

ZEITSCHRIFT
FÜR
GEOPHYSIK

Herausgegeben von der

Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

Schriftleitung: B. Brockamp, Münster i. W.

Jahrgang 20

1954

Heft 4

PHYSICA - VERLAG · WÜRZBURG

INHALTSVERZEICHNIS

<i>Dieminger, W.:</i> Erdmagnetismus und Ionosphäre	167
<i>Rawer, K.:</i> Die traditionellen Meßgrößen für die "sporadische Es-Schicht"	188
<i>Jung, K.:</i> Betrachtungen zum dreiachsigen Erdellipsoid	201
<i>Graf, A.:</i> Das Problem der Schweremessung auf See mit Gravimetern	208
In Memoriam Dr. Karl Röpke	219

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, gotische oder einander ähnliche Typen und Zeichen kenntlich gemacht sind (z. B. durch farbige Unterstreichung). Die Vorlagen für die Abbildungen sollen reproduktionsfertig (Tuschzeichnung) möglichst im Maßstab 2:1 eingesandt werden. Die Beschriftung der Abbildungen soll auf einem lose vorgeklebten, durchsichtigen Papier erfolgen. Fußnoten sind fortlaufend zu 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 und 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 Liebig K.-G., Würzburg. Printed in Germany. Druck Verlag Anton Hain K. G., Meisenheim am Glan.

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

Erdmagnetismus und Ionosphäre

Von W. Dieminger, Lindau¹⁾

Zusammenfassung: Von den zahlreichen Zusammenhängen zwischen Erdmagnetismus und Ionosphäre wurden folgende drei Probleme eingehend behandelt:

1.) Die Diskrepanz von rd 10^4 zwischen dem erdmagnetisch und dem aus Echolotungen erschlossenen Wert der Leitfähigkeit der Ionosphäre läßt sich beseitigen, wenn man annimmt, daß 1.) die Gezeiten der Atomsphäre in der Ionosphäre gegenüber dem Erdboden um den Faktor 1000 verstärkt sind. 2.) Die Verminderung der Leitfähigkeit durch das erdmagnetische Feld zum Teil kompensiert wird durch das Potentialfeld, das der Halleffekt in der Ionosphäre erzeugt. Am meisten trägt die E-Schicht zur integralen Leitfähigkeit bei. Am geomagnetischen Äquator ist die Ost-West-Leitfähigkeit 3-4 mal so groß, wie auf der übrigen Erde.

2.) Die vertikale Driftbewegung, die in der Ionosphäre durch das Zusammenwirken von magnetischem Feld, Gezeitenbewegung und elektrischem (Hall-) Feld entsteht, ist offenbar für die Anomalie des Tagesgangs der Elektronenverteilung in gemäßigten Breiten und für die Ausbildung besonders hoher Konzentration zu beiden Seiten des geomagnetischen Äquators verantwortlich.

3.) Die Voreilung der magnetischen Unruhe gegenüber der Hauptphase von Ionosphärenstörungen in gemäßigten Breiten ermöglicht eine kurzfristige Vorhersage des Ionosphärenzustandes. Die Treffsicherheit für die Vorhersage von Störungen liegt zwischen 50 und 70%, für die Vorhersage von ungestörten Bedingungen zwischen 80 und 90%.

Abstract: Among the numerous relations between geomagnetism and ionosphere 3 problems will be treated thoroughly: 1.) There is an apparent discrepancy of 10^4 between the values of the electric conductivity of the ionosphere deduced magnetically and by radio soundings respectively. It vanishes assuming that: a) The amplitude of atmospheric tides is amplified by a factor of 1000 in the ionosphere. b) The decrease of the conductivity caused by the geomagnetic field is compensated partly by the potential field produced by the Hall-effect within the ionosphere. It is the E-layer that contributes mainly to the integral conductivity. The east-west conductivity is enhanced by a factor of 3-4 at the geomagnetic equator. 2.) The vertical drift produced by the combination of geomagnetic field, tidal movement, and electrostatic (Hall-) field appears to be responsible both for the anomalous diurnal variations of electron density in middle latitudes and for the enhanced electron density on both sides of the geomagnetic equator. 3.) The commencement of geomagnetic disturbances is in advance of the main phase of ionospheric storms in middle latitudes statistically. That may be used for short-term predictions of ionospheric conditions. The reliability of forecasts is between 50 and 70% for disturbances, and between 80 and 90% for quiet conditions.

¹⁾ Direktor Dr. Walter Dieminger, Institut f. Ionosphärenforschung in der Max Planck Gesellschaft, Lindau üb. Nætheim (Hann.)

In den Resolutionen des Spezialkomitees für das Internationale Geophysikalische Jahr (AGI) gibt es einen Absatz, der empfiehlt, jede Ionosphärenbeobachtungsstation mit einem direkt anzeigenden Registriergerät für das erdmagnetische Feld auszurüsten. Der Grund für diese Empfehlung ist, daß die Variationen des erdmagnetischen Feldes einen ursächlichen Zusammenhang mit den Vorgängen in der Ionosphäre haben und deshalb als augenfälliges Signal für interessante Erscheinungen in der Ionosphäre dienen können. Die lange Dauer des AGI gestattet es nicht, *alle* interessierenden Größen ohne Unterbrechung zu beobachten. Man ist daher froh, daß es einige Größen gibt, die leicht fortlaufend zu registrieren sind und die gleichzeitig einen Hinweis geben, wann sich ein Einsatz aller Beobachtungsmittel voraussichtlich lohnt.

Es ist nicht möglich, die Zusammenhänge zwischen Erdmagnetismus und Ionosphäre in der verfügbaren Zeit einigermaßen erschöpfend zu behandeln. Es sollen daher nur drei spezielle Probleme erörtert werden, die z. Zt. im Vordergrund des Interesses stehen und zwar:

1. Die elektrische Leitfähigkeit der Ionosphäre.
2. Die Einwirkung des erdmagnetischen Feldes auf die tageszeitlichen Veränderungen in der Ionosphäre.
3. Die Vorhersage von Ionosphärenstörungen aus erdmagnetischen Registrierungen.

A.) Die elektrische Leitfähigkeit der hohen Atmosphäre.

Schon etwa 40 Jahre, bevor die Ionosphäre im Jahre 1924 von *Appleton* [1] entdeckt wurde, kannte man eine ihrer Wirkungen: Die regelmäßigen täglichen Variationen des erdmagnetischen Feldes führte 1882 *Stewart* [2] auf Ströme zurück, die in leitfähigen Schichten der hohen Atmosphäre fließen und die erzeugt werden genau wie im Anker einer Dynamomaschine durch Bewegung eines Leiters — nämlich der leitfähigen Luft — relativ zu einem Magnetfeld — nämlich dem permanenten Erdfeld. Die Kraftquelle für die Bewegung sind die Gezeiten, die von Sonne und Mond in der Atmosphäre erzeugt werden. Die mathematische Formulierung und die exakte Durcharbeitung dieser "Dynamotheorie" erfolgte durch *Schuster* [3] sowie durch *Chapman* [4] und *Bartels* [5].

Die Dynamotheorie gestattet eine Aussage über die Gesamtleitfähigkeit σ der hohen Atmosphäre. Aus der beobachteten Variation des Erdfeldes $\Delta \mathfrak{H}$ läßt sich einerseits die Stromstärke J in der Ionosphäre berechnen.

Andererseits kennt man die elektromotorische Kraft \mathcal{E} , die erzeugt wird, wenn sich die leitfähige Luft mit der Geschwindigkeit v im Magnetfeld \mathfrak{H} bewegt.

$$\mathcal{E} = [v \cdot \mathfrak{H}]$$

$$\sigma = \frac{J}{\mathcal{E}}$$

Das erdmagnetische Feld \mathfrak{H} in der Höhe der Ionosphäre läßt sich recht genau berechnen. Setzt man für v die Geschwindigkeit ein, die sich aus dem Gezeitenhub am Boden ergibt, so erhält man $\sigma_{\text{total}} = \int \sigma \, dh = 2,5 \cdot 10^{-6}$ emu · cm für die Mittagszeit und für die Epoche des Sonnenfleckensmaximums.

Als nun die Technik der elektrischen Echolotung in den 30er Jahren recht genaue Kenntnisse über den elektrischen Zustand der hohen Atmosphäre vermittelte, da erwartete man eine schnelle Bestätigung des erdmagnetisch erschlossenen Wertes. Tatsächlich ergab sich aber für die elektrisch

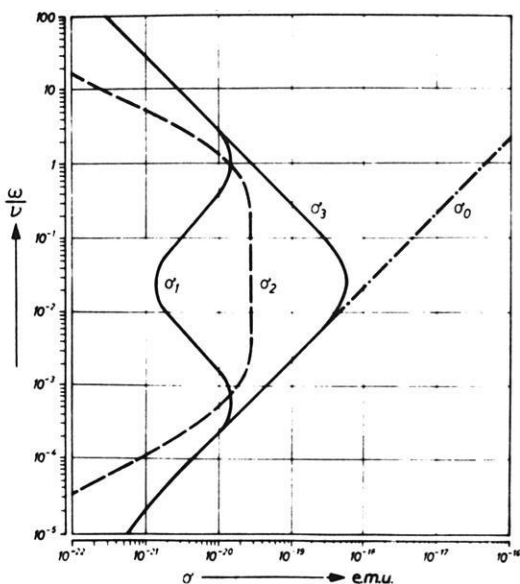


Abb. 1: Leitfähigkeit eines Plasmas pro Elektron-Ionpaar als Funktion des Verhältnisses Gyrofrequenz/Stoßzahl des Ions ($m_i \approx 10^3 \cdot m_e$).

erschlossene Leitfähigkeit ein Wert, der 3–4 Zehnerpotenzen niedriger war.

Es muß in diesem Zusammenhang kurz auf die Leitfähigkeit eines ioni-

sierten Gases eingegangen werden. Wenn kein äußeres Magnetfeld vorhanden ist, so hat ein ionisiertes Gas eine Gleichstromleitfähigkeit

$$\sigma_0 = e^2 \left(\frac{N_e}{m_e \cdot \nu_e} + \frac{N_i}{m_i \cdot \nu_i} + \dots \right)$$

e	Ladung
N	Anzahl pro cm^3
m	Masse
ν	Stoßzahl d. Elektr. bzw. Ionen

Die Leitfähigkeit ist also umgekehrt proportional der Stoßzahl. Ein äußeres Magnetfeld, wie es in der Ionosphäre vorhanden ist, beeinflusst die Leitfähigkeit unter Umständen erheblich. Solange sich die Ladungsträger in der Richtung des Magnetfeldes bewegen, wird ihre Bewegung nicht beeinflusst. Bewegen sie sich quer zum Magnetfeld, so entsteht die sog. Lorentzkraft.

$$K = \epsilon [\mathbf{v} \cdot \mathfrak{B}]$$

\mathbf{v} Geschwindigkeit
 \mathfrak{B} magn. Induktion

Die Lorentzkraft steht senkrecht zur Bewegungsrichtung und zu den magn. Kraftlinien, die Ladungsträger werden zu Spiralbahnen um die Kraftlinien gezwungen, ihre Beweglichkeit quer zum Magnetfeld ist reduziert. Und zwar ist, wie *Pedersen* [6] zuerst gezeigt hat

$$\sigma_1 = e^2 \left(\frac{N_e}{m_e} \cdot \frac{\nu_e}{\nu_e^2 + \omega_e^2} + \frac{N_i}{m_i} \cdot \frac{\nu_i}{\nu_i^2 + \omega_i^2} + \dots \right)$$

$$\omega_{e,i} = \frac{e \cdot \mu_0 \cdot \mathfrak{H}}{m_{e,i}}$$

Hat man nur Ladungsträger einer Art, z. B. Elektronen, so wird

$$\sigma_1 = \sigma_0 \frac{\nu^2}{\nu^2 + \omega^2}$$

Die Reduktion der Leitfähigkeit ist danach umso stärker, je niedriger die Stoßzahl im Verhältnis zu ω ist. Die Leitfähigkeitsverminderung durch das Magnetfeld wirkt sich also am stärksten in der oberen Ionosphäre aus. Trotz der höheren Elektronendichte in der F_2 -Schicht liefert demnach die E -Schicht den Hauptbetrag zur Leitfähigkeit der Ionosphäre. Nach dieser Vorstellung ergibt sich eine integrale Leitfähigkeit der Ionosphäre von $\sigma_{e1} = 4 \cdot 10^{-9} \text{ emu} \cdot \text{cm}$ gegenüber $\sigma_{\text{magn}} = 2,5 \cdot 10^{-5} \text{ emu} \cdot \text{cm}$.

Diese Diskrepanz zwischen erdmagnetisch und elektrisch erschlossener Leitfähigkeit ist naturgemäß nur eine scheinbare. Der erste Versuch zu ihrer Beseitigung kam von Seiten der Gezeitentheorie. Während *Laplace* [7] und *Lamb* [8] errechnet hatten, daß die Geschwindigkeit der Gezeitenluftbewegung unabhängig von der Höhe ist, zeigten *Taylor* [9] und *Pekeris* [10], daß diese in der Ionosphäre einige tausendmal größer sein kann als am Erdboden. Erhöhung der Geschwindigkeit bedeutet aber eine entsprechende Vergrößerung der induzierten EMK. Dann aber kommt man mit einer viel kleineren Leitfähigkeit aus und nähert sich dem elektrisch erschlossenen Wert. Auf eine Verstärkung des Gezeitenhubes um einen Faktor 6000 schienen auch Messungen von *Appleton* und *Weekes* [11] hinzudeuten, die eine mondentägliche Schwankung der Höhe der E-Schicht um 1,8 km fanden. Auf einen ähnlichen Faktor kommt auch *Bartels* [12] auf Grund der mondentäglichen Schwankungen der F_2 -Grenzfrequenz über Huancayo. Damit wäre die Diskrepanz beseitigt. Es sind jedoch neuerdings Zweifel an dieser Deutung aufgetaucht. Das schärfste Argument dagegen ist wohl die Tatsache, daß die Windmessungen mit radioelektrischen Methoden in der E-Schicht für die Mondgezeiten Geschwindigkeiten von etwa 25 m/sec ergeben haben [13]. Das entspricht aber nur einem Faktor von rd. 1000. Es bleibt demnach eine Diskrepanz von rd. einer Zehnerpotenz bestehen.

Diese Lücke suchte man nun durch Konzessionen von Seiten der Ionosphärenforschung zu schließen, und zwar durch Annahme einer relativ hohen Konzentration von Ionen in der unteren Ionosphäre. Über die Zahl der Ionen kann man auf Grund der Echolotung nur sehr ungenaue Aussagen machen; man hat also hier einen gewissen Spielraum. Die Annahme eines hohen Ionenüberschusses ist aber durch die neuesten Beobachtungen und Rech-

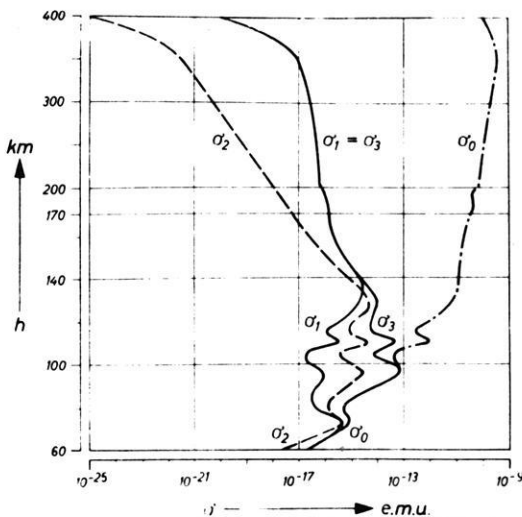


Abb. 2: Leitfähigkeit der Ionosphäre als Funktion der Höhe (nach *Maeda*).

nungen sehr unwahrscheinlich geworden [14]. Offenbar läßt sich auf diese Weise die bestehende Diskrepanz nicht beseitigen.

Einen anderen erfolgversprechenden Lösungsversuch hat in den letzten Jahren *Martyn* [15] unternommen. Er weist darauf hin, daß man offenbar bei der Berechnung der Leitfähigkeit einen Effekt übersehen hat, der die Verminderung der Leitfähigkeit durch das Erdmagnetfeld bis zu einem gewissen Grad kompensiert. Dieser Effekt ist in der Physik unter dem Namen *Hall-Effekt* bekannt. Bewegen sich Ladungsträger in einem Leiter senkrecht zu einem Magnetfeld, so tritt ein Strom senkrecht zu beiden auf. Diesem Strom entspricht eine Leitfähigkeit σ_2 , die im folgenden als Hall-Leitfähigkeit bezeichnet wird. Sie ist gegeben durch

$$\sigma_2 = e^2 \left(\frac{N_e \cdot \omega_e}{m_e (\omega_e^2 + \nu_e^2)} - \frac{N_i \cdot \omega_i}{m_i (\omega_i^2 + \nu_i^2)} + \dots \right)$$

Existiert in einem ionisierten Medium eine elektrische Feldstärke \mathcal{E} und eine magnetische Feldstärke \mathcal{H} , und ist \mathcal{E}_0 die Komponente von \mathcal{E} parallel zu \mathcal{H} und \mathcal{E}_1 diejenige senkrecht zu \mathcal{H} , so ist der gesamte Strom gegeben durch

$$\mathfrak{J} = \sigma_0 \cdot \mathcal{E}_0 + \sigma_1 \cdot \mathcal{E}_1 + \sigma_2 [\mathbf{h} \cdot \mathcal{E}]$$

$$\mathcal{E}_0 \parallel \mathcal{H}$$

\mathbf{h} Einheitsvektor in Richtung von \mathcal{H}

$$\mathcal{E}_1 \perp \mathcal{H}$$

Für die weitere Betrachtung ist nun entscheidend, ob der *Hall-Strom*, der dem letzten Term entspricht, ungehindert fließen kann oder nicht. Im ersteren Fall wird die transversale (*Pedersen-*) Leitfähigkeit nicht beeinflusst, die Reduktion der effektiven Leitfähigkeit durch das Magnetfeld ist voll wirksam. Spielen sich dagegen die Erscheinungen in einer Schicht ab, die nach beiden Seiten durch einen Isolator begrenzt ist, so baut der Hall-Strom ein Polarisationsfeld auf, das schließlich den Fluß des Hallstromes stoppt. Dieses Polarisationsfeld wirkt nun so auf den ursprünglichen Strom zurück, als ob die Leitfähigkeit den Wert

$$\sigma_3 = \sigma_1 + \frac{\sigma_2^2}{\sigma_1}$$

hätte. Das entspricht aber dem Fall der Ionosphäre, die nach oben und unten durch schlechte Leiter begrenzt ist.

Um die integrale Leitfähigkeit der Ionosphäre zu erhalten, sind folgende Schritte nötig: In den Gleichungen für σ kommt jeweils die Stoßzahl ν vor.

Diese nimmt näherungsweise exponentiell mit der Höhe ab. Die Werte von σ_0 , σ_1 , σ_2 und σ_3 pro Ionenpaar hängen somit von der Höhe ab. In Abb. 1 ist der Wert für die Leitfähigkeit pro Ionenpaar als Funktion von ω_i/ν_i aufgetragen. Es ist deutlich zu erkennen, daß die Hall-Leitfähigkeit σ_2 in einem weiten Gebiet größer ist als die Pedersenleitfähigkeit. Dementsprechend liegt auch die effektive Leitfähigkeit σ_3 bis zu 2 Zehnerpotenzen über σ_1 . Setzt man nun die Werte für die Stoßzahl und die Elektronen- und Ionendichte ein, die nach den neuesten Messungen als die wahrscheinlichsten gelten, so erhält man eine Höhenabhängigkeit des Produktes $N \cdot \sigma$, wie es in Abb. 2 dargestellt ist [16]. Den Hauptbeitrag liefert, wenn wir von der longitudinalen Gleichstromleitfähigkeit absehen, die "effektive" Leitfähigkeit $N \cdot \sigma_3$ und zwar im Gebiet der E-Schicht. Als nächster Schritt ist der Übergang von den Leitfähigkeiten $\sigma_{0,1,2,3}$, die auf die Richtung des Magnetfeldes bezogen sind, auf die Leitfähigkeit in horizontaler Richtung, wie sie in der Dynamotheorie benötigt werden, zu vollziehen. Es sei σ_{xx} die Pedersenleitfähigkeit in Nord-Südrichtung, σ_{yy} diejenige in Ost-Westrichtung und σ_{xy} die horizontale Hall-Leitfähigkeit bezogen auf ein Ionenpaar. Dann gilt

$$\sigma_{xx} = \frac{\sigma_0 \cdot \sigma_1}{\sigma_0 \cdot \sin^2 I + \sigma_1 \cdot \cos^2 I}$$

$$\sigma_{xy} = \frac{\sigma_0 \cdot \sigma_2 \cdot \sin I}{\sigma_0 \cdot \sin^2 I + \sigma_1 \cdot \cos^2 I}$$

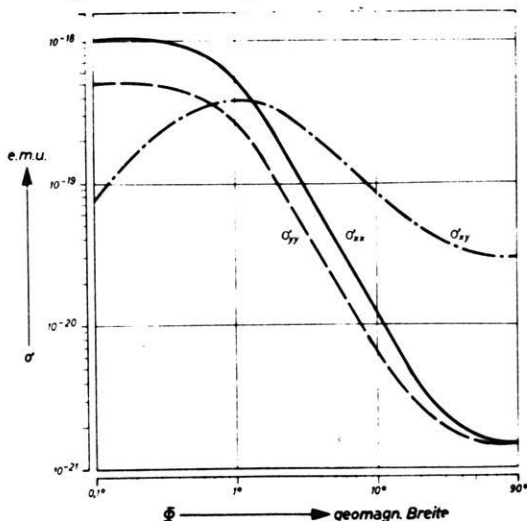


Abb. 3: Abhängigkeit der Leitfähigkeit pro Ionenpaar in 100 km Höhe von der geomagn. Breite in log. Maßstab (nach Martyn).

$$\sigma_{yy} = \frac{\sigma_0 \cdot \sigma_1 \cdot \sin^2 I + (\sigma_1 + \sigma_2^2) \cdot \cos^2 I}{\sigma_0 \cdot \sin^2 I + \sigma_1 \cdot \cos^2 I}$$

I Inclinationswinkel

Für eine Höhe von 100 km, in der die maximale Leitfähigkeit herrscht, ergibt sich daraus eine Abhängigkeit von der geomagnetischen Breite (im log. Maßstab), wie sie in Abb. 3 dargestellt ist. In den Gebieten, die mehr als 1° vom magnetischen Äquator abliegen, dominiert die Hall-Leitfähigkeit σ_{xy} ; sie kann um einen Faktor 10 größer sein als die Pedersen-Leitfähigkeit. Am geomagnetischen Äquator wird σ_{xy} gleich Null; dafür steigt die Pedersenleitfähigkeit auf Werte an, die sogar noch größer sind, als die Hall-Leitfähigkeit in höheren Breiten. Rechnet man aus diesen Werten und aus den Ladungsträgerdichten die integrale Gesamtleitfähigkeit in Nordsüd- und in Ostwestrichtung Σ_{NS} und Σ_{EW} für das D-Gebiet (60-82 km), E-Gebiet (82-170 km) und das F-Gebiet (170-400 km), so erhält man folgende Werte (e.m.u. cm).

Tabelle

$\phi =$		0°	30°	60°	90°
Σ_{ns}	F	$4,3 \cdot 10^{-3}$	$3,5 \cdot 10^{-9}$	$1,2 \cdot 10^{-9}$	$8,8 \cdot 10^{-10}$
	E	$6,9 \cdot 10^{-5}$	$8,5 \cdot 10^{-8}$	$2,9 \cdot 10^{-8}$	$2,2 \cdot 10^{-8}$
	D	$7,8 \cdot 10^{-10}$	$7,1 \cdot 10^{-10}$	$6,2 \cdot 10^{-10}$	$6,5 \cdot 10^{-10}$
Σ_{ew}	F	$8,8 \cdot 10^{-10}$	$8,8 \cdot 10^{-10}$	$8,8 \cdot 10^{-10}$	$8,8 \cdot 10^{-10}$
	E	$7,6 \cdot 10^{-8}$	$2,2 \cdot 10^{-8}$	$2,2 \cdot 10^{-8}$	$2,2 \cdot 10^{-8}$
	D	$8,0 \cdot 10^{-10}$	$7,1 \cdot 10^{-10}$	$6,2 \cdot 10^{-10}$	$6,5 \cdot 10^{-10}$

Diese Tabelle zeigt folgendes: 1.) Abgesehen von der Nord-Südleitfähigkeit am magnetischen Äquator liefert stets die E-Schicht den größten Beitrag zur integralen Leitfähigkeit der Ionosphäre. 2.) Der niedrigste Wert der E-Schicht liegt bei rd. $2,2 \cdot 10^{-8}$ e.m.u. cm. Erdmagnetisch ergibt sich eine Leitfähigkeit von $2,5 \cdot 10^{-8}$, wenn man eine Verstärkung der Gezeitenbewegung um den Faktor 1000 annimmt. Damit ist die Diskrepanz zwischen magnetisch und elektrisch erschlossener Leitfähigkeit beseitigt. 3.) Die E.W.-Leitfähigkeit in einem schmalen Gürtel am magnetischen Äquator ist etwa

um den Faktor 3-4 höher als in höheren Breiten. Das erklärt die seit geraumer Zeit bekannte Verstärkung der lunaren erdmagnetischen Variationen am magn. Äquator.

Die sehr hohe N. S. Leitfähigkeit der F-Schicht am Äquator ($4,3 \cdot 10^{-3}$) kommt natürlich daher, daß dort die N. S. -Richtung mit der Richtung der Kraftlinien zusammenfällt. Für die Dynamotheorie ist sie von untergeordneter Bedeutung, da am Äquator die Gezeitenbewegung in erster Näherung keine Komponente in N. S. -Richtung besitzt. Die *Martynschen* Überlegungen über den Einfluß des Hall-Effektes sind dazwischen im wesentlichen durch Arbeiten von *Hirono* [17] und von *Lucas* [18] bestätigt worden.

Das Erfreuliche an diesem Ereignis ist, daß die Dynamotheorie, die sich als so fruchtbar erwiesen hat, substanziell erhalten bleibt. Es muß lediglich der korrigierte Wert für die Leitfähigkeit und die Gezeitengeschwindigkeit eingesetzt werden. Die Stromsysteme, die aus der Dynamotheorie abgeleitet wurden, ändern sich nach den neuen Vorstellungen nur unwesentlich. Das elektrische Feld allerdings muß wegen des Polarisationsfeldes erheblich modifiziert werden.

Man darf gespannt sein, wie sich diese "elektrodynamische" Theorie im einzelnen bewähren wird. Das Bestechende an ihr ist, daß sie auch noch weitere Erscheinungen der Ionosphäre zu erklären vermag. Davon soll im nächsten Abschnitt die Rede sein.

B.) Erdmagnetisches Feld und tageszeitliche Veränderungen der Ionosphäre.

Das Polarisationsfeld, das durch den *Hall*-Effekt in der Ionosphäre entsteht, beeinflußt nicht nur die transversale Leitfähigkeit, sondern spielt offenbar auch bei der tageszeitlichen Variation der Elektronenverteilung in der F_2 -Schicht eine wichtige Rolle. In der E- und F_1 -Schicht folgt die Elektronendichte im Schichtmaximum in guter Näherung dem Sonnenstand. Die maximale Elektronenkonzentration herrscht am Subsolarpunkt und fällt von dort prop. $\sqrt{\cos \chi}$ nach allen Seiten ab. Stellt man sich die Elektronendichte als Relief aufgetragen vor, so liegt am Subsolarpunkt die Kuppe eines Berges, unter dem sich die Erde im Laufe eines Tages vorbeidreht. Im Laufe des Jahres wandert der Berg zwischen $23^\circ N$ und $23^\circ S$ hin und her.

Außerdem ändert sich noch die Höhe des Berges säkular mit der Sonnenaktivität. Dieses einfache Bild gilt nicht mehr für die F_2 -Schicht. Selbst wenn man dem Berg, der bezüglich der Sonne fest steht, eine beliebig komplizierte Form gibt, so vermag man damit nicht den Tagesgang der Ionisierung in der F_2 -Schicht darzustellen.

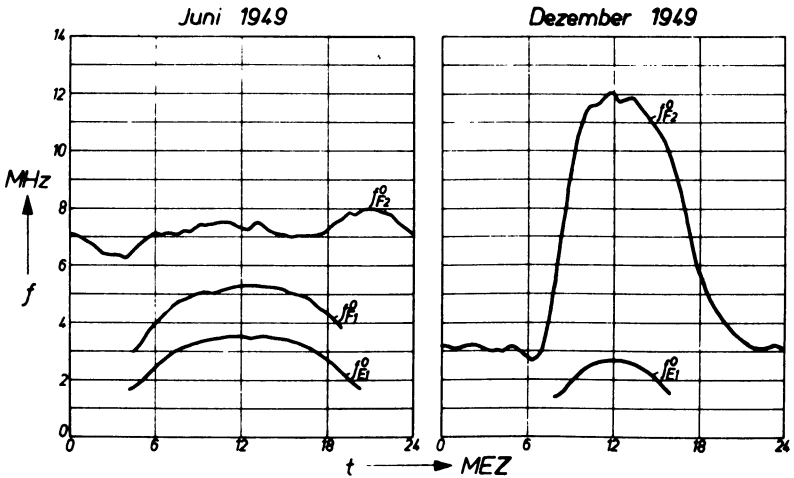


Abb. 4: Tagesgang der Grenzfrequenz in den verschiedenen Schichten der Ionosphäre (Mittelwert der Monate Juni und Dezember 1949 nach Messungen in Lindau / Harz). Die Elektronenkonzentration ist prop. dem Quadrat der Grenzfrequenz.

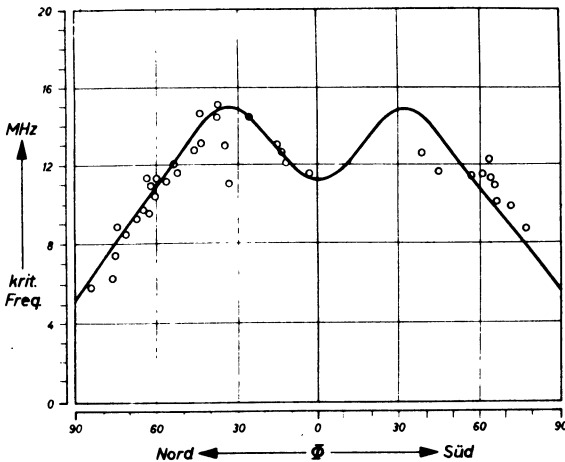


Abb. 5: Mittagswerte der Grenzfrequenz der F_2 -Schicht in Abhängigkeit von der geomagn. Breite Φ .

Insbesondere ergeben sich folgende Anomalien: 1.) Der tages- und jahreszeitliche Gang der Ionisation in der F_2 -Schicht folgt keineswegs dem Sonnenstand (Abb. 4). Z. B. ist die Elektronenkonzentration um Mittag im Winter wesentlich höher als im Sommer, obwohl zweifellos die Zahl der ionisierenden Lichtquanten im Sommer größer ist als im Winter. Außerdem liegt im Sommer in gemäßigten Breiten das Tagesmaximum nicht kurz nach Mittag, wie theoretisch zu erwarten, sondern etwa um Sonnenuntergang. 2.) Die Elektronenkonzentration nimmt nicht monoton gegen den Subsolarpunkt, also in den Äquinoktien gegen den Äquator zu, sondern es bildet sich ein "Trog", dessen Sohle in erster Näherung am *geomagnetischen* Äquator liegt, während die Ränder in etwa $\pm 20^\circ$ geomagnetischer Breite liegen. (Abb. 5) [19] [20]. Dies führt unter anderem dazu, daß zwei Stationen, die in gleicher geographischer aber stark verschiedener geomagnetischer Breite liegen, im jahreszeitlichen Gang der Elektronenkonzentration nicht übereinstimmen (Abb. 6). Außerdem ergibt sich daraus zumindest eine scheinbare Unsymmetrie zwischen Nord- und Südhalbkugel.

Die jahreszeitliche Anomalie ist seit langem bekannt; man versuchte sie zunächst durch die Erwärmungshypothese zu erklären. Wenn nämlich die Temperatur in der F_2 -Schicht im Sommer tagsüber wesentlich höher ist als im Winter, so expandiert die Schicht an Sommertagen und die Elektronenkonzentration pro Volumeneinheit wird trotz größerer Elektronenproduktion kleiner als im Winter. Man hat diese Hypothese wieder fallen lassen, u. a. weil sich die nötige systematische Temperaturänderung von 1 : 10 in der F_2 -Schicht bisher nicht hat nachweisen lassen. Außerdem versagt diese Vorstellung bei der Deutung der Breitenanomalie. Man nimmt heute vielmehr eine "geomagnetische Kontrolle" der F_2 -Schicht an [21] [22]. Was darunter

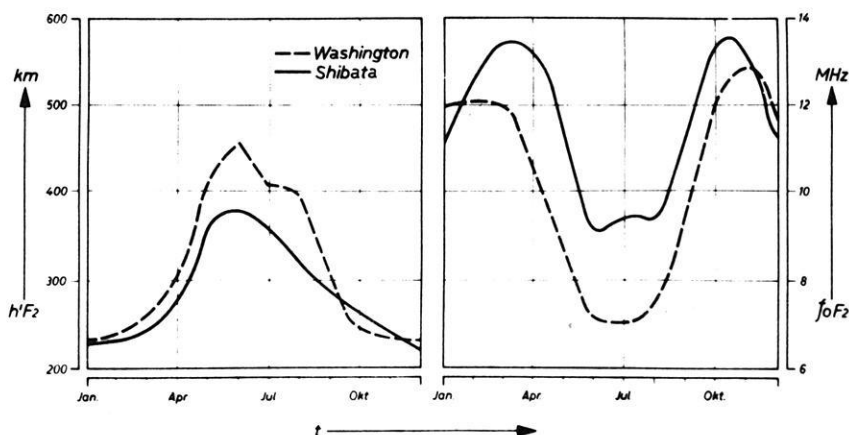


Abb. 6: Einfluß der geomagnetischen Breite auf den jahreszeitlichen Gang der Höhe und der Grenzfrequenz der F_2 -Schicht um Mittag. Washington $\lambda = 39^\circ\text{N}$ $\Phi = 55,5^\circ\text{N}$, Shibata $\lambda = 37,9^\circ\text{N}$ $\Phi = 32,6^\circ\text{N}$.

zu verstehen ist, soll im folgenden kurz erläutert werden.

Die zeitliche Änderung der Elektronendichte N an einem bestimmten Punkt der Ionosphäre kann dargestellt werden durch die Gleichung

$$\frac{\partial N}{\partial t} = I(h, t) - \alpha N^2 + \frac{\partial}{\partial t} (N v)$$

Dabei ist I die Ionisierung, die von der Höhe h und der Tageszeit t abhängt, und α der effektive Rekombinationskoeffizient. Der letzte Term berücksichtigt die Änderung der Konzentration, die durch eine vertikale Driftbewegung der Elektronen entsteht, wenn die Driftgeschwindigkeit v von der Höhe z abhängig ist. Der Einfluß der einzelnen Terme hängt von ihrer relativen Größe ab. In der E-Schicht ist I und α relativ groß. Der Driftterm kann daher in erster Näherung vernachlässigt werden. Immerhin dürfte er zu der großen Amplitude der bereits erwähnten mondentäglichen Höhenänderung der E-Schicht beitragen. In der F_2 -Schicht ist sowohl I als auch α relativ klein. Damit wird der Driftterm dominierend. Das gilt insbesondere für die Nachtzeit, wenn $I = 0$ ist. Es ist demnach in der F_2 -Schicht eine erhebliche Verzerrung gegenüber der sog. *Chapman*-Verteilung zu erwarten, die ja nur die beiden ersten Terme berücksichtigt, vorausgesetzt, daß 1.) eine vertikale Driftbewegung der Ladungsträger existiert und 2.) diese Driftgeschwindigkeit höhenabhängig ist.

Daß die Driftgeschwindigkeit von der Höhe abhängt und zwar nach oben abnimmt, ist einleuchtend. Die kinematische Zähigkeit der Luft $\eta/\rho(\eta$

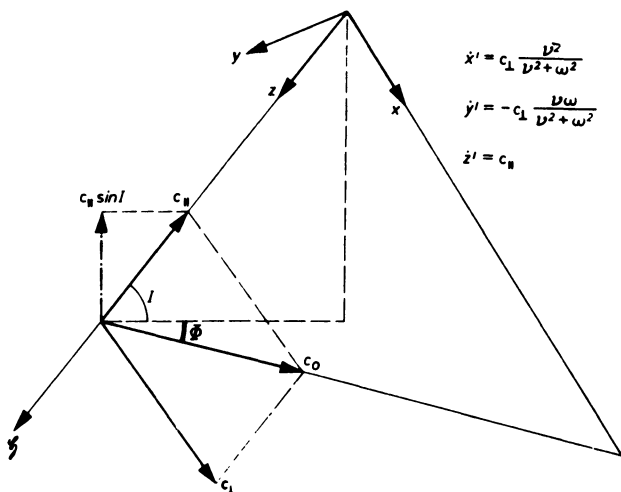


Abb. 7: Zur Ableitung der vertikalen Drift in der Ionosphäre.

statische Viskosität, ρ Dichte der Luft) nimmt nach oben hin stark zu.²⁾ Bewegungen werden also in großen Höhen gedämpft. Es bleibt also zu untersuchen, ob in der Ionosphäre vertikale Driftbewegungen mit ausreichender Amplitude vorhanden sind. Diese ergeben sich aber zwangsläufig aus der Gezeitenbewegung der Ladungsträger relativ zu den Kraftlinien des Erdmagnetfeldes. Die Verhältnisse sind in Abb. 7 schematisch dargestellt. Das Magnetfeld liege in der z -Richtung und habe die Inklination I . Die Luft bewege sich horizontal in der xz -Ebene mit der Geschwindigkeit c . Die Geschwindigkeitskomponenten in der z - bzw. x -Richtung seien $c_{||}$ und c_{\perp} . Dann ist die Driftbewegung der Ladungsträger nach *Chapman* und *Bartels* gegeben durch die Beziehungen

$$\dot{x}' = c_{\perp} \cdot \frac{\nu^2}{\nu^2 + \omega^2}$$

$$\dot{y}' = -c_{\perp} \cdot \frac{\nu \omega}{\nu^2 + \omega^2}$$

$$\dot{z}' = c_{||}$$

In der F_2 -Schicht der Ionosphäre ist für Elektronen $\nu/\omega \ll 1$, d. h. \dot{x}' ist vernachlässigbar klein; mit anderen Worten, die Ladungsträger bewegen sich nicht quer zu den magnetischen Kraftlinien. Dagegen liefert \dot{z}' einen Beitrag in vertikaler Richtung von der Größe

$$v_1 = c_{||} \cdot \sin I$$

Trivial ausgedrückt "rutschen" die Ladungsträger längs der magnetischen Kraftlinien.

Auch \dot{y}' liefert indirekt einen Beitrag zur vertikalen Driftgeschwindigkeit. Im Gegensatz zu \dot{x}' und \dot{z}' hängt die Richtung \dot{y}' vom Ladungsvorzeichen ab ($\omega = \frac{\mu_0 e \mathcal{H}}{m}$ steht im Zähler in der 1. Potenz). Es tritt somit eine Ladungstrennung ein, die zur Ausbildung eines Polarisationsfeldes führt, sofern der ungehinderte Abfluß der Ladung verhindert ist. Die Rückwirkung dieses Polarisationsfeldes auf die Leitfähigkeit wurde bereits im 1. Abschnitt besprochen. Hier interessiert seine Wirkung auf die Bewegung der Ladungsträger. Die Vorgänge, die dabei auftreten, sind aus der Theorie der Magnetfeldröhre bekannt: Die Ladungsträger führen eine Rollkreisbewegung aus, die effektiv einer Drift senkrecht zum Magnetfeld und zum elektrischen

2)

Es ist allerdings fraglich, ob dies in Gebieten noch gilt, in denen die freie Weglänge von der Größenordnung 50 km ist.

Feld entspricht. Besitzt also das elektrische Feld eine Komponente E' , die senkrecht zum Magnetfeld steht und in der Horizontalen liegt, so entsteht eine senkrechte Drift. Ihre Geschwindigkeit ist

$$v_2 = \frac{E'}{H} \cdot \frac{\omega^2}{v^2 + \omega^2} \cdot \cos I$$

Die resultierende vertikale Geschwindigkeit ist somit

$$v = v_1 + v_2$$

Da v_1 und v_2 Funktionen von I sind, hängt die resultierende Vertikaldrift von der geomagnetischen Breite ab. Sie wechselt in etwa 35° geomagnetischer Breite ihr Vorzeichen, ist daher in hohen und niederen Breiten verschieden gerichtet. Sie ändert sich auch tages- und jahreszeitlich, da die Gezeiten eine ausgeprägte halbtägige und jahreszeitliche Periode aufweisen.

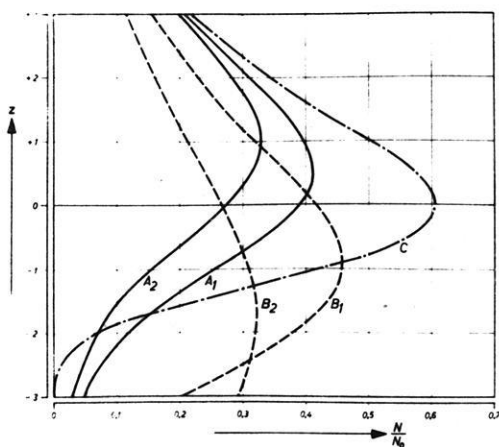


Abb. 8: Verzerrung einer Chapman-Schicht (---) durch Drift nach unten.

Wie wirkt sich nun diese höhenabhängige Vertikaldrift auf die Verteilung der Elektronen in der F_2 -Schicht aus? Das Ergebnis der Rechnungen³⁾ ist in Abb. 8 und Abb. 9 dargestellt. Die einzelnen Kurven zeigen die Verteilung der Elektronenkonzentration im Vergleich zu einer Chapman-Schicht, wie sie sich für verschiedene plausible Annahmen über die Driftgeschwin-

³⁾ In der Rechnung ist die Ionenproduktion und die Rekombination gleich Null gesetzt. Die Kurven gelten daher exakt nur für Nachtverhältnisse und wenn die Rekombination gegenüber der Drift vernachlässigt werden kann.

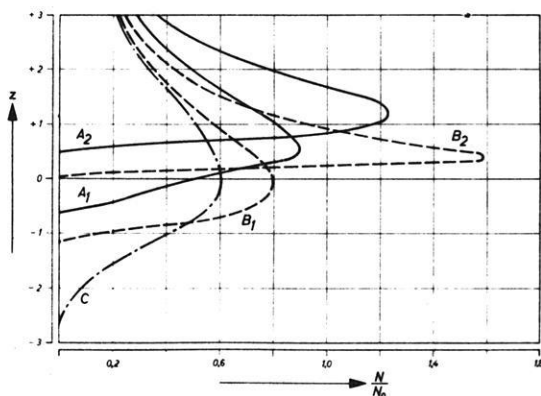


Abb. 9: Verzerrung einer Chapman-Schicht (—) durch Drift nach oben.

digkeit und deren Abnahme mit der Höhe ergeben. Sie sollen nicht im einzelnen diskutiert werden. Sie zeigen deutlich, daß bei Abwärtsdrift die Elektronendichte im Maximum kleiner und bei Aufwärtsdrift größer wird als in einer Chapman-Schicht.

Daß die "elektrodynamische" Theorie imstande ist, eine Reihe von Anomalien der F_2 -Schicht zu erklären, soll an einem Beispiel gezeigt werden. Nimmt man mit *Pekeris* an, daß die Phase der Gezeiten in der Ionosphäre gegen die auf dem Erdboden um 180° gedreht ist, so erhält man in gemäßigten Breiten zwischen Sonnenaufgang und Mittag eine Abwärtsdrift; das bedeutet eine Verringerung der Elektronenkonzentration gegenüber der Chapman-Schicht. Der Effekt wird noch dadurch verstärkt, daß neu gebildete Elektronen dauernd in geringere Höhen verfrachtet werden, wo sie wegen der höheren Rekombination schneller verschwinden. In den Nachmittagsstunden dreht sich die Driftbewegung um: Die Elektronenkonzentration steigt gegen Abend an. Dieser Verlauf entspricht dem tageszeitlichen Gang im Sommer (Abb. 4). Daß der Effekt im Winter fehlt, rührt offenbar von der starken jahreszeitlichen Komponente der Sonnengezeiten her, die ja auch aus erdmagnetischen Beobachtungen bekannt ist. In niederen Breiten ist die Richtung der Drift umgekehrt. Von Sonnenaufgang bis Mittag erfolgt die Driftbewegung nach oben und bewirkt so die sehr hohe Elektronenkonzentration um Mittag an den "Trogrändern" der Äquatorialzone.

Auch die großen Amplituden der lunaren Variationen in der F_2 -Schicht, wie sie z.B. von *Bartels* aus den Beobachtungen in Huancayo ermittelt wurden [12], sind nicht mehr so erstaunlich, wenn man den Einfluß der vertikalen Drift berücksichtigt. Wollte man die beobachteten Schwankungen der Elektronendichte allein aus der Hebung und Senkung der Isobarenflächen erklären, so wäre eine Verstärkung der lunaren Gezeitenbewegung um einen Faktor von einigen 1000 gegenüber dem Erdboden erforderlich. Nimmt man aber

eine zusätzliche vertikale Drift an, so kommt man mit einer Verstärkung von etwa 1000 aus. Das aber liegt in der Größenordnung der Geschwindigkeiten, die mit anderen radioelektrischen Methoden für die Gezeitenbewegungen in der Ionosphäre ermittelt wurden [13].

Es läßt sich heute noch nicht im einzelnen übersehen, ob die elektrodynamische Theorie in ihrer derzeitigen Form alle Anomalien in der F_2 -Schicht zu erklären vermag. Es gibt Gründe für die Annahme, daß daneben auch noch andere Effekte, wie z. B. die Verteilung von Wasser und Land, eine Rolle spielen [23]. Für die Entscheidung dieser Fragen ist eine wesentliche Verdichtung des Beobachtungsnetzes der Ionosphärenstationen speziell in niederen Breiten erforderlich. Das Internationale Geophysikalische Jahr wird hier voraussichtlich wertvolles Material bringen.

C.) Die Vorhersage von Ionosphärenstörungen aus erdmagnetischen Registrierungen

Am auffallendsten sind die Zusammenhänge zwischen Ionosphäre und Erdmagnetismus bei den sog. Ionosphärenstürmen. Ionosphärenstürme werden hervorgerufen durch solare Korpuskeln, die bei ihrem Eindringen in die

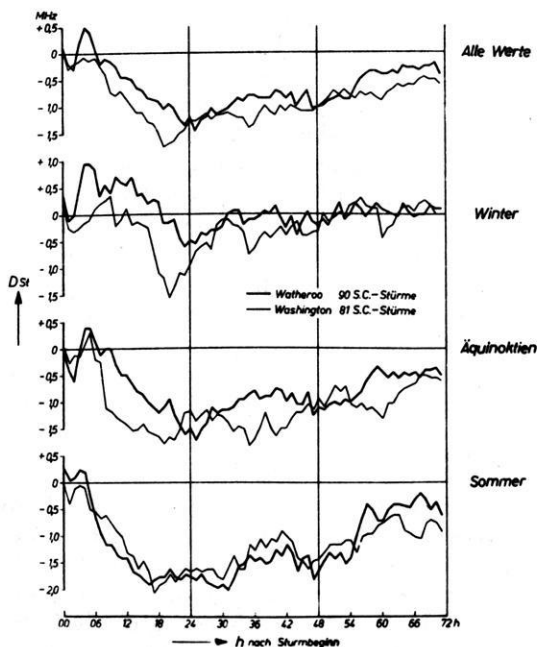


Abb. 10: Mittlerer sturmzeitlicher Gang der Grenzfrequenzabweichung der F_2 -Schicht für Watheroo und Washington.

hohe Atmosphäre eine Reihe von auffallenden Erscheinungen hervorrufen. Auf die recht komplizierten Einzelheiten soll hier nicht eingegangen werden, nachdem kürzlich an anderer Stelle darüber zusammenfassend berichtet wurde [24]. Ionosphärenstürme sind deswegen von besonderem praktischen Interesse, weil in unseren Breiten während der Hauptphase die Elektronendichte in der F_2 -Schicht ab- und die Absorption zunimmt. Beide bewirken eine erhebliche, mitunter katastrophale Verschlechterung des Funkverkehrs. Den Funkdiensten ist daher an einer Vorhersage dieser Störungen gelegen.

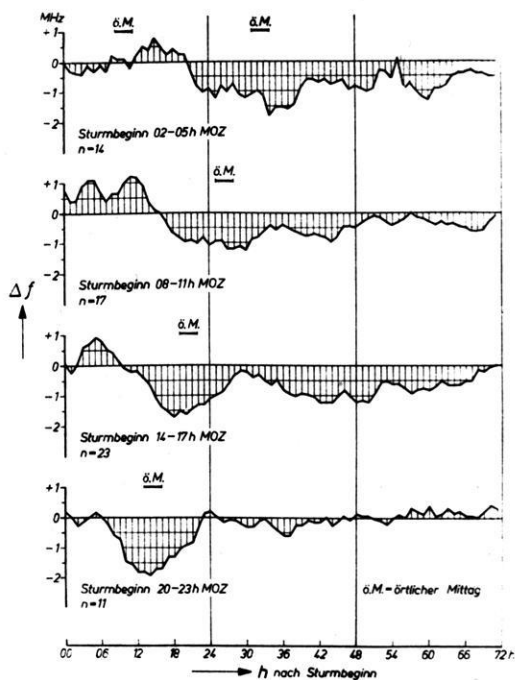


Abb. 11: Mittlerer Gang der Grenzfrequenzabweichung der F_2 -Schicht für Stürme, die zu verschiedener Ortszeit beginnen.

Es ist nun eine Erfahrung, die schon während des Krieges gemacht wurde, daß die Hauptphase eines Ionosphärensturmes erst einige Stunden nach dem Ausbruch der magnetischen Störung beginnt. Dies wird illustriert durch Kurven, die einer Arbeit von *Martyn* [25] entnommen sind (Abb. 10). Es ist aufgetragen die Abweichung der F_2 -Grenzfrequenz vom Mittelwert ungestörter Tage geordnet nach der Zeit, die seit dem Beginn der magnetischen Störung verfloßen sind. Als Beginn der magnetischen Störung ist der sudden commencement (S.C.) angesetzt. Alle Kurven zeigen, daß bis zum Beginn der Grenzfrequenzdepression einige Stunden vergehen und zwar im Sommer

etwa 5 und im Winter sogar 12-18. Noch deutlicher wird der Effekt, wenn man die Stürme unterteilt nach der Ortszeit, zu der sie beginnen. (Abb. 11) Auch im ungünstigsten Fall bei einem Sturmbeginn zwischen 20 und 23 h dauert es noch rund 6 h, d. h. bis zum folgenden Morgen, bis die Ionosphärenstörung sich voll auswirkt.

Es wurde von *Lange-Hesse* im Institut für Ionosphärenforschung untersucht, ob sich dieser Tatbestand prognostisch ausnützen läßt [26]. Zu diesem Zweck wurden folgende Größen miteinander verglichen:

1.) Die Kennziffer C_k von *Wingst* für die Zeit von 06 h des Vortages bis 06 h des Stichtages. 2.) Die zugehörige durchschnittliche Abweichung des Mittagsmittelwertes der F_2 - Grenzfrequenz vom Zentralwert des Monats für verschiedene Stationen in $48-58^\circ$ nördl. Br.. Das Zeitintervall von 06-06 h wurde gewählt, weil es die beste Korrelation ergibt, außerdem liegt der entsprechende C_k -Wert zu Dienstbeginn des Stichtages vor. Der Mittagsmittelwert der Grenzfrequenz, d. h. der Mittelwert aus den halbstündigen Messungen zwischen 10 und 14 h wurde gewählt, weil er sich als repräsentativ für den Störungszustand der Ionosphäre erwies. Das Ergebnis für die Stationen Inverness ($57,45^\circ\text{N}$), Slough ($51,5^\circ$) und Freiburg ($48,1^\circ\text{N}$) und zwar für den

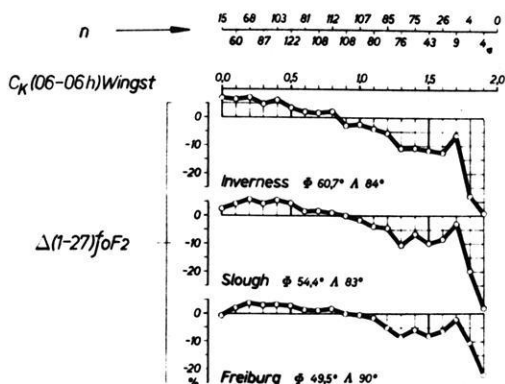


Abb. 12: Statistischer Zusammenhang zwischen erdmagnetischer Unruhe (C_k) und prozentualer Grenzfrequenzabweichung der F_2 -Schicht ΔfoF_2 (nach *Lange-Hesse*)

Zeitraum vom Nov. 1948 bis April 1954 zeigt Abb. 12. Für geringe magnetische Unruhegrade ist die Abweichung schwach positiv, bei $C_k = 0,9$ wird sie Null und fällt dann mit steigenden Unruhegraden zu beträchtlichen negativen Abweichungen. Die Abweichungen sind am größten für die Station in der höchsten Breite. Sie nehmen also offenbar mit der Entfernung von der Polarlichtzone ab. Daß bei $C_k = 1,7$ ein nochmaliger Anstieg erfolgt, ist

offenbar reell, da er bei allen untersuchten Stationen auftritt. Eine Erklärung fehlt noch. Die Zahl der Fälle, die für die einzelnen Punkte verarbeitet wurden, ist oberhalb der Kurven vermerkt. Am häufigsten sind entsprechend der Definition von C_k die mittleren Werte zwischen $C_k = 0,5 - 1,0$. Relativ selten ist der Wert 0,0 sowie Werte über 1,7.

Die Kurven zeigen wohl sehr deutlich, daß ein statistischer Zusammenhang zwischen den beiden Bezugsgrößen vorhanden ist, sie geben aber noch keine Auskunft, mit welcher Sicherheit aus dem Grade der erdmagnetischen Unruhe kurzfristig Depressionen der F_2 -Grenzfrequenz vorausgesagt werden können. Zu diesem Zweck wurde untersucht, in wieviel Prozent der Fälle bei einem $C_k \geq 1,2$ eine Depression der F_2 -Grenzfrequenz eintritt, die größer als 5% ist. Das Ergebnis ist in Abb. 13 dargestellt. Die Wahrscheinlichkeit

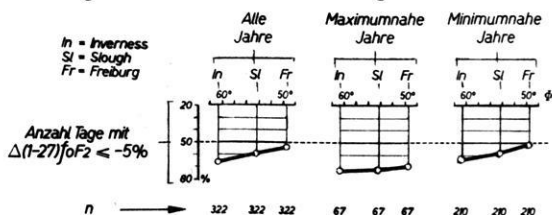


Abb. 13: Wahrscheinlichkeit für den Eintritt einer Grenzfrequenzdepression $\geq 5\%$ nach erdmagnetischer Unruhe ($C_k \geq 1,2$).

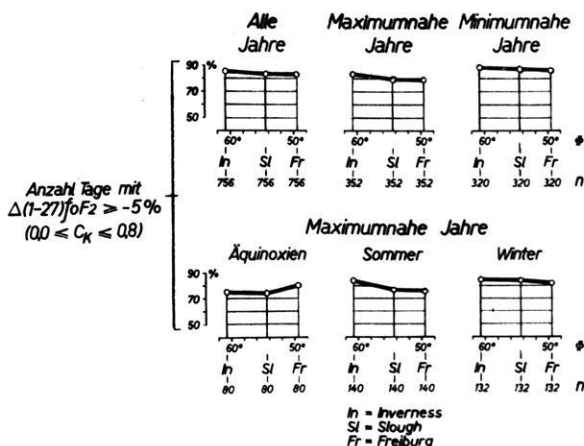


Abb. 14: Wahrscheinlichkeit für den Nichteintritt einer Grenzfrequenzdepression $\geq 5\%$ nach erdmagnetischer Ruhe ($C_k \leq 0,8$).

liegt stets über 50%. Sie ist für Stationen in höheren Breiten größer als in niedrigeren. Im Sonnenfleckenmaximum ist sie größer als im Minimum und erreicht Werte über 70%. Umgekehrt kann man noch fragen: Wie groß ist die

Wahrscheinlichkeit, daß *keine* Störung in der Ionosphäre auftritt, wenn $C_k < 0,8$ ist. Hierüber gibt die Abb. 14 Auskunft. Die Sicherheit liegt in maximumnahen Jahren zwischen 80 und 85 %, in den minimumnahen Jahren sogar bei 90 %. Dieses Ergebnis ist für die Praxis zweifellos von erheblicher Bedeutung.

Die Ausdehnung der Untersuchungen auf anderen Breiten steht noch bevor. Das Ergebnis wird wahrscheinlich sein, daß für sehr hohe und sehr niedrige Breiten andere Gesetzmäßigkeiten gelten. Für die Polarlichtzone liegen vorläufige Ergebnisse aus Canada bereits vor. Für die Untersuchungen in äquatorialen Gegenden wird die Verdichtung der Stationen im Internationalen Geophysikalischen Jahr hoffentlich reiches Material liefern.

Die drei angeführten Beispiele zeigen, wie eng die Wechselbeziehungen zwischen Erdmagnetismus und Ionosphäre sind. Sie lassen gleichzeitig erkennen, wie sehr die Bedeutung der erdmagnetischen Beobachtungen in den vergangenen 25 Jahren zugenommen hat. Seinerzeit interessierte sich von der praktischen Seite fast nur die Lagerstättenforschung für die erdmagnetische Unruhe und zwar nur, um sie aus den Messungen im Gelände zu eliminieren. Heute sind die Variationen des erdmagnetischen Feldes geradezu ein Schlüssel für das Verständnis der Vorgänge in der hohen Atmosphäre geworden.

Literatur

- [1] *Appleton, E. V. und Barnett, M. A. F.*, Nature **115**, 333 (1925); Proc. Roy. Soc. A, **109**, 682 (1927).
- [2] *Balfour Stewart*, Ency Brit. (Ninth Edition), **16**, 181 (1902).
- [3] *Schuster, A.*, Phil. Trans. Roy. Soc. A, **180**, 467 (1889); **208**, 163 (1908)
- [4] *Chapman, S.*, Phil. Transactions Roy. Soc. A, **218**, 1 (1919)
- [5] *Bartels, J.* Handbuch d. Exp. Phys. **25**, 640 (1928)
- [6] *Pedersen, P. O.*, The Propagation of Radio Waves, Kopenhagen (1927)
- [7] *Laplace, P. S.*, Mécanique Céleste, Kap. 5
- [8] *Lamb, H.*, Proc. Roy. Soc. A, **126**, 169 (1929)
- [9] *Taylor, G. I.*, Proc. Roy. Soc. A, **156**, 318 (1936)
- [10] *Pekeris, C. L.*, Proc. Roy. Soc. A, **133**, 650 (1937)
- [11] *Appleton, E. V. und Weekes, K.*, Proc. Roy. Soc. A, **171**, 171 (1937)
- [12] *Bartels, J.*, Ber. Dtsch. Wetterdienst US- Zone Nr. 12, 30 (1950)
- [13] *Chapman, J. H.*, Canadian J. Physics, **31**, 120 (1953)
- [14] *Pfister, W.*, URSI XI. Gen. Assembly, Den Haag (1954)
- [15] *Baker, W. G. und Martyn, D. F.*, Nature **170**, 1090 (1952); Phil. Trans. Roy. Soc. A, **246**, 281 (1953)
- [16] *Maeda, H.*, Journ. Geomagn. Geoelectr. **5**, 94 (1953).
- [17] *Hirono, M.*, Journ. Geomagn. Geoelectr. **4**, 7 (1952) und **5**, 22 (1953).
- [18] *Lucas, I.*, A. E. Ü. **8**, 91 u. 123 (1954).
- [19] *Burkard, O.*, Hochfrequ. u. Elektroak. **60**, 87 (1942)
- [20] *Appleton, E. V.*, Nature **157**, 691 (1946)
- [21] *Martyn, D. F.*, Proc. Roy. Soc. A, **189**, 241 (1947)
- [22] *Maeda, K.*, Journ. Geomagn. Geoelectr., **4**, 83 (1952)
- [23] *Burkard, O.*, Zschr. Geophys. **20**, 75 (1954)
- [24] *Dieminger, W.*, A. E. Ü. **8**, 259 (1954)
- [25] *Martyn, D. F.*, Proc. Roy. Soc. A, **218**, 1 (1953)
- [26] *Lange-Hesse, G.*, A. E. Ü. **8**, 143 (1954); Journ. Atmosph. Terr. Phys. (im Druck)

Die traditionellen Meßgrößen für die "sporadische Es-Schicht"

Von K. Rawer, Neuershausen bei Freiburg¹⁾

Zusammenfassung: Die "top frequency" fEs hängt von den technischen Daten der Ionosonde ab. Jedoch haben die Beobachtungen dieser Meßgröße nahezu alle Information vermittelt, die über diese recht unregelmäßige Schicht überhaupt vorliegt. fEs sollte daher nicht fallen gelassen werden, bevor nicht ein besseres, numerisches Maß eingeführt ist. Einige Vorschläge dazu werden gemacht, bei denen auf stetigen Anschluß an das frühere Beobachtungsmaterial besonders geachtet wurde.

Abstract: The "top frequency" fEs is not independent of the technical characteristics of the ionosonde. Nevertheless the observations of fEs have given nearly all important informations on the behaviour of this irregular layer. fEs should not be suppressed until a better numerical measure has been introduced. Proposals are made preserving continuity with former observations.

Die wichtigste Meßgröße zur Charakterisierung einer Ionosphärenschicht ist im allgemeinen ihre kritische Frequenz. Da die meisten Ionosphärenschichten verhältnismäßig homogen und außerdem dick sind, hat man bei Lotungen mit variabler Frequenz einen plötzlichen Übergang des Echos von einer Schicht zur nächst höheren, und zwar bei der Frequenz, wo der am stärksten ionisierte Bereich gerade durchlässig wird. Die kritische Frequenz ist also gleich der Plasmafrequenz in der Schichtmitte.

Um die Verhältnisse bei dünnen Schichten zu erfassen, müssen die Erscheinungen in der Nähe des Übergangs genauer untersucht werden. Wir haben das in einer kürzlichen Arbeit mit dem folgenden Ergebnis durchgeführt[1]:

Abb. 1 zeigt den Verlauf des Reflexionskoeffizienten und des Durchlasskoeffizienten mit der Frequenz für den Fall einer dünnen Schicht. In der Nähe des Übergangs tritt für beide Koeffizienten eine Verringerung ein, die durch Absorption wie auch durch partielle Reflexion hervorgerufen ist. Grundsätzlich ist bei niederen Frequenzen der Reflexionskoeffizient groß gegen den Durchlasskoeffizienten. Bei Frequenzen weit über der Übergangsfrequenz ist umgekehrt der Durchlasskoeffizient groß gegen den Reflexionskoeffizienten. Wir haben vorgeschlagen, die kritische Frequenz dadurch zu definieren, daß Gleichheit von Reflexionskoeffizient und Durchlasskoeffizient verlangt werden. Dieser Punkt ist in Abb. 1 angedeutet.

Die Darstellung der Abb. 1 ist in logarithmischem Maßstab gegeben, so

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

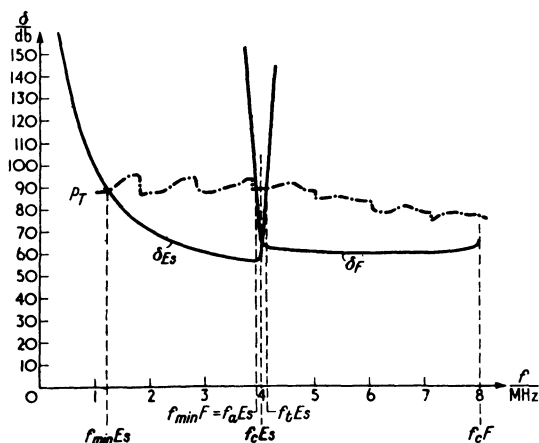


Abb. 1 a: Schwächungsdekremete für reflektierte und durchgelassene Welle im Fall einer dünnen Schicht (Strichpunktirt: willkürlich angenommene Empfindlichkeitskurve der Ionosonde).

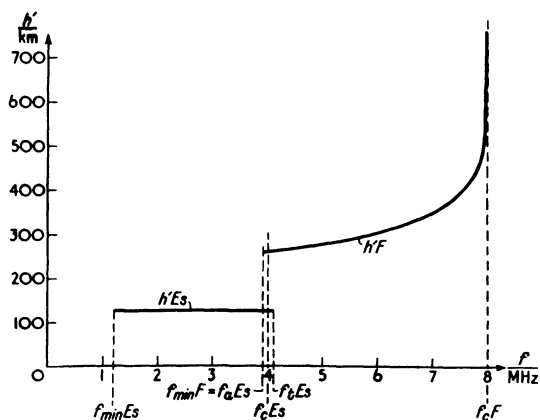


Abb. 1 b: Zu 1 a gehöriges Ionogramm (scheinbare Echo-Höhe als Funktion der Frequenz).

daß die angegebenen Werte als Schwächungsdekremete für die reflektierte bzw. durchgelassene Welle gelten können. Der Kurvenverlauf hängt ausschließlich vom Gerät ab, er enthält die Frequenzvariation der Leistung des Senders, des Gewinns der Antenne und der Empfindlichkeit des Empfängers; die absolute Lage der Kurve hängt auch von frequenzunabhängigen Elementen

ten ab, so vor allem von der Helligkeitseinstellung der Registrierung und vom photographischen Entwicklungsprozess.

Die Schnittpunkte der ausgezogenen mit der strichpunktierten Kurve markieren die Stellen, wo ein Echozug im Ionogramm einsetzt bzw. aufhört. Wir nennen die niedrigste Frequenz, bei der bereits ein Echo von der darüberliegenden Schicht erhalten wird, die "blanketing frequency". Andererseits heißt die höchste Frequenz bei der noch ein Echo von der betrachteten Schicht erhalten wird, "top frequency". Während die kritische Frequenz absolut definiert ist und unabhängig vom Gerät bestimmt werden kann, sind "blanketing frequency" und "top frequency" vom Gerät abhängig. Diese Abhängigkeit ist besonders groß, wenn die Frequenzvariation des Dekrements "schleichend" ist. Auch bei einem idealen Gerät besteht dann Abhängigkeit von der Empfindlichkeitseinstellung bzw. von der Helligkeit und von der photographischen Einstellung.

"Blanketing" und "top frequency" sind umgekehrt gut definiert, wenn die Frequenzvariation der Dekremente ziemlich abrupt ist. Das ist bei dicken Schichten der Fall, wo praktisch "blanketing frequency", kritische Frequenz und "top frequency" zusammenfallen.

Bei der sporadischen Es-Schicht jedoch, gibt es in vielen Fällen einen beträchtlichen Bereich partieller Reflexion; zwischen "top frequency" und "blanketing frequency" besteht dann ein erheblicher Unterschied²⁾. Die kritische Frequenz nach unserer Definition liegt zwischen beiden (nämlich bei Gleichheit von Reflexions- und Durchgangs-Koeffizient); die Erfahrung lehrt, daß in den weitaus meisten Fällen die kritische Frequenz viel näher bei der "blanketing frequency" als bei der "top frequency" liegt.[2]

Die meisten Meßergebnisse über die Es-Schicht aus den Routine-Beobachtungen geben die "top frequency" an, die im allgemeinen einfach mit f_{Es} bezeichnet wird. Diese Bezeichnung darf nicht verwechselt werden mit der der anderen Schichten, bei denen der Buchstabe f im allgemeinen die kritische Frequenz bezeichnet. Die Werte enthalten nach dem vorstehenden einen "subjektiven" Einfluß, der aber nicht durch den Beobachter, sondern durch die Geräteeigenschaften hereingebracht wird. Sogar bei ein-und-demselben Gerät kann durch verschiedene Einstellung des Aufzeichnungspegels, z. B. durch Veränderung der Helligkeitseinstellung oder des photographischen Prozesses, die Schwelle der Aufzeichnung verschoben werden; dann wird aber in Fig. 1 ein anderer Schnittpunkt erreicht, und somit f_{Es} verändert.

Besonders stark ist dieser Einfluß sichtbar bei Geräten, deren Empfindlichkeit innerhalb jedes Unterbereichs erheblich variiert. Die in Abb. 1 strichpunktierte Kurve enthält derartige un stetige Änderungen an Umschaltstellen. Ist dieser Einfluß sehr stark, so kann es vorkommen, daß als f_{Es} -Werte immer wieder Umschaltwerte markiert werden, wenn nämlich die Empfindlich-

²⁾ Wir beziehen uns hier immer auf Echospuren der ordentlichen Komponente [2]

keit hinter jeder Umschaltstelle sprunghaft absinkt. Manche Ionosonden aus der Frühzeit der Ionosphärenforschung zeigen diesen Effekt sehr deutlich.

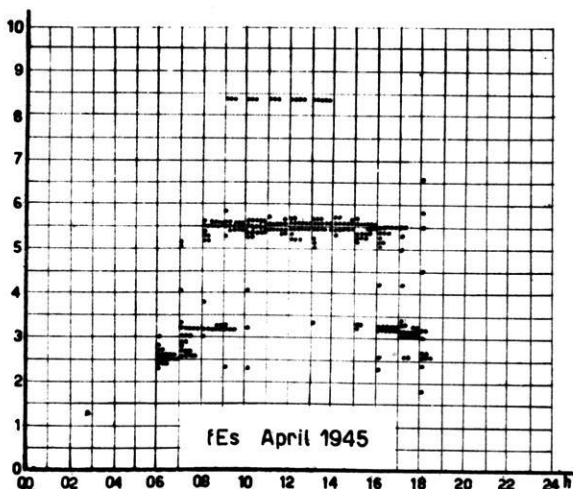


Abb. 2: Häufigkeits-Verteilung von fEs für eine tropische Station, April 1945.

Abb. 2 gibt die monatliche Häufigkeitsverteilung der fEs-Meßwerte eines solchen Gerätes wieder, Abb. 3 Meßwerte der gleicher. Station mit einem besseren Gerät einige Jahre später. Während in Abb. 3 eine ziemlich gleichmäßige Häufigkeitsverteilung der Punkte besteht, sind in Abb. 2 nur einige Punktreihen an den Umschaltstellen zu erkennen. Auch heute gibt es noch einige Stationen, bei denen Häufungsstellen im Punktfeld erkenntlich sind, wenn auch das ausgesuchte Beispiel das krassste ist, das uns zur Verfügung stand. Immerhin kann man mit Hilfe des Punktfeldes jede Station kontrollieren, so daß dcrartig krasse Fehler wenigstens klar erkannt werden könnten.

Aber auch bei gleichmäßiger Verteilung der Punkte kann noch ein erheblicher Einfluß der Ionosonde auf die Meßresultate bestehen. Bei den meisten Geräten fällt die effektive Empfindlichkeit nach hohen Frequenzen zu ab; ist der Abfall für ein Gerät sehr rapide, so wird dieses Gerät niedrigere Spitzenwerte von fEs aufnehmen als ein Gerät mit gleichmäßigerem Empfindlichkeitsverlauf. Es ist deshalb durchaus verständlich, daß immer wieder Stimmen laut werden, man möge die "subjektive" Meßgröße fEs aufgeben.

Bei der derzeitigen Lage der Dinge scheint uns allerdings dieser Vorschlag das Kind mit dem Bade auszuschütten. Die im folgenden aufgeführten Gründe scheinen uns wichtig genug, die Beibehaltung der Meßgrößen fEs und die Fortsetzung ihrer Auswertung zu wünschen:

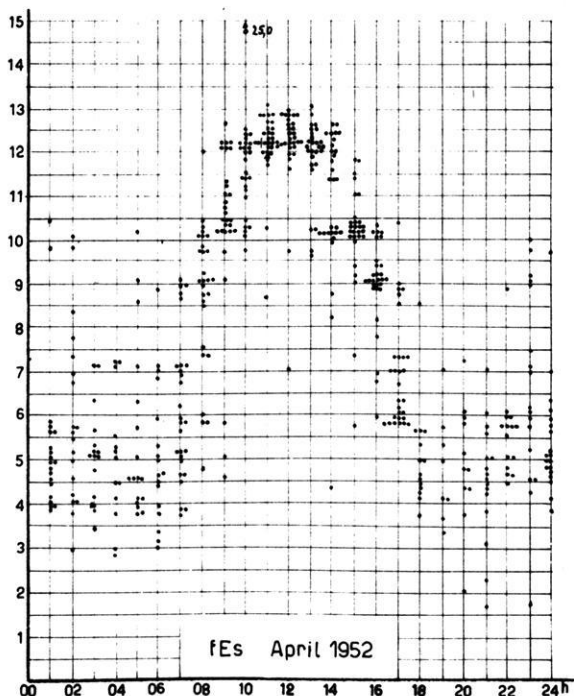


Abb. 3 Häufigkeits-Verteilung der gleichen Station, April 1952.

1. Trotz der "Subjektivität" der Meßwerte, lassen sich doch *relative Unterschiede* an jeder Station recht gut erkennen. Die so vermittelte Information ginge verloren, wenn nicht statt der Meßgröße fEs eine bessere eingeführt würde. Die dafür vorliegenden Vorschläge [2] stellen Anforderungen an das Gerät, die bisher wohl noch nicht allgemein erfüllt sind.
2. Die bisher vorliegende Information über die Es-Schicht besteht überwiegend aus Meßwerten fEs. An solchem Material liegt eine große Menge vor, so daß, selbst bei Einführung einer neuen Meßgröße, zumindest für eine lange Übergangszeit, die Weiterführung von fEs zweckmäßig erschiene.

Der gelegentlich gemachte Vorschlag, statt einer numerischen Meßgröße nur eine Klasseneinteilung der Fälle vorzunehmen [3], würde, so scheint uns, einen erheblichen Informationsverlust bedeuten. Trotz aller Subjektivität gibt fEs doch einen Eindruck der Stärke der Ionisierung, der, zumindest für eine gegebene Station, die relative Bedeutung verschiedener Ereignisse klarstellt. Auf eine derartige numerische Information kann nicht zu Gunsten einer Klasseneinteilung verzichtet werden. Die Intensität der Ionisierung ist ja gerade die wichtigste Eigenschaft der sporadischen Es-Schicht, wir können nicht umhin, sie numerisch zu erfassen. Es kommt doch darauf an, daß eine

Meßgröße wirklich die physikalischen Eigenschaften erfaßt, die besonders charakteristisch für das betreffende Phänomen sind. Eine kürzliche Arbeit von *Naismith*[4] zeigt, daß bei einer reinen Häufigkeitsstatistik der sogenannten meteorischen Es-Schicht (nämlich einer außerordentlich schwachen, sporadischen Ionisierung meteorischen Ursprungs) eine übertrieben hohe Rolle zugeschoben werden könnte. Das Phänomen, das uns im wesentlichen interessiert, ist aber nicht diese meteorische Ionisierung, sondern die variable, gelegentlich sehr stark ionisierte Schicht in etwa 100 km Höhe, über deren Ursache noch so außerordentlich wenig bekannt ist. Durch die Einführung einer Klasseneinteilung würde geradezu die Problemstellung verschoben werden.

Wir können einige Beispiele dafür geben, daß trotz der "Subjektivität" der fEs -Werte gerade in den letzten Jahren eine Reihe von wertvollen Informationen über das zugrunde liegende Phänomen "Es" aus diesen Werten erhalten werden konnte. Wir geben im folgenden einige Beispiele dafür.

Die örtliche Korrelation der Intensität der Ionisierung kann mit relativen Beobachtungswerten verfolgt werden. Korreliert man die zur gleichen Zeit gemessenen Werte von zwei benachbarten Stationen, wie es z. B. in Abb. 4 geschehen ist, so kann man eine Aussage über den Zusammenhang machen. Wir erkennen aus Abb. 4, daß für zwei etwa 100 km entfernte Stationen immerhin noch ein merklicher Zusammenhang besteht. Dabei sind die Empfindlichkeitsgrenzen der Geräte in dem gewählten Beispiel sehr erheblich verschieden, wie man aus

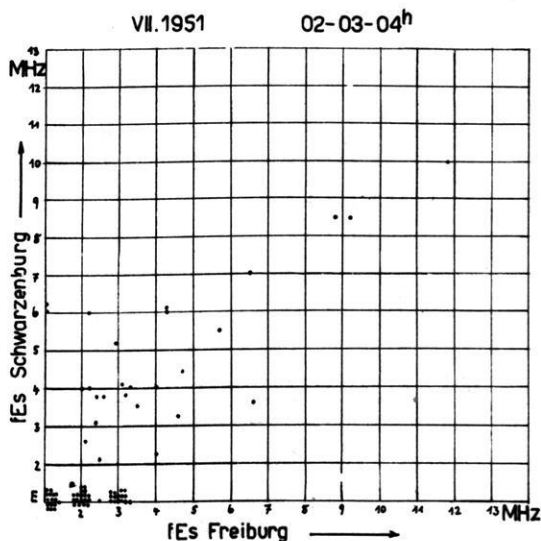


Abb. 4: Korrelation zwischen Meßwerten fEs in Freiburg (Deutschland) und Schwarzenburg (Schweiz).

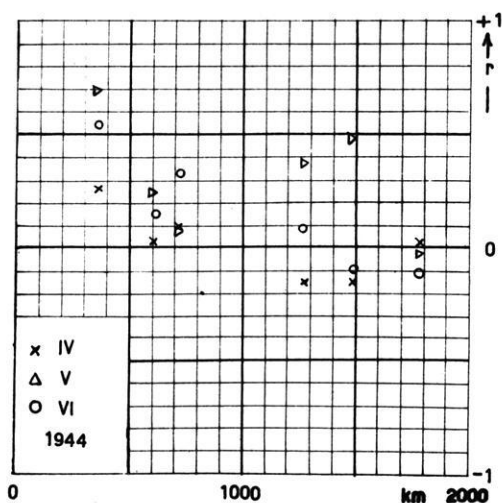


Abb. 5: Korrelation der täglichen Maximal-Werte von fEs in Abhängigkeit vom Abstand [5].

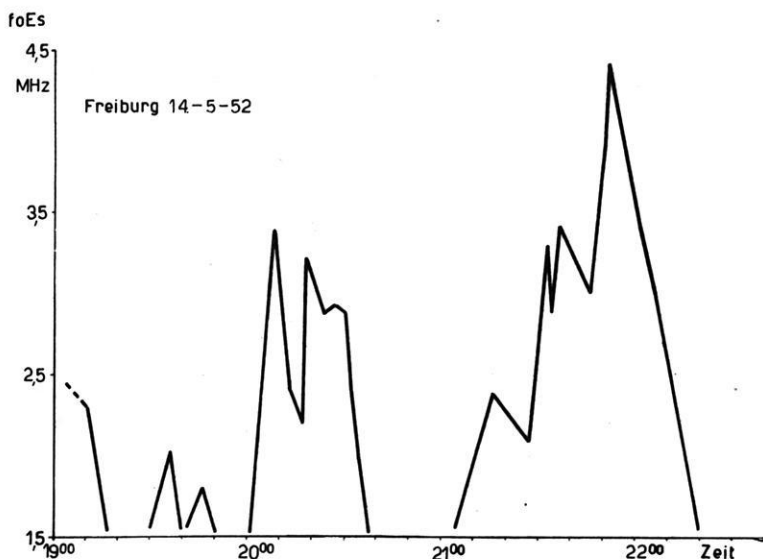


Abb. 6: Variation von fEs , beobachtet mit einer "raschen Ionosonde".

der Häufung der Punkte am linken Ende der horizontalen Achse erkennt (die Ionosonde von Freiburg ist empfindlicher als die von Schwarzenburg). Aus einer Reihe solcher Vergleiche konnte die Veränderung des Zusammenhangs mit der Entfernung erkannt werden [5]. Abb. 5 zeigt, daß die mittlere Korrelation

schon bei 500 km Entfernung nahezu verschwindet. Man wird also sagen können, daß ein statistischer Zusammenhang zwischen dem Auftreten der Es-Schicht zu einem bestimmten Zeitpunkt nur in einem Bereich von rund 200 bis 300 km Radius besteht.

Entsprechende zeitliche Vergleiche (durch Autokorrelation der Beobachtungswerte ein-und-derselben Station) haben ergeben, daß eine Stunde schon eine recht lange Zeit für die Es-Schicht bedeutet. Bei Halbstunden-Terminen ergibt sich schon ein merklicher Zusammenhang. Abb. 6 zeigt die Variation von fEs bei sehr rasch aufeinanderfolgenden Beobachtungen[6]im Verlauf von dreieinhalb Stunden. Die außerordentlich rasche Variation ist bei Kinovorführung der Registrierfilme noch eindrucksvoller, als in dieser Darstellung. Sie stellt zweifellos ein Charakteristikum der Es-Schicht dar, das nur mit einer numerischen Meßgröße erfaßt werden kann.

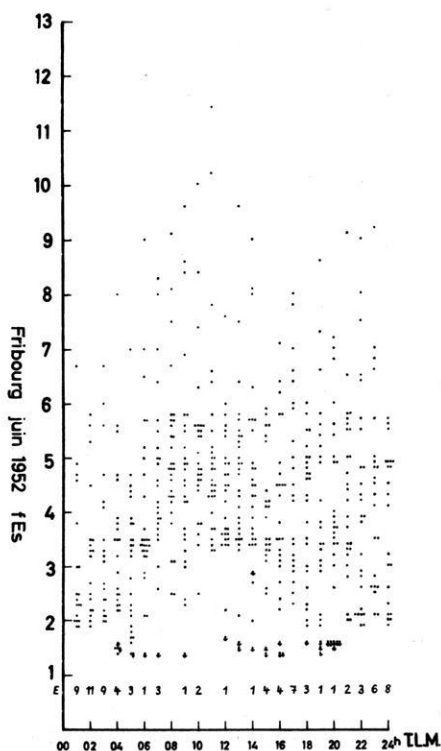


Abb. 7 a) Freiburg, Juni 1952

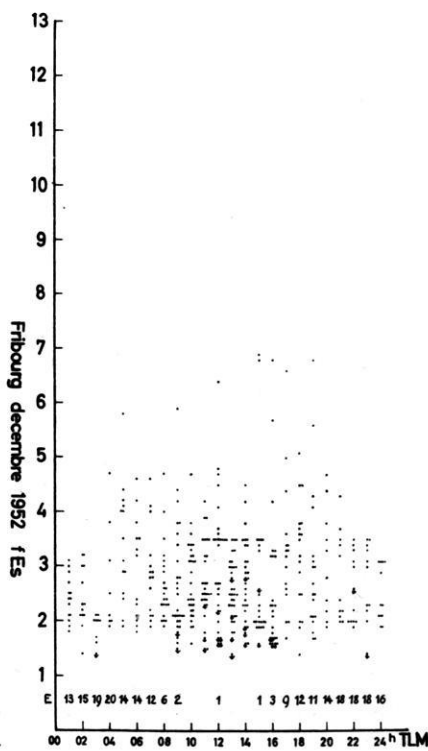


Abb. 7 b) Freiburg, Dezember 1952

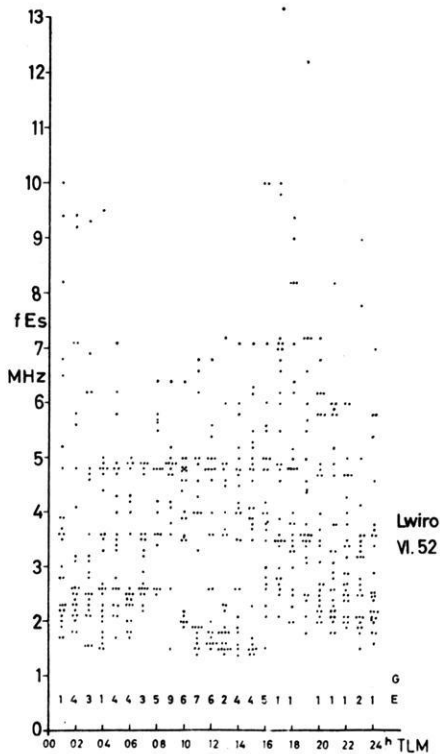


Abb. 7c) Lwiro, Juni 1952

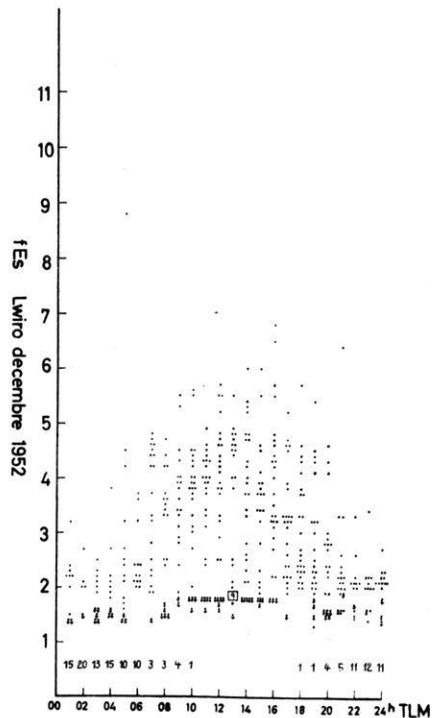


Abb. 7d) Lwiro, Dezember 1952.

Obwohl das Auftreten der *Es*-Schicht im Einzelfall rein zufällig erscheint und in keiner Weise mit Bestimmtheit vorhergesagt werden kann, bestehen doch sehr deutliche, statistische Gesetze für das *mittlere Verhalten* der Schicht und seine örtliche und zeitliche Veränderung.

Einen Eindruck von der täglichen Variation geben die Abb. 7. Dazu ist allerdings zu bemerken, daß die tägliche, ziemlich regelmäßige Variation der ionosphärischen Absorption, ebenso auch die eventuelle Abdeckung durch die normale *E*-Schicht einen "künstlichen" Tagesgang in die Meßwerte einführen kann, der vor allem die niedrigen *fEs*-Werte betreffen wird. Der Vergleich der hohen *V*. rte zeigt aber, daß auch die Erscheinung "*Es*" selbst einen merklichen Tagesgang aufweist, der im Äquatorgebiet besonders ausgeprägt ist.

Den jahreszeitlichen Gang möge Abb. 8 illustrieren, in der die Häufigkeit des Auftretens besonders hoher *fEs*-Werte beschrieben ist. Man erkennt auf der Nord- wie auf der Südhalbkugel (Brisbane) eine deutliche Häufung im Sommer.

Mittlere Häufigkeit besonders hoher Werte von fEs bzw. fbEs. Station:

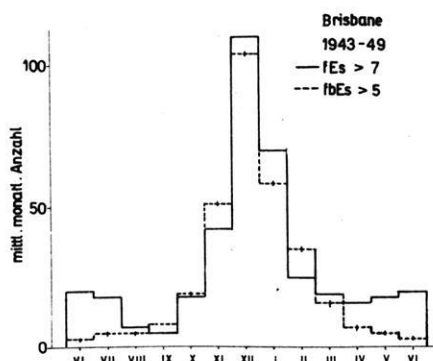


Abb. 8 a) Brisbane-Australien

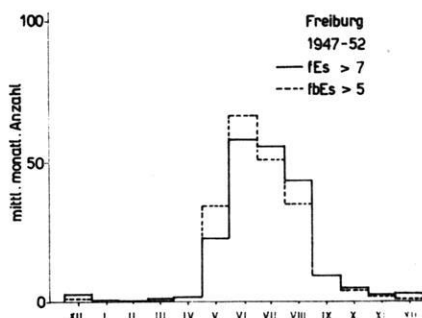


Abb. 8 b) Freiburg-Deutschland

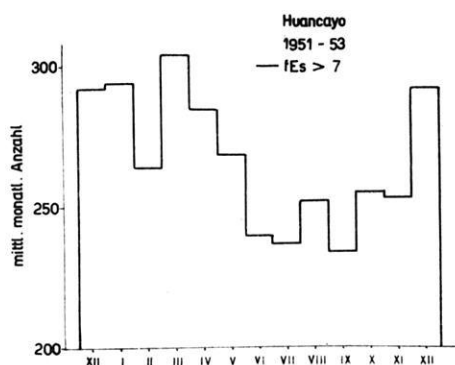


Abb. 8 c) Huancayo-Peru

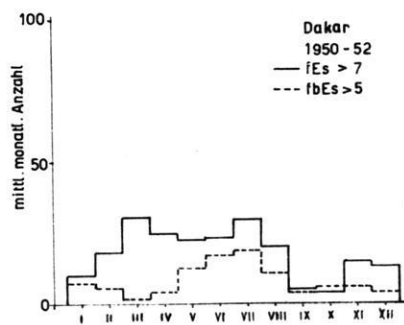


Abb. 8 d) Dakar-franz. Westafrika

Die am magnetischen Äquator gelegene Station Huancayo (Abb. 8 c) zeigt einen geringen Jahresgang, jedoch außerordentlich hohe Häufigkeit großer fEs-Werte (der Nullpunkt ist in der Abbildung unterdrückt). Wir stoßen hier auf den wichtigsten geographischen Einfluß, der für die Es-Schicht besteht und der erst kürzlich von *Matsushita*[7] festgestellt worden ist. Wir konnten *Matsushita's* Ergebnis, das im wesentlichen aus den Meßwerten amerikanischer und pazifischer Stationen beruht, kürzlich an Hand der Ergebnisse afrikanischer Stationen bestätigen; dabei waren die meisten dieser Stationen mit dem gleichen Gerät ausgerüstet[8]. *Matsushita* hat festgestellt, daß am magnetischen Äquator bei Tage ein schmaler Gürtel besonders hoher Es-Ionisation besteht. Dieses Ergebnis ist voraussichtlich von besonderem Wert einerseits für die Theorie der Entstehung der Es-Schicht, andererseits aber für

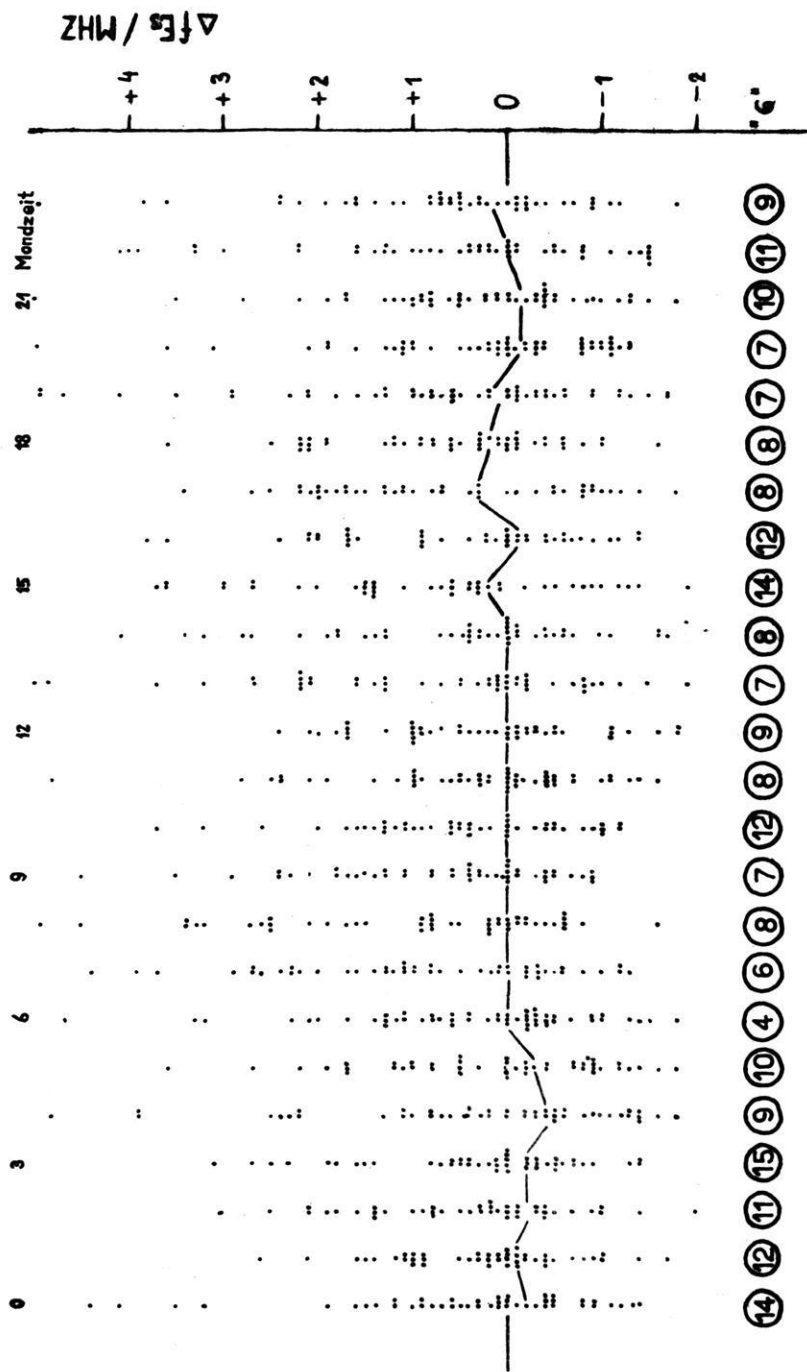


Abb. 9: Abweichung von f_{Es} vom stündlichen Monatsmittel (Aus vier Jahren. Mittags-Messungen, 11 bis 13 Uhr mittlere Ortszeit, für die Monate Mai bis August; Station Freiburg). Ordnung nach Mondzeit.

unsere Kenntnis der magnetischen Steuerung ionosphärischer Vorgänge.

Alle hier angegebenen, interessanten Ergebnisse hätten nie erhalten werden können, wenn nicht eine lange Reihe von Meßergebnissen der Größe fEs vorgelegen hätte. Wir geben noch ein neues Resultat an, das zeigt, wie weit bei einer guten Ionosonde diese Meßwerte ausgewertet werden können. Abb. 9 gibt Meßwerte der Station Freiburg aus 16 Monaten wieder, geordnet nach Mondzeit. Man erkennt deutlich einen geringen mondzeitlichen Einfluß, der eine Erniedrigung gegen 03 Uhr Mondzeit und eine entsprechende Erhöhung am "Mondabend" bewirkt.

Entsprechende Untersuchungen konnten auch mit der Meßgröße $fbEs$, der "blanketing frequency", angestellt werden (siehe z. B. Abb. 8). Leider ist für diese Meßgröße wesentlich weniger Versuchsmaterial verfügbar, da nur wenige Stationen sie regelmäßig erfassen und aus der Vergangenheit nur sehr beschränkt Material vorliegt. Trotzdem konnten auch hier eine Reihe von Gesetzmäßigkeiten festgelegt werden [2, 9].

Der Vergleich verschiedener Stationen ergab übrigens, daß in den allermeisten Fällen die Meßgröße $fbEs$ wesentlich weniger vom Gerät abhängig ist, als die "top frequency" fEs . Das liegt daran, daß im allgemeinen die Abdeckung recht definiert ist und die Variation des Durchlass-Koeffizienten in der Nähe von $fbEs$ ziemlich rasch erfolgt. Je rascher aber die Variation des Dekrements ist, umso geringer wird der Geräteeinfluß. Wir schlossen aus unseren Untersuchungen, daß die Meßgröße $fbEs$, die "blanketing frequency" als verhältnismäßig objektives Maß der Minimal-Ionisierung der Es -Schicht über dem Beobachtungsort angesehen werden kann [2].

Zusammenfassend glauben wir feststellen zu dürfen, daß bei allen berechtigten Einwendungen gegen die bisherigen Meßwerte, die "top-frequency" fEs immerhin eine Reihe sehr wertvoller Aufschlüsse über die Es -Schicht gegeben hat, die mit einer nichtnumerischen Meßgröße niemals hätten erreicht werden können. Ein Ersatz dieser Meßgröße durch eine objektivere sollte für die Zukunft sicher ins Auge gefaßt werden. Man könnte einen Mindestwert des Reflexionskoeffizienten festsetzen und die zugehörige Frequenz messen [10]. Bei passender Wahl (sie läge etwa bei einem Amplitudenverlust von 30 db) könnte man sogar einen gewissen Anschluß an die früheren fEs -Werte gewinnen. Außerdem wäre zu wünschen, daß neben dieser modifizierten "top frequency" auch die "blanketing frequency" in die Meßprogramme eingeführt würde, zumal sie von den meisten Geräten gleichartig wiedergegeben würde. Schließlich wäre zu erwägen, ob man nicht auch die kritische Frequenz nach unserer neuen Definition [1] in Zukunft einführen sollte. Mit mehreren Meßgrößen würde die Struktur der Es -Schicht erheblich korrekter und genauer erfaßt, als dies bisher der Fall ist.

Wir müssen schließlich noch darauf hinweisen, daß eine gewisse Angleichung der Meßgeräte, (etwa durch Aufstellen von Mindestforderungen für die Ionosonde) gerade hier sehr zweckmäßig wäre.

Von besonderer Wichtigkeit schiene uns die Benutzung von Empfängern mit einem weit erstreckten Empfindlichkeitsbereich. Wenn die Intensitäten der Echos in einem Bereich von etwa 60 db unterscheidbar wiedergegeben werden, können Reflexions- und Durchlaß-Koeffizienten zumindest abgeschätzt werden. Außerdem zeigt die Erfahrung, daß ein derartiger Empfänger ein klar deutbares Ionogramm gerade für die Es-Spuren ergibt, daß nicht mehr von kleinen Intensitätsschwankungen des Echos merklich beeinflusst würde. Es scheint uns nur eine Modesache zu sein, wenn oft Schwarz-Weiß-Registrierungen den Registrierungen mit Zwischentönen vorgezogen werden. Tatsächlich liefern letztere erheblich mehr Information als erstere und auf den Informationsgehalt der Ionogramme sollte es doch vor allem ankommen.

Mein Dank gilt allen Organisationen, deren Meßergebnisse ich benutzen durfte, insbesondere dem "Institut pour les Recherches Scientifiques au Congo Belge (IRSAC)" für die noch unveröffentlichten Ergebnisse der Station Lwiro.

Literatur

- [1] K. Bibl, R. Busch, K. Rawer und K. Suchy, Journ. Atm. Terr. Phys. 6, (1955), 69-87.
- [2] K. Rawer, Geofisica Pura e applicata (1955), (im Druck)
- [3] J. Meek, Journ. Geophys. Res. 54 (1949), 339-345.
- [4] R. Naismith, Journ. Atm. Terr. Phys. 5 (1954), 73-82.
- [5] F. Höchtl und K. Rawer, Ann. de Géophysique 5 (1949), 61-73.
- [6] K. Bibl, ZS Geophysik (1953), 136-141.
- [7] S. Matsushita, Rep. Ionosph. Res. Japan 6, (1952), 118-119.
- [8] K. Rawer, C. R. Paris 237 (1953), 1102-1104.
- [9] R. W. E. Mc Nicol und G. de V. Gipps, Journ. Geophys. Res. 56 (1951), 17-31.
- [10] K. Rawer, Nature 163 (1949), 528.

Betrachtungen zum dreiachsigen Erdellipsoid

Von Karl Jung, Bergakademie Clausthal.¹⁾

Zusammenfassung: In verschiedener Weise wird auf statistischem Weg gezeigt, daß man mit dem Längenglied der Schwereformel nur einen unerheblichen Teil der Schwereanomalien erfaßt. Die Zufallswahrscheinlichkeit des Längenglieds und des dreiachsigen Erdellipsoids ergibt sich zu ungefähr 13 bis 24%.

Abstract: In different ways, statistical research has proved that the longitude term of normal gravity only comprehends an unimportant part of the gravity field. The probability of chance of the longitude term and the triaxial earth ellipsoid is about 0,13 to 0,24.

Wenn man annehmen kann, daß das Beobachtungsmaterial nur zufällige Abweichungen von den wahren Werten enthält, zeigen kleine mittlere Fehler die rechnerische Zuverlässigkeit der Ergebnisse an und verbürgen zugleich weitgehende Übereinstimmungen der Folgerungen mit den von der Natur gegebenen Tatsachen. Wirken jedoch auch Abweichungen mit anderen Ursachen in beträchtlicher Weise mit – auch Lücken des Beobachtungsmaterials gehören dazu – , so geben die mittleren Fehler immer noch die Ungenauigkeit der formalen Rechnungen an, lassen aber keine begründeten Schlüsse über die Zuverlässigkeit und Tragweite der Ergebnisse und der aus ihnen gezogenen Folgerungen mehr zu. Selbst bei kleinen mittleren Fehlern können die Resultate von der Wirklichkeit weit entfernt sein, z. B. wenn in der Auswahl der verarbeiteten Werte ein systematischer Einfluß steckt. In solchen Fällen muß man zu statistischen Methoden greifen und die Zufallswahrscheinlichkeit der ermittelten Beziehungen abzuschätzen suchen. Als Beispiel solcher Betrachtungen seien einige Untersuchungen über das Längenglied der Schwereformel mitgeteilt²⁾.

Ausgangsmaterial sind die von *Luoma* (1) berechneten Mittelwerte der Schwereanomalien in $N = 144$ Zehngradfeldern (Abb. 1) und die von *Tanni* (2) angegebenen Mittelwerte in $N = 643$ Fünfgradfeldern (Abb. 2). Nach Subtraktion ihrer arithmetischen Mittel – bei *Luoma* ≈ 0 , bei *Tanni* $+ 5$ mgal – seien sie mit Δg bezeichnet.

1) Prof. Dr. Karl Jung, Geophysikalisches Institut der Bergakademie, (20b) Clausthal-Zellerfeld 1.

2) Bei der Nachprüfung der recht umfangreichen Rechnungen hat mich Fräulein Dipl.-Geophys. A. Baumann (jetzt Hannover) in dankenswerter Weise unterstützt.

Mit Ausgleichung nach der Methode der kleinsten Quadrate wurden die Schwere=Längenglieder berechnet:

$$\delta g = c \cdot \cos^2 \phi \cdot \cos 2(\lambda - \lambda_0),$$

$$c = \begin{cases} 15,1 & \text{mgal bei Luoma (L)} \\ 9,93 & \text{mgal bei Tanni (T)} \end{cases}$$

$$\lambda_0 = \begin{cases} -10,3^0 & \text{(L)} \\ -9,8^0 & \text{(T)} \end{cases},$$

$$\text{mittlerer Fehler: } m_c = \begin{cases} +4,1 & \text{mgal (L)} \\ -1,43 & \text{mgal (T)} \end{cases}$$

Die mittleren Fehler sind klein, eine hohe rechnerisch-formale Sicherheit ist gewährleistet. An der Verlässlichkeit der Ergebnisse treten jedoch Zweifel auf, wenn man die ausgedehnten Lücken des Beobachtungsmaterials betrachtet, besonders aber auch, wenn man die einzelnen $\Delta g =$ Werte mit den entsprechenden $\delta g =$ Werten vergleicht (Abb. 1) oder auch nur die Verteilung der $\Delta g =$ Werte ansieht (Abb. 2). Man erhält nicht den Eindruck, daß man mit dem Schwere-Längenglied einen charakteristischen Zug der $\Delta g =$ Verteilung darzustellen vermag.

Die Quadratsummen betragen

$$\Sigma (\Delta g)^2 = \begin{cases} 101\,200 & \text{mgal}^2 \text{ (L)} \\ 196\,875 & \text{mgal}^2 \text{ (T)}, \end{cases}$$

$$\Sigma (\Delta g - \delta g)^2 = \begin{cases} 92\,500 & \text{mgal}^2 \text{ (L)} \\ 181\,199 & \text{mgal}^2 \text{ (T)} \end{cases}$$

Daß das untere Wertepaar aus kleineren Zahlen besteht als das obere Wertepaar ist eine rechnerische Selbstverständlichkeit. Die Werte des unteren Paares sind aber nur wenig kleiner als die entsprechenden Werte des oberen Paares: die Anpassung der Schwereformeln an das Beobachtungsmaterial wird mit Hinzunahme des Längenglieds nur unwesentlich verbessert.

Die Streuung der Ausgangswerte

$$s = \sqrt{\frac{\Sigma (\Delta g)^2}{N}} = \begin{cases} 26,6 & \text{mgal (L)} \\ 17,5 & \text{mgal (T)} \end{cases}$$

und das Verhältnis dieser Streuung zum mittleren Fehler

$$\frac{s}{|m_c|} = \begin{cases} 6,3 & \text{(L)} \\ 13,1 & \text{(T)} \end{cases}$$

sind groß, besonders beim Material von *Tanni*. Das Verhältnis der Streuung zur Amplitude ist

$$\frac{s}{c} = \begin{cases} 1,76 & (L) \\ 1,76 & (T) \end{cases};$$

die Übereinstimmung ist Zufall.

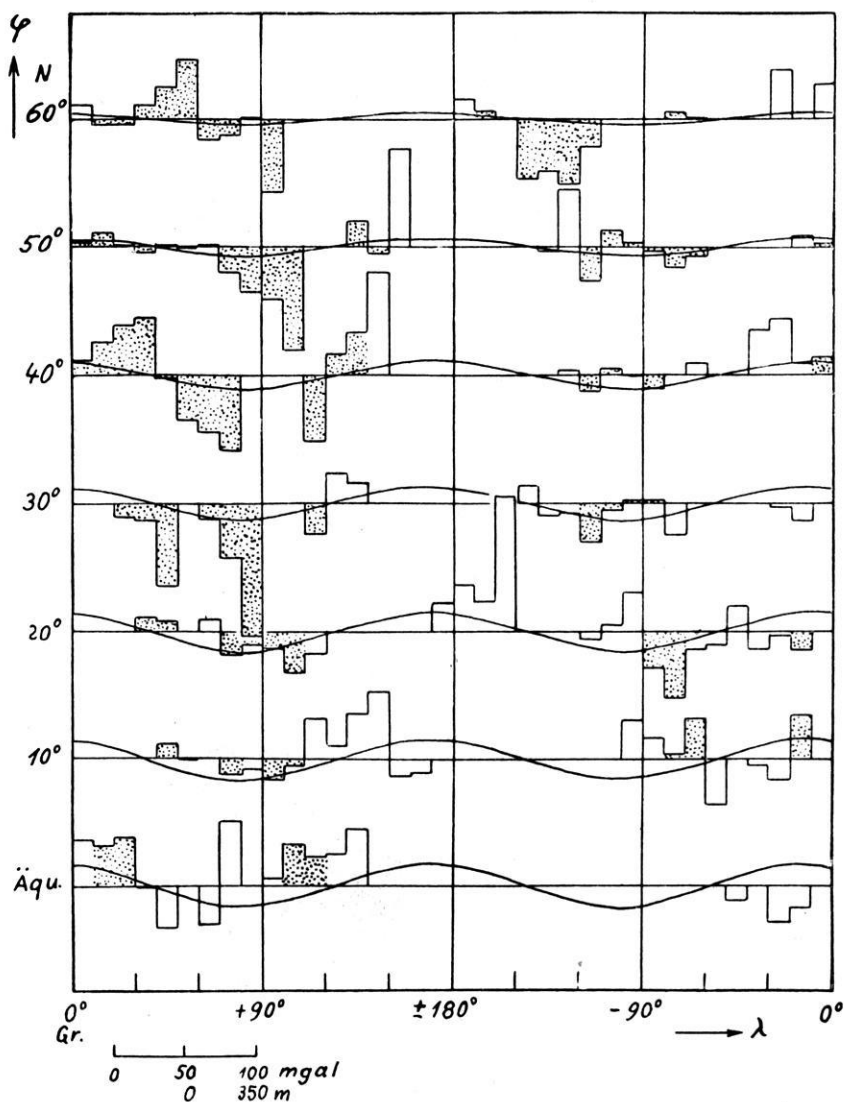


Abb. 1: Mittlere Schwereanomalien in 144 10° -Feldern (nach N. Luoma) und Längenglied der Schwereformel. Kontinentwerte sind punktiert

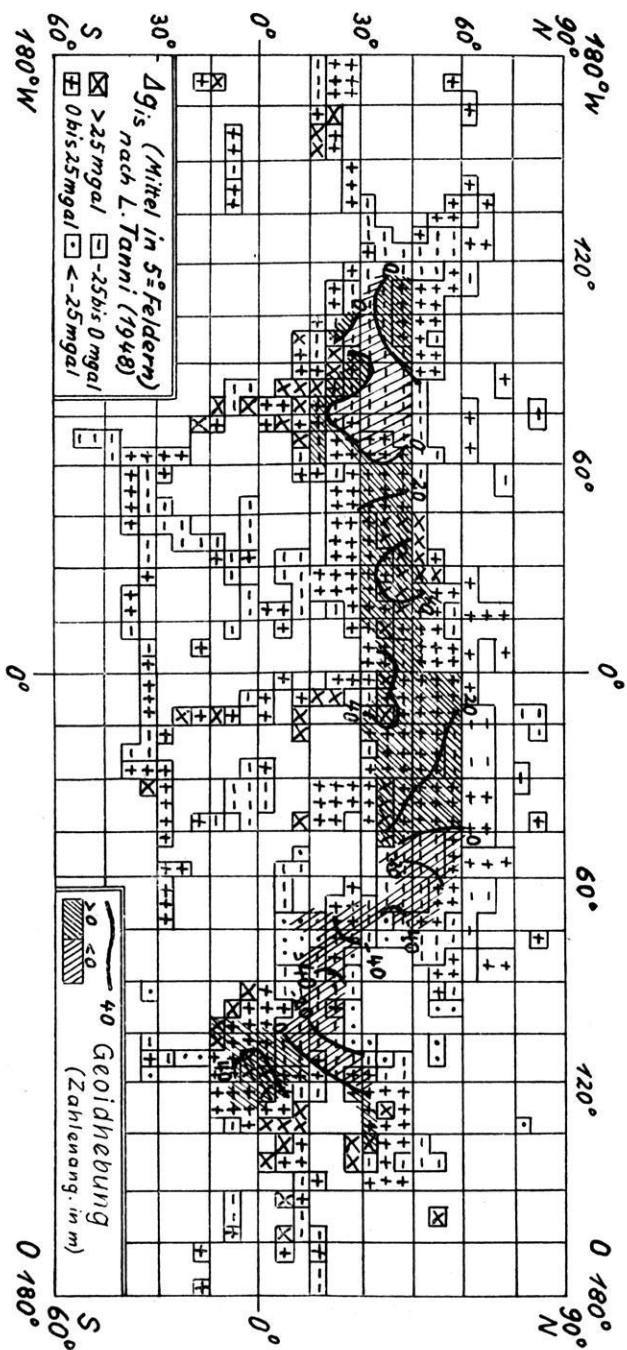


Abb. 2: Verteilung der mittleren Schwereanomalien von $643\ 5^\circ$ -Feldern und Geoidgestalt (nach Tabellen von L. Tanni).

Wäre $\Delta g = \delta g = c \cdot \cos^2 \phi \cdot \cos 2(\lambda - \lambda_0)$, so entspräche die Schwereverteilung genau einem dreiaxigen Erdellipsoid und man erhielte den idealen Quotient:

$$\left(\frac{s}{c}\right)_{\text{ideal}} = \begin{cases} 0,53 & \text{(L)} \\ 0,48 & \text{(T)} \end{cases} .$$

Die großen Werte des Verhältnisses

$$\frac{s}{c} : \left(\frac{s}{c}\right)_{\text{ideal}} = \begin{cases} 3,3 & \text{(L)} \\ 2,7 & \text{(T)} \end{cases}$$

zeigen deutlich, wie sehr der Einfluß der unregelmäßigen Massenverteilung den Einfluß einer Dreiasigkeit übertrifft und wie klein der mit dem Schwere-Längenglied erfaßte Teil der beobachteten Schwereanomalien ist.

Der Korrelationskoeffizient der Schwereanomalien und der ihnen entsprechenden Werte des Schwere-Längenglieds wurde nur aus der Material von *Luoma* berechnet.

$$k(\Delta g, \delta g) = + 0,30 \quad \text{(L)} .$$

Es ist interessant, daß der Korrelationskoeffizient der Schwereanomalien und des Reliefs der Erdoberfläche – dargestellt mit der bekannten Entwicklung von *Prey* – ungefähr die gleiche Größe hat:

$$k(\Delta g, h) = - 0,35 \quad \text{(L)}$$

Die Beziehungen zwischen den Schwereanomalien und ihrem Längenglied sind also nicht enger als die Beziehungen zwischen den Schwereanomalien und der Gestalt der Erdoberfläche.

Um die Rechnungen etwas abzukürzen, wurde $k(\Delta g, \delta g)$ durch $k(\Delta g, sg \delta g)$ ersetzt, wobei $sg \delta g = + 1$, wenn $\delta g > 0$, und $sg \delta g = - 1$, wenn $\delta g < 0$.

$$k(\Delta g, sg \delta g) = \begin{cases} 0,32 & \text{(L)} \\ 0,23 & \text{(T)} \end{cases} .$$

Hiernach scheinen die Beziehungen des *Luomaschen* Materials zum Längenglied enger zu sein als die Beziehungen des *Tannischen* Materials zum Längenglied. Jedoch beträgt die Wahrscheinlichkeit, daß der Unterschied der Korrelationskoeffizienten auf Zufall beruht, 28,4%; ein bedeutungsvoller Unterschied der statistischen Eigenschaften der Ausgangswerte von *Luomi* und *Tanni* scheint also nicht vorhanden zu sein. Dies ist nicht verwunderlich, da das *Tannische* Material im wesentlichen dieselben Gebiete der Erde betrifft wie das Material von *Luoma* und die größeren Lücken des *Luomaschen* Materials, wenn auch oft verkleinert, auch bei *Tanni* zu finden sind.

Zur Abschätzung der Zufallswahrscheinlichkeit des Schwere-Längengliedes – zugleich die Zufallswahrscheinlichkeit des dreiachsigen Erdellipsoids – wurde die von *Stumpff* (4), (5) entwickelte Expektanztheorie so umgeformt, daß sie auf Kugelfunktionen übertragen und auf mit Lücken behaftetes Material angewendet werden kann (3). Nach dieser Theorie ergab sich mit Berücksichtigung der Autokorrelation:

$$\begin{aligned} \text{Expektanz} \quad E &= \begin{cases} 12,5 \text{ mgal (L)} \\ 6,9 \text{ mgal (T)} \end{cases}, \\ \frac{c}{E} &= \begin{cases} 1,21 \text{ (L)} \\ 1,44 \text{ (T)} \end{cases}. \end{aligned}$$

Die Zufallswahrscheinlichkeit, d. h. die Wahrscheinlichkeit, daß aus Zufall

$$\frac{c}{E} \geq \begin{cases} 1,21 \text{ (L)} \\ 1,44 \text{ (T)} \end{cases}, \text{ ist dann}$$

$$w \approx \begin{cases} 24\% \text{ (L)} \\ 13\% \text{ (T)} \end{cases}$$

Die Abschätzung und Berücksichtigung der Autokorrelation ist wichtig. Hätte man sie unterlassen, so hätte man gefunden:

$$\begin{aligned} (E) &= \begin{cases} 6,1 \text{ mgal (L)} \\ 1,9 \text{ mgal (T)} \end{cases}, \\ \frac{c}{E} &= \begin{cases} 2,46 \text{ (L)} \\ 5,24 \text{ (T)} \end{cases}, \\ (w) &\approx \begin{cases} 0,0023 \text{ (L)} \\ 10^{-11} \text{ (T)} \end{cases}, \end{aligned}$$

also ganz undiskutable Werte. Es kommt wesentlich darauf an, wie gut es gelingt, die Autokorrelationskoeffizienten abzuschätzen. Hierbei sind die Lücken des Beobachtungsmaterials sehr hinderlich, und es können die angegebenen Werte von E und w nur als erste Abschätzungen gewertet werden. Dies zeigt sich auch darin, daß – umgekehrt wie bei k (Δg , $sg \delta g$) – die *Tannischen* Ausgangswerte eher einem dreiachsigen Ellipsoid zu entsprechen scheinen als die *Luomaschen* Werte. Wirklich zuverlässige statistische Ergebnisse sind erst zu erwarten, wenn die großen Lücken – besonders auf der Südhalbkugel – ausgefüllt sind. Ich möchte vermuten, daß sich dann wieder größere Zufallswahrscheinlichkeiten ergeben werden.

Literatur

- [1] *N. Luoma*. Gravita Formulas derived by the Aid of the Latitude and Longitude Zones. Publ. of the Isostatic Institute of the Intern. Assoc. of Geodesy No. 9; Ann. Acad. Scient. Fennicae, Ser. A III, Geologica-Geographica 1, Helsinki 1941.
- [2] *L. Tanni*. On the Continental Undulations of the Geoid as determined from the Present Gravity Material. Publ. of the Isostatic Institute of the Intern. Assoc. of Geodesy No. 18; Ann. Acad. Scient. Fennicae, Ser. A III, Geologica-Geographica 16, Helsinki 1948.
- [3] *K. Jung*. Über das dreiachsige Erdellipsoid und seine Zufallswahrscheinlichkeit. *Gerlands Beitr. z. Geophysik* 59, 331-362, 1943, Heft 3/4.
- [4] *K. Stumpf*. Über die Zufallswahrscheinlichkeit von Periodizitäten in Beobachtungsreihen. *Veröff. d. Meteorol. Inst. d. Univers. Berlin* 1 (1936), Heft 2.
- [5] *K. Stumpff*. Grundlagen und Methoden der Periodenforschung. J. Springer, Berlin, 1937.

Das Problem der Schweremessung auf See mit Gravimetern.

Von A. Graf, Lochham bei München¹⁾

Zusammenfassung: Es wurden Betrachtungen angestellt, welche Möglichkeiten es gibt, Schweremessungen auf hoher See mit einem Gravimeter auszuführen und wie ein derartiges Instrument beschaffen sein muß. Es ergaben sich dabei folgende Bedingungen: Lineares Meßsystem, großer Meßbereich, extrem starke Dämpfung und Ausschaltung des Einflusses von Horizontalbeschleunigungen. Ein vom Verfasser entwickeltes Seegravimeter, das diese Bedingungen erfüllt, wurde auf einem Phantomschiff, nämlich einer künstlichen Schlinger- und Stampfvorrichtung, untersucht. Dabei trat der "Browne-Effekt" gut meßbar in Erscheinung. Wegen der starken Dämpfung des Meßsystems wurden periodische Vertikalbeschleunigungen im Mittel nur mit etwa 2% ihrer Größe aufgezeichnet. Abschließend wurden Ausschnitte aus einer Schwereregistrierung auf dem Starnberger See gezeigt.

Abstract: The possibilities of gravity-measurements on sea were discussed. A registering sea-gravimeter was described and likewise measurements on a table, which can make periodic movements in two directions like a boat on the ocean. Using this device, the "Browne-Effect" can easely be caused and studied. A measuring trip on board of the "Seeshaupt" (400 t) on the lake Starnberg near Munich shows the general behaviour of the instrument on quiet water and also the "Eötvös-Effect".

Es gibt grundsätzlich vier Möglichkeiten, Schweremessungen auf hoher See durchzuführen.

- 1) Messung an Bord eines Schiffes während der Fahrt
- 2) Messung in Unterseebooten während der Fahrt
- 3) Messung in einem druckdichten Tauchkörper unter Wasser bei ruhendem Schiff und
- 4) Messung in einem Stromlinienkörper, der vom Schiff nachgeschleppt wird, während der Fahrt.

Es soll nun kurz untersucht werden, welche von den vier Möglichkeiten die meiste Aussicht hat, brauchbare Meßergebnisse zu liefern und welche vom Standpunkt des Aufwandes, der Meßgeschwindigkeit und der Kosten als die günstigste anzusehen ist. Ferner soll aufgezeigt werden, welchen besonderen Bedingungen ein "Seegravimeter" genügen muß.

¹⁾ Dr. Ing. habil A. Graf, Lochham bei München, Liebigstr. 4.

Nach Messungen von *F. Horn*^[1] (1934) und *H. Behrmann*^[2] (1949) mit Schwingungs- und Beschleunigungsschreibern an Bord von Hochseeschiffen können die maximalen Amplituden der vom Seegang herrührenden periodischen Beschleunigungen (Schlingern, Stampfen, Tauchen) mehrere Hunderttausend Milligal betragen. Es handelt sich hierbei jedoch um Extremfälle bei Sturmfahrten, da die Messungen der angeführten Autoren den Zweck verfolgten, die Beanspruchung des Schiffskörpers unter den ungünstigsten Bedingungen festzustellen. Bei ruhiger See dürften die Vertikalbeschleunigungen um mindestens eine Zehnerpotenz kleiner sein, immerhin hat man aber mit Werten von 10 000-50 000 mgl zu rechnen. Wesentlich günstiger liegen die Verhältnisse im U-Boot, da die energiereichen kürzeren Wellen in größerer Tiefe bereits abgedämpft sind. Nach Angaben von *J. L. Worzel* (Columbia University), der über 2 000 Messungen mit einem *Vening-Meinesz* Seependelapparat ausführte, betragen die periodischen Vertikalamplituden durchschnittlich 4 000 mgl in Tiefen, die vom U-Boot noch gut erreichbar sind. Ähnlich dürften die Verhältnisse bei einer druckdichten Metallkugel liegen, die vom Deck eines Schiffes aus etwa 20-50 m tief unter die Wasseroberfläche hinabgelassen wird, wobei die Kugel während der Messung an einem Seil hängt.

Dieses Verfahren wurde zuerst von *J. Bartels* vorgeschlagen und von *Errulat* für magnetische Messungen entwickelt und hat sich dort gut bewährt. Nach einer Faustregel soll die Amplitude einer Welle auf ein Zehntel zurückgehen in einer Meerestiefe, die gleich der Wellenlänge ist. Demgemäß müßte auch die durch sie bedingte Beschleunigung mindestens auf den zehnten Teil abnehmen. Bei der 4. Methode, beim Nachschleppverfahren, muß man mit ähnlichen Zahlen rechnen, sofern man gleiche Tiefen zugrundelegt. Vom Standpunkt der Größe der periodischen Beschleunigungen dürften also die Methoden 2, 3 und 4 der Methode 1 überlegen sein.

Die Größe der Beschleunigungen ist aber nicht alleine ausschlaggebend für die Güte der Messung. Für ein Gravimeter ist wesentlich eine stoßfreie Behandlung und die Beherrschung des Ganges. Diese beiden Bedingungen lassen sich am besten bei Methode 1 und 2 erfüllen, weil das Gerät fest aufgestellt bleibt und die Umgebungstemperatur gut konstant geregelt werden kann, während bei der Tauchmethode das Gerät sprunghaften Temperaturänderungen ausgesetzt wird. Auf hoher See hat man keine Basisstation, an die nach Bedarf angeschlossen werden kann wie auf dem Lande, wenn Sprünge aufgetreten oder stärkere Gangänderungen erfolgt sind.

Bei Abwägung der bisher erwähnten Gesichtspunkte dürften also Messungen *im U-Boot* die besten Resultate liefern.

Zu einem anderen Resultat gelangt man, wenn die Meßgeschwindigkeit in den Vordergrund gesetzt wird. Hier wird sicherlich Methode 1 am besten abschneiden. Eine Reise nach USA an Bord eines Riesendampfers (*Queen Elisabeth* oder *United States*) würde in etwa 14 Tagen 300 Meßstationen a

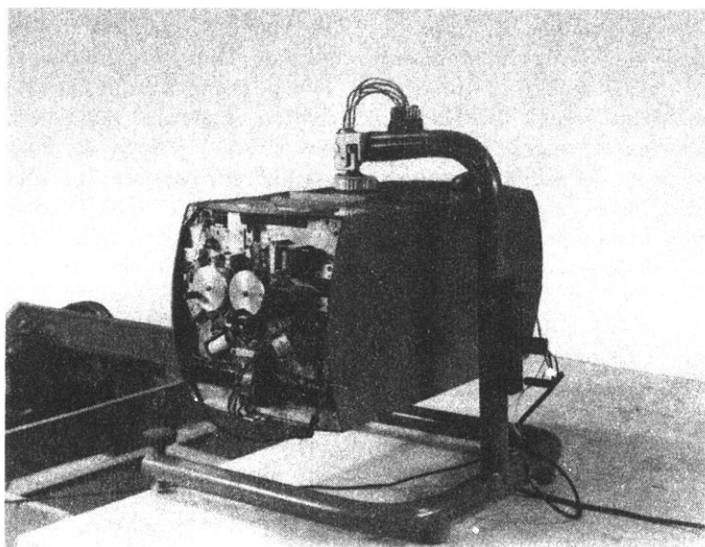


Abb. 1: Seegravimeter mit elektrischer Fernsteuerung in cardanischer Aufhängung nach A. Graf.

20 km ergeben. Da der Kurs bei der Hin- und Rückfahrt der gleiche ist, hätte man jeweils eine Kontrollmessung und außerdem wäre die verhältnismäßig kurze Zeit von 4-5 Tagen für eine Ozeanüberquerung für die Gangerfassung von großem Vorteil. Ferner ließe sich zwecks Erhöhung der Genauigkeit eine derartige Meßfahrt beliebig oft wiederholen. Methode 3 ist die schwerfälligste und auch teuerste, da das Schiff bei jeder Messung angehalten werden muß für mindestens 20-30 Minuten. Bedenkt man ferner, daß schon ein kleines Schiff von kaum 1 000 Tonnen Größe pro Tag 2 000 DM Unkosten verschlingt und der Arbeitsfortschritt nur einen Bruchteil gegenüber Methode 1 beträgt, sowie daß die Ortsbestimmung auf hoher See bei einem großen Passagierschiff sicherlich genauer und schneller durchzuführen ist wie auf einem kleinen, so erscheint die Anwendung des Verfahrens 3 nur dann gerechtfertigt, wenn es meßtechnisch den anderen überlegen ist. Ob eine solche Überlegenheit vorhanden ist, kann erst der Versuch entscheiden. Zweifellos ist der Wegfall der Eötvöskorrektion und wahrscheinlich auch der *Brownekorrekktion* ein großer Vorteil. Auf Grund dieser Betrachtungen erscheint es mir wenigstens für den Anfang am zweckmäßigsten, wenn die ersten Versuche mit einem Seegravimeter in einem U-Boot gemacht werden und zwar in Verbindung mit einem *Vening-Meinesz*-Pendelapparat. Letzterer ersetzt die fehlende Basis, da er gangfrei mißt und liefert außerdem einen Kontrollwert. Ein U-Boot kann ferner hinsichtlich der Fahrt Sonderwünschen besser gerecht werden als ein großer Passagierdampfer.

Während der Meßzeit kann die Geschwindigkeit ermäßigt oder der Kurs auf Nord-Süd geändert werden. (Wegfall der Eötvös-Korrektur).

Wir fragen nun: Wie muß ein Seegravimeter beschaffen sein, wodurch unterscheidet es sich von einem Landgravimeter und welche Bedingungen muß es erfüllen?

- 1) Das Meßsystem muß *linear* arbeiten. Die periodischen Schweränderungen betragen viele Tausende von Milligal und müssen weggemittelt werden. Dies ist nur möglich bei einer streng linearen bzw. symmetrischen Anzeige. Ein astasiertes Gerät ist für diesen Zweck unbrauchbar, ganz abgesehen davon, daß der Meßbereich nicht ausreichen würde.
- 2) Das Meßsystem darf während der Registrierung nicht gegen Anschläge stoßen, muß also einen *genügend großen direkten Meßbereich*, d. h. einen ausreichenden Hub besitzen. Die Methode, den Mittelwert in der Weise zu bestimmen, daß man den Meßbalken gleiche Zeiten an Begrenzungen (oben und unten) anliegen läßt, führte zu keinem Erfolg.
- 3) Da es schwierig ist, einen völlig linearen Meßbereich über mehrere Zehntausend Milligal zu verwirklichen, muß das Meßsystem *extrem stark gedämpft* werden. Die Theorie der gedämpften Schwingungen zeigt, daß der

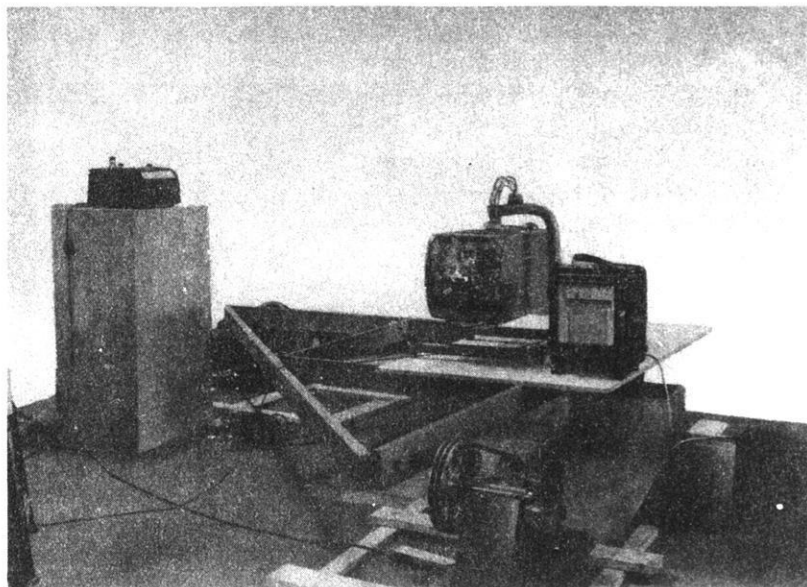


Abb. 2: Schlinger- und Stampfvorrichtung zur Untersuchung des Seegravimeters im Labor mit Registriergerät.

Mittelwert einer periodischen Kurve unabhängig vom Dämpfungsgrad ist, sofern die Dämpfung geschwindigkeitsproportional arbeitet. Die Dämpfung muß so stark wie möglich sein, damit die Schwingungsamplitude des Meßsystems auf ein Minimum reduziert wird. Die wirksamste Dämpfung ist die hydraulische. (Stoßdämpferprinzip). Sie befriedigt hier aber nicht völlig, weil sich bei unvermeidlichen kleinen Temperaturschichtungen im Gehäuse Konvektionsströme bilden, die beträchtliche Kraftwirkungen auf das Meßsystem ausüben. Die Schwingungsebene eines Gravimeters ist notwendigerweise die Vertikalebene und die Richtung der Konvektionsströme ist ebenfalls im wesentlichen die Lotrichtung, da bei lokalen Dichteunterschieden in der Flüssigkeit ein Wandern der leichteren Teilchen nach oben einsetzt.

Wesentlich besser bewährt sich eine magnetische Dämpfungsanordnung. Ich konnte folgende Werte erzielen: Die Schwingungsamplitude des Meßsystems wurde reduziert auf den zwanzigsten Teil bei einer Periode von 14 Sek., auf den fünfzigsten Teil bei einer Periode von 6,4 Sek., und auf den einhundertdreißigsten Teil bei einer Periode von 4,1 Sek. Eine periodische Schwereänderung von 20 000 mgl wird daher bei einer Periode von 14 Sek. mit einer Amplitude von 1 000 mgl bei 6,3 Sek. mit nur 400 mgl und bei 4,1 Sek. mit nur 150 mgl aufgezeichnet. Um den Mittelwert zu erhalten, der den gesuchten, von der Schiffsbewegung befreiten statischen Ortsschwerewert darstellt, muß man die Meßkurven ausplanime-

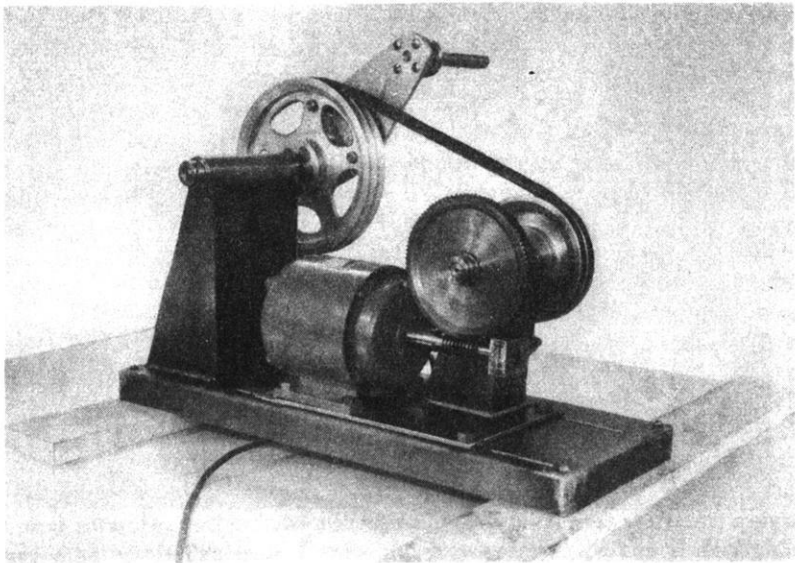


Abb. 3: Antriebsvorrichtung.

trieren. Außer dem Meßsystem kann man auch noch das Anzeigeinstrument dämpfen und so den Dämpfungsgrad noch wesentlich steigern.

- 4) Die genannten Bedingungen 1 bis 3 sind aber noch nicht ausreichend für eine Messung auf See. Es kommt noch eine 4. hinzu. Das Meßsystem darf durch *Horizontalbeschleunigungen nicht beeinflusst werden*. *Vening-Meinesz* hat diesen Einfluß beim Pendelapparat durch Einführung eines fiktiven Pendels ausgeschaltet. Beim Gravimeter geschieht dies am einfachsten durch eine Fesselung des Meßsystems in der Weise, daß es nur einen *einzigsten Freiheitsgrad* in der Bewegung besitzt. Diese Fesselung kann in verschiedener Weise erfolgen. Man kann das Meßsystem verspannen oder magnetische Richtkräfte zur Wirkung bringen oder mit starrer Achse arbeiten o. dgl. Bei dem Seegravimeter gemäß Abb. 1 ist es mir gelungen, die Wirkung von Horizontalbeschleunigungen völlig zu eliminieren.
- 5) Zu diesem Punkte muß aber eine Ergänzung gemacht werden. Es ist richtig, daß die Horizontalbeschleunigung weder beim *Vening-Meinesz*-Pendelapparat noch beim Seegravimeter gemäß Abb. 1 einen direkten Meßauschlag hervorruft. Bei genauerer Betrachtung der Theorie zeigt sich jedoch ein indirekter Effekt, der zuerst von *Browne* berechnet und von *Vening-Meinesz* als Second-Order Correction bezeichnet wurde. Ein Schwere-messer auf schwankendem Fundament muß so aufgehängt werden, daß er sich immer in die jeweilige Lotrichtung einstellen kann, gleichgültig, ob es sich um einen Pendelapparat oder um ein Gravi-meter handelt. In der Lotrichtung mißt der Schwere-messer aber nicht das gesuchte g , nämlich die Ortsbeschleunigung bei ruhendem Schiff, sondern stets ein zu großes g' , weil die zeitlich ver-änderliche Horizontalbeschleunigung sich zu g addiert. (Abb. 4) Über eine Periode integriert

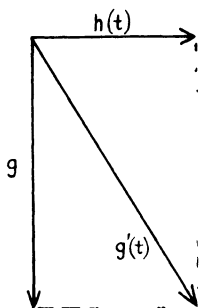


Abb. 4: Zusammen-setzung der Schwere bei bewegtem Schiff.

erhält sich ein g' , das immer größer ist als g und zwar um den Betrag $(h_1'^2 + h_2'^2) / 4g$, wo h_1' und h_2' die maximalen Amplituden der Horizontalbeschleunigungen in Richtung Schiffsachse und quer hierzu bedeuten. Für obigen Fall ergibt Formel 1) ein h_1' von 1460 mgl und ein h_2' von 6930 mgl und damit eine "*Browne*korrektur" von 12,8 mgl. Letztere ist sehr deutlich in Abb. 8 zu erkennen. Unmittelbar nach Einschaltung der Schlinger- und Stampfvorrichtung wandert die Anzeige nach rechts in Richtung größerer Schwerewerte aus. Nach einigen Minuten (wegen der starken Dämpfung beträgt die Einstellzeit c. 5 Minuten) ist der Endzustand erreicht. Nach Abschaltung der Schwingungsvor-

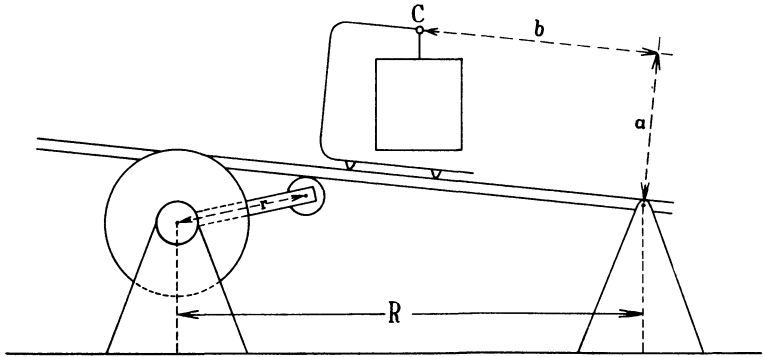


Abb. 5: Skizze zur Schlinger- und Stampfvorrichtung.

richtung kehrt die Anzeige wieder langsam auf den Ausgangs-“Ruhewert” zurück. Als Betrag der Auswanderung ergab die Ausmessung c. 12,6 mgl, was mit dem errechneten Wert von 12,8 mgl gut übereinstimmt.

Die Schlinger- und Stampfvorrichtung (Abb. 5) besteht aus zwei gleichen zu einander senkrecht stehenden Armen R , die durch je einen Motor M kontinuierlich um $\pm r$ gehoben und gesenkt werden können. Die so entstehenden Bewegungen verlaufen nicht streng sinusförmig; denn der Mitnehmerhebel r führt keine Vertikalbewegung aus, sondern rotiert um die Motorachse. Da R (180 cm) jedoch erheblich größer ist als r (20 cm), ist die Abweichung von der Sinusform nur gering, wie Abb. 6 erkennen läßt, wo nur je ein Motor eingeschaltet war. Hierbei betragen die Perioden 13,9 und 6,4 Sekund. Setzt man r/R klein gegen 1, so erhält man für beide Horizontalbeschleunigungen, die auf einander senkrecht stehen, die vereinfachte Formel:

$$h_1 = - \frac{a \cdot r}{R} \omega_1^2 \sin \omega_1 t - \frac{b_1 \cdot r^2}{R^2} \omega_1^2 \cos 2\omega_1 t \quad \text{und}$$

1)

$$h_2 = - \frac{a \cdot r}{R} \omega_2^2 \sin \omega_2 t - \frac{b_2 \cdot r^2}{R^2} \omega_2^2 \cos 2\omega_2 t .$$

Für die beiden Vertikalbeschleunigungen, die algebraisch addiert werden dürfen, findet man:

$$z_1 = - \frac{b_1 \cdot r}{R} \omega_1^2 \sin \omega_1 t + \frac{a \cdot r^2}{R^2} \omega_1^2 \cos 2\omega_1 t \quad \text{und}$$

2)

$$z_2 = - \frac{b_2 \cdot r}{R} \omega_2^2 \sin \omega_2 t + \frac{a \cdot r^2}{R^2} \omega_2^2 \cos 2\omega_2 t .$$

Hierbei sind gemäß Abb. 5 a und b die Koordinaten des Schweremesser-

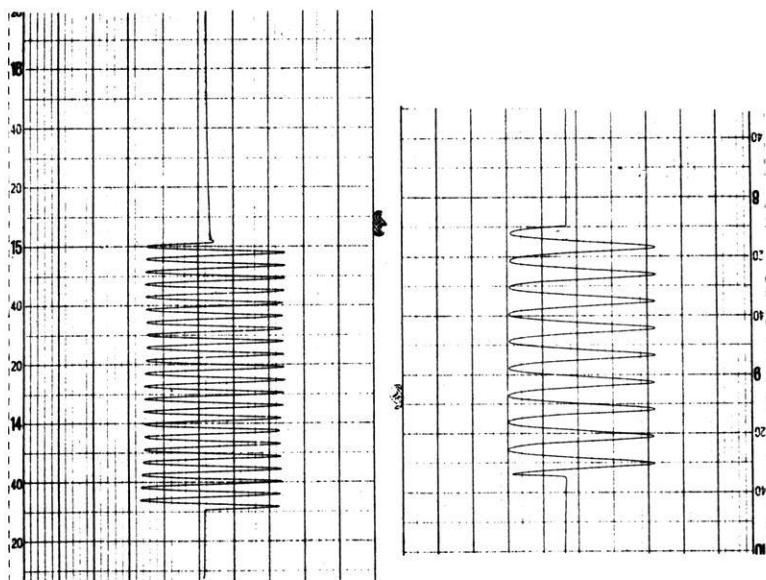


Abb. 6: Links: Registrierung einer Vertikalbeschleunigung bei einer Periode von 6,4s (c. 12 000 mg). Rechts: Registrierung einer Vertikalbeschleunigung bei der Periode von 13,9s (c. 5 000 mg).

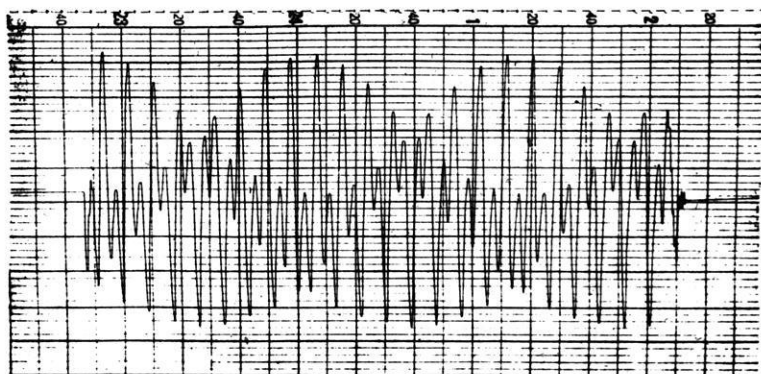


Abb. 7: Registrierung, wenn beide Motoren der Schwingvorrichtung in Tätigkeit sind (c. 17 000 mg).

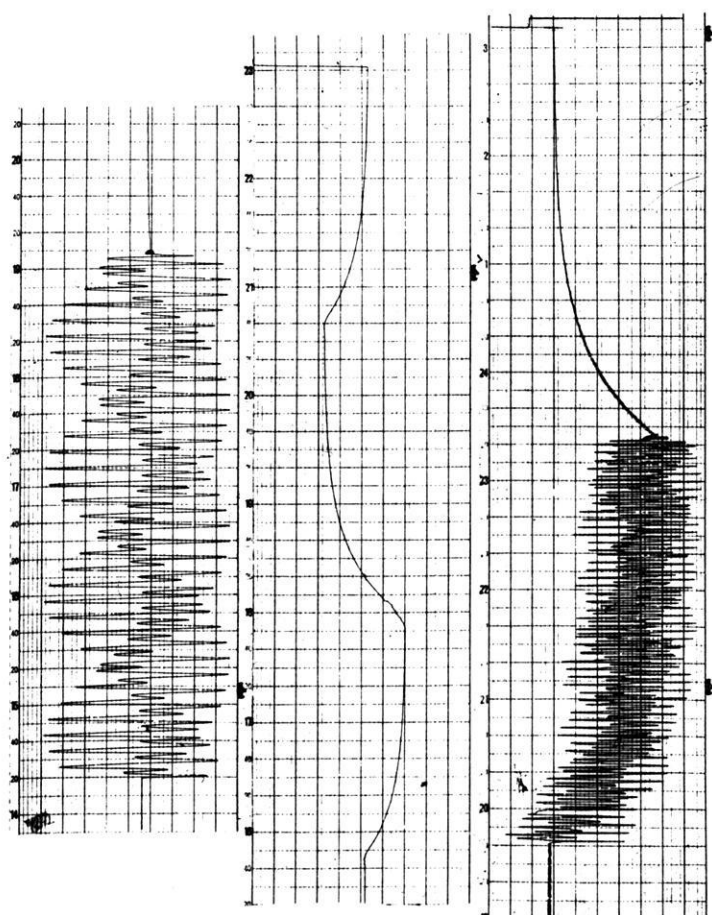


Abb. 8: Links: wie Abb. 7. Mitte: Eichung. Rechts: Registrierung der vertikalen Beschleunigung, wenn das Gravimeter 65 cm über dem Zentrum der Schwingvorrichtung steht. (c. 1860 mgl. Anzeige 15 mgl, Browne-Effekt 12,8 mgl).

Drehpunktes (Kardangelenk in C) inbezug auf den Drehpunkt 0 der Schwingvorrichtung, der den Schiffsschwerpunkt symbolisiert. Abb. 7 zeigt die Gravimeteranzeige, wenn Schlinger- und Stampfvorrichtung gleichzeitig in Tätigkeit sind. Für den gegebenen Fall war $a = 65$ cm, $b_1 = 100$ cm, $b_2 = 50$ cm, $R = 180$ cm, $r = 20$ cm, $\omega_1 = 0,452$ und $\omega_2 = 0,98$. Für diese Werte ergibt Formel 2) eine maximale Amplitude $z' = z'_1 + z'_2 = + 8500$ mgl (= 17 000 mgl für die vertikale Gesamtbeschleunigung. Für $h' = \sqrt{h_1'^2 + h_2'^2}$ findet man aus Formel 1) entsprechend c. ± 7700 mgl (= 15 400 mgl für die horizontale

Gesamtbeschleunigung). Angezeigt wurden in Abb. 7 nur c. 350 mgl, also wegen der sehr starken Dämpfung nur der fünfzigste Teil der vertikalen Schwereänderung.

Aus Formel 1) und 2) ersieht man, daß sich sowohl die vertikale wie die horizontale Schwereänderung auf einem Schiff aus je 4 periodischen Gliedern zusammensetzt, wobei neben der einfachen auch die doppelte Frequenz auftritt. Da die magnetische Dämpfung umso stärker wirkt, je höher die Frequenz liegt, werden die Glieder mit $\cos 2 \omega$ stärker abgedämpft als jene mit $\sin \omega$. Man soll daher auf einem Schiff grundsätzlich immer im Schwerpunkt messen ($a = 0$, $b = 0$), wo sowohl die horizontalen wie die vertikalen Be-

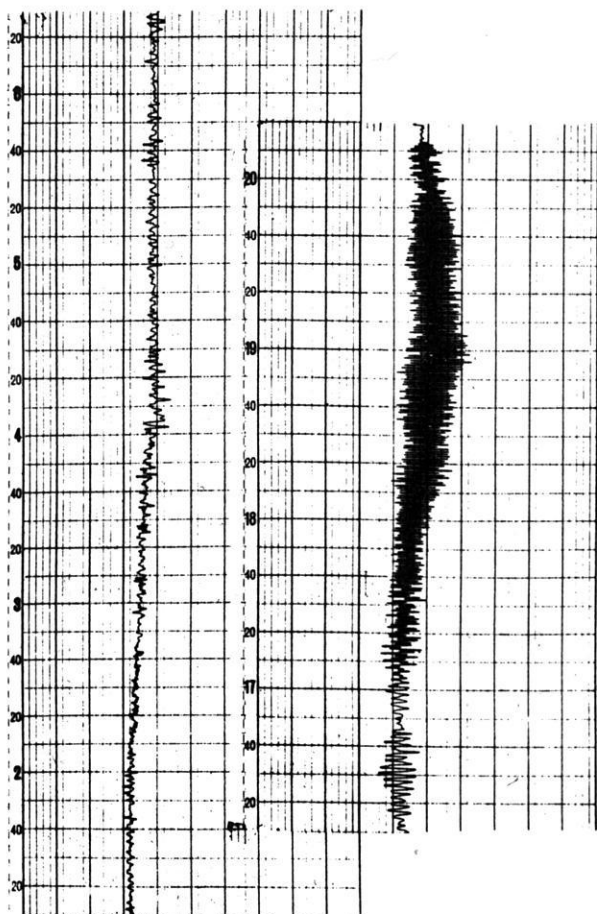


Abb. 9: Schwereregistrierung auf dem Stamberger See an Bord der "Seeshaupt". Fötvös-Effekt.

schleunigungen verschwinden. Dies wird aber in der Praxis nicht immer möglich sein. In solchen Fällen ist es dann besser über oder unter dem Schwerpunkt zu messen ($b = 0$) als seitlich hiervon ($a = 0$); denn der Anteil des $\cos 2 \omega$ -Gliedes an der gesamten Vertikalbeschleunigung ist wesentlich geringer als der des $\sin \omega$ -Gliedes. Dies zeigt auch Abb. 8. Dort wurde das Gerät 65 cm über den Drehpunkt 0 gesetzt ($b = 0$, $a = 65$ cm) und den gleichen Perioden wie oben ($T_1 = 13,9$ s und $T_2 = 6,4$ s) ausgesetzt. Für die maximale Vertikalbeschleunigung ergibt Formel 2) den Wert 1864 mgl. Angezeigt wurden nur c. 15 mgl, was einer Abdämpfung auf den 124-igsten Teil entspricht. Wegen der Verdoppelung der Frequenz ist die Dämpfung hier 2,5 mal so stark wie oben.

Abb. 9 zeigt eine Originalschwereregistrierung an Bord des 400-Tonnen Dampfers "Seeshaupt" auf dem Starnberger See. Bei der Aufnahme links bewegte sich das Schiff in Ufernähe breitseits der Dünung bei etwas windigem Wetter (Amplituden bis c. 100 mgl), bei der Aufnahme rechts fuhr das Schiff in Seemitte (Amplituden um 10-20 mgl) mit etwa 23 km/Std. Geschwindigkeit und änderte während der Aufnahmezeit den Kurs. Dies hatte einen Eötvöseffekt von c. 48 mgl zur Folge, der deutlich zu ersehen ist.

Literatur

- [1] *F. Horn*: Hochseemeßfahrt, Schwingungs- und Beschleunigungsmessungen (M.S. "San Francisco"). Schiffbautechnische Gesellschaft, Berlin, Nov. 1935.
- [2] *H. Behrmann*, Askania-Geräte messen Schiffsschwingungen und Schiffsbeanspruchungen. Askania-Warte Nr. 43, Jan. 1953.
- [3] *B. C. Browne*, The measurement of gravity at sea. Monthly Notices Roy. astr. Soc. Geophysics 4, Nr. 3, 271-279 (1937)
- [4] *F. A. Vening-Meinesz*, Theory and practice of pendulum observations at sea. Publ. of the Neth. Geod. Comm. Delft 1929 und 1941.
- [5] *B. H. Worsley*, On the second-order correction terms to values of gravity measured at sea. Proc. of the Cambridge Phil. Soc. Vol. 48, 1952, S. 719-732.
- [6] *F. A. Vening-Meinesz*, The second-order corrections for pendulum observations at sea. Proc. of the Section of Sciences Vol LVI Series B, S. 218-227, Amsterdam 1953.

In Memoriam Dr. Karl Röpke!

Am 9. November 1953 verschied nach schwerer Krankheit in seiner Wahlheimat, dem Hadelner Land, *Karl Friedrich Ludwig Röpke* im Alter von 56 Jahren nach einem reichen, schöpferischen Leben. *Karl Röpke* wurde am 28. November 1897 in Risperode bei Hameln als Sohn des Kantors und Hauptlehrers *Wilhelm Röpke* und dessen Gemahlin *Alwine*, geborene *Lange*, geboren.

Von der Obersekunda des Gymnasiums zu Hameln trat *Karl Röpke* 1915 in das Heer ein und machte den Krieg auf den Kriegsschauplätzen der West- und Ostfront mit. Während seiner Soldatenzeit bereitete er sich auf das Abitur vor, das er vor einer von dem Provinzialschulkollegium in Breslau eingesetzten Prüfungskommission mit Auszeichnung bestand. Nach dem Kriege wandte *Röpke* sich einem umfassenden Studium der Naturwissenschaften in Göttingen zu, wo er bei *E. Wiechert* am 14. 6. 1922 mit der Dissertation "Über das Verhalten der atmosphärischen Ionen" magna cum laude promovierte. Am 1. 7. 1922 trat er in die ein Jahr zuvor von *Mintrop* in Gemeinschaft mit rheinisch-westfälischen Montangesellschaften gegründete Seismos, Gesellschaft zur Erforschung von Gebirgsschichten und nutzbaren Lagerstätten in Hannover ein. Nach sprengseismischen Untersuchungen in Deutschland, Österreich und Schweden wurde *Karl Röpke* bereits im Herbst 1923 in den ersten seismischen Trupp berufen, den die Seismos zur Einführung des Refraktionsverfahrens nach USA entsandt hatte.

Da von amerikanischer Seite unternommene reflektionsseismische Versuche fehlgeschlagen waren, kam es jetzt darauf an, die damals in USA noch völlig unbekanntes Refraktionsseismik so zu verankern, daß sie auch der Belastungsprobe durch ein z. T. durch die Grundeigentümer- Mineralrechte bedingtes höllisches Explorationstempo und der damaligen Gewohnheit der Auftraggeber, den geophysikalischen Trupps einen Einblick in die Bohraufschlüsse vorzuenthalten, standhielt. Es ist das Verdienst *Karl Röpkes*, die ihm gestellten täglich wechselnden Aufgaben, bei denen die Resultate der Untersuchungen dem Auftraggeber, einer Erdölgesellschaft, bereits am Abend des Sprengtages mitzuteilen waren auch unter den widrigsten äußeren Umständen gemeistert zu haben, wobei ihm sein unverwüstlicher Humor sehr zu statten kam.

Hiernach folgten erträglichere Arbeiten im holländisch-limburgischen Steinkohlenbergbau, im Erzgebiet des Siegerlandes, an der Golfküste von Texas und Louisiana, im Nahen Osten am Euphrat und Tigris.

Eine große Aufgabe fiel *Röpke* bei der Durchführung der deutschen geophysikalischen Reichsaufnahme zu, bei der seine langjährigen Erfahrungen und sein ausgesprochenes Organisationstalent voll zur Geltung kamen und große Erfolge erzielt werden konnten.

Eine besondere Leistung aber vollbrachte *Röpke* von 1949 bis 1953 in dem für geophysikalische Arbeiten sehr schwierigen Mosaik des Siegerlandes. Nur wenige haben geglaubt, daß es in den harten, stark gefalteten und von zahlreichen Verwerfungen durchsetzten devonischen Gebirge möglich sein würde, mittels der Sprengseismik Erzgänge von höchstens einigen Metern Mächtigkeit aufzuspüren. *Dr. Röpke* ist es dank seiner Erfahrungen mit reflektierten Wellen, denen er vom Beginn seiner Tätigkeit in der Seismos

an besondere Aufmerksamkeit gewidmet und die er vielfach bei der Abgrenzung refraktionsseismisch gefundener Strukturen eingesetzt hatte, gelungen. Apparate und Verfahren mußten auf die besonderen Verhältnisse des Siegerländer Bergbaues mit Teufen bis 1200 Meter zugeschnitten werden, wobei den transversalen Wellen eine größere Bedeutung zugekommen ist, als den im allgemeinen im Vordergrund stehenden longitudinalen Wellen. Alle diese Neuerungen hat *Dr. Röpke* in zäher Arbeit geschaffen und solche Erfolge erzielt, daß die Sprengseismik im Erzbergbau bodenständig geworden ist. Über die Ergebnisse dieser Arbeiten sprach *Röpke* zuletzt auf dem 19. Internationalen Geologen-Kongreß in Algier im Sommer 1952: "*An Exemple of the Application of Reflection-Seismic Surveying in Ore Mines*".

Karl Röpke ist zu früh verschieden, um die äußeren Ehrungen entgegennehmen zu können, die nach einem zwar unrichtigen, aber üblichen Brauch erst in einem höheren Lebensalter verliehen werden. Wohl war *Karl Röpke* von der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft, die er mitbegründet hatte, zu ihrem Mitvorsitzenden gewählt worden und die Zeitschrift "Hochschuldienst" schickte sich an, seine Verdienste in Wissenschaft und Praxis besonders zu würdigen. Er hat von dieser geplanten Ehrung gewußt und sich darüber gefreut, aber erlebt hat er sie nicht mehr.

Karl Röpke war nicht nur ein erfolgreicher Geophysiker, er war auch ein ebenso guter Landwirt und Kulturingenieur. Der Hof "Auf der hohen Hofstelle" in Steinau, Kreis Hadeln, den seine Frau, *Martha Hass*, mit der er am 8.5.1925 die Ehe geschlossen hatte, 1935 von ihren Eltern übernahm, wurde ihm zur Wahlheimat, zu der er immer wieder nach erfolgreichen geophysikalischen Arbeiten im In- und Auslande zurückkehrte.

Nach dem Zusammenbruch des Reiches im Jahre 1945 widmete sich *Karl Röpke* vier Jahre lang ganz der Landwirtschaft, bis ihm im Jahre 1949 die bereits geschilderte schwierigste seismische Arbeit seines Lebens zufiel. Was *Karl Röpke* in diesen vier Jahren und auch später noch für Steinau und das Hadelner Land geleistet hat, wird in den zahlreichen Ehrenämtern sichtbar, mit denen er – der fremde Seismologe – beliehen wurde: Bürgermeister, Mitglied des Kreistages, des Gemeinderates, Vorstandsmitglied des Hadelner Deich- und Uferbau-Verbandes, des Medem-Verbandes u. a. m.

Die Deutsche Geophysikalische Gesellschaft aber wird ihn in ihren Annalen als einen der ersten Pioniere der angewandten Seismik führen, der sich auch stets mit seiner ganzen Persönlichkeit für die Belange der wissenschaftlichen Berufsorganisation eingesetzt hat.

Mintrop

Anmerkung: Eine ausführliche Darstellung des großen Lebenswerkes von *Dr. Karl Röpke* ist bei Gebr. Mittag in Essen - Werden zum Druck gelangt.

Titelblatt und Register

Wie bei vielen anderen wissenschaftlichen Zeitschriften sind durch Kriegs- und Nachkriegsverhältnisse die Schlußhefte von Jahrgang 18 nicht mehr erschienen. Um den Besitzern die Benutzung zu erleichtern, hat sich der Verlag entschlossen, für die Jahrgänge 18 (1943/44) H. 1-4, Jahrgang 19 (= Sonderband) und Jahrgang 20 (1954) ein gemeinsames Register herzustellen. Trotz des erweiterten Umfanges erhalten die Bezieher des Jahrgangs 20 dieses Register kostenlos. Für Nachbezüge steht eine geringe Anzahl zum Preise von DM 2.— einschl. Porto zur Verfügung. Titelblatt und Register werden mit Jahrgang 21 Heft 1 ausgeliefert.

Adressenänderungen

Die Deutsche Geophysikalische Gesellschaft bittet Ihre Mitglieder, Änderungen der Anschrift dem Vorsitzenden und dem Schatzmeister mitzuteilen.

Vorschau auf kommende Hefte

Folgende Arbeiten sind bei der Schriftleitung eingegangen und zur Veröffentlichung in den nächsten Heften vorgesehen:

- Argence, E.:* Kritische Betrachtung der Wellenausbreitung in einem Isotropen absorbierenden Medium.
- Burkhardt, K.:* Mikropulsationen des Erdstroms und der erdmagnetischen Horizontalkomponenten.
- Cipa, W.:* Kurzbericht über einige erdmagnetische Untersuchungen an Lavaströmen und Tuffschloten in der Vordereifel.
- Hellbardt, G.:* Seismische Versuche auf einer Eisplatte.
- Kunetz, G.:* Einfluß vertikaler Schichten auf elektrische Sondierungen.
- Schmidt, H.:* Untersuchungen zur photoelektrischen Schwingzeitmessung.
- Wiese, H.:* Tiefentellurik
- Wilckens, F.:* Die Grundlagen der Eigenpotentialmethode.

SIE*G-22A***SEISMOGRAPHEN****SYSTEM**

für höchste Ansprüche

FREQUENZEMPFINDLICHKEIT: Innerhalb 3 db von 20 - 500 Hz. Filterung wie angegeben.

GERINGE VERZERRUNG: Weniger als 1% im Bereich von 10 - 500 Hz bei 0,1 V Eingangsspannung.

AGC-REGELBEREICH: 0,5 Mikrovolt bis 0,1 Volt Eingangsspannung. (3 Zeitkonstanten an der Frontplatte einstellbar.)

SCHALTUNGEN ZUR VERSTÄRKUNGS-REGELUNG: AGC, Expander oder gleichzeitige Anwendung von AGC und Expander.

REGISTRIERART: Einfache Registrierung; zweifacher Ausgang; Doppelregistrierung.

- Erste Einsätze ungefüllt.
- Möglichkeit zum Parallelschalten und Prüfen beliebiger Spuren.
- Einfachste Bedienung.

Besondere Vorrichtungen für schnelles Arbeiten - die bei vielen anderen Systemen nur auf zusätzliche Bestellung geliefert werden - gehören zur Standardausrüstung des Geräts G-22A, des letzten Modells aus der Serie SIE-G.

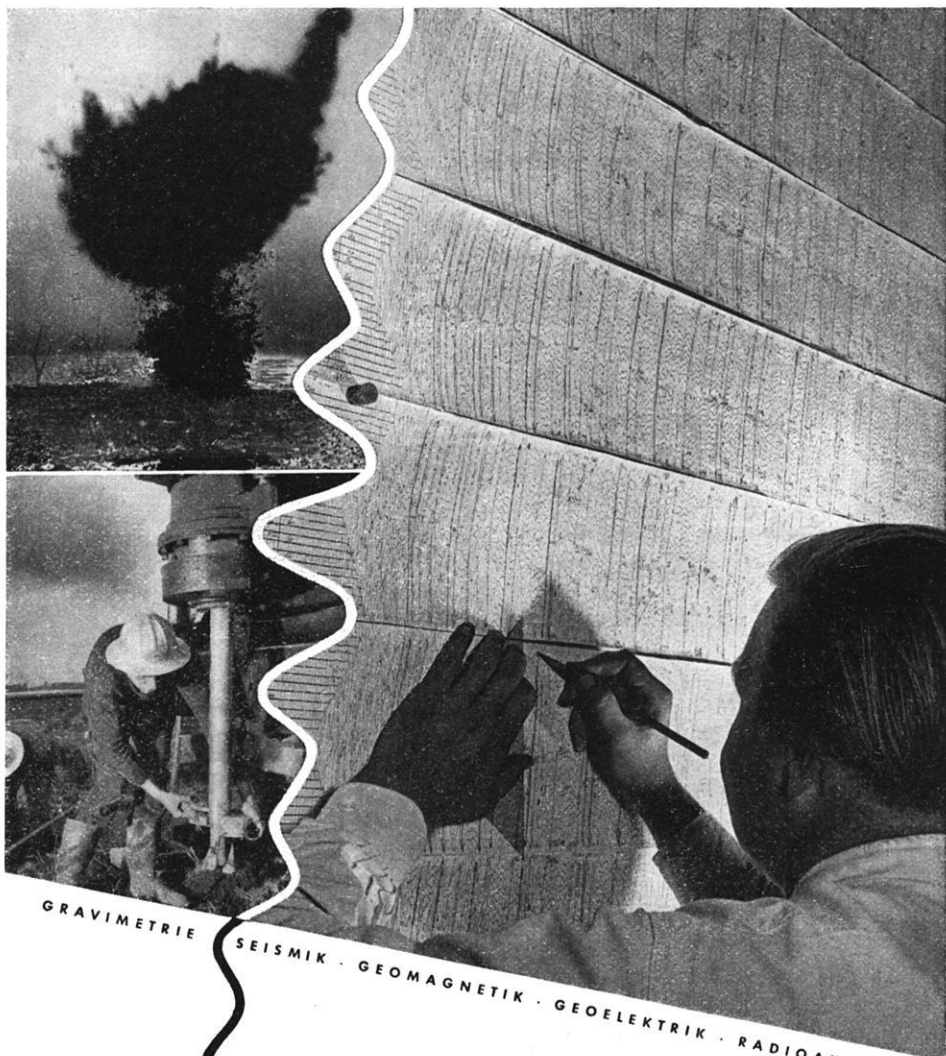
Die neuartige Schaltung ermöglicht eine unerreichte Leistung bei allen Registriermethoden unter gleichzeitig vereinfachter Abstimmung und Bedienung.

AGC Zeitkonstanten, Mischungsart und Mischungsverhältnis sind auf der Frontplatte einzustellen. Wahl der Flankensteilheit der Hoch- und Tiefpassfilter in je 2 Stufen gestattet Hunderte von Filterungsmöglichkeiten.

Von dem neuen AGC-Kreis mit automatischer Gittervorspannung bis zur vereinfachten Bedienungstafel vereinigt die aus vielseitiger Felderfahrung hervorgegangene Konstruktion der G-22A praktische Arbeitsweise mit hoher Anpassungsfähigkeit an alle Arbeitsbedingungen.

SIE**SOUTHWESTERN INDUSTRIAL ELECTRONICS CO.**

2831 Post Oak Rd. P.O. Box 13058 Houston 19, Texas



GRAVIMETRIE

SEISMIK · GEOMAGNETIK · GEOELEKTRIK · RADIOAKTIVITÄT

SEISMOS
G. M. B. H.

H A N N O V E R

Fernschr. 023419 · Ruf 70831

verringert Ihr Risiko





Geophysikalische Untersuchungen

***im In- und Ausland
zu Land und zu Wasser***

Hannover, Haarstr. 5

Ruf: 80148 · Fernschreiber: 023847 ·

Telegramm: PRAKLA

64

Bitte nehmen Sie bei Anfragen und Bestellungen auf unsere Zeitschrift Bezug.

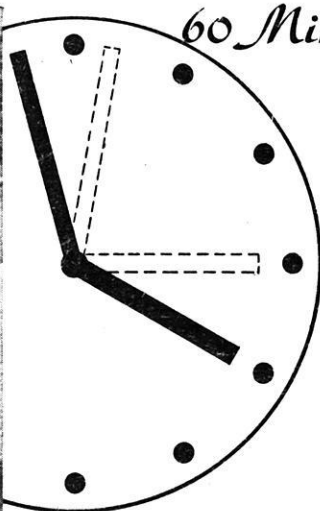
Please, mention our review in writing to advisers.



Ab
Ankunft

in weniger als

60 Min.



**registrier-
bereit!**

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

Enquiries from USA may be directed to our US Branch Office, Service Department,
4913 Cordell Avenue, Bethesda, Maryland.

Bitte nehmen Sie bei Anfragen und Bestellungen auf unsere Zeitschrift Bezug.

Please, mention our review in writing to advisers.

Infolge verspäteter Anlieferung einiger Abbildungsvorlagen in Fotokopien, statt in Originalen, ist die Wiedergabe der Zeichnungen in Heft 1 nur mangelhaft möglich gewesen. Diese Abbildungen sind im vorliegenden Heft als Tafeln in einwandfreier Form beigelegt. Wir bitten, diese an entsprechender Stelle im Heft 1 einzukleben.

Schriftleitung und Verlag

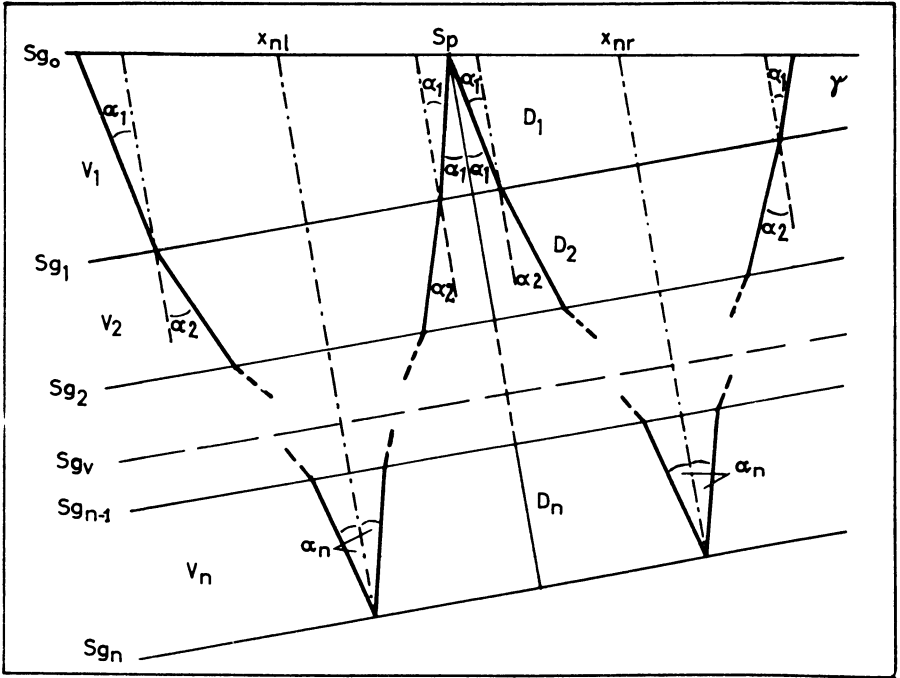


Abb. 6: Zur Berechnung der Funktionen T_{nr} und T_{ne} bei parallelen, aber mit einem Winkel γ gegen die Horizontale geneigten Schichten. Bezeichnungen wie in Abb. 2.

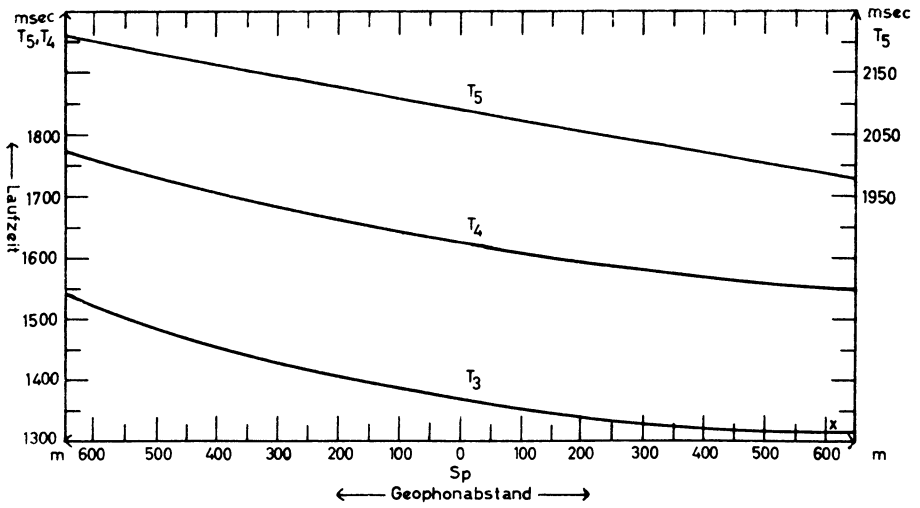


Abb. 8: Laufzeitkurven $T_3(x)$, $T_4(x)$ und $T_5(x)$ von Beispiel 3, berechnet nach denselben Gleichungen wie in Abb. 7.

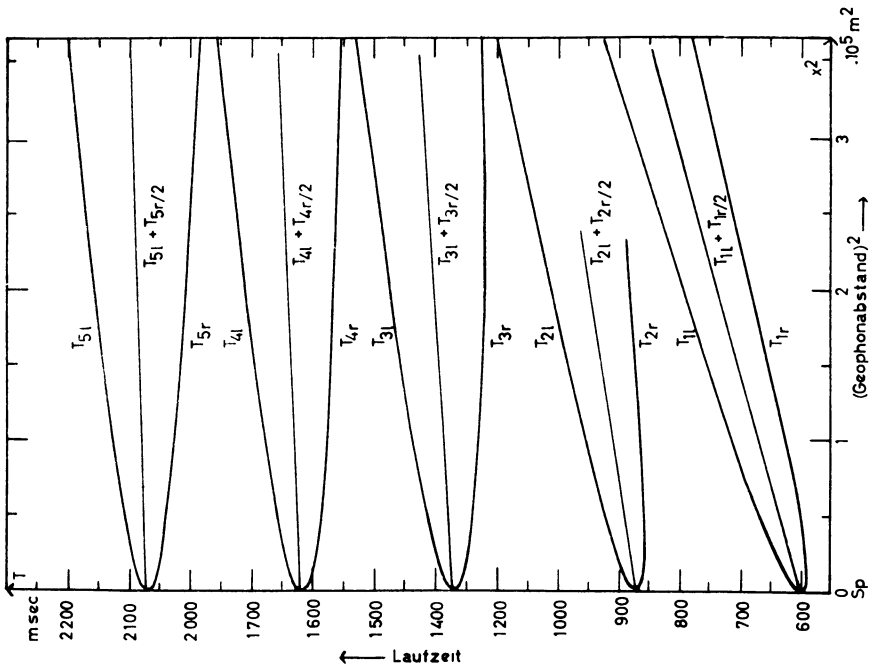


Abb. 9: Laufzeitkurven $T_{nr}(x^2)$ und $T_{nl}(x^2)$ von Beispiel 3 und Kurven $(T_{nr} + T_{nl})/2$ in Abhängigkeit von x^2 .

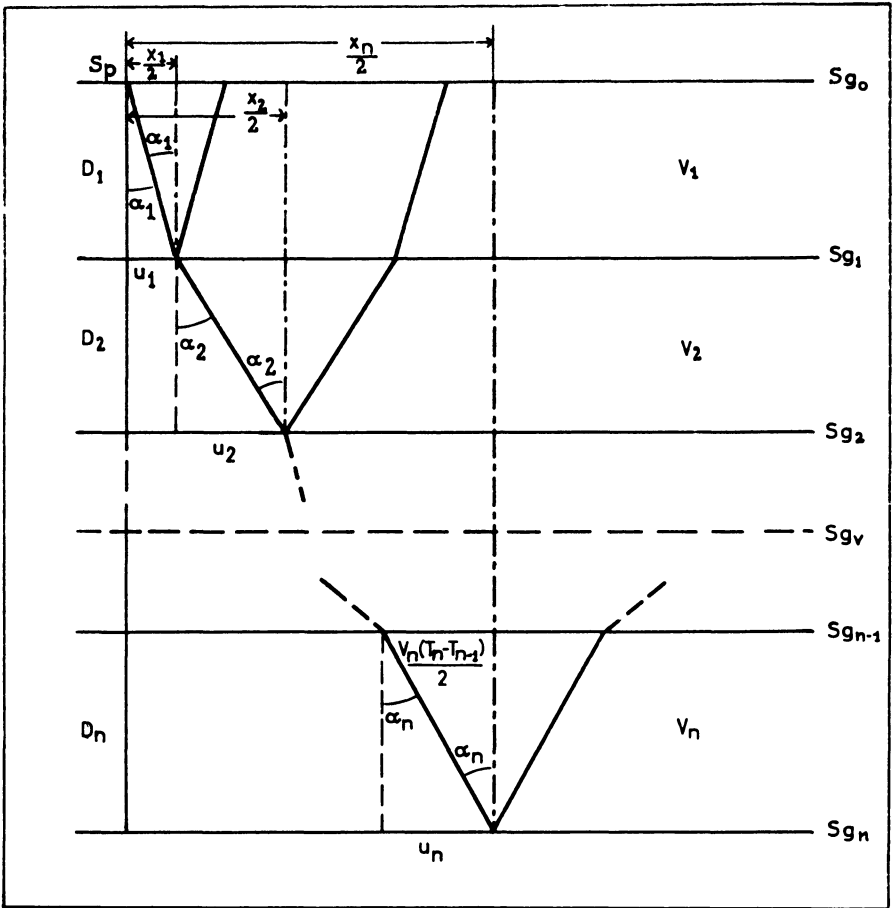


Abb. 1: Zur Berechnung der Funktion $T_n(x)$ bei parallelen horizontalen Schichten. Sg_0 =Erdoberfläche. Sg_v =Schichtgrenze zwischen Schicht ν und $\nu+1$. Sp = Sprengpunkt.

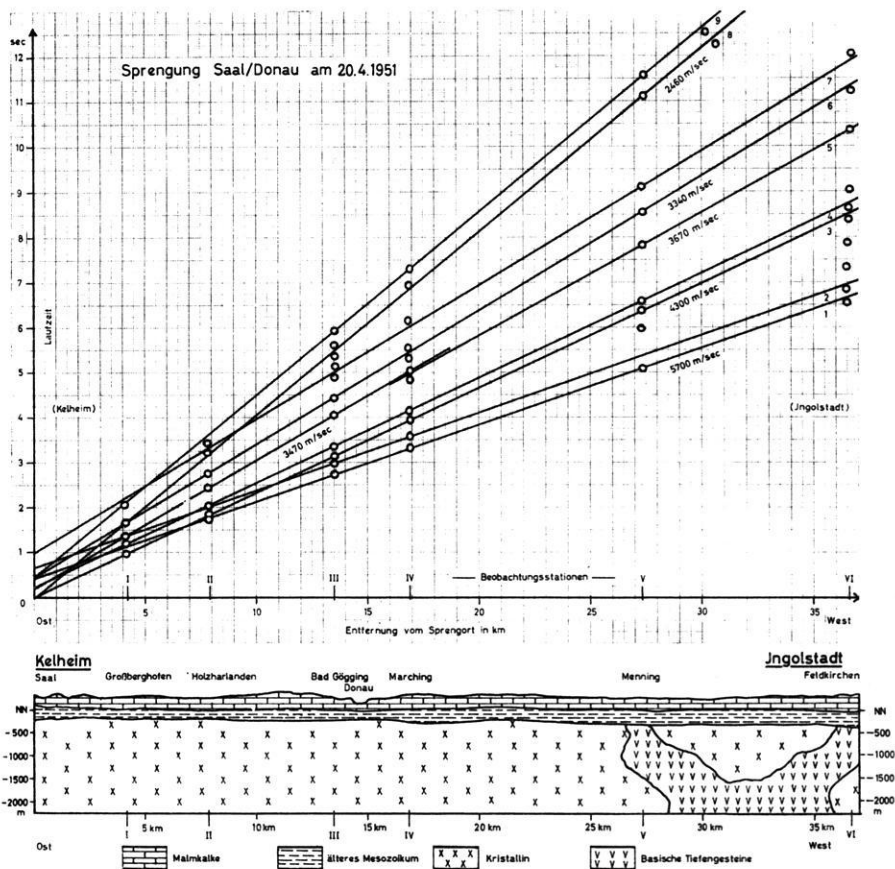


Abb. 9: Laufzeit der bei der Sprengung Saal/Donau 1951 mit Instrumenten des Instituts für angewandte Geophysik registrierten Impulse, nach O. Förtsch, mit Geologie unter der Laufzeitkurve nach H. Reich.

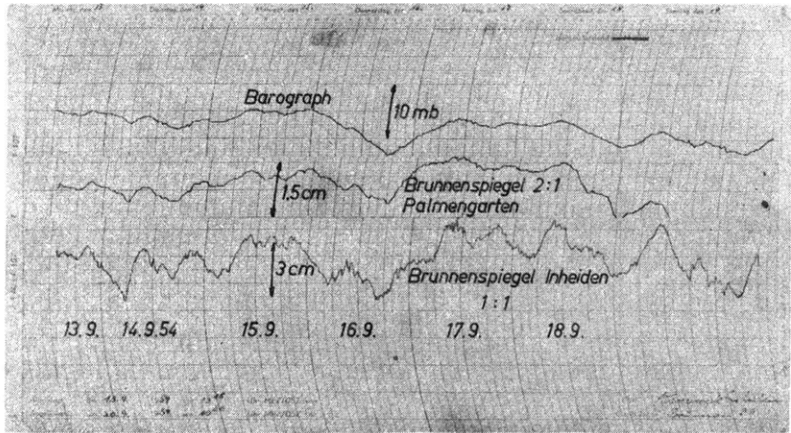


Abb. 1a: Feindruckregistrierung vom 13.-18. IX. 54 mit Institutsbarograph, Palmengartenbrunnen und auf Bohrloch 39 in Inheiden

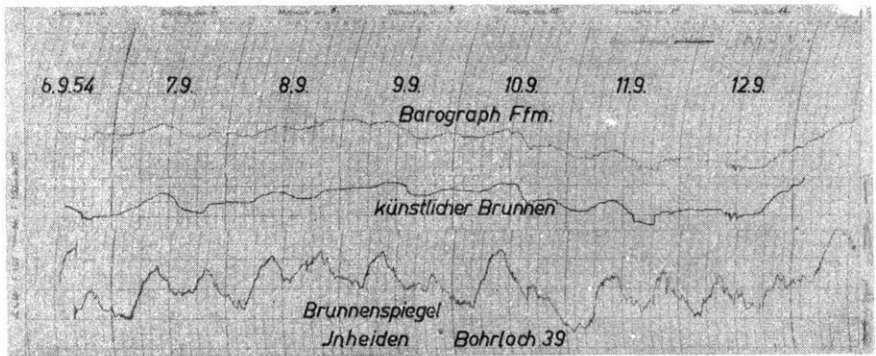


Abb. 1 b: Feindruckaufzeichnungen v. 7.-12. IX. 54 durch Frankfurter Institutsbarograph, künstl. Brunnen im Institutskeller, Bohrloch 39 in Inheiden. Die Kurven zeigen im wesentlichen den täglichen Gang des Luftdruckes sowie dessen Feinstruktur, eine Frontböe am 11. IX. 19^h und kurzperiodische Unruhe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

Schwankungen des Grundwasserspiegels in dem überfluteten Bergwerk SONTRA.

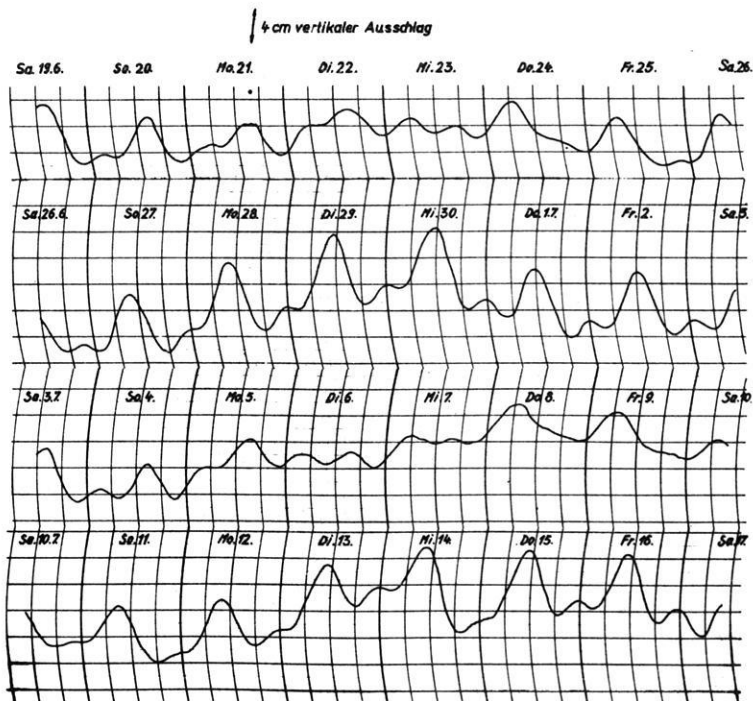


Abb. 4: Pegelregistrierung im Schacht Reichenberg der Hessischen Kupferschiefer A.G. vom 19. VI. bis 17. VII. 54

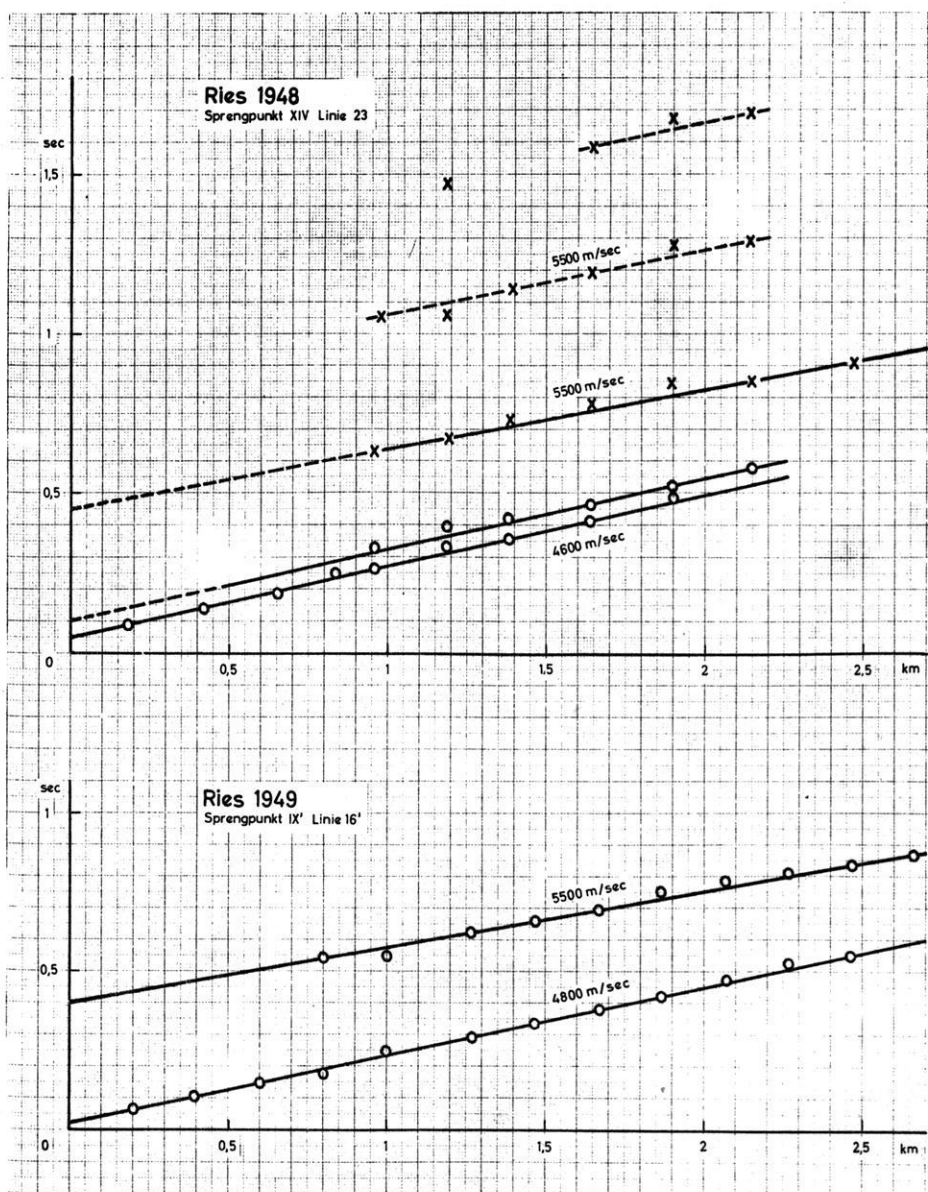


Abb. 2: Laufzeitkurve von Linie 23 im Südosten des Rieses und Linie 16' im Süden des Rieses auf der Hochfläche der Malmkalke, nach den seismischen Aufnahmen der Seismos G.m.b.H. Zu beachten sind die parallelen Einsätze mit 4600 m/s, Linie 23, und die vielfach reflektierten Einsätze mit 5500 m/s derselben Linie.

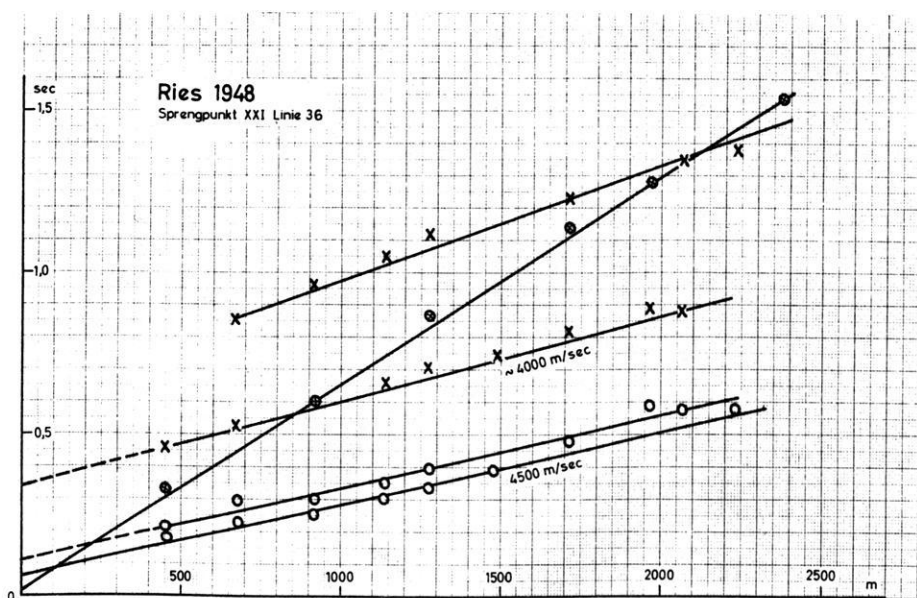


Abb. 3: Laufzeitkurve der Linie 36 im Osten des Rieses auf der Hochfläche der Malmkalke nach Aufnahmen der Seismos G.m.b.H. Zu beachten sind die parallelen Einsätze mit 4500m/s und die Einsätze mit der Scheingeschwindigkeit von $\approx 400 \text{ m/s}$ und weniger, die an der nach Osten abfallenden Kristallinoberfläche geführt sind.