined. The parameter, μ , is the product of $\Delta\sigma$, the density contrast and d , the thickness of the strip. The parameters are listed in Table II.

Table 2: Geometrical Parameters of a Horizontal Strip

Profile	b (m)	t (m)	μ (gr/cm ³)
I	924	170	13.50
II	1,790	215	21.90
III	1,470	220	35.20
IV	1,200	225	38.00
V	1,420	280	50.20
VII	1,550	290	18.90
VIII	1,100	225	8.25

There is still some uncertainty about the thickness, d , which can be solved as soon as an assumption about $\Delta\sigma$ is made.

5. The Determination of the Density Contrast

The rock material, which causes the anomaly, is not available, but the results from the drilling of "Bohrung Ellerburg I" in 1933 are available [FABIAN 1971], and these provide an indirect method for estimating the most probable value of $\Delta\sigma$ (unpublished report of the Geological Survey of North Rhine-Westfalia). Figure 5, presents a diagram of the drilling results and depicts the calcareous shale, anhydrite, and rock salt that were penetrated by the drill. The main part of the salt, which is only occasionally interrupted by thin layers of anhydrite, appears between 200 and 420 m. The anhydrite has a higher density than the calcareous shale. Another thinner salt deposit,

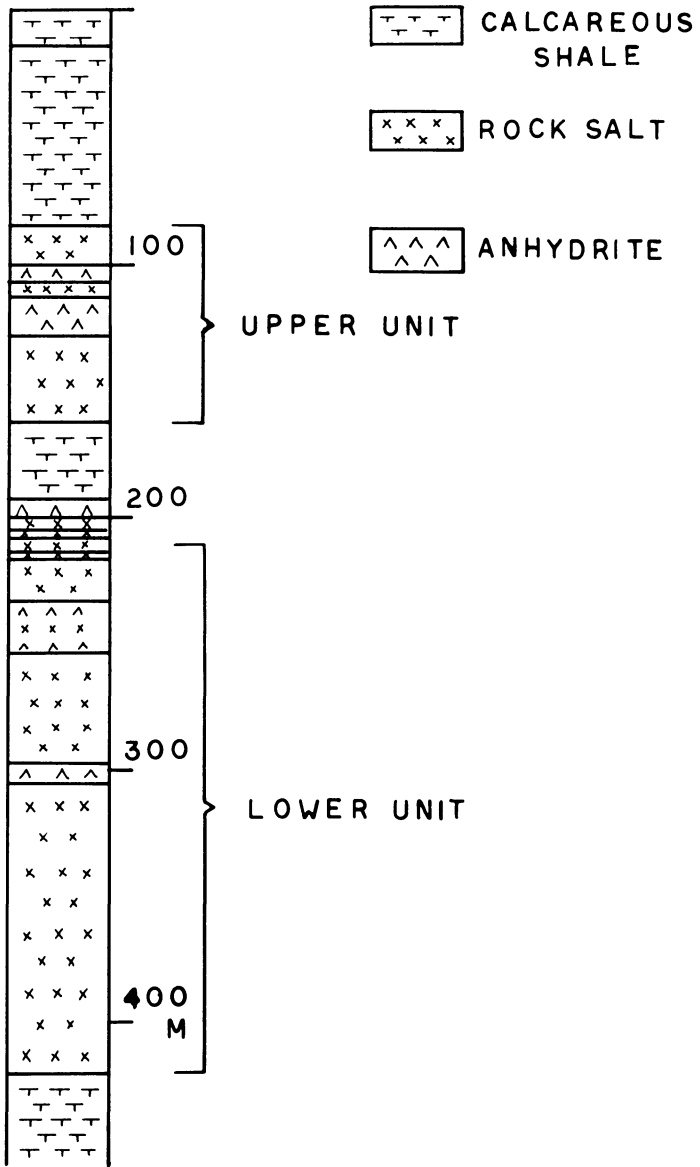


Fig. 5: Drilling result of the bore hole "Ellerburg 1".

which is more often interrupted by anhydrite, lies above the main body between 85 and 160 m. To evaluate the influence of the different rock material, a table of rock densities pertaining to the type of rock presented by the drilling results is taken from [HAALCK 1953, p. 126f.].

Table 3: Rock Densities after Haalck

Rock Material	Density (gr/cm ³)	Average Density
anhydrite	2.92–2.98	2.96
rock salt	2.10–2.40	2.20
shale	1.80–2.60	2.20
calcareous shale	2.30–2.70	2.50

Table III shows that the denser anhydrite might well compensate for a negative density contrast caused by the salt. With an increase of the clay component of the shale, the density contrast between rock salt and the surrounding material becomes rather low. Thus the lower body of salt in having a higher proportion of salt to anhydrite compared with the upper one, most likely produces the bulk effect of the anomaly.

For all profiles the thickness, d , of a slab was calculated from Table II assuming different values of $\Delta\sigma$. The results are shown in Table IV.

Table 4: Calculation of d (m) Assuming Different Values for $\Delta\sigma$

Profile	$\Delta\sigma$ (gr/cm ³)					
	0.14	0.16	0.18	0.20	0.22	0.24
I	96	84	75	68	61	56
II	156	137	122	110	100	91
III	251	220	195	175	160	147
IV	271	238	211	190	172	158
V	359	314	279	251	228	209
VII	135	118	105	95	86	79
VIII	59	52	46	41	37	34

We compared d for the different values of $\Delta\sigma$ for profile IV with the drilling results. Assuming that the bulk of the anomaly is caused by the lower salt deposit between 200 and 420 m, the value $d=211$ m of Table IV agrees with the drilling results, which implies a density contrast $\Delta\sigma=0.18$ gr/cm³. This value also fits the densities of Table III. It is assumed that the mean value for rock salt is 2.2 gr/cm³ and that the surrounding calcareous shale has a density between shale (2.2 gr/cm³) and calcareous shale (2.5 gr/cm³). The term $\Delta\sigma=0.18$ gr/cm³ was accepted as the most probable density contrast for the approximate as well as detailed interpretation.

As a result of the approximate interpretation, the anomalies along each profile could be explained by a horizontal strip-like body whose geometrical parameters were taken from Table II and column 4 of Table IV.

6. Detailed Interpretation of the Local Anomaly

Because the local anomaly is cylindrical in character, a 2-dimensional model calculation is justified for its interpretation. The amount of calculation was considerably

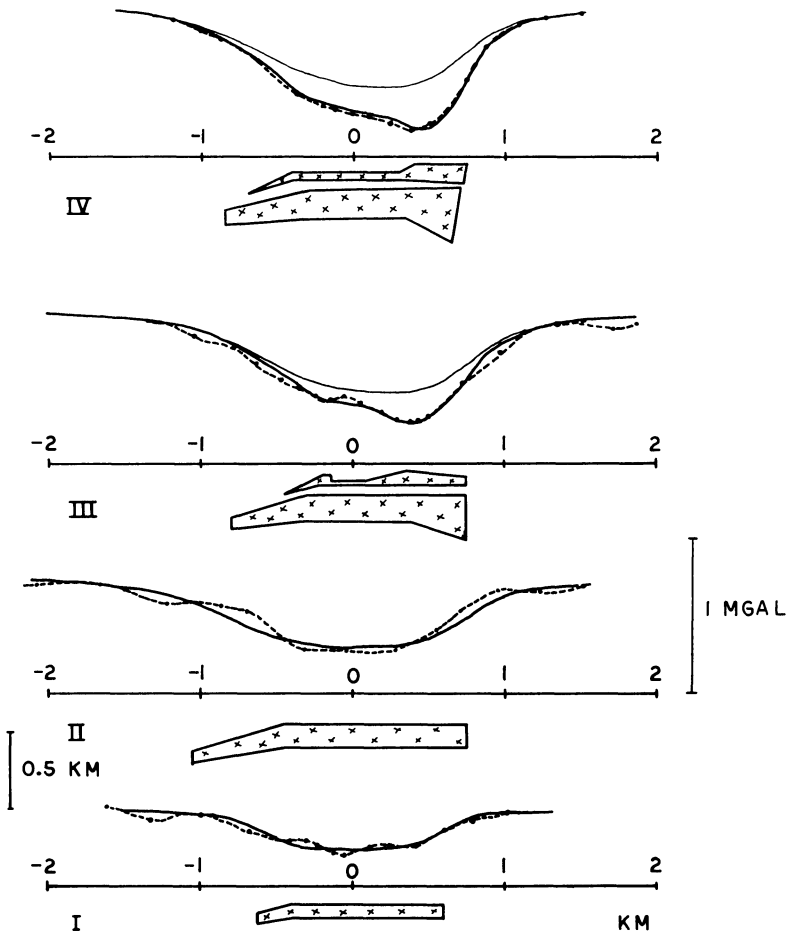


Fig. 6: Interpretation of gravity anomalies, profiles I to IV. Dotted line: measuring results. Heavy line: calculated gravity assuming the underlying salt body. Thin line: contribution to calculated gravity from the lower salt unit.

reduced by assuming that the mass distribution depended only on the square section described by the coordinates x and z which extend parallel to the y -axis to infinity. The "polygon method" [TALWANI, WORZEL, and LANDISMAN 1959] was applied with the aid of an IBM 360/50 computer. This method makes it possible to calculate a model for any section shape as long as the section can be approximated by a polygon. This can be achieved to any desired degree of approximation. It must be emphasized that an interpretation based on a method which allows for any polygonal shape of the model does not necessarily give a final solution for an indirect problem. Various mani-

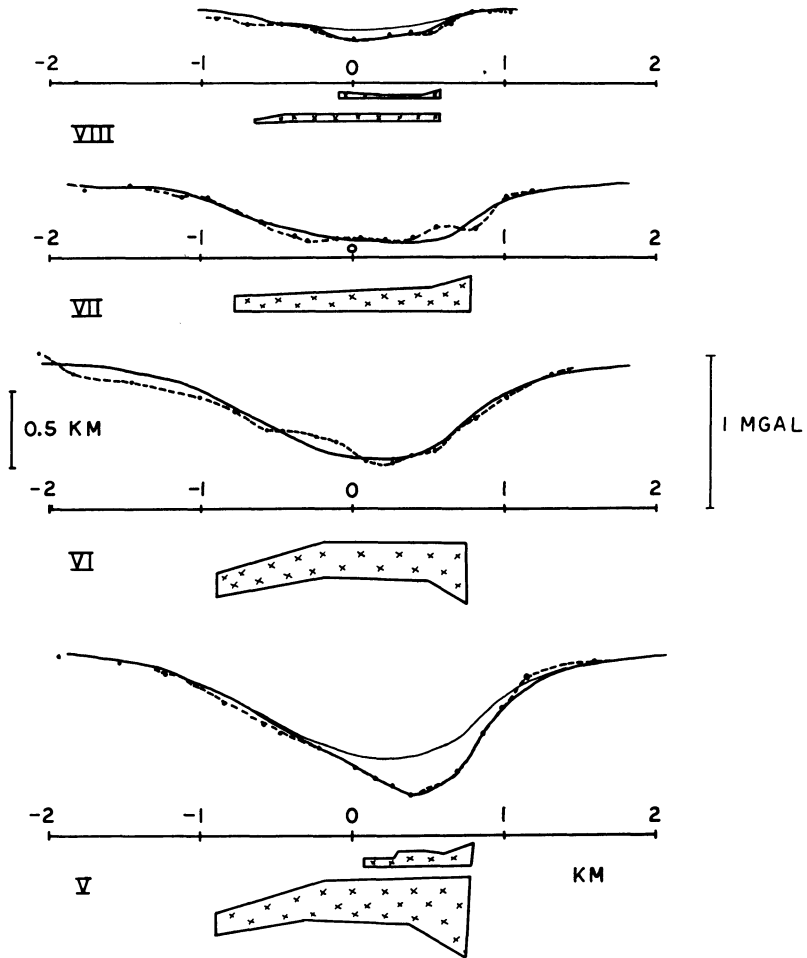


Fig. 7: Interpretation of gravity anomalies, profiles V to VIII. (legend see Fig. 6).

pulations of the polygon can lead to different models which will have the same gravity anomaly. Boundary conditions are needed to select the type of model most applicable to the case. Boundary conditions are other geophysical data and geological facts. The latter provide the only additional information available here, and the most important data are from the drilling results. Some less informative geological implications also have an indirect bearing on the rock salt distribution. The model to be derived can thus only be considered to be correct so long as it satisfies the anomaly and agrees with the available geological facts.

The strongest negative anomalies are along profiles IV and V. Both anomalies show a remarkable asymmetry. Consequently, the detailed shape of the mass distribution must deviate from the symmetrical, horizontal, striplike body, which was determined by the first approximation. While the slope is small on the southwest flank of the anomaly, it is steep on the northeast.

There are three possible shapes for the strip-like body that could account for such asymmetry: 1) The body has the form of a wedge. 2) It is a parallel strip dipping to the southwest. 3) The body increases considerably in thickness to the northeast. Model studies, each of which employed one of the three shapes, resulted in extreme dimensions in all three cases that were hard to accept from the standpoint of the known geology. A combination of all three aspects finally led to an acceptable solution. Because the salt forms the crest of an anticline, a dip to the southwest of 15° was assumed. Furthermore, it was assumed that the salt deposit in most of the profiles thins gradually to the southwest in order to satisfy the small slope on this side of the anomaly. On the northeast flank, the salt must be considerably thicker than towards the center of the profiles, where the thickness is known from the results of the drillhole near profile IV.

On the basis of the drillhole data, it was decided to assume the presence of two layers of salt; one above the other. It was also necessary to assume that the salt increases considerably in thickness towards the northeast flank, which terminates abruptly. Also the upper layer of salt must come near to the surface, otherwise, the steep slope on the southwest side of the anomaly cannot be explained.

While the greater part of the anomaly is caused by the deeper and larger salt deposit, smaller variations of the anomaly are most likely caused by the upper layer of salt, and there is much reason to believe that this layer has lateral density inhomogeneities which are responsible for the small variations in gravity. The drillhole data show a substantial amount of anhydrite, and the development of gypsum is likely to have caused a cap on the upper layer that has subsided through leaching. Some of the older surface swamps may owe their existence to this subsidence. The small variations of gravity over short distances were considered by adjustments in the model of the upper salt. Topography that allows for the leaching and an increase of the thickness towards the northeast margin, as exhibited in profiles III, IV, V, and VIII (Figs. 6 and 7) show, in the final stage of interpretation, the representative polygons used for the models. Though sharp corners cannot be expected in reality, any further approximation by replacing the corners with curved lines would not noticeably change the calculated anomaly.

In profile V the upper layer of salt was terminated to the southwest near the center of the anomaly. A steady decrease of the thickness to the southwest would also give an acceptable solution. Because of the steady slope of the southwest flank of the anomaly, it was felt that the laterally inhomogeneous upper level might be absent here. Profile VIII shows a rather small anomaly. The steep slope of the northeast branch still requires rock salt near the surface, which also explains a sulfur spring near Imlage.

Profiles I, II, and III show a smaller degree of asymmetry. The salt deposit is thinner, and the contribution of the upper level was neglected. If at all, it apparently does not contribute appreciably to the anomaly.

7. Conclusion

The gravity survey along the eight profiles shows in connection with drillhole data a rock salt deposit which is about 15 km in length and averages 1.5 km in width. The

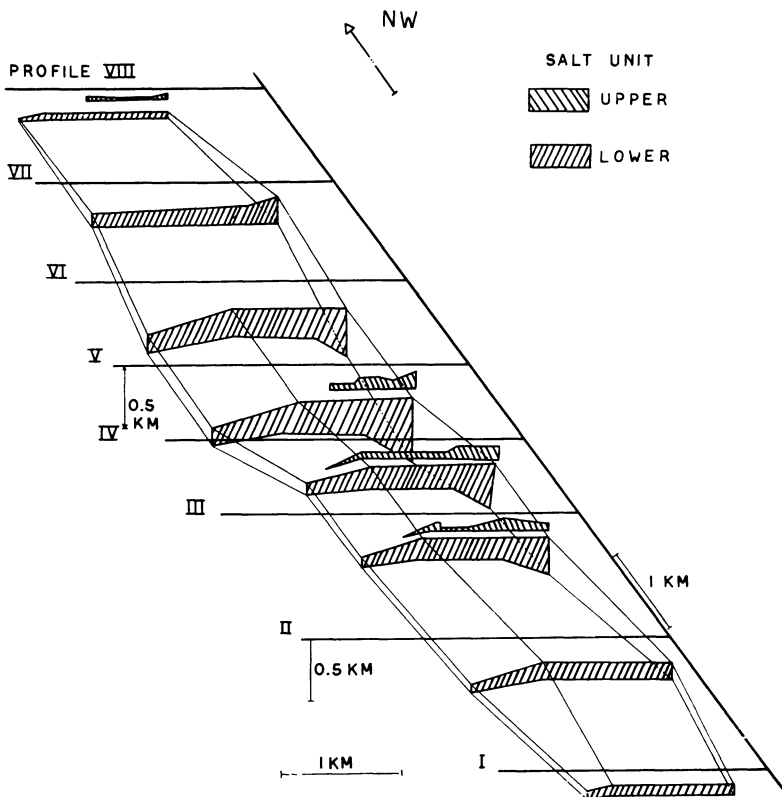


Fig. 8: Representation of the salt body as a result of the gravity investigations.

greatest thickness of the deposit is beneath profile V and is 0.5 km. Towards profile I in the southeast and profile VIII in the northwest, the thickness decreases gradually. In a first approximation, a horizontal strip-like body of salt with a density contrast of 0.18 gr/cm^3 and a different width, depth, and thickness under each profile explained the gravity anomaly.

A more detailed interpretation and consideration of the drilling results imposed two modifications on the strip-like model to the effect that the strongest anomalies under profile IV and V had to be derived from an asymmetrical mass distribution, and the model had to be considered as two salt layers; a large deep one which caused the major anomaly and a smaller overlying one which caused the small variations of the anomaly. Figure 8 shows a block diagram of the most likely distribution of the salt that can be derived from the gravity anomalies and which agrees with the geological facts.

Both salt layers thin to the southeast with a dip angle of 15° . To the northeast, the salt increases strongly in thickness and both layers terminate abruptly in an almost vertical fault plane. The upper salt layer near this plane reaches nearest to the surface. Where this plane intersects with the surface, a number of sulfur springs have been found and have been used for recreational purposes, such as at Bad Fiestel.

The strong increase of the thickness of the salt to the northeast terminating at the fault zone can be explained by a greater tectonic subsidence immediately south of the fault zone. This sense of movement along the fault zone is also supported by drillholes [WORTMANN 1964, p. 340]. Also posttectonic stress most likely was blocked by the fault and caused the salt to yield up and downwards contributing to the abnormal thickness.

This present investigation shows that the detailed interpretative methods of a gravity survey can contribute substantially to the knowledge of geological subsurface conditions. Structural features, along which salt solutions are mobilized and brought near to the surface are of great importance for hydrogeological considerations. The knowledge of such zones is a prerequisite if natural salt water is needed for recreational purposes or if contamination of potable water by salt solutions is to be avoided. For more detailed questions about the salt content of circulating waters, geoelectrical investigations are recommended.

Acknowledgement

The author wishes to express sincere thanks to Dr. WORTMANN, Oberlandesgeologe of the Geologische Landesamt, Krefeld; to Dr. NORDEN, Professor of Geophysics, Department of Geology at the University of Oklahoma, and to Mr. J. KOENIG, University of Missouri at Rolla, for interesting and helpful discussions. Professor Dr. K. FUCHS was helpful in establishing the program and read the manuscript, for which I am most thankful.

Dr. MERTENS, MESSR. WIENECKE and ZUSCHER were conducting the elevation measurements. The research was financially supported by the Geologische Landesamt, Krefeld; calculations were carried out at the Computer Center of the University of Missouri at Rolla.

References

- BRINKMANN, R.: Abriß der Geologie. Bd. II Historische Geologie. Ferdinand Enke Verlag, Stuttgart 1959
- ERKWOH, F. D., W. KNAUFF, and H. WORTMANN: Das Wealdenprofil von Isenstedt, Kreis Lübbecke (Westf.). Fortschr.-Geol. Rheinld. u. Westf., Bd. 7, 383–402, 1964
- FABIAN, H. J.: Die Aufschlußbohrung Ellerburg Z 1 bei Lübbecke in Westfalen. Fortschr.-Geol. Rheinld. u. Westf., Bd. 18, 423–428, 1971
- FRÖHLICH, R.: Bericht über Gravitometermessungen auf Meßtischblatt Lübbecke. Archiv Geolog. Landesamt Nordrh.-Westf., 1964 (unveröffentlicht)
- HAALCK, H.: Lehrbuch der Angewandten Geophysik, Teil I, Berlin-Nikolassee 1953
- HAMMER, S.: Terrain corrections for gravimeter stations. Geophysics 4, 184–194, 1939
- JUNG, K.: Schwerkraftverfahren der Angewandten Geophysik. Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.G., Leipzig 1961
- TALWANI, M., J. L. WORZEL, and M. LANDISMAN: Rapid gravity computations for two-dimensional bodies with application to the Mendocino submarine fracture zone. J. Geophys. Res. 64, 49–59, 1959
- WORTMANN, H.: Gliederung, Lagerung und Verbreitung der Unterkreide im nördlichen Wiehengebirgsvorland. Fortschr.-Geol. Rheinld. u. Westf., Bd. 7, 331–352, 1964

Die Verwendung der exponentiellen Periodenverteilung zur Feststellung der Resonanzstellen des Untergrundes aus Registrierungen industrieller Bodenunruhe

An Application of the Exponential Frequency Distribution to Determine the Predominating Period of the Subsoil from the Measurements of Micro-Tremors

P. KARDEVÁN, Budapest¹⁾

Eingegangen am 18. August 1971

Zusammenfassung: Der Begriff der Periodizität ist bei statistischen Bearbeitungsmethoden als Wiederholungseigenschaft eines physikalischen Phänomens definiert. Bei der Bearbeitung seismischer Registrierungen der Bodenunruhe wird der zeitliche Abstand zweier Nulldurchgänge der Aufzeichnung als Halbperiode bezeichnet und als ein Wiederholungsphänomen betrachtet. Bei der Darstellung der Häufigkeiten in Abhängigkeit von der Halbperiode ΔT_i kann auf der Abszisse ein logarithmischer oder ein linearer Maßstab verwendet werden. Der logarithmische Maßstab wird als unzweckmäßig abgelehnt.

Bei der Verkehrsruhe einer großen Stadt kann in bezug auf die Frequenzen die spektrale Verteilung derselben als statistisch angesehen werden. Dann folgt die Periodenhäufigkeitsverteilung einem Exponentialgesetz. Die Häufigkeit nimmt mit wachsender Periode ab. Die empirisch bestimmten Häufigkeitsverteilungen folgen im Großen diesem Verlauf, weichen aber an bestimmten Stellen systematisch davon ab, was auf eine Beeinflussung der Wellenausbreitung durch den Untergrund hinweist. Die Maxima der Abweichungen können als Resonanzstellen des Untergrundes angesehen werden. Auf diese Weise erhält man eine wichtige Charakteristik des Baugrundes.

Summary: A generalization of the periodicity for statistical investigation is given. The period is defined as the interval of time between the successive occurrences of a physical event specified arbitrarily. The method of classification of periods taking the period intervall ΔT_i as constant in the logarithmic scale is rejected, and the necessity of specific methods of period classification is emphasized. The period frequency distribution obtained from the measurements of micro-tremors of the ground may follow an exponential law. A method is proposed, in order to determine the predominating period of the subsoil.

1. Einleitung

Die Erdbebenwellen erleiden längs ihres Ausbreitungsweges gewisse Änderungen. Es läßt sich eine Art „Resonanzerscheinung“ beobachten: Je nach Art des Untergrundes werden die Bodenamplituden bestimmter Perioden relativ zu denjenigen be-

¹⁾ Dipl.-Geophys. P. KARDEVÁN, Budapest, VII. Damjanich u. 42. III. 7.

nachbarter Periodenbereiche vergrößert. Für die Planung erdbebensicherer Anlagen ist die Kenntnis solcher Resonanzstellen wichtig. Japanische Forscher [KANAI, TANAKA und OSADA 1954] haben gefunden, daß sich der Untergrund bei Schäden verursachenden Erdbebenschütterungen ähnlich verhält wie bei der Bodenunruhe industriellen Ursprungs. Dies besagt, daß es bedeutungsvoll ist, die einschlägigen Eigenschaften des Bodens durch Untersuchungen der Verkehrsruhe zu ermitteln. Darüber hinaus ist festgestellt worden [KANAI und SUZUKI 1954], daß die Maxima in der spektralen Verteilung der Amplitudenwerte zusammenfallen mit denjenigen in den Periodenhäufigkeitsverteilungen. Im Bereich der größeren Perioden ist es jedoch meist schwierig, die Amplitudenmaxima, d. h. die Resonanzstellen, aufzusuchen. Dagegen ist die Ableitung von Perioden-Häufigkeitskurven auf einfache Weise möglich. In dieser Arbeit werden die Periodenhäufigkeitskurven näher untersucht und es wird ein geeignetes Verfahren für die Aufsuchung der Resonanzstellen des Untergrundes entwickelt und vorgeschlagen.

2. Eine Verallgemeinerung der Periodizität

Periodische Erscheinungen im streng mathematischen Sinne kommen in der Natur nicht vor. Dies liegt bei der Bodenunruhe daran, daß sie sich aus mehreren Komponenten zusammensetzt, die von verschiedenen Quellen herrühren. Diese senden meist selbst keine periodischen Störungen aus. Überwiegt eine dieser Komponenten, die als periodisch angesehen werden kann, so kann die gesamte Bodenunruhe in guter Näherung durch eine periodische Funktion dargestellt werden. Die Abweichungen davon sind dann als „Fehler“ zu betrachten. Aus vielen Registrierungen ist es aber nicht möglich, eine Periode im obigen Sinne herauszufinden, obwohl sie ein an eine Periodizität erinnerndes Verhalten zeigen. Die in der Nähe von Städten beobachtete Bodenunruhe setzt sich bekanntlich aus vielen Komponenten zusammen. Sie wird in dieser Arbeit kurz als „Verkehrsruhe“ bezeichnet.

Zur Analyse dieser Unruhe kann eine Verallgemeinerung des Periodizitätsbegriffes nützlich verwendet werden. Die in der Mathematik vorkommenden periodischen Funktionen sind dadurch charakterisiert, daß sich die Funktionswerte wiederholen und die Wiederholung in regelmäßigen Abständen erfolgt. Wir lassen bei der Verallgemeinerung die Regelmäßigkeit fallen und bauen die Periodizität auf die Wiederholungseigenschaften eines betrachteten Phänomens, eines Phasenwertes, alleine auf. Die Halbperiode ist dann bei der Bodenunruhe gegeben durch die Zeitdauer zwischen zwei aufeinanderfolgenden Eintrittszeiten eines gut zu erkennenden Phasenwertes. Die statistische Bearbeitung basiert auf der Untersuchung der Häufigkeitsverteilung dieser Zeitintervalle. Die Untersuchung dieser Häufigkeitsverteilungen, die auch „Periodogramm“ genannt wird, ist in der Praxis allgemein üblich. Zu den gut zu erkennenden Phasenwerten der Registrierungen zählen in erster Linie die Nulldurchgänge der Kurve. Bei unserer Untersuchung sind die lokalen Extremwerte der Bodenverrückung als Phasenwerte gewählt worden.

In der Seismik der Bodenunruhe kann man für ein und dieselbe Erschütterung drei verschiedene Häufigkeitsverteilungen aufstellen, nämlich diejenigen für die Bodenbewegung, für die Bodengeschwindigkeit und für die Bodenbeschleunigung. Die drei werden sich wesentlich voneinander unterscheiden. Man muß also auch stets angeben, auf welche Bewegungszustände sich die Verteilung bezieht. Das Periodogramm wird auch durch die Charakteristik des Seismographen beeinflusst. Durch eine geeignete Wahl desselben sollte man seinen Einfluß klein halten.

3. Kritik der Anwendung eines Intervallsystems von logarithmisch konstanter Breite

In den Randbezirken der Städte werden die meisten neuen Bauwerke errichtet. Daher ist hier die Untersuchung des Untergrundes am aktuellsten. Die Bodenunruhe besitzt hier ein breitbandiges Spektrum. Alle empirischen Periodenhäufigkeitsverteilungen der Registrierungen der Verkehrsunruhe in den Randbezirken der Städte zeigen ein deutliches Übergewicht der kleineren Perioden gegenüber den größeren. Die Maxima im Bereich der größeren Perioden sind flach. Um diese Maxima ausgeprägter zu machen, haben japanische Forscher ein Intervallsystem verwendet, in dem die Breite der einzelnen Intervalle in logarithmischer Skala konstant ist [TANAKA 1962]. Die Teilungspunkte des Intervallsystems sind durch die Formel

$$T_i = T_0 \gamma^i \quad T_0, \gamma = \text{konstant}, \quad i = 1, 2, 3, \dots \quad (1)$$

gegeben, wobei T_i jeweils der rechte Endpunkt des i -ten Periodenintervalles ist.

Bei dieser Einteilung werden die Intervalle mit zunehmender Periode größer, wodurch die Zahl der in dasselbe fallenden Ereignisse automatisch wächst. Es wird so erreicht, daß man im Zusammenwirken mit dem Übergewicht der kleineren Perioden ein Periodogramm erhält, in dem alle Intervalle etwa gleich stark belegt sind, was bei der Anwendung eines äquidistanten Intervallsystems weniger der Fall ist. Für das Auge sieht eine solche Darstellung rein äußerlich besser aus als eine solche mit linearen Periodenintervallen.

Physikalisch ist aber ein logarithmisches Intervallsystem nicht gerechtfertigt, da es den wahren Sachverhalt verdeckt. Im Falle der Bodenunruhe sind a priori alle Perioden gleichbedeutend. Eine Bevorzugung der einen vor den anderen ist nicht gegeben.

4. Die exponentielle Verteilung

Der Grund für das erwähnte Übergewicht der kleineren Perioden in den Häufigkeitskurven der Verkehrsunruhe liegt in der Entstehungsart der Bodenschwingungen. Wie schon gesagt, setzen sich diese aus vielen Komponenten zusammen, die von verschiedenen, über die Stadt verteilten Quellen herrühren und daher unabhängig voneinander sind. Durch die selektive Absorption werden die niederperiodischen Anteile der Erschütterungen stärker absorbiert als die höherperiodischen. Die niederperiodischen Anteile der Verkehrsunruhe kommen somit im wesentlichen von nahen Quellen

und die höherperiodischen von entfernteren. Hieraus folgt in etwa schon die exponentielle Häufigkeitsverteilung.

Diese können wir auch aus dem folgenden Gedankengang ableiten: Die Gesamtregistrierdauer der Bodenverrückung sei t . Wir bestimmen die Wahrscheinlichkeit dafür, daß das betrachtete Ereignis, der ausgewählte Phasenwert, in einem Zeitintervall von der Länge $t_{n_1} = t/n$ nicht eintritt, wobei n eine beliebige natürliche Zahl ist. Die empirisch ermittelten Häufigkeitswerte können als die gemessenen Werte für die Wahrscheinlichkeit des Eintrittes angesehen werden [JÁNOSSY 1968]. Wir machen nun n Registrierungen mit der jeweiligen Zeitdauer von $t_{n_1} = t/n$. Die Zahl der Registrierungen, in denen der ausgewählte Phasenwert vorkommt, sei k . Dann ist der Näherungswert für das Nichtauftreten $1 - k/n$. Hier müssen wir stillschweigend die Annahme machen, daß sich innerhalb der Registrierdauer von 2–3 Minuten, die für die Untersuchung benötigt werden, die Verhältnisse nicht wesentlich ändern, daß z. B. in dieser nicht ein Teil der Erschütterungsquellen abgeschaltet und ein anderer dazugeschaltet wird. Wir wiederholen den Versuch, aber mit der jeweiligen halben Zeitdauer $t_{n_2} = t/2n$, und fertigen dafür $2n$ -Registrierungen an. Jetzt repräsentiert der Ausdruck $(1 - k/2n)^2$ wieder einen, aber besseren Näherungswert für die gesuchte Wahrscheinlichkeit. Hier ist das für die voneinander unabhängigen Ergebnisse von Versuchen gültige Multiplikationsgesetz verwendet worden. Bei den Intervallen t_{n_m} kann es vorkommen, daß das betrachtete Ereignis mehrmals vorkommt. Dies ist oben nicht berücksichtigt. Deshalb erhalten wir für die Wahrscheinlichkeit keinen genauen, sondern nur einen Näherungswert. Es ist einleuchtend, daß der Wiederholungsfall um so weniger häufig vorkommt, je kleiner die Versuchszeitdauer ist. Mit kleiner werdenden Registrierzeiten wird der Näherungswert besser. In der Reihe

$$(1 - k/n), \quad (1 - k/2n)^2, \quad (1 - k/3n)^3, \dots, (1 - k/mn)^m, \dots$$

stellt jedes Glied einen besseren Näherungswert dar als das vorhergehende. Den richtigen Wert für die gesuchte Wahrscheinlichkeit P erhalten wir durch folgenden Grenzübergang:

$$\begin{aligned} P(t > t_{n_1}) &= \lim_{m \rightarrow \infty} (1 - k/mn)^m = \lim_{m \rightarrow \infty} \left(1 - \frac{k}{t} t_{n_1}/m\right)^m = \\ &= e^{-\frac{k}{t} t_{n_1}} = e^{-\alpha t_{n_1}} \end{aligned} \quad (2)$$

t bedeutet die gesamte Registrierdauer. Die Größe $\alpha = k/t$ ist die mittlere Anzahl der Eintritte des betrachteten Ereignisses während der Zeiteinheit, bzw. das Zweifache des Kehrwertes der Durchschnittsperiode, wobei die Durchschnittshalbperiode gleich dem mittleren Abstand zwischen zwei Eintritten ist.

Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß die Zeitspanne zwischen zwei aufeinanderfolgenden Eintritten des betrachteten Ereignisses genau t_{n_1} ist, läßt sich aus der Verteilung [2] durch Differentiation nach t_{n_1} bestimmen:

$$p(t_{n_1}) = \frac{dP(t_{n_1})}{dt_{n_1}} = \frac{k}{t} e^{-\frac{k}{t} t_{n_1}} = \alpha e^{-\alpha t_{n_1}} \quad (3)$$

Die Wahrscheinlichkeitsdichte $p(t_{n_i})$ ist nach den gemachten Annahmen und Voraussetzungen eine rein statistische Zahl. Äußere Einflüsse, wie die Einflüsse des Untergrundes auf die Wellenausbreitung, werden von ihr nicht erfaßt. Um zu sehen, ob die empirisch bestimmten Verteilungen solche Einflüsse enthalten oder nicht, werden sie theoretisch berechneten Häufigkeitsverteilungen gegenübergestellt.

Bei der Auswertung der Registrierungen erhält man kontinuierlich alle Werte für die Perioden. Wir wollen sie in Gruppen zusammenfassen. Jede Gruppe soll gleich groß

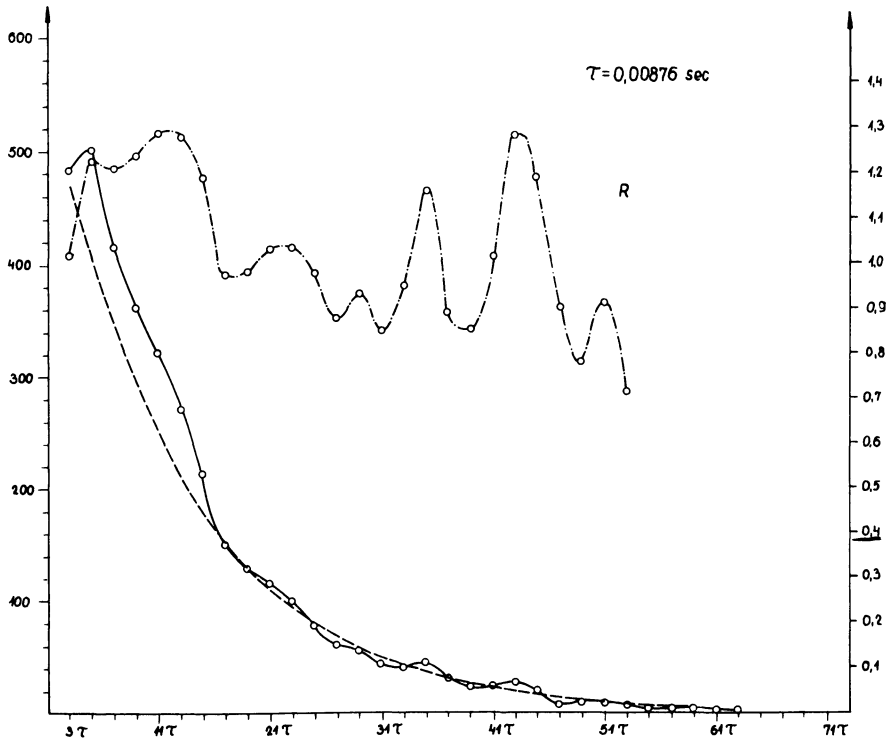


Abb. 1: Die bei der Auswertung von Registrierungen der Verkehrsunruhe (1870 Fälle) erhaltene Periodenhäufigkeitskurve (ausgezogene Kurve), die zugehörige exponentielle Wahrscheinlichkeitsverteilung (gestrichelte Kurve) und die durch Quotientbildung der zueinander gehörigen Werte der beiden ersten Kurven erhaltene reduzierte Kurve (R).

Fig. 1: Curve of frequency of periods (full line) obtained from registrations of traffic tremors (1870 cases) and the corresponding exponential probability-distribution (broken line) as well as the reduced curve (R) obtained by dividing the corresponding values of the first two curves.

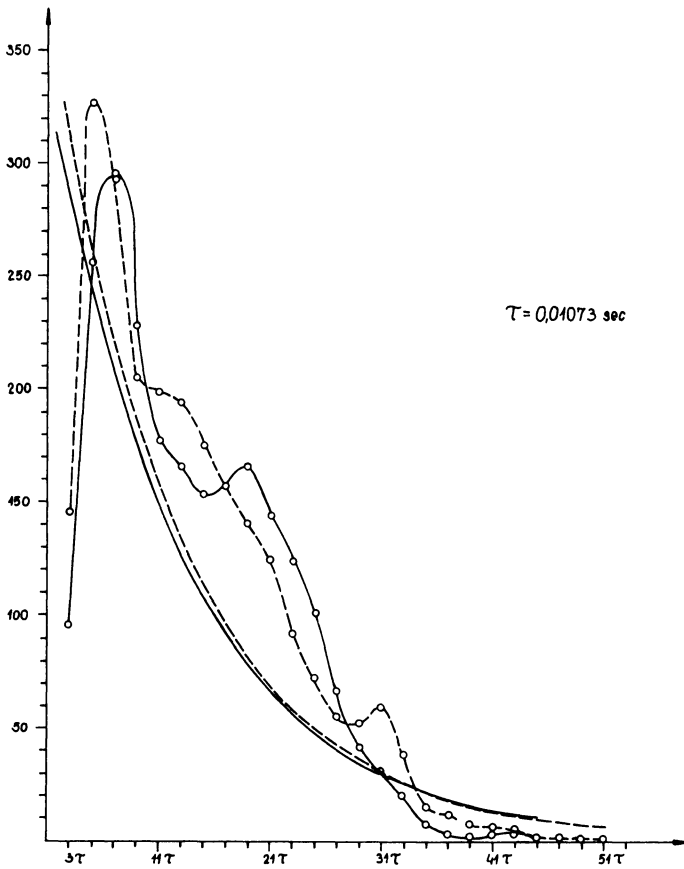


Abb. 2: Die bei der Auswertung von zwei aus verschiedenen Zeitintervallen stammenden (ausgezogenen bzw. gestrichelte Kurve), aber sich auf denselben Ort beziehenden Registrierungen erhaltenen Periodenhäufigkeits- und Wahrscheinlichkeitsverteilungen.

Fig. 2: Full lines: Frequencies of periods relating to the same observation point, but to two different times. Broken lines: Exponential distributions corresponding to the former curves.

sein und soll den Bereich τ überspannen. Die Mitte der Gruppe habe den Periodenwert T . Die Gruppe reicht dann von $T - \tau/2$ bis $T + \tau/2$. Die Mittelwerte der Gruppen liegen bei $T_n = (n - 1/2) \tau$, wobei $n = 1, 2, 3, \dots$ ist. Für den Inhalt einer Gruppe bekommen wir

$$P(T_n) = \int_{T_n - \tau/2}^{T_n + \tau/2} \alpha e^{-\alpha t} dt = 2 e^{-\alpha T} \text{sh}(\alpha \tau/2) \tag{4}$$

Damit können wir die theoretischen Häufigkeitsverteilungen aufstellen.

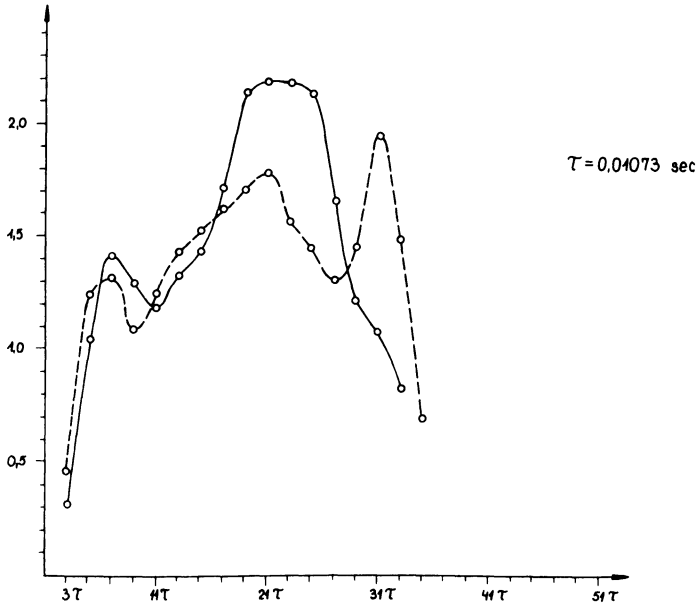


Abb. 3: Die aus den Kurven in Abb. 2 berechneten reduzierten Kurven, bezogen auf verschiedene Zeitpunkte.

Fig. 3: Reduced curves obtained from the curves of Fig. 2.

5. Die Häufigkeitsverteilungen

Die empirisch ermittelten Periodenhäufigkeiten weichen von den theoretisch berechneten stellenweise erheblich ab. Diese Abweichungen sind auf den Einfluß des Untergrundes zurückzuführen. Dividiert man die empirischen Häufigkeitswerte durch die entsprechenden Wahrscheinlichkeitswerte, so entsteht eine reduzierte Kurve, bei der der Einfluß des Untergrundes rein hervortritt. Die Maxima dieser reduzierten Kurven können als Resonanzstellen des Untergrundes betrachtet werden.

In den Abbildungen sind diejenigen Zahlenwerte in Abhängigkeit der Periode dargestellt, die aus den theoretisch berechneten und den empirisch ermittelten Häufigkeitswerten durch Multiplikation mit der Gesamtanzahl der Perioden erhalten worden sind. Hier sind auch, mit Ausnahme von Abb. 2, die entsprechenden reduzierten Kurven, die mit R gekennzeichnet sind, aufgenommen worden. Für diese gilt die rechte Ordinatenkala.

Die Häufigkeitskurve in Abb. 1 paßt sich der theoretischen Verteilung am besten an. Sie wurde aus 1870 Meßwerten gewonnen, die anderen nur aus 500–600 Periodenwerten. Selbstverständlich kann die Möglichkeit nicht ausgeschlossen werden, daß zur Zeit der Registrierung nur einige Quellen Erschütterungen ausgestrahlt haben. Hier kann es sein, daß Maxima in den Kurven auftreten, die aber von der Charakteristik

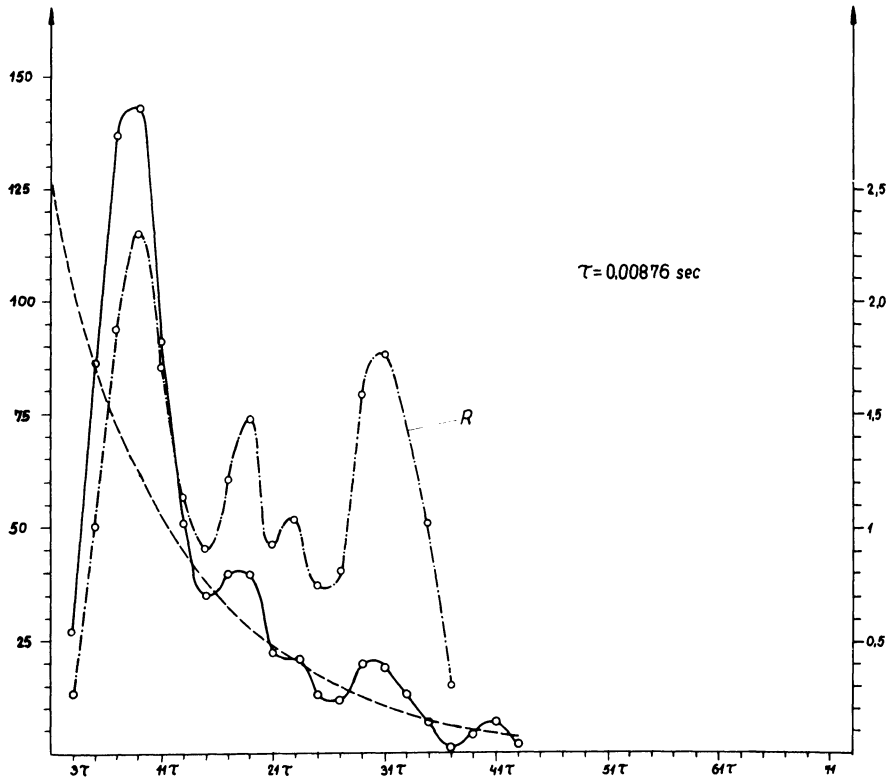


Abb. 4: Die bei der Auswertung von Registrierungen der Verkehrsruhe (500–600 Fälle) erhaltene Periodenhäufigkeitskurve (ausgezogene Kurve), die zugehörige exponentielle Verteilung (gestrichelte Kurve) und die reduzierte Kurve (*R*).

Fig. 4: Full lines: Curves of frequency of periods obtained from registrations of traffic tremors (500–600 cases). Broken lines: The corresponding exponential probability-distribution. Lines marked by *R*: Reduced curve obtained by dividing the corresponding values of the first two curves.

der „Sender“ herrühren und daher für uns uninteressant sind. Aus diesem Grunde sind auch mit der Auswertemethode einige Registrierabschnitte bearbeitet worden, denen man solche Abweichungen ansieht.

In Abb. 2 sind zwei Häufigkeitskurven zu sehen, deren Registrierungen aus zwei verschiedenen Zeiten stammen, aber am gleichen Ort aufgenommen sind. Diejenigen Maxima, die auf den Einfluß des Untergrundes zurückzuführen sind, dürfen ihre Lage im Periodenbereich nicht wesentlich ändern, auch wenn die Registrierungen zeitlich auseinander liegen. Allerdings sind Abweichungen durch Änderungen der Bodenfeuchtigkeit oder bei Bodenfrost nicht auszuschließen. In Abb. 2 stimmen aber die Maxima schlecht überein. Betrachten wir jedoch die in Abb. 3 wiedergegebenen redu-

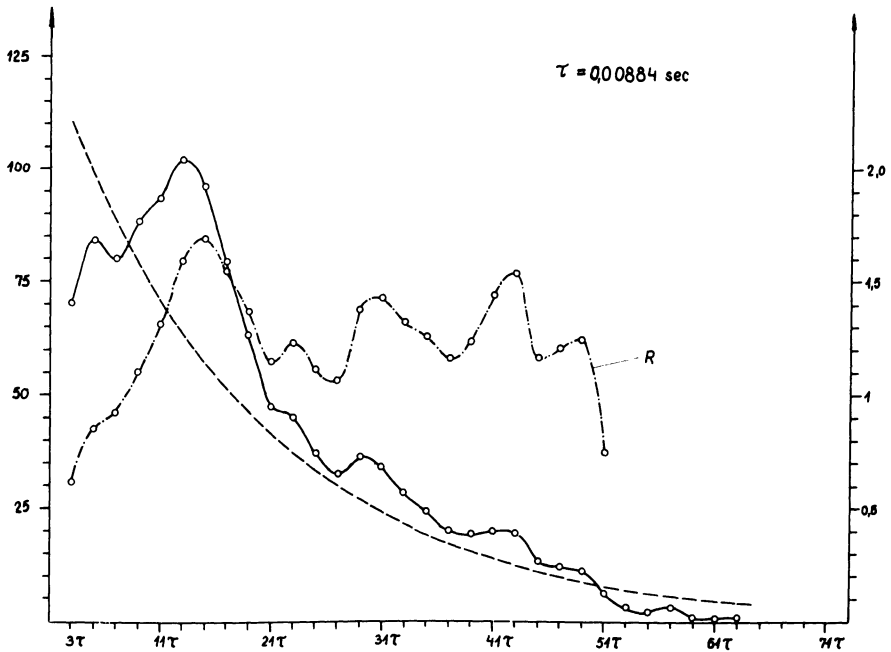


Abb. 5: Die bei der Auswertung von Registrierungen der Verkehrsunruhe (500–600 Fälle) erhaltene Periodenhäufigkeitskurve (ausgezogene Kurve), die zugehörige exponentielle Verteilung (gestrichelte Kurve) und die reduzierte Kurve.

Fig. 5: Full lines: Curves of frequency of periods obtained from registrations of traffic tremors (500–600 cases). Broken lines: The corresponding exponential probability-distribution. Lines marked by *R*: Reduced curve obtained by dividing the corresponding values of the first two curves.

zierten Kurven, so läßt sich schon eine bessere Übereinstimmung erkennen. Es scheint daher begründet, die Stellen der größten Abweichungen der Häufigkeitswerte von den Wahrscheinlichkeitswerten als Resonanzstellen des Untergrundes anzusehen.

Mit Abb. 4 und 5 soll veranschaulicht werden, daß man auch schon ein befriedigendes Ergebnis aus Kurven erhält, die nur auf relativ wenigen Periodenwerten basieren.

Es sei noch erwähnt, daß im Gebiet der kleinen Perioden wegen der beschränkten Frequenzübertragung des Instrumentes ein Maximum entsteht. Dieses Maximum kann möglicherweise mit einer Resonanzstelle des Bodens übereinstimmen; meistens wird dies jedoch nicht der Fall sein. Das dargelegte Auswerteverfahren verhilft uns zur richtigen Beurteilung.

Die Messungen sind im September 1970 in Budapest mit einem elektrodynamischen Seismograph durchgeführt worden. Das Seismometer (Typ: VEGIK), das Galvanometer (Typ: GB-IV) und der tragbare, optische Registrierapparat sind sowjetische Produkte. Der verwendete elektrische Verstärker (mit einer Vergrößerung von 20–30 im Frequenzbereich 1–10 Hz) ist im Institut für Geodäsie und Geophysik in Budapest gebaut worden. Der Seismograph ist so abgestimmt, daß die Bodenverrückungen im Periodenbereich 1–0,05 s aufgezeichnet werden.

Die Auswertung der Registrierungen und die Bearbeitung der Daten wurden mit einer elektronischen Rechenanlage durchgeführt.

Literatur

- JÁNOSSY, L.: Die Theorie und Praxis der Auswertung von Meßergebnissen (in ungarischer Sprache). Akademie Verlag, Budapest, 1968
- KANAI, K., and M. SUZUKI: Analytical Results of the Acceleration Seismograms obtained at Tokyo and Yokohama. Bull. Earthquake Res. Inst. 32, 189–197, 1954
- KANAI, K., T. TANAKA and K. OSADA: Measurement of the Micro-tremor. I. Bull. Earthquake Res. Inst. 32, 198–209, 1954
- TANAKA, T.: Period Distribution Analyser for Irregular Motion. Bull. Earthquake Res. Inst. 40, 861–871, 1962

SEISMISCHE MESSUNGEN UNTER TAGE



VORFELDAUFKLÄRUNG IM KOHLEBERGBAU

SALZRAND-BESTIMMUNGEN

ERKUNDUNG VON
ERZLAGERSTÄTTEN



PRAKLA-SEISMOS GMBH · 3000 HANNOVER · HAARSTRASSE 5
POSTFACH 4767 · RUF: 80721 · TELEX: 922847 · TELEGR.: PRAKLA

Amsterdam · Ankara · Brisbane · Djakarta · Kuala-Belait · Lima · London
Madrid · Mailand · Rangun · Rio de Janeiro · Teheran · Tripolis · Wien

