

ZEITSCHRIFT
FÜR
GEOPHYSIK

Herausgegeben von der

Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

Schriftleitung: B. Brockamp, Münster i. W.

Jahrgang 20

1954

Heft 2

PHYSICA - VERLAG · WÜRZBURG

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
Mügge, R.: Das Grundwasser als geophysikalischer Indikator	65
Burkard, O.: Studie zum geomagnetischen Effekt der F ₂ -Schicht	75
Rawer, K., u. E. Argence: Zur Entstehung der E-Schicht der Ionosphäre	84
Argence, E.: Methoden zur Bestimmung der wahren Höhen der Ionosphärenschichten	91
Mattern, G.: Über „Sferics“-Registrierungen im Frequenzbereich bei etwa 1000 Hz.	104

Die ZEITSCHRIFT FÜR GEOPHYSIK

erscheint in Jahrgängen zu je 4 Heften. Der Bezugspreis beträgt je Jahrgang DM 16.—, Einzelhefte je nach Umfang. Abonnements verlängern sich jeweils um einen Jahrgang, falls keine ausdrückliche Abbestellung zum Ende eines Jahrganges vorliegt.

Die Autoren werden gebeten, die Manuskripte in Maschinenschrift mit handschriftlich eingetragenen Formeln druckfertig einzureichen und gesondert eine „Anweisung für den Setzer“ beizufügen, aus der zu ersehen ist, wie kursiver, gesperrter oder fetter Satz und griechische, gothische oder einander ähnliche Typen und Zeichen kenntlich gemacht sind (z. B. durch farbige Unterstreichung). Die Vorlagen für die Abbildungen sollen reproduktionsfertig (Tuschzeichnung) möglichst im Maßstab 2:1 eingesandt werden. Die Beschriftung der Abbildungen soll auf einem lose vorgeklebten, durchsichtigen Papier erfolgen. Fußnoten sind fortlaufend zu numerieren und am Ende des Manuskriptes zusammenzustellen; bei Zitaten sind Bandnummer, Erscheinungsjahr und Seitenzahl anzugeben. Jeder Arbeit ist eine „Zusammenfassung“ in deutscher und englischer oder französischer Sprache beizufügen.

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

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

Für die *Zeitschrift für Geophysik* bestimmte Manuskripte u. redaktionelle Anfragen bitten wir an den Schriftleiter zu richten:

Dr. habil. B. Brockamp, Münster (Westf.) Pferdegasse 3

Anschrift der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft:

Hamburg 13, Rothenbaumchaussee 80

Alle Rechte, auch die des auszugsweisen Nachdrucks, der photomechanischen Wiedergabe u. der Übersetzung, vorbehalten. Copyright 1954 by PHYSICA-VERLAG Rudolf Liebing K.-G., Würzburg. Printed in Germany. Druck Westkulturverlag Anton Hain, Meisenheim am Glan.

Bekanntmachung lt. Bayr. Pressegesetz: Verlag: PHYSICA-VERLAG Rudolf Liebing K.-G., Würzburg, Rotlöwengasse 2. Pers. haft. Ges.: Rudolf Liebing, Arnulf Liebing u. Hildgund Holler, sämtl. Buchhändler in Würzburg. Kommanditisten: Friedr. Gäbler, Buchhändler u. Charl. Kuhnert, beide Würzburg. Verantwortl. f. d. Anzeigenteil: Arnulf Liebing.

Das Grundwasser als geophysikalischer Indikator.

Von R. Mügge, Frankfurt a. M.¹⁾

Zusammenfassung:

Das Grundwasser und insbesondere offen zugängliches Grundwasser, wie es die Brunnenpiegel darbieten, ist bekanntermaßen in seinem Stand nicht nur von der Menge des im Boden vorhandenen Grundwassers abhängig, sondern auch von äußeren Einflüssen. Insbesondere sind Spiegelschwankungen infolge von Luftdruckänderungen bekannt und zuerst durch v. *Eimern* erklärt worden. Sie entstehen durch Ausbildung einer Druckdifferenz zwischen Brunnenpiegel, der dem sich ändernden Luftdruck unmittelbar nachgeben kann, und dem in den Kapillaren stehenden Grundwasser, durch die eine Druckschwankung von der Erdoberfläche erst verzögert und mit abklingender Amplitude eindringt. Ein Brunnenpiegel samt Umgebung ist daher vergleichbar mit einem Druckvariographen. Anhand mehrerer Diagramme ist gezeigt, daß gewisse Brunnen außerordentliche Empfindlichkeit erreichen. Sie sind geeignet, nicht nur den synoptischen Druckgang, sondern auch die tägliche Doppelwelle und die Feinstruktur des Luftdruckes wiederzugeben. Entsprechend der ange deuteten Theorie ist ein Brunnenpiegel gerade für kurze Perioden in den auftretenden Druckschwankungen besonders empfindlich.

Eine Ausdehnung der Grundwasserregistrierungen auf andere Arten unterirdischen Wassers hat gezeigt, daß das Grundwasser ein guter Indikator auch für andere geophysikalische Elemente ist. So wurden im artesischen Brunnengebiet des Vogelsberges Wasserseismogramme aufgenommen, ebenfalls mittels eines auf dem Grundwasser schwimmenden Pegels. Ferner werden die Wasserstandsschwankungen in einem Bergwerk gezeigt, die in vorzüglicher Weise die Mond- und Sonnentiden des Erdkörpers sowie auch den Luftdruck wiedergeben.

Im folgenden wird über einige Ergebnisse berichtet, die seit einigen Jahren am Frankfurter Meteorologischen Institut durch die Registrierung von Spiegelschwankungen des Grundwassers an verschiedenen Stellen gewonnen sind. Auch die historische Entwicklung dieser Messungen ist kurz dargestellt als Beispiel dafür, daß geophysikalische Ergebnisse, die ja durch Laboratoriumsexperimente kaum beeinflussbar sind, von sehr zufälligen äußeren Umständen abhängen, andererseits aber von der Unvoreingenommenheit, mit der man an meteorologisch-geophysikalische Probleme überhaupt herantreten muß.

Den Anlaß, Spiegelschwankungen des unterirdischen Wassers zu beobachten, gaben Beobachtungen des in Friedberg tätigen Wasserwerkdirektors *K. Keil*. Er hatte an seinen relativ groben Pegeln im Bezirk der Wasserwerke Inheiden (westlicher Vogelsberg) beträchtliche Schwankungen des Grund-

¹⁾ Prof. Dr. R. Mügge, Frankfurt a. M., Feldbergstr. 47, Universitätsinstitut für Meteorologie und Geophysik.

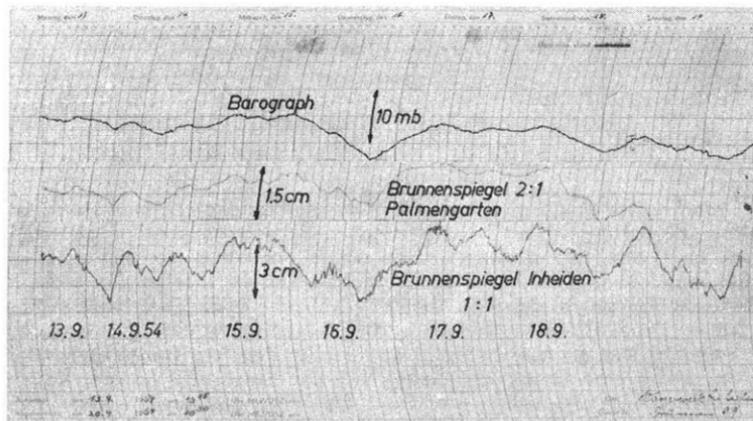


Abb. 1a: Feindruckregistrierung vom 13.-18. IX. 54 mit Institutsbarograph, Palmengartenbrunnen und auf Bohrloch 39 in Inheiden

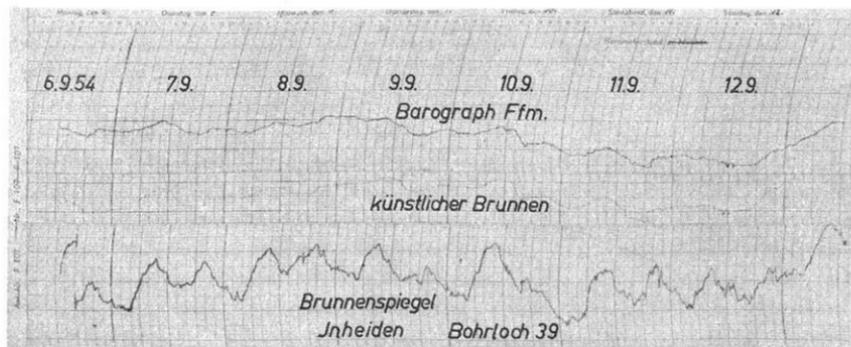


Abb. 1b: Feindruckaufzeichnungen v. 7.-12. IX. 54 durch Frankfurter Institutsbarograph, künstl. Brunnen im Institutskeller, Bohrloch 39 in Inheiden. Die Kurven zeigen im wesentlichen den täglichen Gang des Luftdrucks sowie dessen Feinstruktur, eine Frontböe am 11. IX. 19^h und kurzperiodische Unruhe am 12. IX. 11^h

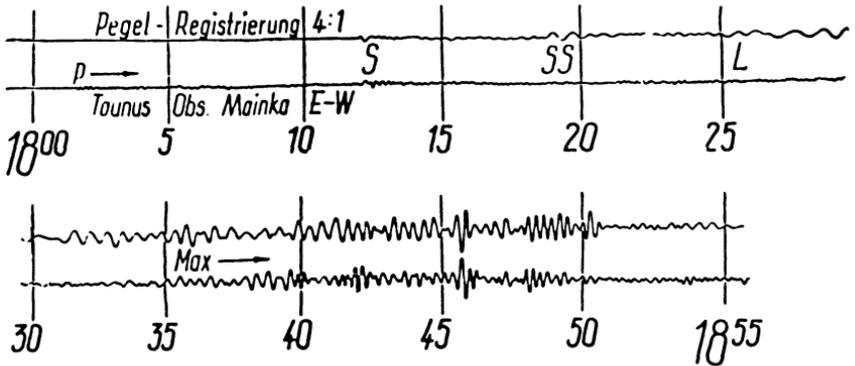
wasserstandes bei starken Fernbeben bemerkt (Amplituden bis 20 cm und mehr). Auch der an sich bekannte Einfluß des Luftdruckes war in Inheiden durch täglich mehrmalige Ablesungen eines Quecksilberbarometers aufmerksam verfolgt worden. Das Frankfurter Institut, dem Herr *Keil* freundlicherweise seine Beobachtungen mitteilte, stellte daraufhin in Zusammenarbeit mit den Friedberger Wasserwerken in dem fraglichen Grundwassergebiet die weiter unten beschriebene einfache Apparatur auf, die geeignet schien, die Bewegungen des Wassers bei etwaigen Fernbeben genauer wiederzugeben. Es sollte vor allen Dingen festgestellt werden, ob außer den schon bekannten großen Spiegelschwankungen von mehreren Dezimetern auch seismische Vorläufer vom Wasser aufgezeichnet werden können. Gleichzeitig wurde mit der Registrierung von Spiegelschwankungen als Folge von Luftdruckwellen an mehreren Frankfurter Brunnen begonnen. Sie ergab das Resultat, daß viele Brunnen in erstaunlich hohem Maße geeignet sind, nicht nur den synoptischen Gang des Luftdruckes, sondern auch dessen Feinstruktur bis zu Perioden von der Größenordnung von Minuten herab durch eine einfache Pegelregistrierung wiederzugeben. Hieraus entstand eine gleichsam hydrologische Arbeitsrichtung des Meteorologischen Institutes, über die in dieser Zeitschrift vor kurzem berichtet wurde²⁾.

Die große seismische Empfindlichkeit am Grundwasservorkommen bei Inheiden, wo sehr ergiebige Tiefbrunnen im klüftigen Basalt stehen und eine außerordentliche Beweglichkeit und Nachflußfähigkeit des gespannten Wassers vorhanden ist, schien gerade deswegen zur Wiedergabe von kurzperiodischen Luftdruckschwankungen (Mikrostruktur des Luftdruckes) zunächst weniger geeignet. Gute seismische Empfindlichkeit zeigte sich nämlich an den ergiebigsten Bohrlöchern im Grundwassergebiet Inheidens (mit seinen insgesamt etwa 50 Bohrlöchern und Brunnen). Die ersten, dort gewonnenen "Wasserseismogramme", die bereits an anderer Stelle veröffentlicht wurden³⁾⁴⁾, zeigen nur geringe Beeinflussung durch den Luftdruck. Bevor sie durch die nachfolgenden Abb. 2 und 3 vervollständigt werden, muß aber auf ein neues Ergebnis am Inheidener Grundwasser hingewiesen werden. Es hat sich herausgestellt, daß wider Erwarten auch hier – allerdings in dem für die Wasserentnahme weniger ergiebigen Brunnengebiet – besonders *hohe Empfindlichkeit* gegenüber dem Luftdruck vorhanden ist. In Abb. 1 a und b, sind zwei im Inheidener Bohrloch 39 aufgezeichnete Pegelregistrierungen wiedergegeben, zu denen jedesmal der gleichzeitige Luftdruckgang des im Frankfurter Institut arbeitenden recht empfindlichen Dosenbarographen beigelegt ist. Bei diesem Instrument entsprechen 2 Teil-

2) R. Meissner, Zeitschr. f. Geoph., Sonderband, 1953, S. 161-180.

3) C. Junge, Umschau, 53. Jahrg., 1953, S. 203.

4) R. Mügge, Natur und Volk, Bd. 83, H. 7, 1953, S. 209-215.



Japan-Beben, 25 November 1953 Δ : 9400 km.

Abb. 2: Japan-Fernbeben, registriert in Inheiden durch Grundwasserpegel am Bohrloch 9 und Mainka-Horizontalpendel (E-W) am Taunusobs. kl. Feldberg

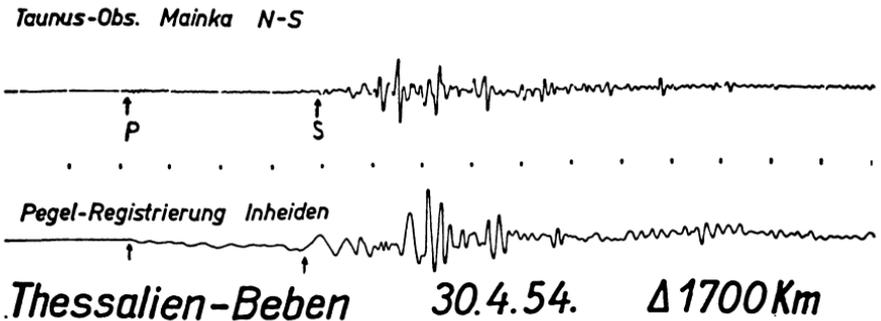


Abb. 3: Thessalienbeben, registriert von Mainkapendel am T. O. und am Bohrloch 9 Inheiden, P.-Welle auch in Inheiden erkennbar

strichen des Registrierpapiers (3 mm) 1 mbar, der schädliche Reibungseinfluß ist bei dauernder sorgfältiger Überwachung des Instrumentes so klein, daß 1/10 Millibar mit Sicherheit aufgezeichnet wird. Die am Inheidener Brunnen gewonnene Wochenregistrierung übertrifft die des Barographen an Empfindlichkeit und Amplitude bei weitem, ebenso auch die mitabgebildete Kurve des Palmengartenbrunnens, der vom Institut 300m entfernt ist. Das Hervorheben kurzer Perioden von 3 - 15 Minuten Dauer ist so stark, daß die

Registrierung als Gesamtwiedergabe des Luftdrucks verzerrt erscheint. Aber sie fordert geradezu heraus, die "Feinstruktur des täglichen Ganges" zu analysieren. In Abb. 1b ist für eine weitere Woche die Registrierung eines künstlichen Wasserbarographen beigelegt, den R. Meissner im Keller des Institutes mit Hilfe eines mit Sand und Wasser gefüllten aufrecht stehenden Rohres konstruiert hat.⁵⁾ Als geologische Ergänzung zu Abb. 1a und b sei vermerkt, daß der fragliche Brunnen einige m über dem Basalt steht, in dem der Wasserspiegel von einer 2 m dicken lehmig-tonigen Bodenschicht überdeckt ist, die die Luft sehr gut abschließt.

Die erwähnten, seismischen Ergebnisse an den ergiebigen Wasserentnahmestellen im Inheidener Gebiet (Bohrloch 8 und 9) ermutigten nun dazu, dort einen Wasserseismographen aufzustellen, bei dem durch größeren Papiervorschub und Rußschreibung eine Auflösung der vom Wasser wiedergegebenen Bewegungen bis zu Perioden von Bruchteilen einer Minute herab gesichert schien. Die Abb. 2 und 3 geben die Registrierungen eines solchen Pegels wieder. Sie sind wieder mit einem einfachen Schwimmer erhalten worden. Die Vertikalbewegungen des Schwimmers werden mittels einer über 1 Rolle laufenden Kette und Gegengewicht auf zwei innere Rollen kleineren Durchmessers übertragen, zwischen denen eine in sich geschlossene, unendliche Kette ausgespannt ist. Von dieser, immer gleichmäßig gespannten Kette wird ein Schreibstift auf berußtem Papier hin- und hergeführt. Der Vorschub ist 12 cm/Stunde, die Amplituden des Schwimmers sind vierfach verkleinert, um den störenden Wirkungen des häufigen Abpumpens zu begegnen. Wie die Abbildungen erkennen lassen, erweist sich das Inheidener Grundwasser als recht brauchbarer Seismograph, der allerdings entgegen den üblicherweise aufgestellten Instrumenten unserer Erdbebenstationen die "langen" Wellen gegenüber den kürzeren bevorzugt. Die etwa 80 km von Inheidener entfernte Erdbebenwarte auf dem Kl. Feldberg i. Ts. erlaubt einen unmittelbaren Vergleich. Leider ist zurzeit auf dem Kl. Feldberg noch kein Vertikalpendel aufgestellt. Für die vorläufige Auswertung wurden daher außer den Registrierungen der Mainka-Horizontalpendel am Taunus-Observatorium auch noch die Registrierungen des Wiechert'schen Vertikalpendels an der Erdbebenwarte der Technischen Hochschule Karlsruhe mit herangezogen, für deren freundliche Zurverfügungstellung der dortigen Station hiermit bestens gedankt sei. Die Abb. 2 zeigt, daß die Aufzeichnung des Ostasienbebens vom 25. 11. 1953 mit Hilfe des Inheidener Grundwassers vom Einsatz der transversalen Welle an außerordentlich ähnlich der Registrierung des auf dem Kl. Feldberg stehenden Mainkapedels ist. Viele Einzelphasen im Gebiet der Maximalwellen lassen sich gegenseitig zuordnen. Die sehr kurzperiodischen, longitudinalen Einsätze, die bei diesem mittelstarken Beben aus 9400 km Entfernung schon recht schwach ausfielen, konnten in der Grundwasserregistrierung nicht entdeckt werden. Dagegen hat

⁵⁾ Im Druck befindliche Dissertation.

das Grundwasser die sogenannten langen Wellen, die rund 23 Minuten nach Beginn des Bebens eintreten, ebenso auch den SS-Einsatz der reflektierten Transversalwelle erheblich besser registriert als das 200-fach vergrößernde Mainkapendel, und dies trotz der vierfachen Verkleinerung. Für den in Abb. 2 durchgeführten Vergleich mit der Taunusregistrierung wurde das Original etwa 15-fach vergrößert, um die Zeitskalen auf den gleichen Maßstab zu bringen. Die vom Grundwasser besonders deutlich herausgehobenen Wellen besitzen im Gebiet der langen Wellen Perioden von 30-40 Sekunden Dauer, auf die das mit 5,6 Sekunden Eigenperiode ausgestattete Mainkapendel schon kaum noch anspricht. Für die Oberflächenwellen ist das Grundwasser dem Seismograph etwa gleichwertig, hebt aber u. a. die Wellengruppen besonders gut hervor und zeigt sich demnach "genügend gedämpft". Daß das Inheidener Grundwasser grundsätzlich auch von den longitudinalen Wellen zu Relativbewegungen angeregt werden kann, zeigt die Abb. 3, die in ganz ähnlicher Form einen Vergleich zwischen der Inheidener Registrierung und dem Mainkapendel am Kl. Feldberg für das Griechenlandbeben vom 29. 4. 1 Uhr (Thessalien) bringt. Hier ist die Ankunft des longitudinalen Einsatzes auch beim Wasser zweifelsfrei, wenn auch nur als Ausschlag von Bruchteilen eines Millimeters, erfaßt. Er ist anscheinend mit einer irreversiblen kleinen Veränderung des Wasserniveaus verknüpft. Wieder holt das Grundwasser die Transversalwellen und die Maximalphasen der Oberflächenwellen viel besser heraus als das Horizontalpendel. Manche Phasen sind überhaupt nur im Grundwasser und nicht in der Registrierung des Seismographen zu erkennen. Übrigens wurde auch das südspanische Tiefbeben vom 29. 3. 6 Uhr (Herdtiefe ca. 650 km) vom Wasserspiegel sehr deutlich in allen Phasen wiedergegeben, obwohl hier die Oberflächenwellen nur schwach ausgeprägt sind.

Ähnliche Erfahrungen sind seit einiger Zeit an amerikanischen Bohrungen gesammelt worden, worüber der Geologe Vorhis⁶⁾ berichtet hat. Die von ihm an gewissen Ölbohrungen benutzte Anordnung zur Registrierung seismischer Grundwasserwellen ist nach jener Veröffentlichung offenbar sehr ähnlich der Inheidener Pegelanordnung. In Tiefbohrungen sind allerdings längere Drähte oder Stahlketten notwendig. Sie stellen trotz hervorragender Materialauslese wohl eine Fehlerquelle dar, die in Inheidener fortfällt. Die Inheidener Apparatur, die unabhängig und ohne Kenntnis der amerikanischen Untersuchungen entwickelt wurde, soll für die weiteren Versuche zur Deutung der eintretenden Wasserbewegungen bei Erdbeben auf zwei oder mehr Bohrlöcher mit gleichzeitiger elektrischer Schreibung erweitert werden, um so vielleicht Differenzbewegungen des Wasserspiegels zu erhalten. Zurzeit ist die Frage nach der Natur dieser Wasserschwankung bei Erdbeben noch unbeantwortet. Sind es großräumige gleichzeitige Niveauänderungen des Wassers im ganzen Gebiet oder kommunizieren die im Boden vorhandenen Wassermengen dabei miteinander?

6) R.C. Vorhis, Water Resources Bulletin, May 1953, p. 25.

Schwankungen des Grundwasserspiegels in dem überfluteten Bergwerk Sontra.

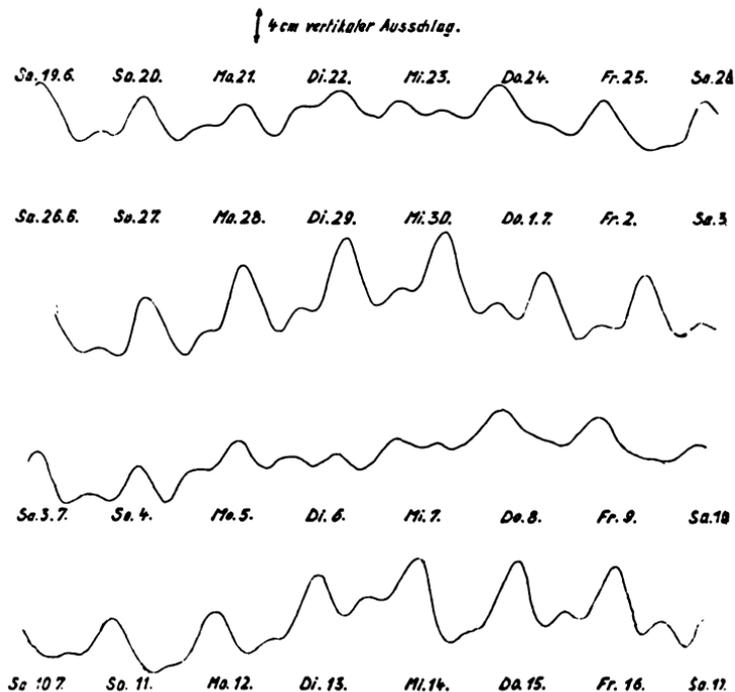


Abb. 4: Pegelregistrierung im Schacht Reichenberg der Hessischen Kupferschiefer A.G. vom 19. VI. bis 17. VII. 54.

Gewisse Hinweise sprachen dafür, daß seismisch angeregte Wasserstandsschwankungen auch in größeren, eingeschlossenen Grundwasseransammlungen vorkommen, wie sie z. B. in vom Wassereinbruch betroffenen Bergwerken oder in natürlichen, unterirdischen Seen zu finden sind. Zur ersten Erprobung, ob derartige unterirdische Wasseransammlungen gegenüber Luftdruck oder Erdbebenwellen empfindlich sind, bot sich die Grube Reichenberg der Hessischen Kupferschiefer A.G. bei Sontra in Hessen. Hier wurde in Zusammenarbeit mit dem Hessischen Amt für Bodenforschung in Wiesbaden eine vorerst provisorische Registrierung angebracht. Das dort im Schacht und in den Stollen stehende Grundwasser ist allerdings noch durch eine weitere Besonderheit ausgezeichnet. Beim Wassereinbruch wurde ein größeres unterirdisches Luftvolumen mit eingeschlossen, das nach den Angaben der Bergwerksverwaltung auch heute, drei Jahre nach dem Wassereinbruch noch fast vollkommen erhalten ist. Es wirkt bei etwaigen Druckschwankungen oder Bewegungen der unterirdischen Wassermassen als fe-

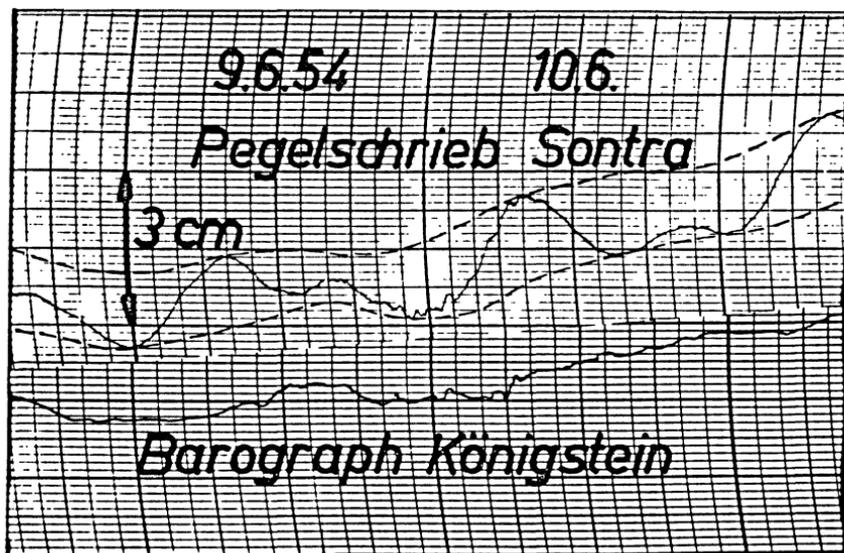


Abb. 5: Ausschnitt aus der Gezeiten- und Luftdruckregistrierung durch den Pegel im Schacht Reichenberg b. Sontra. Wiedergabe mittelräumiger Unruhe während der Nacht, als Vergleich Druckregistrierung eines Dosenbarograph in Königstein (150 km)

dernder Puffer. Auf dem Wasserspiegel im Schacht, 120 m unter Tage, wo die Bergwerksverwaltung schon seit langer Zeit mit Hilfe eines Lichtlots ständige Schwankungen des Wasserspiegels festgestellt hatte, wurde ein Pegel aufgestellt, der über einen einfachen Hebel auf eine Registriertrommel schreibt, ähnlich wie dies bei den Luftdruckregistrierungen mittels Wasserspiegel an dem Brunnen im Palmengarten oder in Inheiden geschieht. Die Abb. 4 zeigt die ersten Ergebnisse der nunmehr seit einigen Wochen fortlaufenden Registrierungen. Eine flüchtige Betrachtung läßt sofort erkennen, daß der Wasserspiegel im Bergwerk täglich zwei Maxima und zwei Minima durchmacht, die zunächst einen besonders starken Einfluß der täglichen Doppellwelle des Luftdrucks vermuten ließ. Da die Registrierung außerdem eine durchaus eindeutige Zuordnung zum synoptischen Druckgang aufwies, was in Abb. 5 für die Tage vom 8. – 11. 6. 1954 durch die gestrichelt eingetragenen Schmiegunslinien und die von einem empfindlichen Barographen in Königstein aufgezeichnete Luftdruckkurve belegt wird, schien dies als Deutung naheliegend. Dagegen sprachen aber die außerordentlich großen Anplituden dieser "Doppellwelle", die nicht nur viel größer als die vom synoptischen Gang angeregten Wasserstandsschwankungen sind, sondern auch viel größer als sie theoretischerweise von Luftdruckschwankungen im Ausmaße der täglichen Doppellwelle hervorgerufen werden

können. Bei den aufeinanderfolgenden Maxima und Minima macht nämlich der Wasserspiegel im Schacht durchschnittlich 6-12 cm Höhengschwankungen durch, was einer Schwankung der Quecksilbersäule im Barometer von 4,5 - 9 mm entsprechen würde. Die tägliche Doppelwelle des Luftdrucks besitzt nur etwa den zehnten Teil dieser Amplitude. Ferner erkennt man bei näherer Betrachtung sofort, daß sich die Maxima und Minima von Tag zu Tag verschieben und zwar um die von den Gezeiten des Mondes her wohlbekannte Zeitspanne von jeweils 50 Minuten. Zu diesem Hinweis, daß die Wasserschwankung von den Gezeiten herrührt, paßt auch die Beobachtung, daß die Amplitude der Wasserschwankung im 14-tägigen Rhythmus an- und abschwilt, also Spring- und Niptiden erkennen läßt. Hiermit erscheint einwandfrei belegt, daß das im Bergwerk Reichenberg eingeschlossene Grundwasser sich unter den von Sonne und Mond herrührenden Gezeiten auf- und ab- bzw. hin- und herbewegt. Ob diese Schwankungen eine unmittelbar unter den Gezeitenkräften eintretende Bewegung des eingeschlossenen Grundwassers darstellen, ist aber noch nicht sicher erwiesen. Es erscheint auch möglich, daß die Gezeiten des festen Erdkörpers, wie sie *R. Tomaschek* und *W. Schaffernich*⁷⁾ mit bifilar aufgehängten Schwerevariometern feststellen konnten, das Grundwasser indirekt zu diesen Bewegungen anregen. Dabei könnte eine starke Vergrößerung der vertikalen Wasseramplitude im Schacht infolge gewisser Unterschiede in der Gesteins- und der Wasserkompressibilität die Ursache für die so auffällige Schwankung sein. Die Erscheinung hätte dann eine Ursache, die vielleicht auch für die seismischen Schwankungen des Grundwassers in den Basaltklüften des Inheidener Gebietes eine Rolle spielt, daß nämlich Unterschiede in der Kompressibilität des festen Gesteins und des Wassers das dort sehr leicht bewegliche Grundwasser zu einem Indikator für die seismischen Wellen macht. Über diese Fragen können erst die weiteren Registrierungen entscheiden, die wegen der schwierigen Befahrbarkeit des ertrunkenen Bergwerkes zunächst auf eine elektrische Fernregistrierung umgebaut werden müssen.

Bemerkenswert erscheinen in den Kurven der Abb. 5, die eine unmittelbare Wiedergabe der Originalregistrierungen sind, noch die Umkehrstellen, an denen sich die Vertikalbewegung des Wassers bis zum Werte 0 abschwächt. Diese Stellen lassen oftmals eine Feinstruktur im Gang des Wasserspiegels erkennen, deren Perioden und äußere Formen wieder sehr ähnlich den Feindruckschwankungen des Luftdrucks sind. Die Abb. 5, die für die Tage vom 8. - 11. 6. 1954 als Vergleich die Druckregistrierung des Königsteiner Barographen wiedergibt, bestätigt diese Auffassung. Es erscheint dabei besonders bemerkenswert, daß trotz der Entfernung zwischen Königstein und Sontra von etwa 150 km noch eine sehr bemerkenswerte Ähnlichkeit in der Struktur des Luftdruckganges erkennbar ist, ein Beweis

7) R. Tomaschek und H. Schaffernich, Zeitschr. f. Geophysik. Bd. 9. (1933) S. 199.

dafür, daß es nicht nur einen kleinräumigen sondern auch einen "mittelräumigen meteorologischen Lärm" gibt.⁸⁾

Somit stecken in den Kurven der Abb. 4 die Gezeiten des Mondes und die Gezeiten der Sonne mit ihren teils doppeltägigen, teils eintägigen Perioden des Mond- und Sonnentags, ferner der synoptische Luftdruckgang und die tägliche Doppelwelle des Luftdrucks mit 12-stündiger Periode, schließlich noch die Feinstruktur des Luftdrucks. Ob das im Bergwerk eingeschlossene Wasser auch Schwankungen infolge seismischer Wellen auszuführen vermag, konnte bisher noch nicht festgestellt werden. Die Vielheit der Perioden, die in jenen Kurven stecken, legt eine harmonische Analyse zur Aufdeckung der Perioden, Amplituden und Phasen nahe. Eine vorläufige Analyse der in Abb. 4 dargestellten vier Wochen ist bereits durchgeführt. Ihr Ergebnis soll in einer demnächst veröffentlichten Diplomarbeit mitgeteilt werden.

8) Meteorologischer Lärm ist ein in der numerischen Wettervorhersage gebräuchlicher Ausdruck für Druckstörungen kleinerer Art, die bei der mathematischen Analyse vernachlässigt werden.

Studie zum geomagnetischen Effekt der F_2 - Schicht.

Von O. Burkard, Graz¹⁾

Abstract: The influence of the earthmagnetic field on the world-wide distribution of the critical frequencies foF2 is examined especially for solstices by means of observations in 1952. The results may be summarised as follow:

i) At solstice as at equinox both maxima in geomagnetic latitudes of about $+ 20^\circ$ and intermediate minimum upon the geomagnetic equator are absent in the early forenoon. The highest critical frequencies are appearing upon the magnetic equator.

ii) At noon the minimum is to be found about inclination zero; the two maxima are situated unsymmetrically to that. The maximum of the actual summer-hemisphere is situated more towards the pole.

iii) A secondary maximum appearing at noon during December-solstice at an inclination of about $+ 60$ degrees is not real. This secondary maximum is pretended by accidental distribution of observatories and also by the fact, that there is no whatever dependence from earthmagnetic field for it at this time. It disappears, if the critical frequencies are set in dependence from geographical latitude.

iv) The regions, in which a suitable condensation of the observatory-net could essentially contribute to the clearing of geomagnetic effect, are demarcated. The International Geophysical Year 1957/58 would be able in a prominent measure to bid the foundation for such a passing condensation and could help in this way to solve the still uncleared problems of the geomagnetic effect by international cooperation.

Die kritischen Frequenzen der F_2 -Schicht (nachts F-Schicht) zeigen bekanntlich in ihrer weltweiten Verteilung eine mehr oder minder deutlich ausgeprägte Abhängigkeit vom Erdmagnetfeld, wie dies zuerst *Burkard* (siehe 1 im "Literaturverzeichnis") an Hand einiger weniger, später *Appleton* (2) unter Verwendung des inzwischen beträchtlich angewachsenen Beobachtungsmaterials nachweisen konnte. Im folgenden seien zu dieser Erscheinung, die ich der Kürze halber als "geomagnetischer Effekt" bezeichnen möchte, einige neue Untersuchungsergebnisse mitgeteilt, die einerseits vielleicht einen kleinen Beitrag zur Weiterentwicklung der bisher

¹⁾ Prof. O. Burkard, Institut für Meteorologie und Geophysik, Universität Graz, Austria.

erst in den Anfängen steckenden Theorie liefern können, die andererseits im Hinblick auf das bevorstehende Internationale Geophysikalische Jahr (AGI) Hinweise dafür geben, in welchen Gegenden eine Verdichtung des schon bestehenden Netzes von Ionosphärenbeobachtungsstationen besonders vordringlich wäre.

Betrachtet man zunächst die Jahresmittel der kritischen Frequenzen oder besser noch deren Quadrat $(foF_2)^2$, das ja der Elektronenkonzentration direkt proportional ist, dann erhält man relativ einfache Verhältnisse, denn mit Ausnahme einer kurzen Zeit in den Morgenstunden werden den ganzen Tag hindurch in der Gegend des magnetischen Äquators niedrigere Frequenzen beobachtet als in ungefähr $\pm 20^\circ$ geomagnetischer Breite. Infolge dieser Symmetrie hinsichtlich des geomagnetischen Äquators bleibt dieses Bild auch erhalten, gleichgültig, ob man die Frequenzwerte zur geomagnetischen Breite Φ oder zur Inklination I in Beziehung setzt. Letztere ist bei der Abb. 1 als Abszisse gewählt, während die Frequenz - Jahresmittel 1947 die Ordinate bilden; die hintereinander liegenden Kurven beziehen sich auf die einzelnen Stunden des Morgens bzw. Vormittags. Wie Burkard (3) schon seinerzeit mitteilte, liegt – abweichend von den übrigen Tagesstunden –

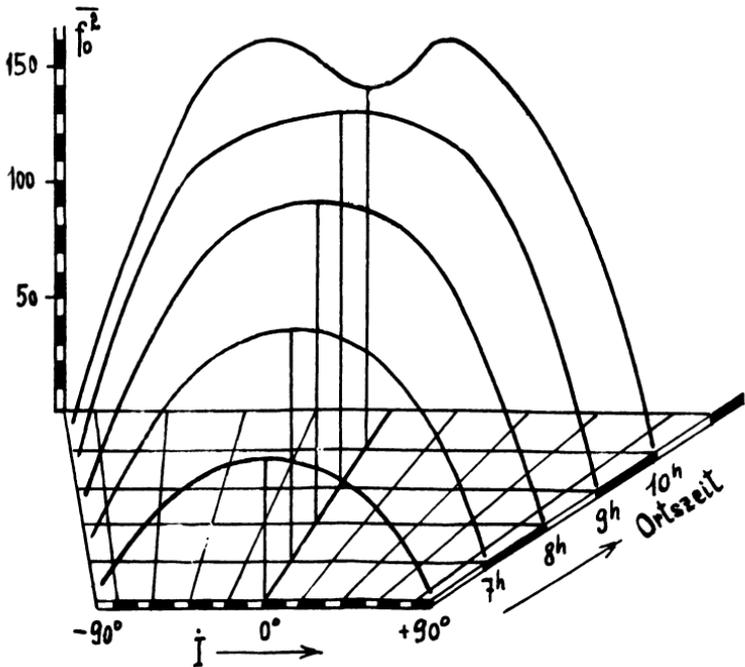


Abb. 1: der geomagnetische Effekt am Morgen. (Jahresmittel 1947).

etwa zwischen 6^h und 9^h Ortszeit das Maximum der Kurve bei der Inklination Null, aber bereits um 10^h tritt an dieser Stelle eine Einbuchtung ein, während gleichzeitig nunmehr zwei Maxima bei einer Inklination $I \approx \pm 20^\circ$ zum Vorschein kommen. Mit ganz geringfügigen Verschiebungen kann den ganzen übrigen Tag (also von 10^h morgens bis 5^h früh) stets diese letztere Ionisationsverteilung gefunden werden, sodaß ein unmittelbarer Gezeiteneinfluß wohl nicht zu bestehen scheint.

Wenn man nun nicht die Jahresmittel, sondern nur die Monatsmittel eines Äquinoktialmonats (März, September) untersucht, stellt sich interessanter Weise ein ganz ähnlicher Befund ein: Auch hier beobachtet man immer wieder und zu allen Tageszeiten (außer den genannten Vormittagsstunden) die Einsattelung bei der Inklination Null und die Frequenzmaxima als Höcker, bei ungefähr $I = \pm 20^\circ$, symmetrisch zum vorerwähnten Minimum. Dies steht in ausgesprochenem Widerspruch zu einem Befund *Appletons* (4), der noch einer Klärung bedarf.

Wesentlich unübersichtlicher liegen freilich die Dinge zu den Solstitien und das mag wohl auch mit ein Grund dafür sein, daß wir hierüber noch so wenig Erfahrungen besitzen. Die relativ große Zahl von Beobachtungsstationen erlaubt es aber heute bereits, wenigstens in groben Zügen die Auswirkungen des geomagnetischen Effektes auch in diesen Fällen zu umreißen. Die wichtigste Erkenntnis ist hier zunächst die, daß zu den Solstitien die früher mehrfach erwähnte Symmetrie der Kurven verloren geht, wodurch zwei Schwierigkeiten auftreten, die den Einblick in die Zusammenhänge des Effektes in recht unangenehmer Weise erschweren und auf die daher hier zunächst kurz eingegangen werden möge.

a) Durch die zu den Solstitien auftretende Unsymmetrie in den Kurven (Frequenzquadrat in Abhängigkeit von einer das Erdmagnetfeld bestimmenden Größe) gewinnt die Frage, welche geomagnetische Größe sich bei dieser Darstellung am besten als Abszisse eignet, eine erhöhte Bedeutung. Denn nunmehr sehen die Kurven ganz verschieden aus, je nachdem, ob man, wie das bisher meist geschah, die geomagnetische Breite Φ verwendet (5), oder ob man zum Beispiel die Inklination I als Abszisse benützt, wie es in dieser Arbeit überall geschah, soweit nichts anderes angegeben ist. Was ist nun richtig? Man kann diese Frage vielleicht vom theoretischen Gesichtspunkt aus zu beantworten versuchen und daran denken, daß die Verwendung von Φ etwa soviel bedeuten würde, als daß in der Höhe der F_2 -Schicht die großräumigen Abweichungen des Erdmagnetfeldes vom einfachen Dipolfeld als bereits verschwunden, im zweiten Fall hingegen, bei Verwendung der Inklination I auch noch für diese Höhe von einigen hundert Kilometern als mehr oder weniger unverändert bestehend angesehen werden müßten. Was in Wirklichkeit zutrifft, kann mit den derzeitigen Hilfsmitteln wohl noch nicht mit genügender Sicherheit entschieden werden. Andererseits freilich könnte man auch einen rein empirischen Weg einschlagen und einfach nachsehen, für

welche der beiden Größen (Φ bzw. I) die Streuung der beobachteten Meßpunkte geringer wird. Leider ist bei der relativ geringen Anzahl der Beobachtungsstationen gerade in den kritischen Zonen, die hier eindeutig eine Unterscheidung zulassen könnten, auch dieser Weg vorläufig nicht mit Aussicht auf einen wirklichen Erfolg gangbar. Dazu kommt aber überdies, daß nach unseren derzeitigen Anschauungen über das Zustandekommen des geomagnetischen Effektes überhaupt kaum jemals mit einer wesentlichen Herabminderung der Streuung gerechnet werden kann. In dem bekannten einfachen Ansatz für die Ionisierungsbilanz ist die Elektronenkonzentration N im wesentlichen nur vom Sonnenstand und damit also von der geographischen Breite abhängig, im erweiterten Ansatz, der auch Bewegungsvorgänge in der Schicht berücksichtigt, tritt aber das Zusatzglied $\text{grad}(N\vec{v})$ auf, und damit also die Driftgeschwindigkeit der Elektronen (\vec{v}), die einerseits vom Erdmagnetfeld abhängt, andererseits aber auch lokal sehr verschieden sein dürfte, vielleicht im Zusammenhang mit der großräumigen Verteilung von Wasser und Land auf der Erdoberfläche, vielleicht aus anderen, noch unbekanntem Gründen.

b) Mit dem Augenblick, da die Symmetrie der Kurven (mit einer Spiegelung um $\Phi = 0$ bzw. $I = 0$) verloren geht, machen sich die Lücken im Beobachtungsnetz wesentlich unangenehmer bemerkbar und damit geht eine teilweise ziemlich beträchtliche Unsicherheit in die Betrachtungen der Ver-

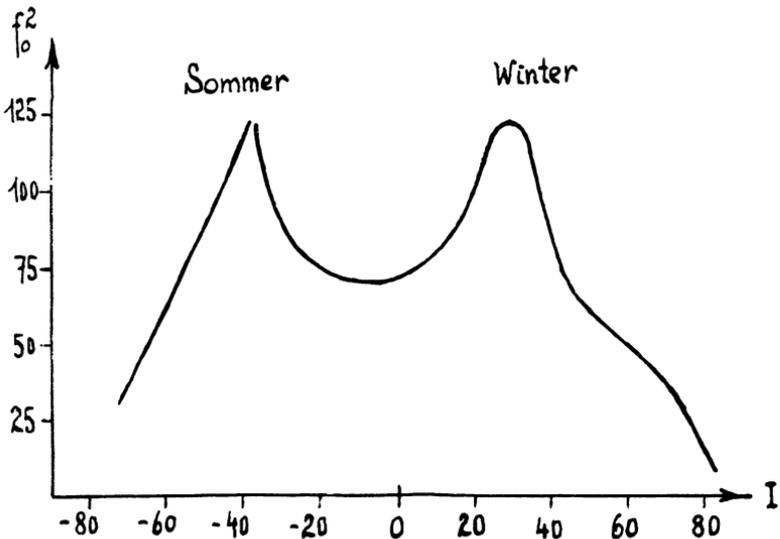


Abb. 2: Der geomagnetische Effekt zum Dezembersolstitium.

hältnisse zu den Solstitien ein. Die Kurven in den folgenden Abbildungen wurden dementsprechend stets so durch die vorhandenen Einzelpunkte hindurchgelegt, daß sie sich stets möglichst gut anpassen, ohne Rücksicht auf Unstetigkeitsstellen, die in praxi wohl nicht in so krasser Form möglich sein dürften, wie sie gezeichnet wurden.

Die Auswirkungen des geomagnetischen Effektes um 12^h Ortszeit zeigt die Abb. 2 für Januar und Dezember 1952 und die Abb. 3 für die Monate Juni/Juli desselben Jahres, in beiden Fällen sind die Mittelwerte der Frequenzquadrate in Abhängigkeit von der Inklination I aufgetragen. Genau wie zur Zeit der Äquinoktien tritt auch hier wiederum ungefähr bei der Inklination Null ein Minimum auf, die Maxima aber liegen jetzt deutlich unsymmetrisch hierzu, bei der ersteren Abbildung bei etwa $I_W = +30^\circ$ und $I_S = -40^\circ$, und für das Junisolstitium bei rund $I_W = -18^\circ$ und $I_S = +25^\circ$. Auffallend ist

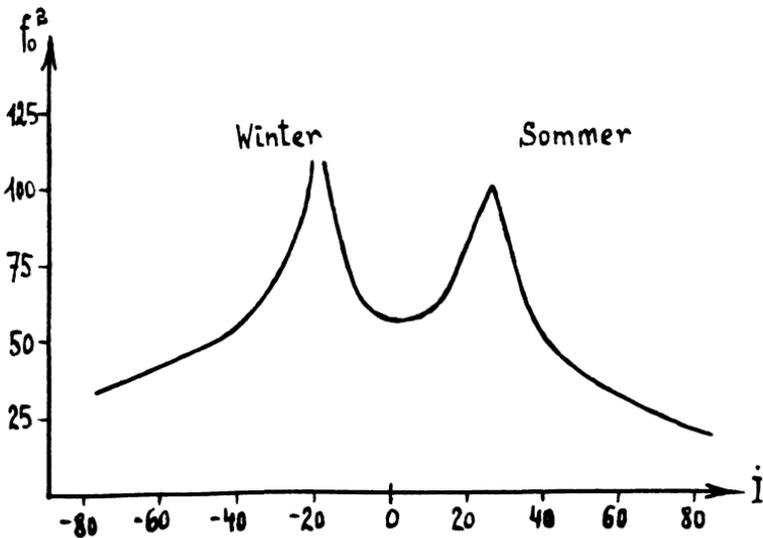


Abb. 3: Der geomagnetische Effekt zum Junisolstitium.

also, daß für die jeweilige Sommerhalbkugel stets $|I_S| > |I_W|$ gilt. Erwähnt muß hier auch werden, daß in den beiden Abbildungen alle Beobachtungsdaten, die von Stationen auf dem amerikanischen Kontinent stammten, für die gezeichneten Kurven außer Betracht geblieben sind, da sie sich nur zum geringen Teil den übrigen Beobachtungen einfügen lassen. So erhält man zum Beispiel auch infolge der relativ großen Zahl nordamerikanischer Stationen bei $I > 50^\circ$ im Dezember einen Buckel in den Kurven, wie man ihn aus Abb. 4 (Kurve für 11 Uhr) ersehen kann.

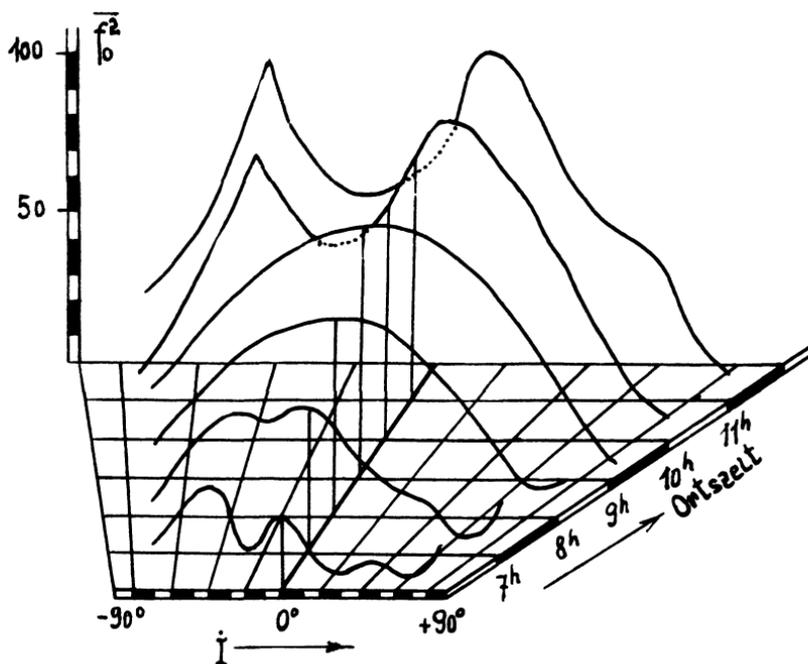


Abb. 4: Der geomagnetische Effekt in den Morgenstunden
(Dezembersolstitium).

In völliger Übereinstimmung mit den schon bekannten Verhältnissen zu den Äquinoktien machen auch die Morgenstunden in den Solstitionenmonaten eine Ausnahme (vgl. Abb. 4), indem hier wie dort zwischen 6^h und 9^h morgens bei $I = 0$ die Maxima auftreten; erst um 10^h entsteht eine Einsattelung an dieser Stelle, um 11^h dann auch der schon erwähnte Buckel, der sich übrigens auch bei *Lung* (l. c., Fig. 1a) findet.

Die Deutung für das Zustandekommen dieses Buckels kann aus der nächsten Abb. 5 unschwer verstanden werden. Die linke Bildhälfte stellt sozusagen einen vergrößerten Ausschnitt aus der Abb. 2 dar, indem mit kleinen Kreisen hier für $40^\circ < I < 90^\circ$ die Beobachtungen sämtlicher nicht-amerikanischer Ionosphärenstationen dargestellt sind, während durch Kreuze die in Abb. 2 unberücksichtigt gebliebenen Stationen in Nordamerika bezeichnet wurden. Sowohl die ersteren wie auch die letzteren stimmen für sich allein ganz ausgezeichnet mit geringer Streuung zusammen, sodaß man – wie angedeutet – zwei verschiedene Kurven ziehen kann. Ganz anders sieht das Bild aber aus, wenn man die eben betrachteten Frequenzquadrate in Abhängigkeit von der geographischen Breite der Beobachtungsstationen aufträgt. (Rechte Bildhälfte). Kreise und Kreuze, oder mit anderen Worten alle Beobachtungsergebnisse stimmen jetzt im Bereich $30^\circ \leq \phi \leq 75^\circ$ unterein-

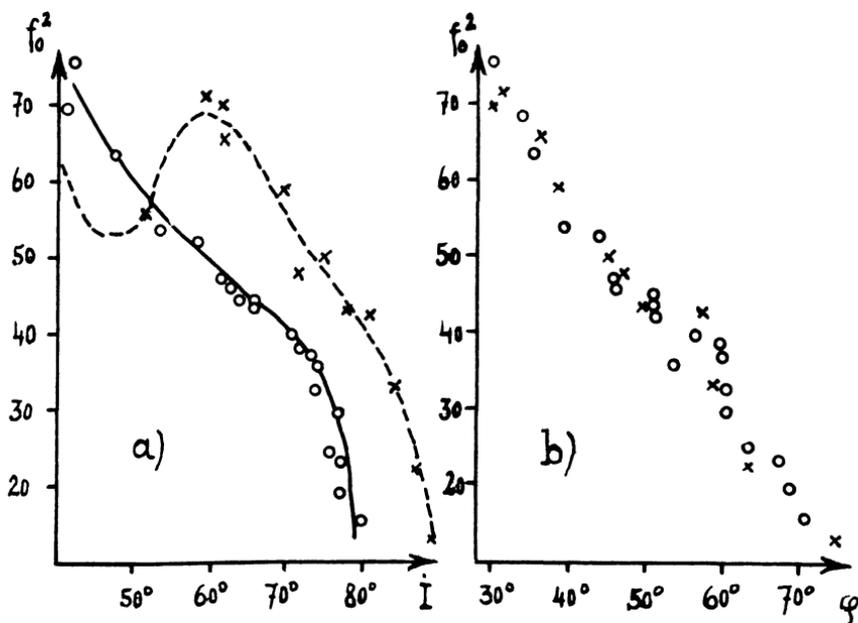


Abb. 5: Kritische Frequenzquadrate in Abhängigkeit von der Inklination (a) und von der geographischen Breite(b).

ander überein; das kann aber nur der Fall sein, wenn kein magnetischer Effekt vorhanden ist bzw. er so schwach in seinen Auswirkungen bleibt, daß er sich der Beobachtung entzieht. Wir können also festhalten, daß zu Mittag im Hochwinter in nördlichen Breiten zwischen etwa 30° und 75° der geomagnetische Effekt nicht auftritt. Er bleibt aber bestehen für alle südlicheren Breiten, vor allem wieder mit dem Minimum in der Gegend des magnetischen Äquators und ebenso bleibt er auch zum Junisolstitium für die eben besprochenen Stationen erhalten, deren Frequenzquadrate sich in Abhängigkeit von der Inklination im Bereich $I \geq 60^\circ$ sehr schön längs einer einzigen Kurve anordnen lassen, wie das Abb. 6 zeigt. Man könnte vielleicht erwarten, daß dafür in höheren Breiten der südlichen Halbkugel der Effekt verschwindet, doch ist dies anscheinend nicht der Fall.

Man ersieht schon aus diesen wenigen charakteristischen Beispielen, wie verwickelt die Dinge sind, dabei wurden hier nur die Verhältnisse am Morgen und zu Mittag etwas genauer beleuchtet; sie liegen wieder anders am Nachmittag oder am Abend. Um aber zu einem wirklich vollständigen Verständnis und zu einer richtigen Deutung aller Beobachtungen kommen zu können, fehlen leider noch immer etliche Zwischenpunkte, d. h. um den Verlauf der f_0^2 -Kurven – sei es in Abhängigkeit von I , Φ oder ψ – festlegen zu können, wäre eine Verdichtung des Netzes der Ionosphärenstationen in gewissen Gebieten von unschätzbarem Wert. Für ein erfolgreiches Studium des

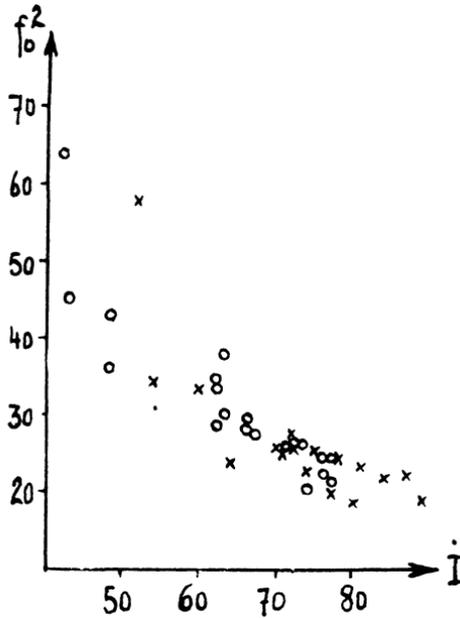


Abb. 6: Kritische Frequenzquadrate zum Junisolstitium, abhängig von der Inklination (Mittag 1952).

geomagnetischen Effektes – wozu das kommende Internationale Geophysikalische Jahr in hervorragendem Maße geeignet wäre – ist der Einsatz von Ergänzungsstationen innerhalb ziemlich genau angegebener Grenzen von unbedingter Notwendigkeit. Für das (AGI) ist derzeit eine Verdichtung des Beobachtungsnetzes längst der Meridiane 20°E , 75°W und 140°E in Aussicht genommen. Längst der beiden ersteren Meridiane müßte der Einsatz zusätzlicher Ionosphärenstationen sich ungefähr nach dem folgenden Plan halten:

Tabelle 1.

$\lambda = 20^\circ\text{E}$	$\lambda = 75^\circ\text{W}$
$34^\circ \dots 45^\circ$ (1)	$18^\circ \dots 26^\circ$ (1)
$20^\circ \dots 34^\circ$ (4)	$8^\circ \dots 18^\circ$ (1)
$16^\circ \dots 20^\circ$ (1)	$-12^\circ \dots 8^\circ$ (6)
$-18^\circ \dots + 7^\circ$ (6)	$-32^\circ \dots -12^\circ$ (5)
	$-50^\circ \dots -32^\circ$ (1)

D. h. zwischen den nördlichen Breiten 34° und 45° müßte eine neue, zwischen 20° und 34° müßten 4 neue Stationen längs des Meridians 20° E errichtet werden, um die derzeit bestehenden Unklarheiten beseitigen zu können, u. s. w. Für den Meridian 140° E allerdings dürfte sich der Einsatz neuer Stationen weniger lohnen als in dem offenbar stark gestörten Gebiet Indiens. Dort ist die Änderung der Inklination von Ort zu Ort so stark, daß trotz des dankenswerter Weise ohnedies schon recht dichten Netzes noch immer Wünsche offen bleiben. So wäre eine Station in Kolapur oder Bangalore nötig, weiter östlich zwei Stationen längs der Verbindungslinie der beiden derzeit bestehenden Stationen auf Formosa bzw. in Baguio. Wünschenswert wäre auch die Überbrückung der großen Entfernungen zwischen den indischen Stationen und denen in Afrika und Australien, um bei annähernd gleicher Breite den "Längeneffekt" besser erkennen zu können.

Literatur

- (1) *Burkard, O.*, Hochfrequ. u. Elektroak. 60, 87-96 (1942)
- (2) *Appleton, E.*, Nature 157, 691 (1946)
- (3) *Burkard, O.*, Proceedings of the 2nd Meeting, Mixed Commission on Ionosphere, 147, (1951)
- (4) *Appleton, E.*, Journal I.E.E. 94, IIIa, 192 (1947)
- (5) *Lung, H.L.*, Journal Geophys. Res. 54, 177-179 (1949)

Zur Entstehung der E - Schicht der Ionosphäre.

Von K. Rawer und E. Argence, Neuershausen b. Freiburg¹⁾

Als vor etwa 15 Jahren spektroskopisch festgestellt wurde, daß der atmosphärische Sauerstoff über 100 km Höhe im wesentlichen dissoziiert, also in atomarer Form vorliegt, eröffnete sich zum ersten Mal eine Möglichkeit, die ionosphärische E-Schicht durch Ionisierung des molekularen Sauerstoffs zu erklären. In diesem Falle nämlich kann die ultraviolette Strahlung, die den molekularen Sauerstoff zu ionisieren in der Lage ist, durch den oberen Teil der Atmosphäre ungehindert passieren, weil ja molekularer Sauerstoff erst ab 100 km Höhe (von außen her gesehen) vorliegt. Die E-Schicht entsteht also durch spezifische Ionisierung des molekularen Sauerstoffs; diese Vorstellung wurde von verschiedenen Autoren vertreten und hat sich lange Zeit gehalten. Wir haben vor einiger Zeit versucht [1], die Richtigkeit dieser Hypothese durch eine numerische Berechnung der Ionisation zu prüfen. Wir konnten dabei auf die Berechnungen von *Penndorf* [2] über die Dissoziation des Sauerstoffs zurückgreifen. Zunächst wurde die aus diesem Modell erhaltene Verteilung des molekularen Sauerstoffs als gegeben angesetzt und die Ionisierung unter dem Einfluß der Ultraviolett-Strahlung berechnet. Die Rechnung ergab eine ionisierte Schicht, die dünner war als die tatsächlich beobachtete normale E-Schicht und die, der Höhe nach, reichlich tief zu liegen kam [3].

Die ionosphärischen Beobachtungen der E-Schicht zeigen nämlich, daß sich die Mitte dieser Schicht etwa 120 bis 125 km über dem Boden befindet und daß die Schichtdicke etwa 30 km beträgt. Mit den *Penndorf*'schen Angaben konnten diese Werte nicht erreicht werden; die Entstehung der E-Schicht durch spezifische Ionisation des molekularen Sauerstoffs ist also nur dann gegeben, wenn die Übergangzone zwischen atomarem und molekularem Sauerstoff genügend breit ist. Bei *Penndorf* hatten sich verhältnismäßig schmale Übergangsgebiete ergeben. Inzwischen ist von *Moses* und *Wu* [4] eine andere Berechnung der Sauerstoffdissoziation durchgeführt worden und diese Berechnung kommt zu einem breiteren Übergangsbereich. Die beiden Rechenmethoden unterscheiden sich durch den angesetzten Rekombinationsvorgang. Bei *Penndorf* ist es die Dreierstoß-Rekombination, deren Häufigkeit nach oben natürlich sehr rasch abnimmt, bei *Moses* und *Wu* ist es eine Zweierstoß-Rekombination.

Um der tatsächlich beobachteten Verteilung der Elektronendichte näher zu kommen, haben wir eine Reihe von Modellen für die Verteilung des mole-

¹⁾ Dr. K. Rawer und F. Argence, Neuershausen b. Freiburg i. Brg., Service de Prévision Ionosphérique Militaire

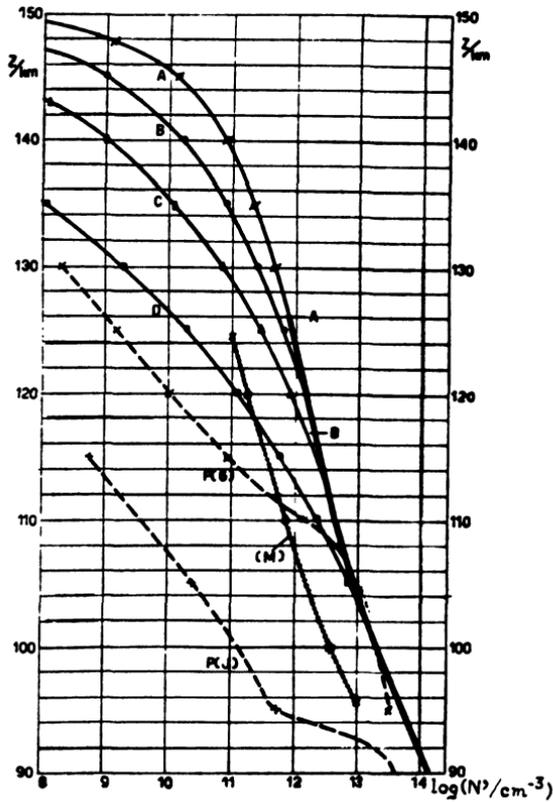


Abb. 1: Teilchendichte N' des molekularen Sauerstoffs (ausgezogen: unsere Modelle; gestrichelt: Penndorf; punktiert: Moses und Wu.)

kularen Sauerstoffs aufgestellt. In Abbildung 1 ist die Höhenvariation nach diesen vier Modellen angegeben, zusammen mit den von Moses und Wu bzw. Penndorf angesetzten Variationen. Für die ionisierte Strahlung wurde der Absorptionsquerschnitt jeweils so festgelegt, daß für jedes der vier Modelle die richtige (ionosphärisch beobachtete) Schichthöhe herauskam. Wir erhielten auf diese Weise die in Abb. 2 wiedergegebenen Elektronendichte-Verteilungen. Die Kurve des Modells B ist mit den beobachteten Schichtdaten am besten verträglich. Man müßte also eine ionisierte Strahlung mit einem effektiven Ionisationsquerschnitt von $1,33 \cdot 10^{-21} \text{ m}^2$ annehmen. Wir erkennen aus Abb. 1, daß die entsprechende Verteilung des molekularen Sauerstoffs mehr dem Ergebnis von Moses und Wu, als dem von Penndorf ähnelt. Damit ist nicht unbedingt eine Entscheidung zwischen den beiden Theorien getroffen; wie Nicolet [5] bemerkt hat, muß sich in einer turbulenten Atmosphäre ein anderes Ergebnis einstellen, als bei der Dissoziationsberechnung

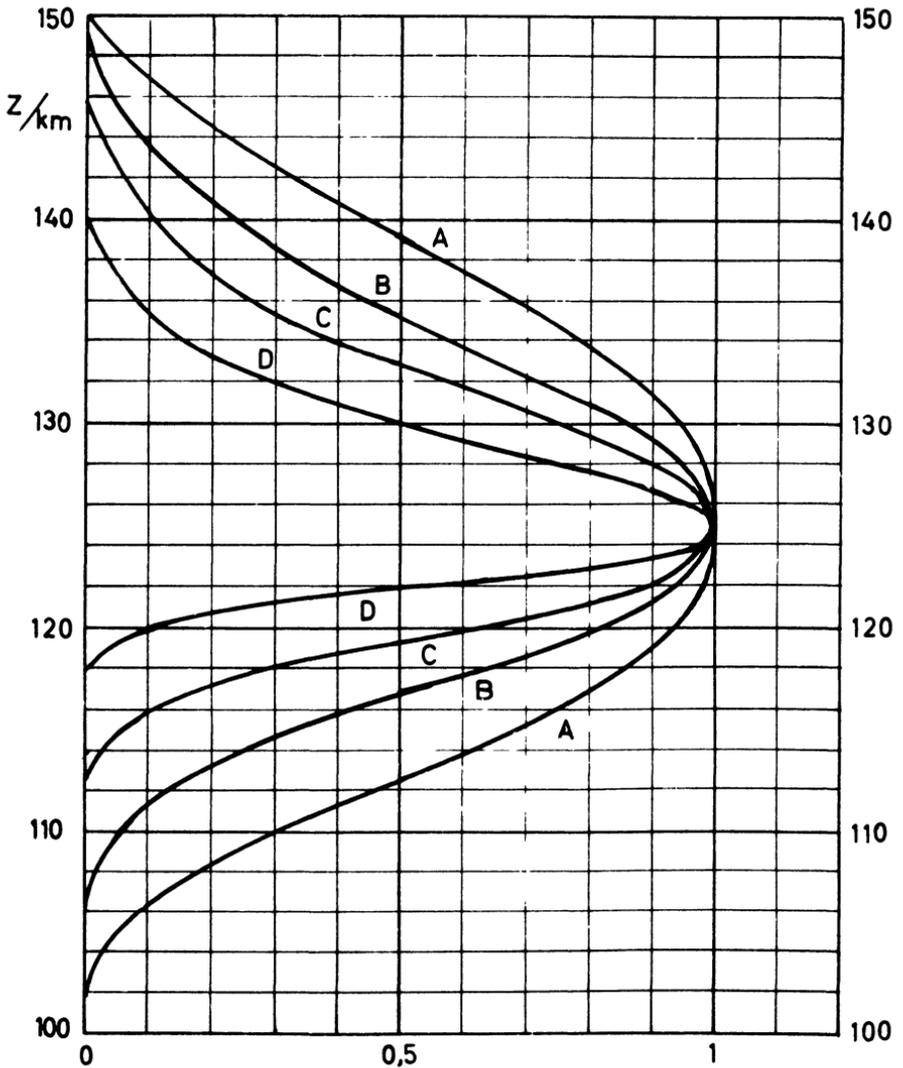


Abb. 2: Verteilung der relativen Elektronendichte für die vier Modelle (bei konstantem Rekombinationskoeffizienten)

in einer ruhigen Atmosphäre zunächst herauskommt. Durch Turbulenz und Vertikalaustausch müßten die von *Penndorf* berechneten sehr dünnen Übergangsschichten jedenfalls beträchtlich dicker werden. Im Endergebnis käme man zu einer ähnlichen Schichtdicke wie bei *Moses* und *Wu*.

Auch die zur Ionisierung erforderliche Quantenzahl läßt sich aus dem Ionisationsquerschnitt und den ionosphärischen Meßwerten errechnen. Man findet, daß etwa $9,3 \cdot 10^{11}$ Quanten/m² sec erforderlich sind. Es ist eine offene Frage, ob in dem Bereich der Präionisation des Sauerstoffs von 900 bis 1020 Å, der wohl allein zur Ionisierung in Frage kommt, soviel Strahlungsquanten noch in Höhe der E-Schicht vorhanden sind. Sie sind es wohl ziemlich sicher am äußeren Rand der Atmosphäre; *Elwert* hat aber darauf hingewiesen, daß in der Atmosphäre eine beträchtliche Absorption in diesem Wellenlängenbereich durch den molekularen Stickstoff besteht. Das ergibt sich aus neueren Messungen von *Weissler*, *Lee* und *Mohr* [6]. Nach diesen Messungen existiert im Spektrum ein Durchlass oberhalb von 980 Å. Nur Strahlung aus diesem Bereich hat Aussicht nicht allzusehr geschwächt die Höhe der E-Schicht zu erreichen. Im Fensterbereich liegt die L_{γ} -Linie gerade nicht mehr und andererseits ist es ungewiß, ob die Energie der L_{β} -Linie ausreicht, um Präionisation zu erzeugen. So bleibt es fraglich, ob bei der gegebenen Absorption des atmosphärischen Stickstoffs, die für die Präionisation erforderliche Sonnenstrahlung überhaupt ankommt.

Eine andere Hypothese für die Entstehung der E-Schicht ist seit langem die der Photoionisation durch eine langwellige Röntgenstrahlung, die in der Atmosphäre eine massenproportionale Absorption erfährt, und so weich ist, daß ihre Reichweite gerade in das Gebiet der E-Schicht fällt. Die Sonnenstrahlung aus Corona und Photosphäre im fraglichen Wellenbereich ist kürzlich von *Elwert* sehr eingehend und auf Grund sehr sorgfältiger Einzelüberlegungen berechnet worden [7]. Wir haben auf Grund von *Elwerts* Spektrum die Ionisierungswirkung in der Atmosphäre berechnet, wobei das bei den Raketenanstiegen gewonnene Ionosphärenmodell benutzt wurde [8]. Da die Absorption der verschiedenen Wellenlängenbereiche außerordentlich verschieden ist, haben wir die Absorptionskurve in eine Treppen-Kurve zerlegt und so für eine Reihe von Spektralbereichen einen mittleren Absorptionskoeffizienten erhalten. Damit ergaben sich die in Abb. 3 gezeigten Kurven, wobei als Ausgangsintensität jeweils die von *Elwert* berechnete Intensität gewählt wurde. Aus Abbildung 3 ergibt sich, daß der Löwenanteil der Ionisation von dem Wellenlängenbereich 100 bis 230 Å beigesteuert wird; die kürzeren Wellenlängen reichen erheblich weiter nach unten; wesentlich längere Wellenlängen können keine große Ionisationswirkung in der E-Schicht mehr haben.

Bei der Berechnung der effektiven Elektronendichte geht natürlich noch die Rekombination in der Ionosphäre ein. Wir haben für die Abnahme des Rekombinationskoeffizienten mit der Höhe eine empirisch bestimmte Funktion²⁾ gewählt [9]. So ergibt sich schließlich die Verteilung der Elektronendichte, die in Abb. 4 gezeigt ist. Hier gilt die ausgezogene Kurve für den ge-

²⁾ nämlich: $\log(\alpha/m^3 s^{-1}) = -11,24 - 2,954 \cdot z/100 \text{ km} + 0,68 \cdot (z/100 \text{ km})^2$
wobei $80 \text{ km} < z < 310 \text{ km}$

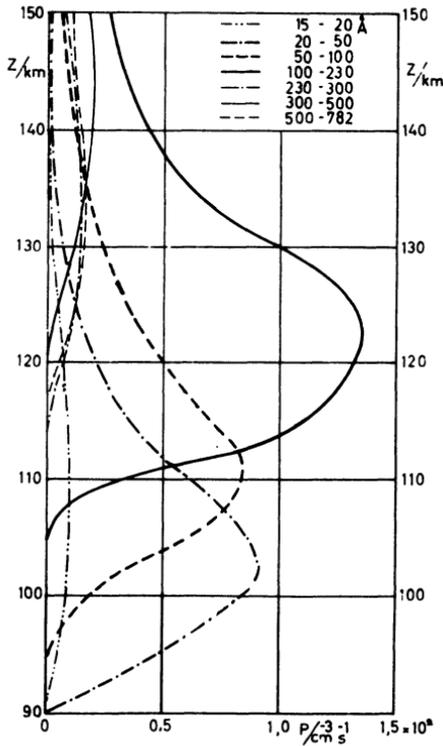


Abb. 3: Elektronenproduktion verschiedener Wellenbereiche nach *Elwert* (bei Corona-Temperatur 10^6 °)

samten Spektralbereich, wie ihn *Elwert* für eine (sehr hohe) Corona-Temperatur von 1000000° angibt. Die gestrichelte Kurve wurde dadurch erhalten, daß die kurzwelligen Bereiche von 15 bis 50 Å weggelassen wurden. Diese gestrichelte Kurve entspricht wesentlich besser den Ergebnissen der Echolotungen, als die ausgezogene Kurve. Wir schließen daraus, daß in dem kurzwelligen Spektralbereich tatsächlich geringere Energie vorhanden ist, als in dem zu Grunde gelegten Modell vorausgesetzt wurde; das entspricht ganz der Meinung von *Elwert*, der in seinen späteren Berechnungen eine geringere Coronatemperatur zugrunde gelegt hat [10]. Erwähnenswert scheint uns, daß *Elwert* seine veränderten Daten rein auf Grund astrophysikalischer Ergebnisse eingeführt hat, ohne daß irgend ein ionosphärisches Argument dabei im Spiele gewesen wäre. Die so erhaltene Elektronenverteilung entspricht verhältnismäßig gut den Beobachtungen, sodaß die Hypothese einer weichen Röntgenstrahlung als Ursache der E-Schicht durchaus vertretbar erscheint. In diesem Fall wäre die Dissoziation des Sauerstoffs bedeutungslos.

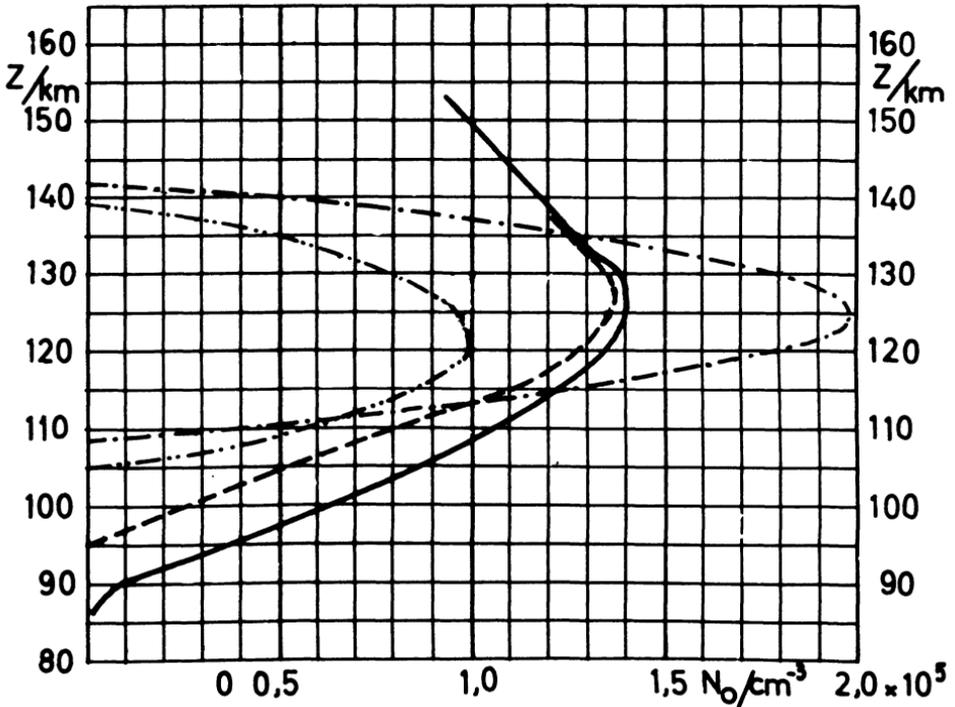


Abb. 4: Elektronendichte, aus Abb. 3 erhalten. (Dünne Kurven: parabolische Modelle entspr. den Beobachtungsergebnissen im Maximum und Minimum des Sonnenfleckenzyklus).

Beim Vergleich der beiden Hypothesen ergibt sich also, daß bei entsprechender Anpassung der Grundvorstellungen jede von beiden die Entstehung der ionosphärischen E-Schicht erklären kann. Allerdings muß im Falle einer spezifischen Ultraviolett-Ionisation des Sauerstoffmoleküls sichergestellt sein, daß die Übergangszone zwischen molekularem und atomarem Sauerstoff wesentlich dicker ist und höher liegt, als Penndorf sie berechnet hat. Die Hypothese der Schichtenentstehung durch Röntgenstrahlung scheint aber im ganzen auf weniger Schwierigkeiten zu stoßen. Vor allem ist es doch sehr fraglich geworden, ob die Sonnenstrahlung im Gebiet der Präionisation trotz der Stickstoffabsorption in genügender Intensität ankommt. Und so scheint uns, obwohl jede der beiden Theorien noch vertretbar ist, doch die Waage sich zu Gunsten der Röntgenionisation zu neigen.

Zusammenfassung: Die Entstehung der E-Schicht durch Ultraviolett-Strahlung um 1000 Å oder durch weiche Röntgenstrahlung wird im einzelnen diskutiert. Bei der ersten Theorie treten erhebliche Schwierigkeiten auf, während die zweite die Erfahrungen gut wiederzugeben scheint, wenn man *Elwert's* neue Ergebnisse für die Corona-Strahlung annimmt.

Abstract: The origin of the E-layer by ultraviolet radiation near 1000 Å or by soft X-rays is discussed in detail. The first theory encounters some heavy difficulties, whilst the second seems to fit well with experience, if *Elwert's* recent results for the radiation of the corona are adopted.

Literatur

- [1] *E. Argence* and *K. Rawer*, *Compt. rend.* 233, 1208 (1951)
- [2] *R. Penndorf*, *J. Geophys. Research* 54, 7 (1949)
- [3] *E. Argence* und *K. Rawer*, *Ann. geophys.* 9, 1 (1953)
- [4] *H.E. Moses* and *T.Y. Wu*, *Phys. Rev.* 83, 109 (1951)
- [5] *M. Nicolet*, Bericht Pennsylvania State College
- [6] *Weissler, Lee* and *Mohr*, *J. Opt. Soc. Am.* 42, 84 (1952)
- [7] *G. Elwert*, *Z. Naturforsch.* 7a, 202 (1952)
- [8] *Havens, Koll* and *La Gow*, *J. Geophys. Research* 57, 59 (1952)
- [9] *K. Rawer* and *E. Argence*, *Phys. Rev.* 94, 253 (1954)
- [10] *G. Elwert*, *Journ. Atm. Terr. Phys.* 4 (1953), 68

Methoden zur Bestimmung der wahren Höhen der Ionosphärenschichten.

Von E. Argence, Freiburg¹⁾

Eine Reihe von geophysikalischen Problemen erfordert die Lösung einer Integralgleichung. Wir erinnern hier an die Arbeiten über die Ausbreitung der seismischen Wellen[1] und an die Berechnung der Verteilung des Ozons in der Atmosphäre nach der Methode von *Roseland*[2]. Das letztere Problem hat einige Analogien mit dem, welches wir hier stellen. Jedoch ist unser Problem der Bestimmung der Verteilung der Elektronendichte mit der Höhe für eine bestimmte Ionosphärenschicht in mancher Beziehung komplizierter; dies liegt daran, daß für ein anisotropes ionisiertes Medium der analytische Ausdruck für den Brechungsindex (*Appleton-Hartree*-Formel) so unhandlich ist, daß die Berechnungen meist langwierig werden.

A) Berechnung ohne Berücksichtigung des Erdmagnetfeldes.

Sehen wir zunächst von der Existenz des Erdmagnetfeldes ab. Unser Problem kann unter zwei verschiedenen Gesichtspunkten betrachtet werden:

a) Man setzt voraus, daß die Ionisation der betreffenden Schicht einem bestimmten Gesetz entspricht, von der Art des *Chapman*'schen[3] oder des *Epstein*'schen[4]. In der ersten Näherung kann man dann eine quadratische Formel für die Verteilung der Elektronendichte ansetzen:

$$(1) \quad \eta = \frac{1}{\gamma} \left[2 \left(\frac{z}{z_m} \right) - \left(\frac{z}{z_m} \right)^2 \right]$$

b) Man kann auch versuchen, das Verteilungsgesetz der Elektronendichte direkt zu bestimmen aus den Meßwerten der scheinbaren Höhe (h_v) einerseits und der kritischen Frequenz (f_c) andererseits.

Die Lösungsmethode (a) hat *Appleton*[5] angewandt, der die Parameter h_o und z_m bestimmt hat. Im Fall der Verteilung (1) fand er:

$$h_v(f) = h_o + z_m \cdot \left(\frac{\sqrt{\gamma}}{2} \text{Log} \frac{1 + \sqrt{\gamma}}{1 - \sqrt{\gamma}} \right)$$

¹⁾ E. Argence, Service de Prévision Ionosphérique Militaire, Freiburg

Das in gewissem Sinn inverse Problem (b) ist durch die Arbeiten von *de Groot, Appleton, Pekeris* und *Rydbeck*[6] gelöst worden. Es kommt auf die Lösung einer *Abel'schen* Integralgleichung heraus. So gilt:

$$h_v(f) = \int \frac{dz}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_0}{f}\right)^2}}$$

f_0 ist eine Funktion von z , umgekehrt kann z als Funktion von f_0 betrachtet werden, so daß wir schreiben können:

$$(2) \quad h_v(f) = \int_0^{f^2} \frac{z' \cdot d(f_0^2)}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_0}{f}\right)^2}}$$

Damit kommen wir auf eine *Abel'sche* Integralgleichung.

B) Berechnung mit Berücksichtigung des Erdmagnetfeldes.

Die beiden im vorigen angegebenen Methoden können für den Fall der Existenz eines magnetischen Feldes verallgemeinert werden.

1.) Verallgemeinerung der Methode von *Appleton*. — In Anwesenheit eines äußeren Magnetfeldes ist der Brechungsindex eines ionisierten Mediums durch die *Appleton-Hartree*-Formel gegeben

$$\mu^2 = 1 - \frac{2\eta(1-\eta)}{D}$$

wobei

$$D = 2(1-\eta) - \beta^2 \sin^2 \delta + S; \quad S = \pm \sqrt{\beta^4 \sin^4 \delta + 4\beta^2(1-\eta)^2 \cos^2 \delta}$$

das Vorzeichen + entspricht der ordentlichen Komponente, das Vorzeichen - der außerordentlichen. Wir können den Gruppenbrechungsindex μ' mit Hilfe der Relation von *Shinn* und *Whale*[?] bestimmen:

$$(\mu\mu' - \mu^2) \cdot D = 2 \left[1 - \mu^2 - \eta^2 + \frac{(1 - \eta^2)(1 - \mu^2) \beta^2 \cos^2 \delta}{S} \right]$$

Wir erhalten daraus die folgenden Ausdrücke für die scheinbare Höhe in den Ionogrammen:

a) Für die ordentliche Komponente

$$(3) \quad h_{v,o}(f) = h_o + \frac{\gamma z_m}{2} \int_0^1 \frac{\phi_o(\beta, \eta) \cdot d\eta}{\sqrt{(1 - \eta)(1 - \eta\gamma)}}$$

mit

$$\phi_o(\beta, \eta) = \sqrt{1 - \eta} \cdot \mu'_{or}$$

b) Für die außerordentliche Komponente

$$(4) \quad h_{v,e}(f) = h_o + \frac{\gamma z_m}{2} \int_0^{1-\beta} \frac{\phi_e(\beta, \eta) \cdot d\eta}{\sqrt{(1 - \beta - \eta) \cdot (1 - \eta\gamma)}}$$

mit

$$\phi_e(\beta, \eta) = \sqrt{1 - \beta - \eta} \mu'_{etr}$$

Man kann die Singularitäten dadurch zum Verschwinden bringen, daß man substituiert $1 - \eta = t^2$ für das Integral (3), und $1 - \frac{\eta}{1 - \beta} = t^2$ für (4). Wir

integrieren numerisch nach der Methode von *Gauss* und bestimmen h_o und z_m aus den Meßwerten der scheinbaren Höhe nach der Methode der kleinsten Quadrate.

Wenn man sich mit einer guten Näherung zufrieden geben will, kann man auch so vorgehen, daß für den Brechungsindex Näherungsausdrücke eingesetzt werden, wie wir sie bei früheren Gelegenheit angegeben haben[8]:

$$(5) \left\{ \begin{array}{l} \mu = \sqrt{\frac{(1-\eta)(1+\beta-\eta)}{1+\beta-\eta-\beta\eta\cos^2\delta}} \quad (\text{ordentliche Komponente}) \\ \mu = \sqrt{\frac{(1-\eta-\beta)(1-\eta+\beta)}{1-\eta-\beta^2+\beta\eta\cos^2\delta}} \quad (\text{außerordentliche Komponente}) \end{array} \right.$$

Man kommt so auf die Auswertung elliptischer Integrale[8].

2.) Verallgemeinerung der Methode von Rydbeck.

Der Brechungsindex μ ist eine Funktion der Elektronendichte ξ und der Frequenz f

$$\mu = \mu(\xi, f)$$

und wir können schreiben: $h(f)$

$$h_v(f) = \int_0^h \frac{\partial}{\partial t} (\mu f) dz$$

setzen wir:

$$\xi_M = \frac{\pi m f^2}{e^2} \quad (\text{ordentliche Komponente})$$

$$\xi_M = \frac{\pi m f^2}{e^2} \left(1 - \frac{eH}{2\pi m c f} \right) \quad (\text{außerordentliche Komponente})$$

so kommen wir auf eine *Volterra*'sche Integralgleichung erster Gattung:

$$(6) \quad \Phi(f) = \int_0^{\xi_M} \mu(\xi, f) \cdot z'(\xi) \cdot d\xi$$

mit

$$\Phi(f) = \frac{1}{f} \int_0^f h_v(f) \cdot df$$

$\Phi(f)$ ist durch die Meßwerte gegeben.

Wir können (6) folgendermaßen schreiben:

$$(7) \quad \Phi(\xi_M) = \int_0^{\xi_M} \mu(\xi, \xi_M) \cdot z'(\xi) \cdot d\xi$$

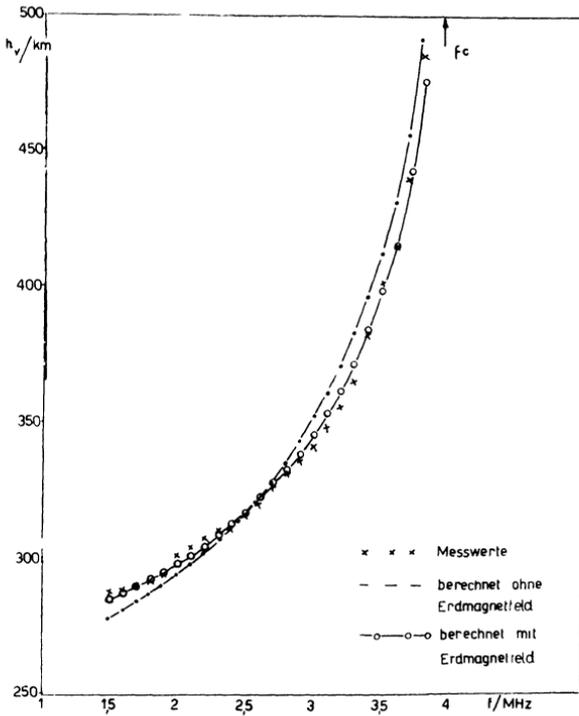
Wir können nun in zwei Schritten vorgehen: Zunächst bestimmen wir $z'(\xi)$ und danach durch Quadratur das Verteilungsgesetz $\xi(z)$.

Wegen der Singularität bei $\xi = \xi_M$ ist es jedoch vorteilhafter, das Integral erster Gattung in eines zweiter Gattung umzuformen. Wir benutzen hierzu die bekannte Transformation von *Goursat* [9], die die Verwandlung einer verallgemeinerten *Abel'schen* Integralgleichung in eine Integralgleichung zweiter Gattung leistet. Die verallgemeinerte *Abel'sche* Gleichung kann durch Kern-Iteration gelöst werden. Es ist jedoch zweckmäßig, nach der Gewinnung des Integrals zweiter Gattung, die Methode der Differenzen zu benutzen.

Die Rechnung ist im allgemeinen langwierig; die Methode empfiehlt sich deshalb vor allem für die Auswertung einzelner Registrierungen, was z. B. im Fall von Ionosphärenstörungen gewünscht wird.

Vom analytischen Standpunkt aus lehrt uns die Überführung in eine *Volterra'sche* Integralgleichung, daß das Problem lösbar und eindeutig ist. Das war von vornherein nicht sicher.

3.) Andere Methoden. — Im folgenden behandeln wir nur den Fall der ordent -



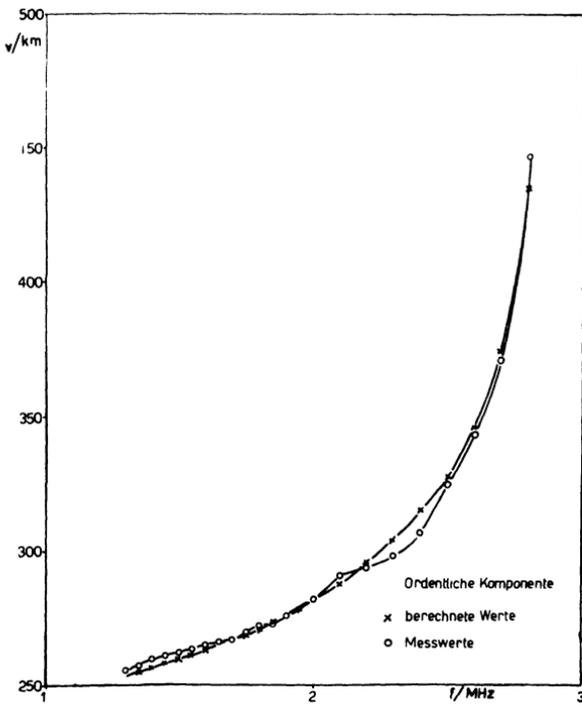
Figur 1

lichen Komponente, für die außerordentliche Komponente kann das Problem analog behandelt werden.

a) Wir setzen voraus, daß in erster Näherung eine quadratische Verteilungsfunktion für η gilt. In diesem Fall gilt bekanntlich:

$$(8) \quad h_v(f) = h_o + \frac{\gamma z_m}{2} \int \mu'(\beta, \eta) \frac{d\eta}{\sqrt{1 - \gamma\eta}}$$

dabei kann auch für μ' der exakte Wert oder ein Näherungsausdruck benutzt werden.



Figur 2 a

Legen wir den Nullpunkt der z -Achse in das Maximum der Elektronendichte so ist:

$$1 - \gamma\eta = a_2 z^2$$

und die Halbdicke ist gegeben durch:

$$z_m = \frac{1}{\sqrt{a_2}}$$

Nachdem in den meisten Fällen in erster Näherung ein parabolisches Modell angewandt werden kann, können wir nun eine Entwicklung von $1 - \gamma\eta$ suchen, deren Hauptterm $a_2 z^2$ sein wird. Wir setzen voraus, daß die Entwicklung konvergiert und schreiben:

$$1 - \gamma\eta = a_2 z^2 + a_3 z^3 + a_4 z^4 + \dots$$

Um z zu erhalten, müssen wir die Entwicklung umkehren:

$$z = \alpha_1 (1 - \gamma\eta)^{\frac{1}{2}} + \alpha_2 (1 - \gamma\eta) + \alpha_3 (1 - \gamma\eta)^{\frac{3}{2}} + \dots$$

Die Koeffizienten bestimmen sich aus den folgenden Relationen:

$$(9) \quad \left\{ \begin{array}{l} 1 = \alpha_1^2 a_2 \\ 0 = 2 a_2 \alpha_1 \alpha_2 + \alpha_1^3 a_3 \\ 0 = (2 \alpha_1 \alpha_3 + \alpha_2^2) a_2 + 3 \alpha_1^2 \alpha_2 a_3 + \alpha_1^4 a_4 \\ \dots \\ \dots \end{array} \right.$$

Wir erhalten schließlich für die scheinbare Höhe den Ausdruck:

$$h_v(f) = h_o + \gamma \int_0^1 \phi(t, \beta) \cdot (1 - \gamma + \gamma t^2)^{-\frac{1}{2}} \cdot [\alpha_1 + 2\alpha_2(1 - \gamma + \gamma t^2)^{\frac{1}{2}} + 3\alpha_3(1 - \gamma + \gamma t^2) \dots] dt$$

wobei die folgenden Abkürzungen benutzt wurden:

$$\left\{ \begin{array}{l} \phi(\eta, \beta) = \mu' \cdot \sqrt{1 - \eta} \\ 1 - \eta = t^2 \end{array} \right.$$

Wir können also schreiben:

$$h_v(f) = \alpha_0 + [\alpha_1 \cdot \psi_1(f) + 2\alpha_2 \cdot \psi_2(f) + 3\alpha_3 \psi_3(f) + \dots] \gamma$$

ψ_1, ψ_2, ψ_3 sind die Integrale:

$$(10) \quad \left\{ \begin{array}{l} \psi_1(f) = \int_0^1 \frac{\phi(t, \beta) \cdot dt}{\sqrt{1 - \gamma + \gamma t^2}} \\ \psi_2(f) = \int_0^1 \phi(t, \beta) \cdot dt \\ \psi_3(f) = \int_0^1 \phi(t, \beta) \cdot \sqrt{1 - \gamma + \gamma t^2} \cdot dt \end{array} \right.$$

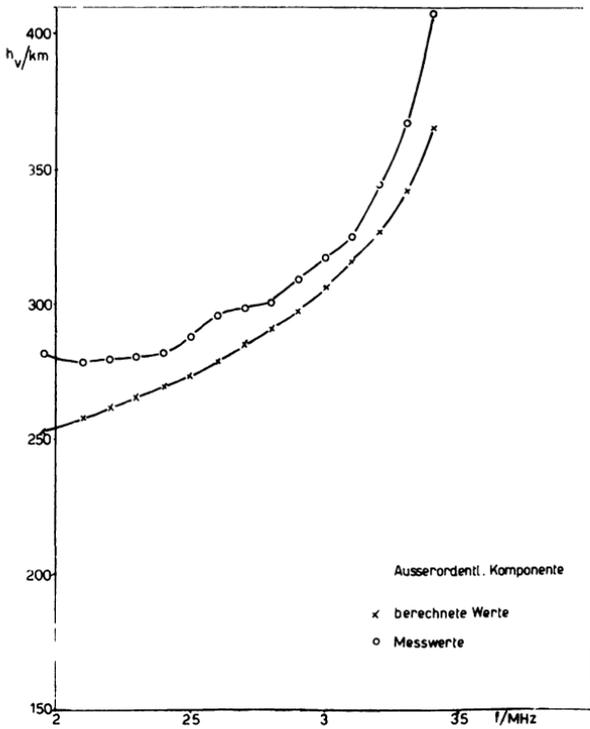
Die Parameter $\alpha_0, \alpha_1 \dots \alpha_n$ können mittels der Methode der kleinsten Quadrate aus den Meßwerten bestimmt werden.

b) Als Verteilungsfunktion für die Verteilung der Elektronendichte können wir auch die *Chapman'sche* oder *Epstein'sche* ansetzen und diese sehr gut approximieren[10] durch:

$$(11) \quad \text{Ch}(z) = \frac{1}{2} \left(1 + \cos \frac{\pi z}{2z'} \right) \quad 0 > z > -2z'$$

Da wir den Nullpunkt in die Höhe des Ionisations-Maximums gelegt haben, hat ζ negative Werte. ζ' ist die reduzierte Höhe des Wendepunktes der Verteilungsfunktion. Für die scheinbare Höhe erhalten wir den Ausdruck:

$$h_v(f) = z_0 + \frac{2z'}{\pi} \sqrt{\gamma} \int_0^1 \frac{\mu'(\eta, \beta) \cdot d\eta}{\sqrt{\eta(1-\gamma\eta)}}$$



Figur 2b

z_0 ist sozusagen eine "fiktive Höhe" und durch Gleichung (11) definiert. Diese fiktive Höhe entspricht der Basis der approximierenden Parabelschicht, sie hat jedoch keine physikalische Bedeutung, denn die entscheidende Rolle spielt die Höhe z' des Wendepunkts der Verteilungsfunktion. Wir bestimmen z_0 und z' aus den Meßwerten mittels der Methode der kleinsten Quadrate. Aus der so bestimmten Verteilungsfunktion kann eine entsprechende parabolische Näherung etwa nach der Methode von Pierce [11] erhalten werden. Wir merken noch an, daß die im vorigen § skizzierten Entwicklungen als Spezialfall den Ausdruck (11) enthalten.

Numerische Resultate. — Für die Mehrzahl der Registrierungen ist die quadratische Approximation brauchbar.

Wir haben 2 Ionogramme von Freiburg aus Winternächten benutzt, um Meßwerte der F2-Schicht zu erhalten. Im ersten Fall (Dezember 1950) war die kritische Frequenz $f_c = 3.95$ MHz, im zweiten (März 1953) $f_c = 2.90$ MHz. Als Komplement-Winkel der magnetischen Inklination i haben wir den Freiburger Wert $\delta = 26^\circ$ benutzt und entsprechend für die Gyrofrequenz $f_H = 1.2$ MHz. Die Anzahl der Meßpunkte war:

Dezember 1950	:	31	(ordentliche Komponente)
März 1953	:	23	(ordentliche Komponente)
		15	(außerordentliche Komponente)

Die Ergebnisse zeigen die Figuren 1 und 2.

Aus der ersten Registrierung erhalten wir bei Vernachlässigung des Magnetfeldes:

$$h_o = 265 \text{ km } \pm 4 \text{ km}$$

$$z_m = 108 \text{ km } \pm 4 \text{ km}$$

und wenn wir es berücksichtigen:

$$h_o = 270 \text{ km } \pm 2 \text{ km}$$

$$z_m = 87 \text{ km } \pm 6 \text{ km}$$

Der Fehler, der durch Vernachlässigung des Magnetfeldes entsteht, ist etwa 20% für die Halbdicke.

Im zweiten Fall wurde die Auswertung für die beiden Komponenten getrennt durchgeführt. Mit den Meßwerten der ordentlichen Komponente erhalten wir:

$$h_o = 236,4 \text{ km, } 4 \pm 0,4 \text{ km}$$

$$z_m = 63,4 \text{ km, } 4 \pm 0,4 \text{ km}$$

und mit der außerordentlichen:

$$h_o = 246,6 \text{ km, } 6 \pm 2 \text{ km}$$

$$z_m = 70,9 \text{ km, } 9 \pm 2 \text{ km}$$

Wir finden hier eine merkliche Abweichung zwischen den Ergebnissen, die

aus den Aufzeichnungen beider Komponenten gewonnen werden. Ein solcher Unterschied ist dann verständlich, wenn eine verzögernde Schicht mit niedriger kritischer Frequenz unterhalb der betrachteten F2-Schicht liegt. Eine solche Schicht würde in unserem Ionogramm nicht direkt in Erscheinung treten.

Tatsächlich zeigen uns die Ionogramme, die vor dem ausgewerteten aufgenommen wurden, daß eine sporadische E-Schicht vorher existierte, die mehr und mehr abnahm, bis sie schließlich auf dem ausgewerteten Ionogramm keine Spur mehr hinterließ.

Schlußfolgerung

Wir haben gesehen, daß mehrere Methoden existieren, nach denen die wahre Reflexionshöhe in einer Ionosphärenschicht für die verschiedenen Frequenzen berechnet werden kann. Man kann die Diagramme von *Ratcliffe* [12] oder *Shinn* [13] anwenden. Man kann andererseits die Integrale (3) (4) (16) numerisch berechnen und die Werte h_0 und z_m bestimmen; ist das parabolische Modell nur in erster Näherung gültig, so^m kann man noch die Parameter $\alpha_0, \alpha_1, \dots, \alpha_n$ bestimmen. Die Integrale hängen nur von der Variablen η und Parametern β, γ ab. Nachdem für einen festen Ort f_H und δ praktisch konstant sind, könnten entsprechende Tafeln für jede Ionosphärenstation hergestellt werden. Die Parameter h_0 und z_m werden nach der Methode der kleinsten Quadrate bestimmt.

Zusammenfassung: Die wahre Höhe kann berechnet werden mit Hilfe eines Modells der Ionosphäre, dessen Parameter angepaßt werden, oder durch Lösung der Integralgleichung der scheinbaren Höhe. In Gegenwart eines Magnetfeldes wird die erste Methode vorgeschlagen, wobei eine Parabelschicht als erste Näherung dient und Parabeln höherer Ordnung als Korrekturterme.

Abstract: True heights may be calculated using a model of the ionosphere with adaptable parameters or by solving the integral-equation of the virtual height. In the presence of a magnetic field the first method is proposed with a parabolic layer as a first approximation and higher order parabolae as correction terms.

Ich danke Herrn Dr. K. *Rawer*, der den ursprünglichen Text ins Deutsche übersetzt hat, für zahlreiche gemeinsame Diskussionen.

Die Arbeit wurde beim geophysikalischen Kongress in Hannover im Oktober 1955 mitgeteilt.

Buchstabenverzeichnis

f	Lotungsfrequenz	m	Elektronenmasse
f_o	Plasmafrequenz	δ	Komplement der magn. Inklination
f_c	Kritische Frequenz	z	Höhe
f_H	Gyrofrequenz	z_m	Halbdicke
$\beta = f_H/f$		h_v	scheinbare Höhe
$\gamma = (f/f_c)^2$		h_o	Höhe der Schichtbasis
$\eta = (f_o/f)^2$		μ	Brechungsindex
H	erdmagnetisches Feld	μ'	Gruppenindex
e	Elektronenladung	ξ	Elektronendichte
c	Lichtgeschwindigkeit		

Literatur

- [1] *H. Jeffreys*, The earth (Cambridge Univ. Press)
- [2] *Rousseland*, Gerl. Beitr. zur Geophysik 24 (1929) 1-77
H. Mineur, Journ. Phys. et Radium III (1932), 145
D. Barbier, Journ. Phys. et Radium V (1935), 243
- [3] *S. Chapman*, Proc. Roy. Soc. A 132 (1931), 353.
- [4] *K. Rawer*, Ann. Physik 35 (1939), 385-416.
- [5] *E.V. Appleton*, Proc. Roy. Soc. A 162 (1937), 451
- [6] *W. de Groot*, Phil. Mag. 10 (1930), 521.
E.V. Appleton, Proc. Phys. Soc. 42 (1930), 321.
C.L. Pekeris, Terr. Magn. 45 (1940), 205.
O.E. Rydbeck, Phil. Mag. 30 (1940), 282.
- [7] *D.A. Shinn* u. *H.A. Whale*, Journ. Atm. Terr. Phys. 2 (1952), 85
- [8] *E. Argence* u. *M. Mayot*, Journ. Geophys. Res. 58 (1953), 147
- [9] *E. Goursat*, Cours d'analyse, Bd. III (10. . .)
- [10] *B. Friedman*, Numerical methods for evaluation of the integrals for virtual Height (Res. Rep. E. M. 17 N. Y. Univ.)
- [11] *J.A. Pierce*, Phys. Rev. 61 (1947), 608
- [12] *J.A. Ratcliffe*, Journ. Geophys. Res. 56 (1951) 463
- [13] *D.A. Shinn*, Journ. Atm. Terr. Phys. 4 (1953) 240

Über "Sferics"-Registrierungen im Frequenzbereich bei etwa 1000 Hz.

1)

Von G. Mattern, Frankfurt/Main

Zusammenfassung: Es wird über vorläufige Ergebnisse von Dauerregistrierungen atmosphärischer Störungen (Sferics) im Frequenzbereich bei 1000 Hz berichtet. Nach einer kurzen Beschreibung des verwandten Gerätes werden die Mittelwerte für den Tagesgang und die Unterschiede desselben im Verlauf eines Jahres beschrieben. Anschließend wird über den Verlauf der Registrierkurven während des Auftretens von sporadischer E-Schicht und von Ionosphärenstürmen, beides beobachtet in Lindau/H, berichtet.

Dauerregistrierungen atmosphärischer Störungen (Sferics) mit einer Frequenz von etwa 1000 Hz scheinen, wie z. B. aus einer zusammenfassenden Arbeit von P. Courvoisier (Experientia Vol. VIII/7, 1951) zu ersehen ist, bisher nicht vorzuliegen.

Gewisse Fragen der Wolkenphysik und Meteorobiologie veranlaßten daher das Frankfurter Institut sich mit der Registrierung solcher Störungen zu befassen. Die Registrierungen werden seit Juli 1952 ununterbrochen durchgeführt und es soll an dieser Stelle über einige bisher erzielte Ergebnisse kurz berichtet werden.

Als Empfangsorgan wird eine aperiodisch gedämpfte freie Antenne verwendet, die mit dem Eingang eines 3-stufigen RC-Verstärkers gekoppelt ist. Der Abschlußwiderstand der Antenne beträgt 8 KOhm und ist für den Übertragungsbereich fast nur durch einen Ohmschen Widerstand bedingt. Die Ausgangsspannung des Verstärkers steuert über ein Thyatron ein Zählwerk, das die während einer Stunde beobachteten Impulse in Form einer Stunden-summe automatisch registriert. Gleichzeitig wird von einem Chronographen jeder Impuls einzeln aufgezeichnet. Wird der Ausgang des Verstärkers mit einem Katodenstrahlscillographen verbunden, so kann die Form der registrierten Sferics beobachtet werden.

Die Empfindlichkeit des Verstärkers ist so gewählt, daß bei 1000 Hz eine Eingangsspannung von 4 mV zur Betätigung des Zählwerkes nötig ist. Der Frequenzgang des Verstärkers ist durch geeignete Wahl der Koppelungs-glieder und einer frequenzabhängigen Gegenkoppelung so gewählt, daß ein Empfindlichkeitsmaximum bei 1000 Hz entsteht und unterhalb 500 Hz sowie oberhalb 5000 Hz praktisch keine Sferics mehr erfaßt werden. Der Verstärker ist bei diesen Frequenzen um ca. 20 Dezibel unempfindlicher. Da im untersuchten Frequenzbereich bedeutend weniger Störungen pro Zeiteinheit zu beobachten sind als in den meist verwandten Frequenzbereichen oberhalb 10 KHz, gewinnt die Frage einer Einwirkung künstlicher Störungen, die von

1) Dr. G. Mattern, Institut für Meteorologie und Geophysik, Frankfurt/Main, Feldbergstr. 47

elektrischen Anlagen und Geräten ausgehen, an Bedeutung. In Zusammenarbeit mit dem FTZ der Bundespost wurden einige Meßfahrten durchgeführt (Herrn Dipl. Ing. W. Menzel sei auch an dieser Stelle hierfür gedankt), bei welchen festgestellt wurde, daß nur einsam gelegene ländliche Gegenden eine genügende Störfreiheit garantieren. Die Registrierapparatur wurde daher in einem Haus am Rande eines einsam gelegenen Spessartdorfes aufgestellt. Da bei entsprechenden Wetterlagen oft über viele Stunden hinweg kein einziger Impuls gezählt wird, dürfte die Ausschaltung des technischen Störpegels sichergestellt sein.

Nun zu den Registrierungen selbst.

Bildet man aus dem bis zum Dezember 1953 angesammelten Material für jede Tagesstunde die mittlere Zahl der empfangenen Sferics, so erhält man die in Abb. 1 dargestellten Werte.

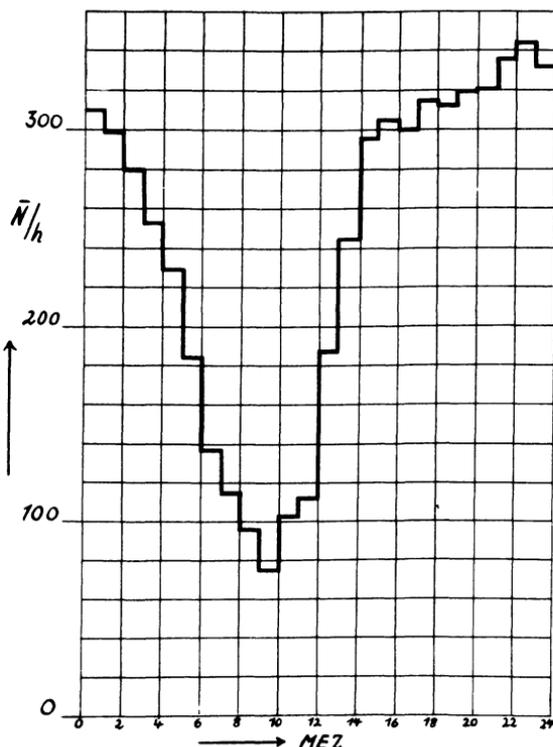


Abb. 1: Verlauf der mittleren Stundensummen während des Jahres 1953

Nach einem langsamen Absinken der Sfericssummen in den frühen Morgenstunden wird gegen 10 Uhr MEZ der Tiefstwert erreicht. Nach 12 Uhr MEZ erfolgt dann im Mittel ein rascher Anstieg, der in einem breiten Maximum gegen Mitternacht endet.

Es versteht sich, daß im einzelnen Fall eine beträchtliche Abweichung von diesen Mittelwerten beobachtet wird. Schon der Wechsel der Jahreszeiten mit ihren unterschiedlichen meteorologischen Bedingungen und der damit gekoppelten Produktion der Sferics, bringt in den Verlauf der stündlichen Mittelwerte der einzelnen Monate beträchtliche Abweichungen vom Jahresmittelwert.

Nach dem bisher vorliegenden Material lassen sich für die stündlichen Mittelwerte der einzelnen Monate 4 verschiedene Tagesgänge erkennen. Zwei hiervon findet man während der Sommermonate. In dieser Jahreszeit ist allgemein bereits in den Mittagsstunden eine gesteigerte Störtätigkeit zu beobachten. Hierbei wird nun entweder ein breites nachmittägliches Maximum beobachtet, das mit dem mitternächtlichen Höchstwert zusammenwächst, oder aber, wenn der Monat gewitterreicher Wetter hatte, ein selbständiges Maximum am Nachmittag gebildet, welches das Mitternächtliche überdeckt. Für den ersten Fall sei in Abb. 2 der Verlauf der mittleren

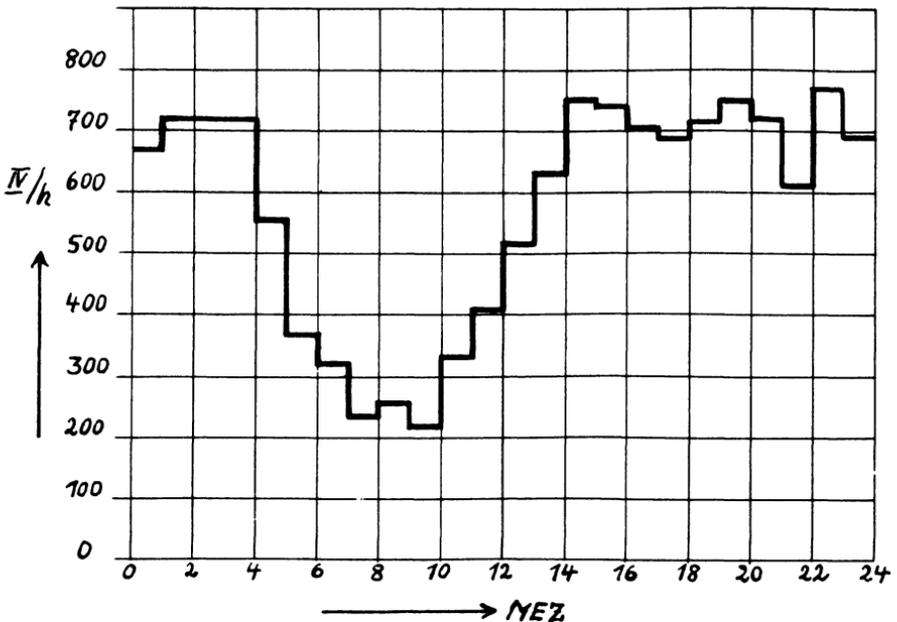


Abb. 2: Verlauf der mittleren Stundensummen im Juli 1952

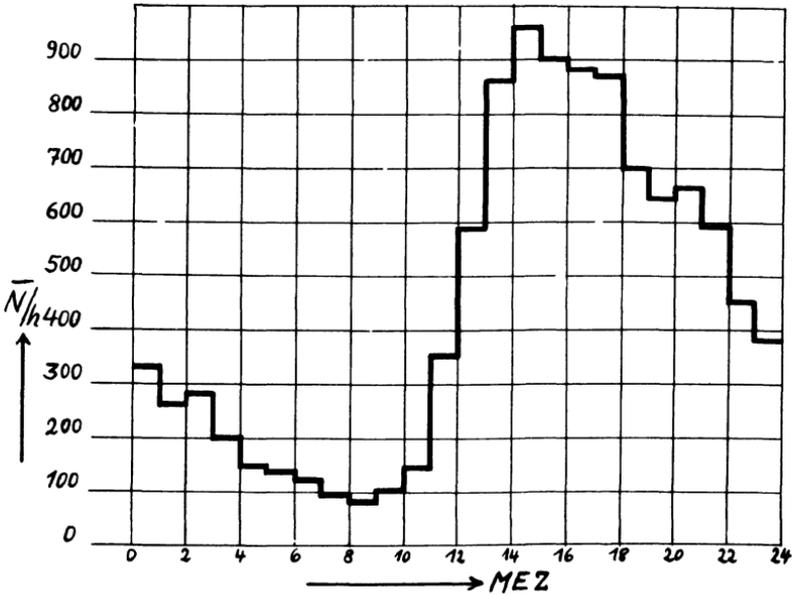


Abb. 3: Verlauf der mittleren Stundensummen im Juni 1953

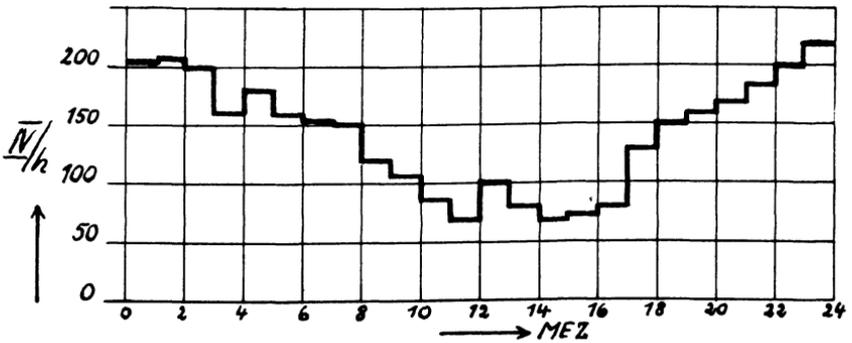


Abb. 4: Verlauf der mittleren Stundensummen im Dezember 1952

Stundenwerte während des Monats Juli 1952, für den zweiten Fall in Abb. 3 der Verlauf der mittleren Stundensummen während des Monates Juni 1953 als typischer Fall angeführt.

Typ 3 ist während der Wintermonate dominierend. Während dieser Zeit ist die Zahl der Störungen pro Zeiteinheit im allgemeinen geringer. Ferner fehlt das im Sommer zu beobachtende nachmittägliche Maximum. Der Anstieg zum mitternächtlichen Höchstwert erfolgt erst verspätet in den Nachmittagsstunden. Als charakteristisches Beispiel ist in Abb. 4 der Verlauf der mittleren Stundensummen des Monats Dezember 1952 angeführt.

Mit Typ 4 sei der während des September 1952 beobachtete Verlauf der mittleren Stundensummen bezeichnet, der in Abb. 5 wiedergegeben ist. Auffallend ist an diesem Tagesgang ein Ansteigen der Störtätigkeit in den frühen Morgenstunden mit einem Gipfelwert gegen 05⁰⁰ Uhr MEZ der den nächtlichen Höchstwert beträchtlich übersteigt.

Um den Einzugsbereich, aus dem die registrierten Sferics stammen, abschätzen zu können, wurden alle Tage ausgewählt, deren Stundensummen in der Zeit zwischen 00 und 01 Uhr MEZ weniger als 10% der normalerweise um diese Zeit registrierten Werte erreichte. Die Zeit zwischen 00 und 01 Uhr MEZ scheint deshalb für diese Untersuchung besonders günstig, da um diese Zeit im Mittel ein Maximum an Störungen beobachtet wird, das vermutlich zum überwiegenden Teil durch besonders gute Ausbreitungsbedingungen verursacht sein dürfte. Der Einzugsbereich wäre somit um diese Zeit am größten.

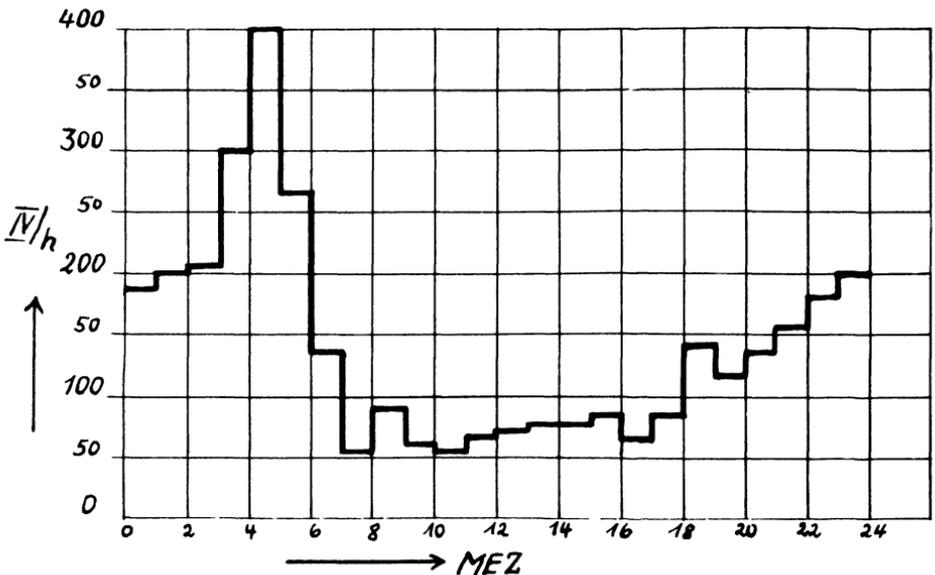


Abb. 5: Verlauf der mittleren Stundensummen im September 1952

Trägt man für die nach der obigen Methode ausgewählten Tage das zum gleichen Zeitpunkt beobachtete Wetter in eine Karte ein, so zeigt sich, daß vorwiegend kontinentale Hochdruckgebiete, in die größere Aufheiterungsgebiete eingelagert sind, die 10% Bedingung erfüllen. An keinem dieser Tage wird zwischen 00 und 01 Uhr MEZ in einer geringeren Entfernung als 800 km von der Station entfernt ein Schauer oder Gewitter beobachtet. Die Mehrzahl der beobachteten Schauergebiete lagen außerhalb eines Umkreises von 1000 km um die Empfangsstelle. Da gleichzeitig an keinem Tag, an dem Gewitter oder Schauer allein außerhalb der 1000 km Zone beobachtet wurden, eine höhere Stundensumme als 10% des Normalwertes zwischen 00 und 01 Uhr MEZ erreicht wurde, kann geschlossen werden, daß die Mehrzahl der um diese Zeit registrierten Sferics ihren Ursprung innerhalb dieser Zone hat. Die Registrierungen erfassen somit vorwiegend die aus den Schlechtwettergebieten Mitteleuropas herrührenden Sferics und nicht die Störungen der allgemeinen Weltgewittertätigkeit.

Bemerkenswert ist noch, daß an einer Reihe von Tagen ebenfalls die 10% Grenze nicht überschritten wird, obwohl in einer geringeren Entfernung als 1000 km Niederschläge in der Form des Nieselns oder als Regen gemessen wurden. Selbst bei verbreiteten Regenfällen in der unmittelbaren Umgebung der Empfangsstelle wurde zeitweise kein Ansteigen der Sfericssummen beobachtet. Dieses Ergebnis zeigt, daß nicht jedes Ausfallen von Niederschlag mit der Erzeugung von Sferics verbunden sein muß, deren Feldstärke an der Empfangsstelle die Ansprechgrenze des Registrierungsgerätes übersteigt. Gewitter und offensichtlich als gewittrige Schauer ausfallende Niederschläge zeigten stets eine erhebliche Zunahme der Stundensummen. Dies gilt auch für die im Winter vielfach mengenmäßig nur geringen Schneeschauer. Über Einzelheiten, sowie über die Zusammenhänge mit dem Wettergeschehen soll später ausführlich berichtet werden.

Die Regelmäßigkeit, mit der bei allen Registrierungen der tägliche Gang zu erkennen ist, legt die Vermutung einer Einwirkung der Ionosphäre auf die Ausbreitung der Sferics in diesem Frequenzbereich nahe. Eine Zusammenstellung von Werten der Grenzfrequenz der E-Schicht, die den Veröffentlichungen des Instituts für Ionosphärenforschung in Lindau/H entnommen wurde und den entsprechenden Monatsmittelwerten der beobachteten Sferics zeigt in großen Zügen ein gegenläufiges Verhalten der beiden Kurven. Allerdings zeigen sich besonders während des Sonnen- Auf- und Unterganges stärkere Abweichungen.

Besser als in den Mittelwerten bilden sich die gestörten Zustände der Ionosphäre in den Sfericsregistrierungen ab. Vielfach bemerkt man in den Chronographenregistrierungen ein spontanes Absinken der Impulstätigkeit. Die nachstehende Abb. 6 zeigt einen Ausschnitt aus einer solchen Registrierung.



Abb. 6: Ausschnitt aus einer Chronographenregistrierung während einer durch E_s gestörten Zeit.

Es ergab sich beim Vergleich dieser Kurven mit den Grenzfrequenzregistrierungen des Max Planck Instituts für Physik der Ionosphäre in Lindau/H (entnommen den 10 tägigen Berichten der Arbeitsgemeinschaft Ionosphäre), daß in vielen Fällen zur gleichen Zeit das Auftreten von sporadischer E-Schicht mit einer Grenzfrequenz $f_0 > 5$ MHz festgestellt wurde. Um zu einem Mittelwert zu kommen, wurden alle Monate ausgewählt, während welcher spor. E $f_0 > 5$ MHz beobachtet wurde, ohne daß durch allzu viele gestörte Stunden die Bildung eines Mittelwertes der Sfericssummen für die ungestörte Zeit unmöglich wurde. Hierdurch wurde das vorhandene Material stark reduziert, da einerseits während der Wintermonate nur selten $E_s f_0 > 5$ MHz beobachtet wurde und andererseits während der Sommermonate um die Mittagszeit oft zu wenige störungsfreie Tage für die Mittelwertbildung des Vergleichswertes zu finden waren. Aus dem nun noch verbleibenden Material mußten ferner alle Termine gestrichen werden, an denen an der Registrierstelle oder im Umkreis von rd. 250 km Niederschlag (Gewitter, Schauer, Regen) beobachtet wurde. Diese Maßnahme wurde notwendig, da sich im Verlauf der Auswertungen zeigte, daß Sferics, deren Ursprung näher als 250 km bei der Empfangsstelle liegt, offenbar nicht von ionosphärischen Vorgängen beeinflußt werden. Eine Erweiterung dieser "Nahzone" ergab keine wesentliche Verbesserung der Statistik. Es zeigte sich, daß bei den auswertbaren 150 Terminen im Mittel ein Rückgang der Sfericstätigkeit auf 40% des während der ungestörten Zeiten zu beobachtenden Wertes festzustellen ist. Hierbei streuten die Einzelwerte der gestörten Zeiten zwischen 0 und 80% des Mittelwertes der ungestörten Zeiten, mit Ausnahme eines Falles bei welchem während der durch E_s gestörten Zeit 204% des Vergleichswertes beobachtet wurden.

Wegen der räumlich oft nur geringen Ausdehnung der in Lindau/H festgestellten spor. E-Schichten, ist eine strenge Gleichzeitigkeit der Ereignisse nicht zu erwarten. Eine geringere mittlere Streuung ist nur durch ein vermehrtes Registriermaterial zu erhoffen.

Ein weiterer Zusammenhang mit der gestörten Ionosphäre zeigt sich an den Tagen, an welchen in Lindau/H ein Ionosphärensturm beobachtet wurde. Es ergab sich, daß ca. 8 Stunden vor dem Auftreten eines Ionosphären-

sturmes in Lindau/H (entnommen den 10 tägigen Berichten der Arbeitsgemeinschaft Ionosphäre) ein Rückgang der Sfericssummen auf im Mittel 20% des Normalwertes d. h. des normalerweise zu dieser Zeit zu erwartenden Wertes beobachtet wird. Die folgende Abb. 7 zeigt dieses Ergebnis in einer graphischen Darstellung. Hierbei werden die zwischen 21⁰⁰ Uhr und 24⁰⁰ Uhr MEZ registrierten Stundensummen nach verschiedenen Gesichtspunkten geordnet und miteinander verglichen. Die Zeit zwischen 21 und 24 Uhr MEZ wurde für die Zusammenstellung benutzt, da die Mehrzahl der beobachteten Ionosphärenstürme in den frühen Morgenstunden festgestellt wurden.

Im einzelnen enthalten die Spalten der Abb. 7 folgendes:

- Spalte 1: In Spalte 1 sind alle Tage zusammengefaßt, an denen eine brauchbare Registrierung vorlag. Die Mittelwerte dieser Spalte sind gleich 100% gesetzt.
- Auf sie beziehen sich die Angaben der Spalten 2 bis 7.
- Spalte 2: In ihr sind alle Tage vereinigt, an denen nur in größerer Entfernung als 250 km Niederschlag während der untersuchten Zeit gemessen wurde.
- Spalte 3: Sie enthält nur solche Tage, an welchen auch in geringerer Entfernung als 250 km Niederschlag fiel.
- Spalte 4: Diese Spalte enthält alle Tage mit Niederschlag auch in geringeren Entfernungen als 250 km und an welchen außerdem am folgenden Tag in Lindau/H kein Ionosphärensturm beobachtet wurde.
- Spalte 5: Nr. 5 enthält den Mittelwert aller Fälle, bei denen am folgenden Tag in Lindau/H ein Ionosphärensturm festgestellt wurde und während der Beobachtungszeit wenigstens in 800 km Entfernung genügend Schlechtwettergebiete vorhanden waren, um eine normale Produktion von Sferics zu gewährleisten.
- Spalte 6: Spalte 6 zeigt das Ergebnis, wenn man in Spalte 5 alle Tage streicht, an denen in geringerer Entfernung als 250 km von der Empfangsstelle Niederschlag zwischen 21⁰⁰ und 24⁰⁰ Uhr MEZ gemessen wurde.
- Spalte 7: Spalte 7 enthält das Ergebnis, wenn man einen Mittelwert für alle Tage bildet, an denen ebenfalls zwischen 21⁰⁰ und 24⁰⁰ Uhr MEZ innerhalb der "250 km Zone" kein Niederschlag fiel und gleichzeitig in den Vormittagsstunden des folgenden Tages kein Ionosphärensturm beobachtet wurde.

Dieser Zusammenstellung liegen die Registrierungen der Monate März bis Dezember des Jahres 1953 zu Grunde. Inzwischen hat sich das Verhalten der Sfericssummen ca. 8 Stunden vor einem Ionosphärensturm an einer Reihe weiterer Fälle bestätigt. Insgesamt liegen bis jetzt 80 auswertbare Fälle vor.

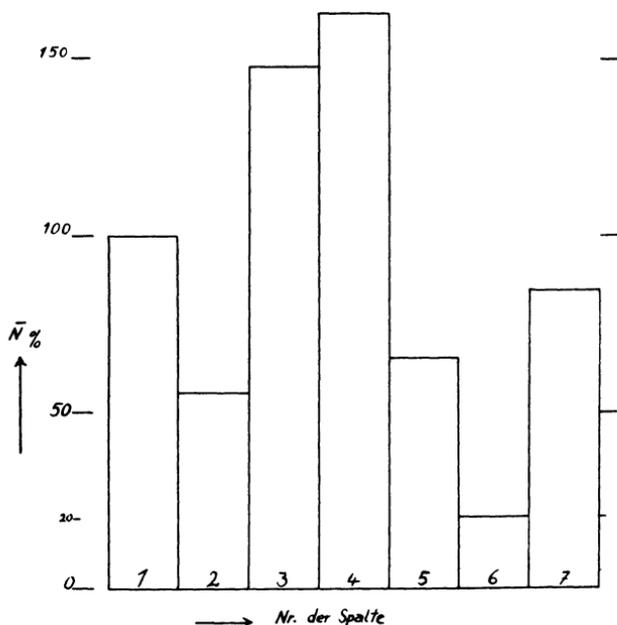


Abb. 7: Zusammenstellung der Mittelwerte der Stunden-summen zwischen 21⁰⁰ und 24⁰⁰ Uhr MEZ

Bei keinem der zur Spalte 6 der Abb. 7 gehörenden Fälle wurde bisher eine höhere Sfericssumme als 40% des Vergleichswertes beobachtet. Hingegen streuen die Werte der in Spalte 7 der Abb. 7 zusammengefaßten Fälle zwischen 20 und 150% des Vergleichswertes.

Auch bei dieser Zusammenfassung zeigt sich, daß die Sferics, deren Ursprung näher als 250 km bei der Registrierstelle liegt, offenbar nur wenig von den Vorgängen in der Ionosphäre beeinflusst werden. So beträgt der Unterschied der beiden Spalten 3 und 4 nur 10%. Hingegen zeigt sich zwischen den Mittelwerten der Spalten 6 und 7 ein Unterschied von 64%. Erwähnenswert ist, daß eine Abweichung der Sfericssummen zur Zeit des Sturmes selbst im Mittel keinen deutlichen Unterschied vom Normalwert ergab. Eine Erklärung für dieses Verhalten der Sfericssummen kann vorläufig nicht gegeben werden.

Sollten sich bei einer derzeit laufenden Untersuchung an einem erweiterten Material die gleichen Zusammenhänge ergeben, so wäre u. U. eine kurzfristige Prognose der Ionosphärenstürme auf diesem Wege denkbar.

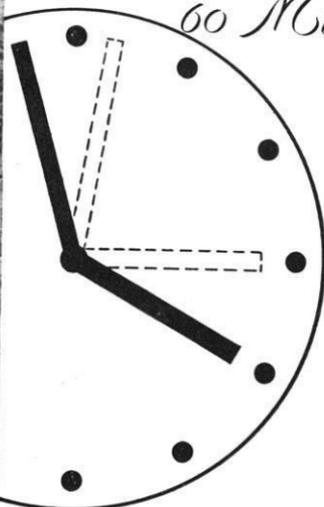


Ab
Ankunft



registrier-
bereit!

*in weniger als
60 Min.*



So schnell kann die Registrierung der Variationen D, Z und H an jedem beliebigen Ort beginnen mit dem

TRAGBAREN ERDMAGNETISCHEN VARIOGRAPHEN

Besonders bei magnetischen Bodenforschungen ist die Kenntnis der täglichen magnetischen Variationen im Prospektionsgebiet in vielen Fällen erforderlich und von größtem Nutzen.

A S K A N I A - W E R K E A G.
BERLIN · FRIEDENAU · BUNDESALLEE 86-89 · AMERIKAN. SEKTOR

Wir erwarben soeben die

Geologische Bibliothek des † Professor Robert Schwinner, Graz

Die Bibliothek, die neben vielen seltenen Büchern eine ganze Anzahl größerer Zeitschriften/Reihen (u. a. vollständige Exemplare von **Zeitschrift für Geophysik, Zentralblatt für Geophysik, Meteorologie und Geodäsie** und **Geologische Rundschau**) aus den Hauptarbeitsgebieten des Besitzers **Geophysik, Alpengeologie** und **Tektonik** enthält, soll geschlossen verkauft werden. Interessenten bitten wir ein ausführliches Angebot mit Liste bei uns anzufordern.

„JOURNALFRANZ“ ARNULF LIEBING OHG, WÜRZBURG 2
Postfach 1136

Noch lieferbar:

Zeitschrift für Geophysik Sonderband

aus Anlaß des dreißigjährigen Bestehens
der

Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

192 Seiten mit 122 Abbildungen 1953. Broschiert DM 20.

Der Band, der in der gesamten Reihe als Band 19 gezählt wird, enthält in erster Linie Vorträge der 18. Tagung der Gesellschaft 1952 in Hamburg. In ihnen werden sowohl umfassende Überblicke über den Stand der Forschung auf bestimmten Sondergebieten gegeben, als auch neue Probleme und Erkenntnisse aus der reinen und angewandten Geophysik vermittelt.

PHYSICA-VERLAG · WÜRZBURG

World-Wide Leaders

IN SEISMIC INSTRUMENTATION

Now serving over 90⁰/₁₀ of all companies actively engaged in Seismic operations. *Electro-Tech* offers a complete line of Seismic instruments and equipment of thoroughly proven and the most advanced design.

On the spot attention to your Seismic requirements is available at the following points:

Glendale, California*

Lafayette, Louisiana

Calgary, Alberta, Canada*

Tokyo, Japan

Melbourne, Australia

Paris, France*

Cambridge, England*

* Indicates *Electro-Tech* equipment manufacturing facilities

For complete information . . . write, cable or telephone

Electro-Technical Labs., Inc.

Cable Address
ELTEC

504 Waugh Drive
HOUSTON 19, TEXAS

Telephone
JUSTIN 1596

Outstanding new developments by Electro-Tech – Model MS Magnetic Recorder/Reproducer, the first practical system for field use. Model M-4 Amplifier only 38 lbs., yet of most advanced design for broad band or standard reflection/refraction use; Model EVS-4, 7 c. p. s. miniature detector suited to multiple use.



WISSENSCHAFTLICHES ANTIQUARIAT UND HOCHSCHULBUCHHANDLUNG

Spezialgeschäft für wissenschaftliche Zeitschriften

liefert und kauft

**Zeitschriften, Reihen, Sammelwerke, Lexika,
Bibliographien**

und sonstige größere Veröffentlichungen
aller Fach- und Wissensgebiete

Senden Sie uns bitte Ihre Angebote oder fordern Sie
unsere Kataloge, Listen und Sonderangebote an!

Ankauf vollständiger Bibliotheken

WÜRZBURG 2

Briefanschrift: Postfach 1136 – Geschäftsräume: Rotlöwengasse 2
Fernsprecher: 4020 – Telegramme: Journalfranz Würzburg

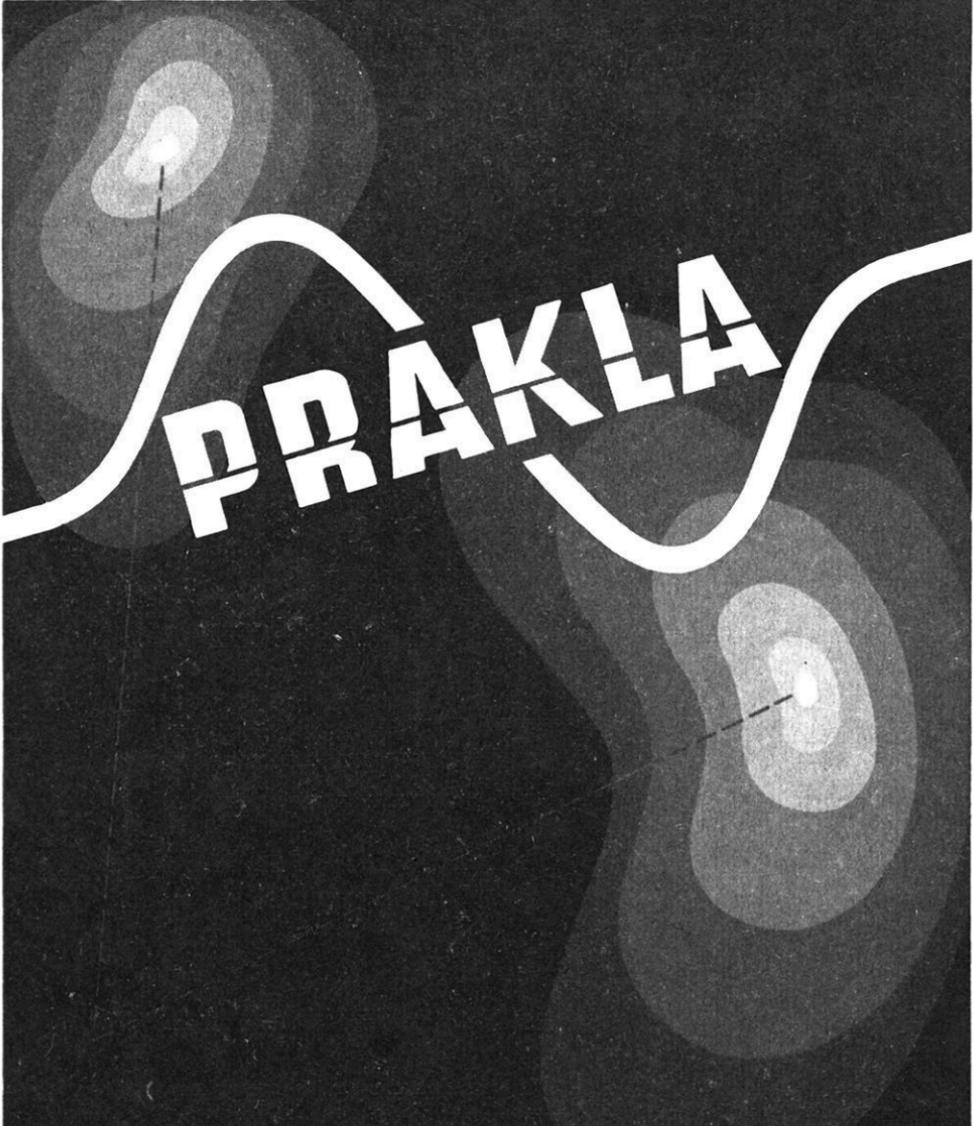
SEISMOS
G. M. B. H.
HANNOVER

GEOPHYSIKALISCHE UNTERSUCHUNGEN

Seit über 30 Jahren

ERFAHRUNGEN IM IN- U. AUSLAND



A stylized white wave graphic with two glowing spots, one in the upper left and one in the lower right, set against a dark background with faint concentric circles.

PRAKLA

**GEOPHYSIKALISCHE
UNTERSUCHUNGEN**

HANNOVER

**Haarstraße 5 · Fernruf 80148 · Fernschreiber 023847
Telegramm-Adresse PRAKLA**