

FREIBERGER FORSCHUNGSHEFTE

C 168

Institut für Elektrotechnik
Bergakademie Freiberg/Sa.

GEOPHYSIK

ANTAL ÁDÁM

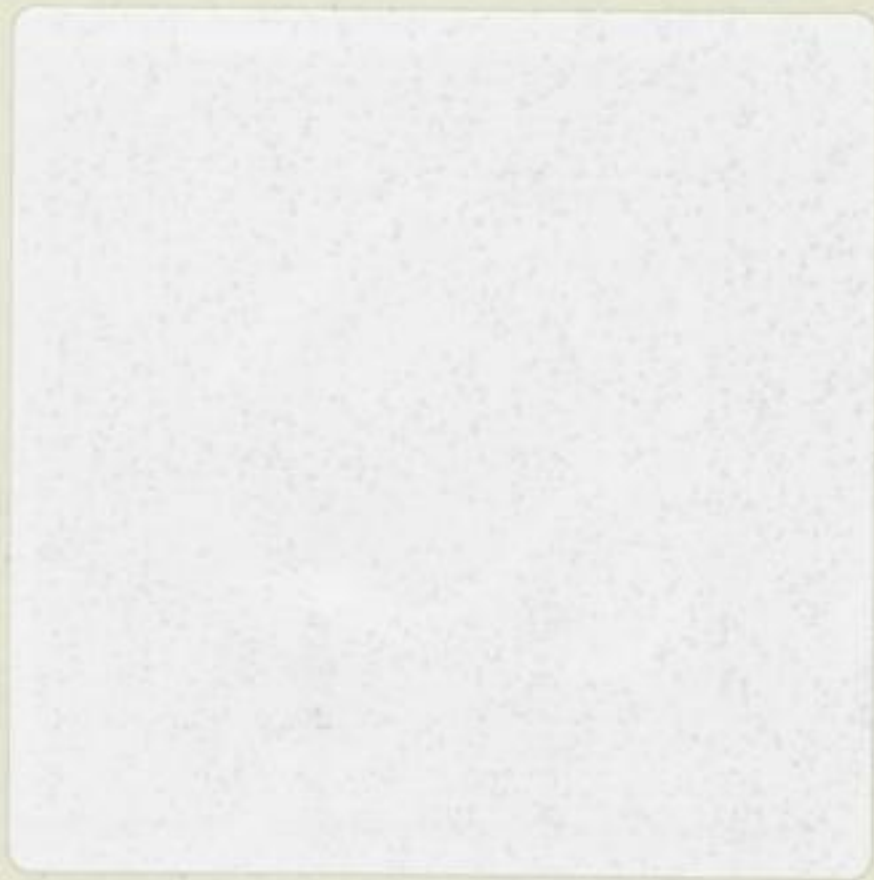
**Über die Berechnung
der magnetotellurischen (MT) Anisotropie**



FFH
C 168_d

SCHER VERLAG FÜR GRUNDSTOFFINDUSTRIE

1964



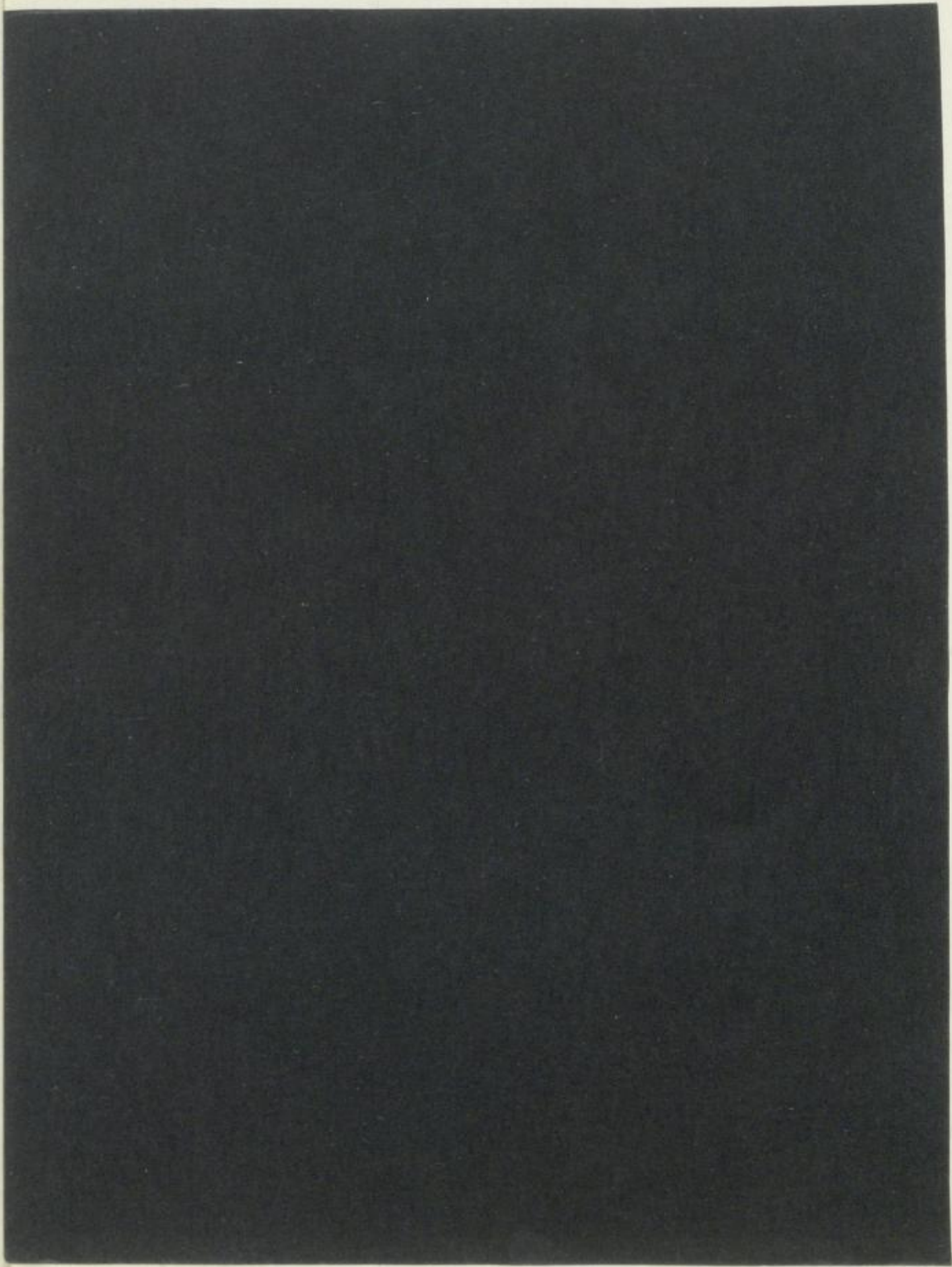
TU BERGAKADEMIE FREIBERG



XVI 1142 . C168D

FREIBERGER FORSCHUNGSHEFTE

C 168





FREIBERGER FORSCHUNGSHEFTE

Herausgegeben vom Rektor der Bergakademie Freiberg

C 168

GEOPHYSIK

Über die Berechnung der magnetotellurischen (MT) Anisotropie

Von

ANTAL ÁDÁM



VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie · Leipzig

Freib. Forsch.-H.	C 168	S. 1—48	28 Bilder	Leipzig, Juni 1964
-------------------	-------	---------	-----------	--------------------



XVI 1142 ol
C 168

Das Manuskript wurde am 27. 2. 1963 zur Veröffentlichung eingereicht

„Freiberger Forschungshefte“, Schriftenreihe für alle Gebiete der Montanwissenschaften. Herausgeber: der Rektor der Bergakademie, Prof. Dr.-Ing. habil. Joachim Wrana. — Verlag: VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig W 31, Karl-Heine-Straße 27 (Fernruf 44 441). — Die Freiberger Forschungshefte erscheinen in zwangloser Folge in den Reihen A, B, C und D. Ausführliches Verzeichnis aller lieferbaren Hefte von der Bergakademie oder dem VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie. — Vertrieb: In der Deutschen Demokratischen Republik durch den Buchhandel; in der Deutschen Bundesrepublik und in Westberlin durch den Buchhandel (Auslieferung KUNST UND WISSEN, Erich Biebr, Stuttgart S, Wilhelmstraße 4–6); in Österreich durch den Globus-Buchvertrieb Wien I, Salzries 16; im übrigen Ausland durch eine Importbuchhandlung, den Deutschen Buch-Export und -Import, GmbH, Leipzig C 1, Postschließfach 276 oder den Verlag.
Gesamtherstellung: VEB Druckerei „Thomas Müntzer“ Bad Langensalza VLN 152 — 915/135/64.
Printed in Germany. — Alle Rechte vorbehalten. — ES 18 E 2

INHALT

1.	Einleitung	7
2.	Problemstellung	8
3.	Die Erscheinungsform der Anisotropie im elektromagnetischen Feld . . .	9
4.	Die prinzipiellen Grundlagen der Bestimmung der Anisotropie-Ellipse . .	10
4.1.	Bestimmung des $\{F\}$ -Drehtensors	13
4.2.	Der Charakter des $\{M\}$ -Tensors	14
4.3.	Die Berechnung des $\{T_\rho\}$ -Tensors unter Berücksichtigung des Gesetzes der Stromverdrängung	16
5.	Die praktische Bestimmung der Anisotropie-Ellipse	17
5.1.	Anisotropieberechnung mit absoluten Ellipsen	17
5.1.1.	Methoden der Absolutellipsen	17
5.1.1.1.	Methoden der Totalvariationen.	17
5.1.1.2.	Methode der Variationsgeschwindigkeiten bzw. der Tangenten	18
5.1.1.3.	Auf vektorgraphischem Wege.	19
5.1.1.4.	Mit Hilfe der harmonischen Analyse	19
5.1.2.	Berechnung der relativen Ellipse, d. h. der Anisotropie-Ellipse	21
5.2.	Bestimmung der Anisotropie-Ellipse auf Grund individueller Variatio- nen und Kritik der bisherigen magnetotellurischen Berechnungsmethoden	22
6.	Untersuchung der Beständigkeit der MT-Anisotropie-Ellipse	26
6.1.	Die Wirkung der tageszeitlichen Variationen bei Ortszeit	26
6.2.	Die Variation der Anisotropie als Funktion der Periode	29
7.	Die Bedeutung der MT-Anisotropie als der absoluten Anisotropie	31
8.	Die Anisotropie langperiodischer elektromagnetischer Erscheinungen . .	34
8.1.	Die Anisotropie elektromagnetischer Baistörungen	36
8.1.1.	Über Baistörungen	36
8.1.2.	Die Bestimmung der Anisotropie	38
8.1.2.1.	Fragen der Bearbeitungsmethoden	38
8.1.2.2.	Ergebnisse der Experimente	42
8.1.2.3.	Berechnung der Wirkung der Z-Komponente	44
9.	Folgerungen	46
	Literatur	47

1. Einleitung

In den jüngstvergangenen Jahren hat die magnetotellurische Forschung besonders in der Sowjetunion eine Belebung erfahren. Die Ursache dürfte darin liegen, daß es der sowjetischen Schule gelungen ist, unter gewissen, häufig vorhandenen Grenzbedingungen für die Verbindung des magnetischen und des tellurischen Feldes einfach asymptotische Zusammenhänge abzuleiten [1]. Den Zusammenhang hat man mit Hilfe einer Größe ausgedrückt, die bereits vorher der unmittelbare Gegenstand der praktischen geoelektrischen (tellurischen) Erkundung war. Diese Größe ist die horizontale Leitfähigkeit

$$S = \sum_{i=1}^{n-1} \frac{h_i}{\rho_i},$$

worin h_i die Mächtigkeit und ρ_i den spezifischen Widerstand der i -ten Schicht bedeutet.

Die solcherart auf eigentlich zwei Schichten (gutleitendes Sediment auf einer Unterlage mit großem Widerstand) vereinfachte Magnetotellurik erweist der praktischen Erkundung bereits gute Dienste, indem sie den geophysikalischen und technischen, also den wirtschaftlichen Wert der Tellurik steigert. Inzwischen läuft die theoretische Arbeit weiter, deren Ziel es ist, auf dem durch CAGNIARD und TICHONOW aufgezeigten Weg mit Hilfe besonders leistungsfähiger Rechenmaschinen theoretische Kurven für die magnetotellurische Frequenzsondierung der mehrschichtigen geoelektrischen Profile auszuarbeiten. Es wurden bereits einige Versuche für die Anwendung dieser zweifelsohne allgemeineren Methode durchgeführt [2, 3]. Zur betriebsmäßigen Messung fehlen jedoch noch zum Teil die technischen, zum Teil auch die wissenschaftlichen Vorbedingungen. (Hier denken wir in erster Reihe an das spärliche Vorhandensein des zur Bestimmung der Anfangsphase der $\rho_s - \sqrt{T}$ -Kurven notwendigen natürlichen elektromagnetischen Feldes größerer Frequenz.)

Das Ziel unserer Forschungsarbeit war die Aufschließung der in der vereinfachten Magnetotellurik verborgenen weiteren Möglichkeiten, ferner die Ausweitung des gesamten Problemenkreises auf Grund von Analogien und Verallgemeinerungen in Richtung der vom Gesichtspunkt der praktischen Erkundung nicht mehr in Betracht kommenden, jedoch die allgemeine Geophysik in Hinblick auf die Krustenstruktur der Erde berührenden großperiodigen Variationen.

2. Problemstellung

Wenn wir die in [4, S. 1211] mitgeteilten Daten prüfen, so müssen wir feststellen, daß in den Werten nach Gleichung

$$\mu = \frac{M_x}{E_y},$$

worin M_x die x -Komponente der \mathfrak{M} magnetischen Feldstärke und E_y die y -Komponente der \mathfrak{E} tellurischen Feldstärke bedeutet, große Streuungen vorhanden sind, die man mit der Periodendifferenz (ΔT) der Periode T und mit der Ungenauigkeit des Ablesens allein nicht erklären kann. So z. B. die Randwerte

$$\mu_{\max} = 1,59 \text{ bei}$$

$$\sqrt{T} = 6,48, \text{ bzw.}$$

$$\mu_{\min} = 0,98 \text{ bei}$$

$$\sqrt{T} = 5,48.$$

Die Quadratwurzel der Durchschnittsperiode der Serie ist

$$\sqrt{T} = 4,8,$$

der Durchschnittswert von μ beträgt

$$\mu_m = 1,18.$$

Wir neigten zunächst dazu, die großen Abweichungen mit dem zeitlich variierenden Charakter und mit der Lage der Quellen des elektromagnetischen Feldes, also mit der Erregung zu erklären (Vgl. [2]). Wegen der großen Ausbreitung und der Gleichförmigkeit der elektromagnetischen Pulsationen scheint es jedoch wahrscheinlicher (Vgl. [5]), daß die Streuung durch geologische Inhomogenitäten hervorgerufen wird, die in den auf ein horizontal-homogenes Medium abgeleiteten Grundzusammenhänge naturgemäß nicht berücksichtigt werden. Über beide Störungsfaktoren vermag übrigens die Größe der Z -Komponente Aufschluß zu geben. Das Kriterium der Anwendbarkeit der Methode ist nämlich

$$\dot{j}_z \ll (\dot{j}_x^2 + \dot{j}_y^2)^{1/2} \quad \text{und} \quad \dot{H}_z \ll (\dot{H}_x^2 + \dot{H}_y^2)^{1/2}.$$

Worin

$\dot{j}_x, \dot{j}_y, \dot{j}_z$ = die Komponenten der Stromdichte und

$\dot{H}_x, \dot{H}_y, \dot{H}_z$ = die Komponenten der ersten zeitlichen Ableitung der magnetischen Feldstärke angibt.

Die geologische Inhomogenität findet bei diesen Untersuchungen ihren Ausdruck in der elektrischen Anisotropie, die wir mathematisch durch einen Tensor charakterisieren können. Die Achsen des horizontalen Schnittes des Anisotropie-Ellipsoids stimmen mit den bei der elektrischen Drehsondierung mit großen Elektrodenabständen und den bei der Tellurik ermittelten Anisotropie-Hauptachsen überein. Die tellurische Anisotropie gibt die Richtungsabhängig-

keit der horizontalen Leitfähigkeit an, die von den Strukturänderungen des Grundgesteins oder der inneren Anisotropie des Sedimentkomplexes bzw. in allgemeinen Fällen von beiden zusammen bestimmt wird. Da die Magnetotellurik aus dem Zusammenhang zwischen dem magnetischen und dem tellurischen Feld ebenfalls die horizontale Leitfähigkeit bzw. die spezifische Leitfähigkeit ermittelt, muß sie auch für die Bestimmung ihrer Anisotropie Möglichkeiten bieten. Die Streuung der μ -Werte kann die Grundlage für die Konstruktion der von der Richtung abhängigen S -Werte, der sog. S -Anisotropie, bilden. Man darf aber, wie wir sehen werden, das μ nicht aus den aufeinander vertikalen Komponenten der Felder, sondern aus ihren durch Quadrierung der x - und y -Komponenten gewonnenen Werten bestimmen. Im ersten Fall drückt die Streuung die Unbestimmtheit nur je eines Punktes der Anisotropie-Ellipse aus, während sie im zweiten Fall die Anisotropie-Ellipse beschreibt.

3. Die Erscheinungsform der Anisotropie im elektromagnetischen Feld

Nach der Theorie des Elektromagnetismus sind die einander entsprechenden magnetischen und elektrischen Richtungsgrößen (Vektoren) im homogenen Isotropmedium — möge es sich um das magnetische Feld des Stromes, oder um eine Induktionserscheinung handeln — aufeinander senkrecht. Demnach gilt als sicheres Zeichen der Anisotropie die Erfahrungstatsache, daß der magnetische und der dazugehörige tellurische Feldstärkevektor aufeinander nicht senkrecht stehen. So schließen also im Falle der Anisotropie die Großachsen der dem elliptischen Hodographen der Variationsvektoren entsprechenden [6] sogenannten magnetischen und tellurischen absoluten Ellipsen einen Winkel von $90^\circ \pm \alpha$ ein. Dies ist aus dem von [7] übernommenen Bild 1 gut ersichtlich

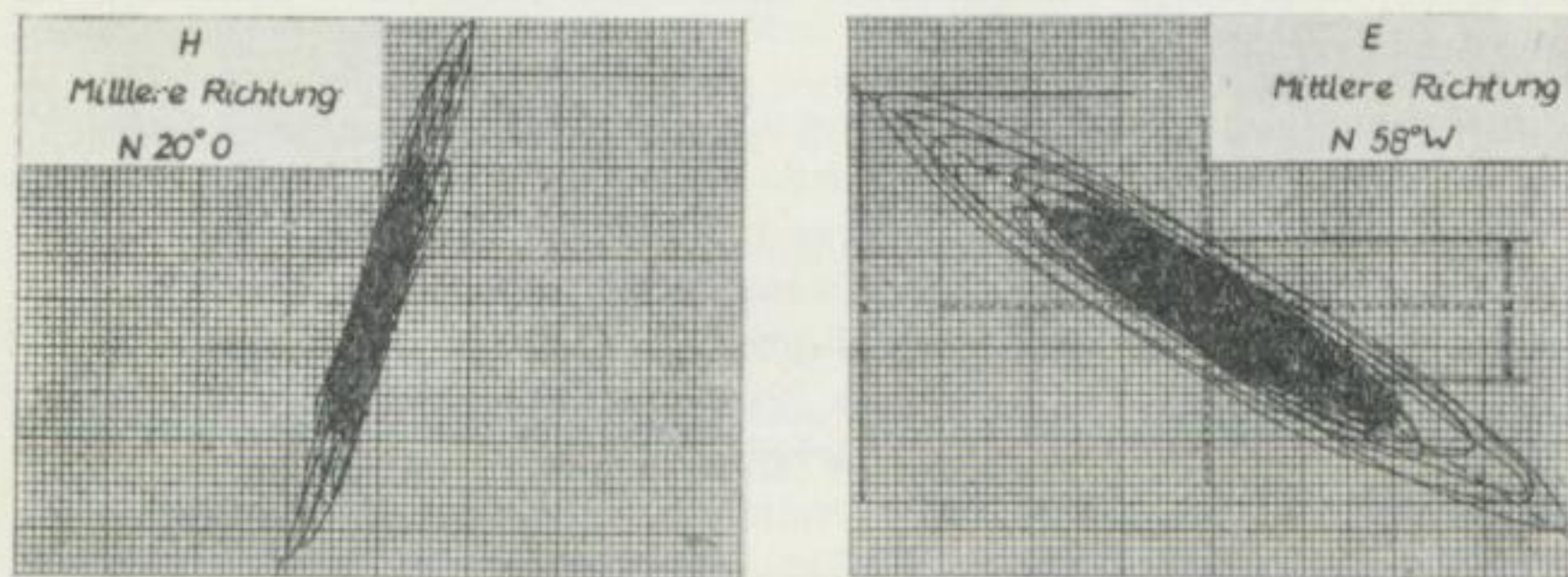


Bild 1. Die Orientierung des magnetischen und tellurischen Feldes.
(Kathodenoszilloskopaufnahme) [7]

Der Winkel zwischen beiden weicht von 90° um 12° ab. Wir wollen im folgenden diesen Störungswert auch dem Vorzeichen nach definieren und betrachten ihn als positiv, wenn er von 90° im Sinne des Uhrzeigers abweicht. Im obigen Fall ist also α negativ.

O. M. BARSUKOW und K. JU. SIBIN untersuchten in ihrer Studie [8] die Abweichung der \mathfrak{E} - und \mathfrak{M} -Feldstärkevektoren von der Senkrechten und stellten fest, daß

$$\tan \alpha = \frac{j_x}{j_y} = \frac{(\eta - 1) \tan \beta}{1 + \eta \tan^2 \beta} \quad (1)$$

ist, worin $\eta = \frac{\gamma_{22}}{\gamma_{11}}$ der Quotient der beiden Hauptachsen des Leitfähigkeitstensors, also der Anisotropiefaktor ist, j_x und j_y die aufeinander senkrechten Komponenten der Stromdichte und β den von der X -Achse und der Richtung des γ_{11} eingeschlossenen Winkel darstellt. Der Feldstärkevektor \mathfrak{E} ist auf der Oberfläche linear polarisiert und zeigt stets in Richtung der X -Achse. Ändert sich also die Richtung der Polarisation, so ändern sich damit auch die Winkel β und α . Demnach kann der Tageslauf der \mathfrak{E} - und \mathfrak{M} -Vektoren auch der Form nach verschieden sein, wie dies aus dem funktionellen Zusammenhang: $\tan \alpha = f(\eta, \beta)$ folgt. Die genannten Forscher dringen in ihrer Arbeit nur soweit vor, als sie mit vertikaler Drehsondierung im Meßpunkt die Anisotropie-Ellipse (die Richtung ihrer Großachse sowie ihre Exzentrizität) bestimmen, danach auf Grund der vorherrschenden Richtungen der Vektoren \mathfrak{E} und \mathfrak{M} die Winkel α und β berechnen und schließlich das Maß der für $\tan \alpha$ angegebenen Gleichheit kontrollieren. Auf diese Weise begründen sie physikalisch mit Hilfe der Anisotropie die Winkelabweichung α . Sie vermögen jedoch nicht aus dem α -Wert die Anisotropie-Ellipse zu bestimmen, da η und β unbekannt sind.¹

4. Die prinzipiellen Grundlagen der Bestimmung der Anisotropie-Ellipse

Wenn wir den Mechanismus des elektromagnetischen Feldes mit Tensoren darstellen, so erhalten wir gut brauchbare Fingerzeige zur Berechnung der Anisotropieverhältnisse.

Das magnetische Feld der Erde besteht — wie bekannt — aus konstanten und variablen Komponenten. Der Vektorendpunkt der variablen Komponente der Feldstärke beschreibt am Schirm irgendeines Vektographen (s. Bild 1) einen elliptischen Hodographen, vollkommen ähnlich dem tellurischen Feldstärkevektor. Der Grenzfall dieses elliptischen Hodographen ist natürlich ein Kreis. Die Ellipse ist die Indikatrix [28] eines Tensors, der die Verzerrung (Transformation) irgendeiner Feldstärke² bei fiktiven, homogenen, isotropen Verhältnissen im fraglichen Punkt bestimmt. (Siehe das Problem der tellurischen absoluten Ellipsen z. B. in [27].) Dementsprechend kann die magnetische Feldstärke (\mathfrak{M}), falls die Feldstärke vor der Verzerrung eine Einheit

¹ Seit Fertigstellung unserer Studie hat I. I. ROKITJANSKI auf Grund des Zusammenhangs (1) mit gewissen Abänderungen eine Methode zur Bestimmung der Anisotropie entwickelt. Diese Methode stützt sich auf die statistische Bestimmung der Kennzeichen der Kurve $\tan \alpha = (\eta, \beta)$ [30].

² In der Folge nennen wir die variable Komponente des magnetischen Feldes der Erde (Änderungsvektor), kurz — Feldstärke —.

betrug, durch folgende Gleichung ausgedrückt werden:

$$\mathfrak{M} = \{M\} e, \quad (2)$$

worin $\{M\}$ den sogenannten magnetischen oder Quellentensor und e bei homogenen, isotropen Verhältnissen den Einheitsvektor der Feldstärke darstellt. Zu dieser magnetischen Feldstärke gehört die elektrische Feldstärke \mathfrak{E} . Leiten wir \mathfrak{E} mit Hilfe der Zusammenhänge zwischen den magnetischen und den elektrischen Feldern (MAXWELL-Gleichung) aus demselben Einheitsvektor ab, den wir im Ausdruck des magnetischen Feldes benutzten, so wird daraus:

$$\mathfrak{E} = \{E\} e, \quad (3)$$

worin $\{E\}$ der Tensor der elektrischen Feldstärke ist. Wie auch die Daten der Versuchsmessungen beweisen, ist bei homogenen, isotropen Untergrundverhältnissen die Indikatrix der Tensoren $\{M\}$ und $\{E\}$ um 90° im Verhältnis zu einander verdreht. Unter gewissen Annahmen können beide Tensoren aus ihren, die Vektordiagramme ersetzenden absoluten Ellipsen bestimmt werden.

Nun suchen wir den Zusammenhang zwischen den Tensoren $\{M\}$ und $\{E\}$. Die Behandlung des Problems kann man an diesem Punkt auf Grund des (vielumstrittenen) Zusammenhanges der beiden Felder — allerdings nur als Näherung — in zwei Teile zerlegen, denn wir stimmen mit CAGNIARD [5] überein, daß dies bei *streng* wissenschaftlichen Untersuchungen unzulässig ist. Die elektromagnetischen Erscheinungen werden nämlich durch die MAXWELL-Gleichungen beschrieben, von denen man irgendeine Gleichung nur auf Kosten der Exaktheit weglassen kann.¹ In erster Näherung können wir aber unter gewissen Voraussetzungen Vereinfachungen anwenden.

a) Untersuchen wir nun den Zusammenhang zwischen dem Strom und dessen magnetischem Feld im anisotropen Medium. Die Periode des Stromes wird so gewählt, daß die Stromverdrängung vernachlässigt werden kann³. Dies ergibt sich im sedimentären Gestein über dem Grundgebirge, wenn die Periode $T > 10$ s ist.

Aus der ersten MAXWELLSchen Gleichung folgt (Vgl. [5]):

$$M = c I, \quad (4)$$

worin I die Stromdichte und c ein zum Strömungsquerschnitt, also z. B. zur Tiefe des Grundgebirges proportionaler Faktor, ist.

Gleichung (4) wird in Vektorform

$$\{F\} \mathfrak{M} = \{F\} (\{M\} e) = c J \quad (5)$$

geschrieben. Darin ist J der Vektor der Stromdichte und der $\{F\}$ -Tensor der den Gesetzen des elektromagnetischen Feldes entsprechende um 90° drehende Tensor.

³ Wie bekannt, kann die exakte Behandlung der Erscheinung mittels elektromagnetischer Planwellen erfolgen.

Nach dem OHMSchen Gesetz ist die elektrische Feldstärke:

$$\mathfrak{E} = \{E\} \mathfrak{e} = \{T_e\} J = \{T_e\}^{-1} J, \quad (6)$$

wobei $\{T_e\}$ den Tensor des spezifischen Widerstandes und $\{T_e\}$ den der spezifischen Leitfähigkeit bedeutet.

Wird aus (5) in (6) der Vektor der Stromdichte J ersetzt, so erhält man

$$\mathfrak{E} = \{E\} \mathfrak{e} = \frac{1}{c} \{T_e\}^{-1} \{F\} \{M\} \mathfrak{e}. \quad (7)$$

Nach dem Weglassen der Einheitsvektoren kann man die folgende Tensorgleichung aufschreiben:

$$c \{T_e\} = \{F\} \{M\} \{E\}^{-1} = c' \{S\}, \quad (8)$$

worin $\{S\}$ der Tensor der horizontalen Leitfähigkeit ist, die wir eben bestimmen wollen.

Obige Behandlungsart vermag keine befriedigende Antwort auf die Frage zu geben, woher die Anisotropie des magnetischen Feldes herrührt. Hingegen gibt die Induktionsmethode, bei welcher der Tensor $\{M\}$ mit der Anisotropie der Ionendichte der Ionosphäre in Verbindung gebracht werden kann, für die Ausbildung der Felder eine annehmbare Erklärung.

b) Wir wollen zwischen den Feldstärkevektoren \mathfrak{M}_1 und \mathfrak{E}_1 eine Induktivverbindung annehmen. Wie bekannt, ist die induzierte Spannung in einer einlagigen Spule:

$$U = - \dot{\Phi} = - \mu A \dot{M}_1 = Z_e J_e = Z_e c I_e, \quad (9)$$

worin

$\dot{\Phi}$ den zeitlichen Differentialquotienten des magnetischen Flusses,

Z_e den vollen Widerstand (Tensor: $\{Z_e\}$) des Stromkreises [26],

\dot{M}_1 den zeitlichen Differentialquotient (Tensor: $\{\dot{M}_1\}$) des magnetischen Feldes,

A die Oberfläche des Flusses,

μ die Permeabilität ($= 1$) und

I_e die in der Erde fließende Stromstärke darstellt.

In der Tellurik wird der I_e -Strom so demonstriert, als ob der Strom aus einem im Unendlichen befindlichen (Dreh-) Elektrodensystem im Meßpunkt einträte. Die Grundlage der Berechnungen bildet: $I_e = \text{const.}$ Diese Auffassung wurde durch die große Ausdehnung des Stromsystems gerechtfertigt.

Die Stromdichte wird aus der Gl. (9):

$$I_e = C_1 \frac{\dot{M}_1}{Z_e} \quad (10)$$

bestimmt, worin C_1 die beständigen Faktoren in sich schließt, so daß I_e dem Differentialquotienten der magnetischen Feldstärke proportional ist.

Die Beziehung (10) wird vektoriell wie folgt geschrieben:

$$J_e = C_1 \{Z_e\}^{-1} \{F'\} \mathfrak{M}_1 = C_1 \{Z_e\}^{-1} \{F'\} (\{\dot{M}_1\} \dot{\mathfrak{e}}_1), \quad (11)$$

worin \dot{e}_1 der Einheitsvektor des Differentialquotienten des magnetischen Feldes ist. Wie bekannt, wird bei periodisch veränderlicher Feldstärke⁴

$$\{\dot{M}_1\} = \{M_1\} \quad (12)$$

und in der in Bild 2 ersichtlichen Weise:

$$\{F'\} = \{F\}$$

geschrieben. Folglich können wir statt Gl. (11) schreiben.

$$J = C_1 \{Z_e\}^{-1} \{F\} \{M_1\} \dot{e}_1. \quad (13)$$

Die Stromdichte laut Gl. (13) bringt im Meßpunkt die Feldstärke \mathfrak{E}_1 zustande.

Drücken wir bei dieser Behandlung den Vektor \mathfrak{E}_1 mit Hilfe des Einheitsvektors \dot{e}_1 aus, weil \mathfrak{E}_1 bei der Induktion gemäß Gl. (9) der zeitlichen Ableitung des magnetischen Feldes proportional ist, so wird

$$\mathfrak{E}_1 = \{E_1\} \dot{e}_1 = \{T_e\} J_e. \quad (14)$$

Ersetzen wir aus (13) den Vektor der Stromdichte in Gl. (14). Nach dem Weglassen der Einheitsvektoren bekommen wir folgenden Ausdruck für den Leitfähigkeitstensor:

$$C_1 \{T_e\} = \{Z_e\}^{-1} \{F\} \{M_1\} \{E_1\}^{-1} = C'_1 \{S\}. \quad (15)$$

Nun können wir auf statistischer Grundlage eine Näherung vornehmen

Wir können in gewissen, mit Versuchen belegbaren Fällen annehmen, daß infolge der großen Ausdehnung des Stromsystems der resultierende Widerstand Z_e keine Richtungseigentümlichkeit besitzt. So nimmt Gleichung (15) die aus dem I. Teil bereits bekannte Form

$$C'_1 \{S\} = \{F\} \{M_1\} \{E_1\}^{-1} \quad (16)$$

an. Falls obige Annahme nicht zutrifft (bei Baistörungen?) sind die Anisotropierechnungen durch einen regionalen Fehler belastet.

Nach den Ausdrücken (8) und (16) erhalten wir den Tensor der horizontalen Leitfähigkeit als Produkt dreier Tensoren. In der Sprache der praktischen tellurischen Verarbeitung bedeutet dies, daß z. B. die absolute Ellipse der magnetischen Feldstärke um 90° in Richtung des elektrischen Feldes gedreht und ihre auf die tellurische Feldstärke bezogene relative Ellipse bestimmt werden muß.

4.1. Bestimmung des $\{F\}$ -Drehtensors

Den Tensor $\{F\}$, der den magnetischen Vektor (die Feldstärke oder deren Differential) um 90° in Richtung des elektrischen Vektors dreht, können

⁴ Beim Differenzieren löst sich das Gleichungssystem, das die lineare Transformation ausdrückt, nicht auf, weil die Änderung in seinen sämtlichen Gliedern identisch

$$\frac{d \sin \omega t}{dt} = \omega \cos \omega t$$

ist.

wir mit folgender Matrix bestimmen:

$$(F) = \begin{pmatrix} F_{11} & F_{12} \\ F_{21} & F_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (17)$$

Darin ist

$$F_{11} = e_1 e_1^* = 0,$$

$$F_{12} = e_1 e_2^* = 1,$$

$$F_{21} = e_2 e_1^* = -1,$$

$$F_{22} = e_2 e_2^* = 0,$$

worin e_1^* , e_2^* die Bildvektoren der Einheitsvektoren e_1 bzw. e_2 sind (Bild 2).

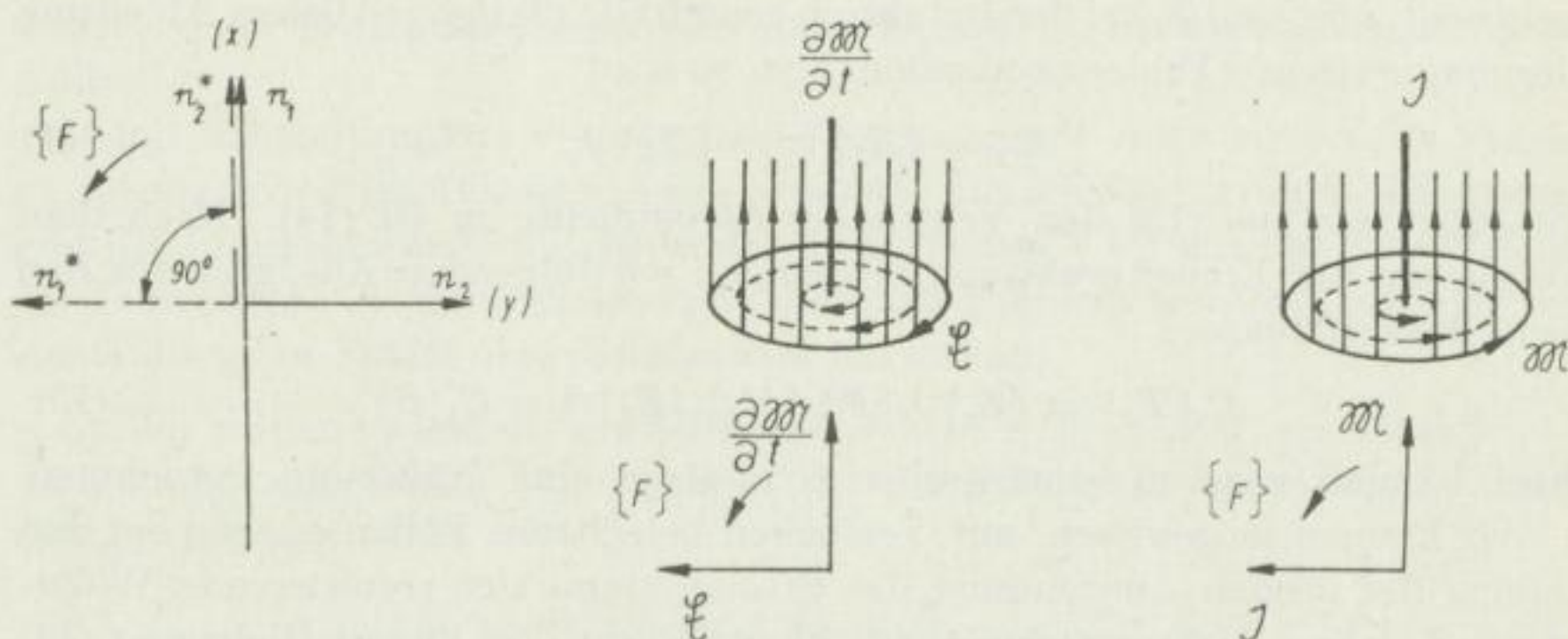


Bild 2. Die Bedeutung des Tensors $\{F\}$

Der Tensor $\{F\}$ ist also ein antisymmetrischer oder Wechseltensor. Nun vermögen wir die Matrix des $(\{F\} \{M\})$ -Tensors zu bestimmen. Als Gleichungen des $\{M\}$ -Tensors setzen wir

$$\left. \begin{aligned} M_x &= a x + b y, \\ M_y &= c x + d y, \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

worin x und y die Komponenten des Einheitsvektors im homogenen und isotropen Medium sind. Dann werden die Gleichungen des $(\{F\} \{M\})$ -Tensors

$$\left. \begin{aligned} (F M)_x &= F_{11} M_x + F_{12} M_y = M_y = c x + d y, \\ (F M)_y &= F_{21} M_x + F_{22} M_y = -M_x = -a x - b y. \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

4.2. Der Charakter des $\{M\}$ -Tensors

Um im Verlauf unserer Berechnungen den Charakter des $\{E\}$ - bzw. $\{M\}$ -Tensors beurteilen zu können, muß der physikalische Gehalt der Tensoren untersucht werden. In unserem Aufsatz [12] haben wir uns schon mit der Frage beschäftigt, wie die Anisotropie von \mathcal{E} zustande kommt. Dies war aber

nur der Anfang. VERÖ hat in seinem Aufsatz [9] über die Absolutellipsen festgestellt, daß die tellurischen Feldstärketensoren nicht symmetrisch sind. Gleichzeitig hat er mit seinen Berechnungen bewiesen, daß bei Pulsationen der asymmetrische Teil des Tensors meist nur gering ist, so daß man mit guter Näherung $\{E\}$ als symmetrisch betrachten kann.⁵ Im Einklang mit dem Aufsatz [12] faßt VERÖ in [9] den tellurischen Feldstärketensor auf Grund induktiver Vorstellung als Produkt des spezifischen Widerstandes $\{T_e\}$ und eines solchen $\{T_i\}$ -Tensors auf, der für die Stromverteilung in der Ionosphäre bei homogenen, isotropen Untergrundverhältnissen charakteristisch ist:

$$\{E\} = \{T_e\} \{T_i\}. \quad (20)$$

Wie wir aus dem Bisherigen ersehen können, ist $\{T_i\} = \{F\} \{M\}$. Betrachten wir nun die Zusammensetzung dieses Tensors im Falle eines anisotropen Mediums. Bei der magnetischen Feldstärke

$$\mathfrak{M}_1 = \{M_1\} e_1 \quad (21)$$

ist der von deren Feldstärkeänderung $\dot{\mathfrak{M}}_1$ erzeugte induzierte Strom

$$I_1 = C_2 \{Z_e\}^{-1} \{F\} (\{M_1\} \dot{e}_1) = C_2 \{Z_e\}^{-1} (\{F\} \{M_1\}) (\{F_1\} e_1). \quad (22)$$

Der $\{F_1\}$ -Tensor ist ein um 90° drehender Tensor, der in Richtung der Kreisbewegung des Vektors dreht. Demnach ist $\{F_1\} \equiv \{F\}$ oder $\{F_1\} \{F\} = I$ der Einheitstensor. C_2 ist ein von den Zusammenhängen stammender Skalarmultiplikator. Der I_1 -Strom wirkt mit seinem magnetischen Feld auf das primäre Feld zurück:

$$\mathfrak{M}_2 = k \{F_B\} I_1 = K \{F\}^{-1} (\{Z_e\}^{-1} \{F\} \{M_1\} \{F_1\} e_1), \quad (23)$$

wobei k den aus dem BIOT-SAVART-Gesetz sich ergebenden Faktor darstellt ($K = C_2 k$) und der $\{F_B\}$ -Tensor, der Richtung des $\{F\}$ -Tensors entgegengesetzt, ein um 90° drehender Tensor ist.

Die zeitliche Änderung von $\mathfrak{M}_2 (= \ddot{\mathfrak{M}}_2)$, die auf die Änderung von $\mathfrak{M}_1 (\ddot{\mathfrak{M}}_1)$ zurückzuführen ist, erzeugt den I_2 -Strom usw.

Als Ergebnis dieser Wechselwirkungen können wir das magnetische Feld als endlose Reihe auffassen. Demzufolge ist die magnetische Feldstärke:

$$\mathfrak{M} = \mathfrak{M}_1 + \mathfrak{M}_2 + \mathfrak{M}_3 + \dots \mathfrak{M}_n. \quad (24)$$

Durch Einsetzen erhält man für

$$\begin{aligned} \mathfrak{M} &= \{M\} e_1 = \{M_1\} e_1 + K \{F\}^{-1} [\{Z_e\}^{-1} (\{F\} \{M_1\}) (\{F_1\} e_1)] \\ &\quad + K^2 \{F\}^{-1} [\{Z_e\}^{-2} (\{F\} \{M_1\}) (\{F_1\}^2 e_1)] + \dots \\ &= [\{M\}_1 + \{F\}^{-1} (K \{Z_e\}^{-1} \{F\} \{M_1\} \{F_1\} \\ &\quad + K^2 \{Z_e\}^{-2} \{F\} \{M_1\} \{F_1\}^2 + \dots)] e_1. \end{aligned} \quad (25)$$

⁵ Nach den Versuchen von G. KUNETZ kann $\{T_e\}$ nur bei solchen Strukturen als symmetrisch betrachtet werden, die um eine vertikale Achse drehsymmetrisch sind.

Dieselbe kettenartige Rückwirkung hat man in der Stromstärke

$$I = I_1 + I_2 + I_3 + \dots + I_n = C_2 (\{Z_e\}^{-1} \{F\} \{M_1\} \{F_1\} + K \{Z_e\}^{-2} \{F\} \{M_1\} \{F_1\}^2 + K^2 \{Z_e\}^{-3} \{F\} \{M_1\} \{F_1\}^3 + \dots) e_1. \quad (26)$$

Abgesehen von jenem Sonderfall, bei dem der resultierende Widerstand keine Richtungseigentümlichkeit besitzt, drückt der $\{M\}$ -Tensor außer der Anisotropie der oberen Atmosphäre, laut [25], wohl in verwickelter Art auch die Erdanisotropie aus. In diesem Fall bedeutet das Rechnen mit symmetrischem Charakter eine starke Näherung. Am zweckmäßigsten ist es dann, durch punktweise Konstruktion der Anisotropie-Ellipse den Charakter des Tensors zu kontrollieren.

4.3. Die Berechnung des $\{T_e\}$ -Tensors unter Berücksichtigung des Gesetzes der Stromverdrängung

Wenn wir die Stromverdrängung, sei es wegen der Größe der Periode, sei es wegen der Erkundungstiefe, nicht vernachlässigen können, so müssen wir die Berechnung der Anisotropie nach der von CAGNIARD abgeleiteten Gleichung durchführen.

Wie aus [5] bekannt, ist

$$\varrho = 0,2 T \left(\frac{E}{M} \right)^2. \quad (27)$$

Formel (27) in Tensorform, ohne Einheitsvektor geschrieben, lautet folgendermaßen:

$$\{T_e\} = 0,2 T \{E\}^2 (\{F\} \{M\})^{-2}. \quad (28)$$

Die Matrix des $\{E\} (\{F\} \{M\})^{-1}$ -Tensors sei:

$$\begin{pmatrix} a' & b' \\ c' & d' \end{pmatrix}, \quad (29)$$

dann können wir die Matrix von $\{T_e\}$, abgesehen vom Skalarmultiplikator, wie folgt ausrechnen:

$$\left. \begin{aligned} (E M^{-1} F^{-1})_x &= a' x + b' y \\ (E M^{-1} F^{-1})_y &= c' x + d' y \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

$$\left. \begin{aligned} (T_e)_x &= a'(a' x + b' y) + b'(c' x + d' y) = (a'^2 + b' c') x + (a' b' + b' d') y, \\ (T_e)_y &= c'(a' x + b' y) + d'(c' x + d' y) = (a' c' + c' d') x + (c' b' + d'^2) y. \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

Die Matrix von $\{T_e\}$ ist somit:

$$\begin{pmatrix} (a'^2 + b' c') & (a' b' + b' d') \\ (a' c' + c' d') & (c' b' + d'^2) \end{pmatrix}. \quad (32)$$

Mit ihrer Hilfe kann nun bei Stromverdrängung die Anisotropie in exakter Weise berechnet werden.

5. Die praktische Bestimmung der Anisotropie-Ellipse

Abgesehen vom vorherigen Kapitel, werden wir uns in den folgenden Ausführungen erneut nur mit der Anisotropie-Ellipse der zweischichtigen (Sediment + Grundgebirge) Magnetotellurik beschäftigen. Mit (31) können wir daraus jederzeit auf die Berücksichtigung der Stromverdrängung übergehen.

Für die Berechnung und Konstruktion der Anisotropie-Ellipse bieten sich mehrere Verfahren an. Auf unseren Überlegungen fußend, können wir von den die Richtungseigentümlichkeit des elektromagnetischen Feldes statistisch bestimmenden Absolutellipsen ausgehen. Wir können sie aber außerdem aus den individuellen Variationen nach Analogie der in der Tellurik angewandten Ellipsenmethoden konstruieren.

Bei der Bestimmung der Anisotropie-Ellipse ist es zweckmäßig, unter Berücksichtigung des Charakters der Tensoren (den wir bereits in einem früheren Kapitel analysierten) die Untersuchung der Anisotropie der Pulsationen von jener der größeren Perioden, wie z. B. der Baistörungen, gesondert zu behandeln. Unsere gegenwärtigen Überlegungen beziehen sich zunächst auf die Pulsationen, während wir dem Problem der Periodengruppe der Baistörungen ein besonderes Kapitel widmen werden.

5.1. Anisotropieberechnung mit Absolutellipsen

Vorerst seien in großen Zügen einige Methoden der Berechnung, der Konstruktion und der Messung absoluter Ellipsen betrachtet und dann diese den Anforderungen der Frequenzsondierung entsprechend ergänzt.

5.1.1. Methoden der Absolutellipsen

5.1.1.1. Methode der Totalvariationen [10]

Den Ausgangswert der Berechnungen bilden die absoluten Komponentenwerte der Feldstärkevariationen. Ihre auf das Zeitintervall $\Delta t = t_2 - t_1$ bezogene Summe ergibt die Komponenten der Totalvariationen:

$$\left. \begin{aligned} V_x &= \int_{t_1}^{t_2} \left| \frac{dx}{dt} \right| dt = \sum_{t_1}^{t_2} |\Delta x|; & V_y &= \int_{t_1}^{t_2} \left| \frac{dy}{dt} \right| dt = \sum_{t_1}^{t_2} |\Delta y|; \\ V_{x'} &= \int_{t_1}^{t_2} \left| \frac{dx'}{dt} \right| dt = \sum_{t_1}^{t_2} |\Delta x'| & \text{und} & \left(V_{y'} = \int_{t_1}^{t_2} \left| \frac{dy'}{dt} \right| dt = \sum_{t_1}^{t_2} |\Delta y'| \right) \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

$$\left. \begin{aligned} x' &= 0,707 (x + y), \\ [y' &= 0,707 (x - y)] \end{aligned} \right\} \quad (34)$$

$V_x, V_y, V_{x'}, V_{y'}$ sind die Berührungsabstände der absoluten Ellipse, aus denen durch Berechnung bzw. Konstruktion (Bild 3) sämtliche Parameter der absoluten Ellipse bestimmt werden können.

Die Achsen der Ellipse sind:

$$\frac{A}{B} = \sqrt{\frac{1}{2} [(V_x^2 + V_y^2) \pm \sqrt{2 V_x^4 + 2 V_y^4 + 4 V_{x'}^4 - 4 V_{x'}^2 (V_x^2 + V_y^2)}]}. \quad (35)$$

Der von der Großachse mit der x -Achse eingeschlossene Winkel ist

$$\alpha' = \frac{1}{2} \arctan \frac{2 V_{x'}^2 - V_x^2 - V_y^2}{V_x^2 - V_y^2}. \quad (36)$$

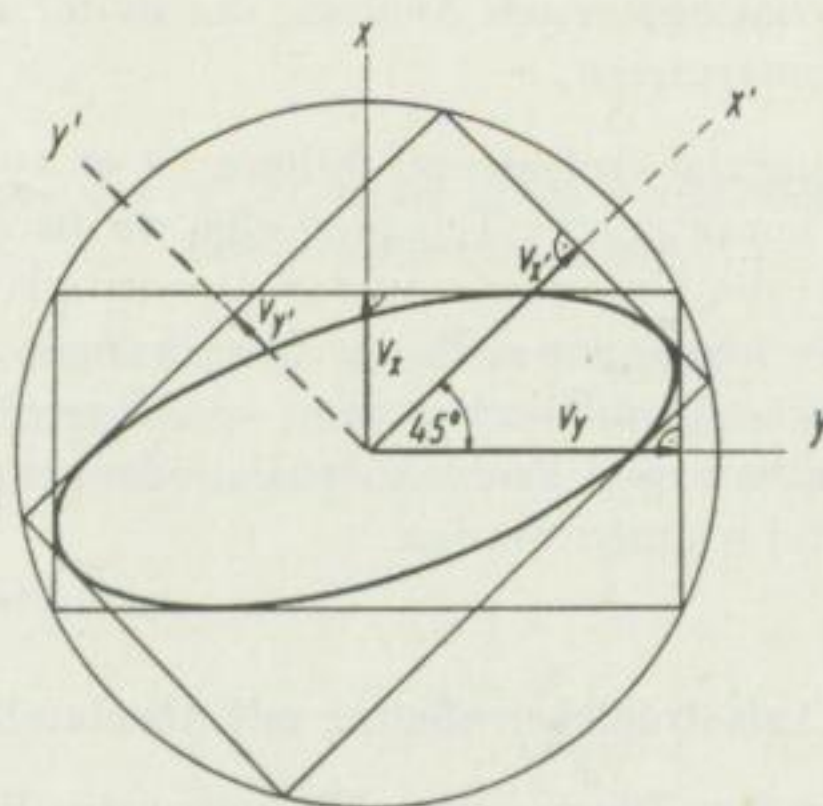


Bild 3. Konstruktion der Totalellipse

5.1.1.2. Methode der Variationsgeschwindigkeiten bzw. der Tangenten [9]

Mit Hilfe dieser Methode errechnet man aus der Menge der Endpunkte der durch die Komponenten

$$dx_i/dt = x_i$$

und

$$dy_i/dt = y_i$$

gegebenen Variationsgeschwindigkeiten — mit Berücksichtigung der Grenzbedingung — die Parameter der absoluten Ellipse:

$$\frac{A}{B} = \sqrt{\frac{1}{2n} [\sum x_i^2 + \sum y_i^2 \pm \sqrt{(2 \sum x_i y_i)^2 + (\sum x_i - \sum y_i)^2}]}, \quad (37)$$

$$\alpha' = \frac{\arctan \frac{2 \sum x_i y_i}{\sum x_i^2 - \sum y_i^2}}{2}; \quad (38)$$

n = Anzahl der Ablesungen (Tangenten).

Die obigen Formeln sind auch dann gültig, wenn x_i und y_i nicht die Tangenten der Kurve der Variationen, sondern die Variationen selbst sind (Sehnenmethode).

5.1.1.3. Auf vektorgraphischem Wege

Die absolute Ellipse können wir auch unmittelbar bestimmen, sei es mit Hilfe eines Vektographen [11], wie dies aus den Versuchen PORSTENDORFERS bekannt ist, sei es mit einem Kathodenstrahloszillographen, wenn das Zeichen elektronisch verstärkt wird (s. Bild 1). Dieses Verfahren gibt bei Anwendung von Filtern auch die Möglichkeit zum gesonderten und unmittelbaren Studium der Richtungseigentümlichkeiten der verschiedenperiodigen Variationen [7].

5.1.1.4. Mit Hilfe der harmonischen Analyse

Im Falle von Variationen mit größeren Perioden oder bei ultraschneller Registrierung ist es zweckmäßig, die Aufarbeitung der Meßdaten mit Hilfe harmonischer Analysen durchzuführen. Hierbei kann man auch die Phasenverhältnisse (φ) mit der erwünschten Genauigkeit bestimmen, so daß die Auswertung durch einen weiteren wertvollen Kennwert bereichert wird. Dieses Ergebnis will die magnetotellurische Forschung letzten Endes bei der Frequenzsondierung ebenso verwerten wie das Verhältnis der zusammengehörigen magnetischen und tellurischen Komponenten. Es lohnt sich daher zu untersuchen, wie die durch die Gleichung

$$\mathfrak{M} = A_x \sin(t + \varphi_x) e_x + A_y \sin(t + \varphi_y) e_y \quad (39)$$

bestimmten Parameter der absoluten Ellipse zu errechnen sind.

a) Durch Randwertberechnung können wir jenen t -Wert bestimmen, dessen M -Wert die kleine bzw. große Achse der Ellipse ist:

$$M^2 = A_x^2 \sin^2(t + \varphi_x) + A_y^2 \sin^2(t + \varphi_y) = \min \quad \text{bzw.} \quad \max, \quad (40)$$

$$\frac{dM^2}{dt} = 2 A_x^2 \sin(t + \varphi_x) \cos(t + \varphi_x) + 2 A_y^2 \sin(t + \varphi_y) \cos(t + \varphi_y), \quad (41)$$

$$-\left(\frac{A_x}{A_y}\right)^2 = \frac{\sin 2(t + \varphi_y)}{\sin 2(t + \varphi_x)} = \frac{\cos 2\varphi_y + \cot 2t \sin 2\varphi_y}{\cos 2\varphi_x + \cot 2t \sin 2\varphi_x}. \quad (42)$$

Bezeichnen wir $\frac{A_x}{A_y}$ mit D und ordnen wir obige Gleichung nach $\cot 2t$, dann erhalten wir, da $\cot 2t = \cot(2t \pm 180^\circ)$ ist,

$$t = \frac{\arccot \left(-\frac{D^2 \cos 2\varphi_x + \cos 2\varphi_y}{D^2 \sin 2\varphi_x + \sin 2\varphi_y} \right)}{2} \pm 90^\circ. \quad (43)$$

Wenn wir aus (43) den Wert t berechnen und in (39) einsetzen, erhalten wir die eine Achse und bei $(t + 90^\circ)$ den Wert der anderen Achse. Um welche Achse

es sich handelt, gibt uns die zweite Ableitung Aufklärung. Die Richtung der großen Achse ist:

$$\alpha' = \arctan \frac{y_{A \max}}{x_{A \max}}, \quad (44)$$

worin $x_{A \max}$ bzw. $y_{A \max}$ die beiden Komponenten der großen Achse sind.

b) Aus den in [9] angegebenen Gleichungen können wir die absolute Ellipse der mit (39) bestimmten Feldstärkevariation ebenfalls errechnen. In diesem Falle müssen wir die nachfolgenden Integrationen durchführen:

$$\sum x_i^2 = \int_0^{2\pi} A_x^2 \sin^2(t + \varphi_x) dt = A_x^2 \pi, \quad (45)$$

$$\sum y_i^2 = \int_0^{2\pi} A_y^2 \sin^2(t + \varphi_y) dt = A_y^2 \pi, \quad (46)$$

$$\begin{aligned} \sum x_i y_i &= \int_0^{2\pi} A_x A_y \sin(t + \varphi_x) \sin(t + \varphi_y) dt = \\ &= A_x A_y \int_0^{2\pi} [(\sin t \cos \varphi_x + \cos t \sin \varphi_x)(\sin t \cos \varphi_y + \cos t \sin \varphi_y)] dt = \\ &= A_x A_y \int_0^{2\pi} [\sin^2 t \cos \varphi_x \cos \varphi_y + \sin t \cos t \times \\ &\quad \times (\cos \varphi_x \cos \varphi_y + \sin \varphi_x \sin \varphi_y) + \cos^2 t \sin \varphi_x \sin \varphi_y] dt = \\ &= A_x A_y \pi [\cos \varphi_x \cos \varphi_y + \sin \varphi_x \sin \varphi_y] = A_x A_y \pi \cos(\varphi_x - \varphi_y). \end{aligned} \quad (47)$$

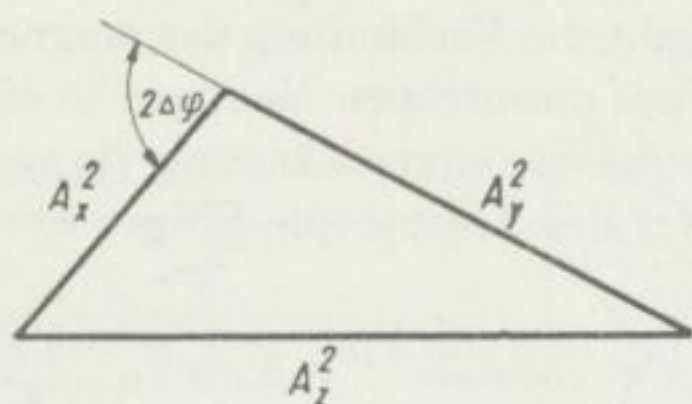
Setzen wir die Werte der Gleichungen (45), (46) und (47) in die Ausdrücke (37) und (38) ein, so erhalten wir:

$$\alpha' = \frac{\arctan \frac{2 \cos(\varphi_x - \varphi_y) A_x A_y}{A_x^2 - A_y^2}}{2}, \quad (48)$$

$$\begin{aligned} \frac{A}{B} &= \sqrt{\frac{1}{2} [A_x^2 + A_y^2 \pm \sqrt{4 A_x^2 A_y^2 \cos^2(\varphi_x - \varphi_y) + (A_x^2 - A_y^2)^2}]} = \\ &= \sqrt{\frac{1}{2} [A_x^2 + A_y^2 \pm \sqrt{A_x^4 + A_y^4 - 2 \cos[180^\circ - 2(\varphi_x - \varphi_y)] \cdot A_x^2 A_y^2}]} . \end{aligned} \quad (49)$$

Den Ausdruck (49) der Achsen kann man in ganz einfacher Form schreiben, wenn wir annehmen, daß A_x^2 und A_y^2 die zwei Seiten eines allgemeinen Dreiecks sind, während $180^\circ - 2(\varphi_x - \varphi_y) = 180^\circ - 2\Delta\varphi$ den eingeschlossenen Winkel bedeutet. In diesem Fall ist das zweite Glied der unter dem Wurzelzeichen stehenden Summe gleich der dritten Seite des Dreiecks (A_z^2) (s. Bild 4). Daher ist:

$$\frac{A}{B} = \sqrt{\frac{1}{2} (A_x^2 + A_y^2 \pm A_z^2)}. \quad (50)$$

Bild 4. Die geometrische Bedeutung von A_z^2

5.1.2. Die Berechnung der relativen Ellipse, d. h. der Anisotropie-Ellipse

In Kenntnis der Parameter der absoluten Ellipsen können wir die Matrix des Tensors $\{T_e\} = c\{E\}(\{F\}\{M\})^{-1}$ und somit auch die magnetotellurische ($M\ T$) relative Ellipse bestimmen. Den Tensor der absoluten Ellipsen kann man bei Pulsationen, wie schon erwähnt, in erster Näherung als symmetrisch betrachten, folglich sind die Tensorkomponenten mit den Parametern der Ellipse ausgedrückt [9, 1]:

$$\left. \begin{aligned} a &= A \cos^2 \alpha' + B \sin^2 \alpha', \\ b &= c = \frac{A - B}{2} \sin 2\alpha', \\ d &= A \sin^2 \alpha' + B \cos^2 \alpha'. \end{aligned} \right\} \quad (51)$$

Die Matrix von $\{T'_e\} = \frac{1}{c}\{T_e\}$ ist, wenn wir die Komponenten des $\{E\}$ tellurischen Feldstärketensors mit a_E, b_E, c_E, d_E und mit $a_{FM}, b_{FM}, c_{FM}, d_{FM}$ die Komponenten des $(\{F\}\{M\})$ -Tensors bezeichnen:

$$(T'_e) = \begin{pmatrix} \frac{a_E d_{FM} - b_E c_{FM}}{f_{FM}} & \frac{b_E a_{FM} - a_E b_{FM}}{f_{FM}} \\ \frac{c_E d_{FM} - d_E c_{FM}}{f_{FM}} & \frac{d_E a_{FM} - c_E b_{FM}}{f_{FM}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a'_e & b'_e \\ c'_e & d'_e \end{pmatrix}, \quad (52)$$

wobei

$$f_{FM} = a_{FM} d_{FM} - b_{FM} c_{FM}, \quad (53)$$

also die Fläche der magnetischen absoluten Ellipse (dividiert durch $\pi!$) ist.

Das lineare Gleichungssystem, das die Vektortransformation ausdrückt, ist:

$$\left. \begin{aligned} E_x &= a'_e (F\ M)_x + b'_e (F\ M)_y, \\ E_y &= c'_e (F\ M)_x + d'_e (F\ M)_y. \end{aligned} \right\} \quad (54)$$

Bei Berücksichtigung der 90°igen Transformation

$$(F\ M)_x = M_y, \quad (F\ M)_y = -M_x \quad (55)$$

wird unser Gleichungssystem:

$$E_x = a'_e M_y - b'_e M_x, \quad E_y = c'_e M_y - d'_e M_x. \quad (56)$$

Dieses Gleichungssystem gibt die Verbindung des magnetischen und des tellurischen Feldes im Falle eines anisotropen Mediums in einer geringeren als der Eindringtiefe an, wo man die Stromverdrängung vernachlässigen kann.

Auf Grund der Parameter der Anisotropie-Ellipse werden [9]

$$\frac{A}{B} = \frac{1}{2} (a_{e'} + d_{e'} \pm \sqrt{(a_{e'} + d_{e'})^2 - 4 t_{e'}}), \quad (57)$$

$$\alpha' = \arccot \frac{-b_{e'}}{a_{e'} - A}. \quad (58)$$

Die Fläche der Ellipse (dividiert durch π !), die als Grundlage für die Berechnung der geologischen Struktur dient, also die Determinante des $\{T_{e'}\}$ -Tensors, ergibt sich aus:

$$t_{e'} = \begin{vmatrix} a_{e'} & b_{e'} \\ c_{e'} & d_{e'} \end{vmatrix} = A \cdot B. \quad (59)$$

Hieraus folgt die horizontale Leitfähigkeit:

$$S = \frac{H}{\varrho} = C_s \sqrt{\frac{1}{t_{e'}}} = C_s \sqrt{\frac{1}{A \cdot B}} = C_s \sqrt{A' B'}, \quad \left(\frac{1}{A} = A'; \frac{1}{B} = B' \right). \quad (60)$$

Sie ist somit das geometrische und nicht das mathematische Mittel der Achsen, wie dies fälschlich in der Literatur [4] zu finden ist.

5.2 Bestimmung der Anisotropie-Ellipse auf Grund individueller Variationen und Kritik der bisherigen magnetotellurischen Berechnungsmethoden

Die Pulsationen des Typs pc des elektromagnetischen Feldes der Erde dürfen wir mit guter Näherung als solche mit Sinus-Charakter annehmen. Wenn zwischen den beiden Komponenten eine Phasenverschiebung besteht, so zeigt das Feld eine elliptische Polarisierung. Bei homogen-isotropem Medium sind die Achsen der zu einer einzigen Pulsation gehörigen magnetischen und tellurischen absoluten Ellipsen aufeinander senkrecht und ihre Exzentrizitäten sind gleich (Bild 5). Im Falle von Anisotropie schließen die Achsen der Ellipsen — wie wir dies bereits einleitend erwähnt haben — einen $(90^\circ \pm \alpha)$ -Winkel ein und ihre Exzentrizitäten sind verschieden (Bild 6).

Die Grundlage der üblichen Rechenmethode bilden die Quotienten

$$\frac{E_x}{M_y} \quad \text{und} \quad \frac{E_y}{M_x}. \quad (61)$$

Bei homogen-isotropen Verhältnissen ist dieser Vorgang richtig, denn es werden stets die Komponenten (s. Bild 5) der einander entsprechenden magnetischen und tellurischen Vektoren gegenübergestellt, dem Gleichungssystem

$$E_x = a M_y, \quad E_y = -a M_x \quad (62)$$

entsprechend, das die Verbindung des magnetischen und des tellurischen

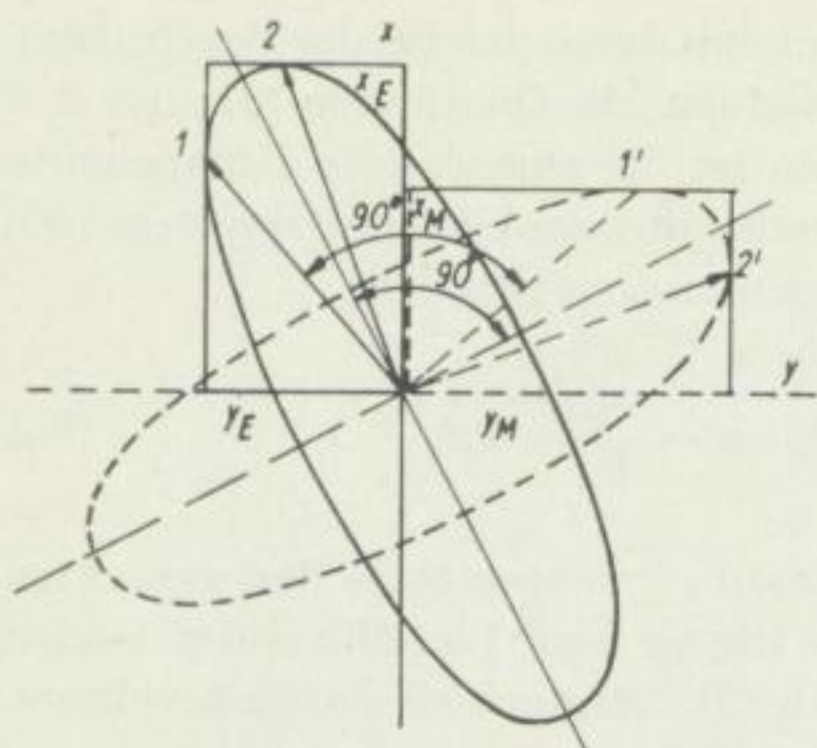


Bild 5. Zusammengehörige magnetische und tellurische absolute Ellipsen und Vektorenpaare im homogenen isotropen Medium $\vec{1} \sim \vec{1}'$, $\vec{2} \sim \vec{2}'$

— tellurisch - - - - magnetisch

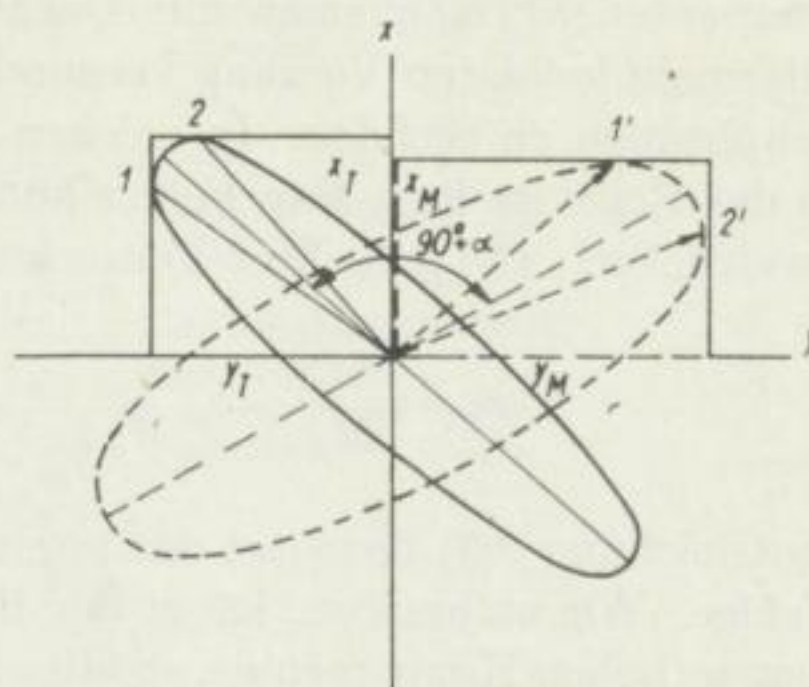


Bild 6. Zusammengehörige magnetische und tellurische absolute Ellipsen im anisotropen Medium. Die zur Konstruktion angewandten Vektorenpaare sind $\vec{1}$ und $\vec{1}'$ bzw. $\vec{2}$ und $\vec{2}'$

— tellurisch - - - - magnetisch

Feldes ausdrückt. Bei der Auswertung sind E_x und E_y bzw. M_x und M_y in der Regel die Amplituden der Komponenten der mit (39) angegebenen Feldstärken. Sie sind also die nach x bzw. y gerichteten Berührungsabstände der absoluten Ellipsen.

Mit obiger Bearbeitungsmethode begehen wir bei der Anisotropie (Bild 6) besonders zwei Fehler, und zwar:

1. Der infolge der Phasenverschiebung⁶ auftretende Exzentrizitätsunterschied (α -Wert) entspricht $E_{x \max}$ nicht dem $M_{y \max}$ bzw. $E_{y \max}$ nicht dem $M_{x \max}$. Wir untersuchen also die Verbindung nicht gleichzeitiger und nicht einander entsprechender Größen.

2. Nach dem Gleichungssystem (56) kann man aus dem Quotienten je einer magnetischen und einer tellurischen Komponente die Werte, durch welche die Verbindung der beiden Felder charakterisiert wird, nicht genau bestimmen. Der Fehler der a_q - bzw. d_q -Tensorkomponenten ist von der Richtungsabweichung der Vektoren abhängig. Ordnen sich die Vektoren in der Nähe der einen Achse des gewählten Koordinatensystems ein, so werden die diesbezüglichen Komponenten sehr groß, andererseits sind die anderen Komponenten dann unverhältnismäßig klein und können daher vernachlässigt werden. So ergeben die obigen Quotienten — mit kleinerem Fehler — die beiden Achsenabschnitte der Anisotropie-Ellipse. Bei Vektoren beliebiger Lage wird der Fehler um so größer, je näher der Vektor der Richtung jener Komponente liegt, die in den

⁶ Selbstverständlich verursacht jede Phasenverschiebung, die nicht mit den anisotropen Eigentümlichkeiten des Mediums verknüpft ist, Fehler, so z. B. die der Induktivität des Meßsystems entspringende Phasenverschiebung.

Quotienten (61) nicht erscheint. Der Fehler kann durch den bei der Bearbeitung allgemein befolgten Vorgang vermindert werden, die Quotienten (61) nur mit Amplituden zu rechnen. In solchen Fällen ist die angewandte Komponente in der Regel größer. Den Fehler können wir mit dem Gleichungssystem (56) ausdrücken. Die gesuchten Tensorkomponenten sind nämlich:

$$a_{\varrho'} = \frac{E_x}{M_y} + b_{\varrho'} \frac{M_x}{M_y}, \quad d_{\varrho'} = -\frac{E_y}{M_x} + c_{\varrho'} \frac{M_y}{M_x}. \quad (63)$$

In Gleichung (63) bedeutet das zweite Glied der rechten Seite den gesuchten Fehler. Wie zu ersehen, hängt der Fehler immer vom Verhältnis der beiden magnetischen Komponenten ab, also von der Richtung des Feldstärkevektors.

Aus obigen Überlegungen ergeben sich schon zum großen Teil die wesentlicheren Erfordernisse der punkweisen Konstruktion der Anisotropie-Ellipse. Man hat nicht die Quotienten der Komponenten zu bilden, sondern jene der absoluten Werte der zusammengehörigen magnetischen und tellurischen Vektoren, und man muß zur Bestimmung der ϱ' -Anisotropie deren Verhältnis auf die Richtung des tellurischen Feldstärkevektors auftragen.

Mit Hinblick darauf, daß die Berücksichtigung der Phasenverschiebung zwischen den magnetischen und tellurischen Komponenten sowohl beobachtungstechnisch als auch bei der Verarbeitung der Meßmaterie die Arbeit erschwert, haben wir versucht, die vorher aufgestellten Anforderungen bis zu einem gewissen Grad zu vereinfachen. Bei Vernachlässigung der Phasenverschiebungen haben wir die Randwerte bald der einen, bald der anderen Komponente wegen Drehung des Vektors als Grundlage genommen und sowohl aus der tellurischen als auch aus der magnetischen Aufnahme die Variationen der beiden Komponenten abgelesen. Auf diese Weise erhielten wir die auf Bild 6 ersichtlichen 1- bzw. 1'- oder 2- bzw. 2'-Vektoren als zusammengehörige Paare. Die Quotienten solcher Vektorenpaare können als Grundlage für die Konstruktion der Anisotropie-Ellipse dienen. Selbstverständlich kann neben sonstigen, schwer eliminierbaren Fehlerquellen der Verarbeitung, wie z. B. Ungenauigkeit der Ablesung, Periodenschwankung, auch diese Vernachlässigung zur Streuung der Ellipsenpunkte führen. Mit dieser Methode erhielten wir das Punktsystem des Bildes 7. Die eingezeichnete Ellipse entstand aus Berechnungen, die mit Absolutellipsen vorgenommen wurden. Auf den Achsen x und y haben wir die aus den Quotienten nach Gl. (61) erhaltenen Werte samt ihren mittleren Fehlern aufgezeigt. (Die stärker gezeichneten zum Nullpunkt symmetrischen kleinen Teile auf den beiden Achsen.) Die Bezeichnung der zu verschiedenen Periodengruppen gehörigen Punkte ist von einander verschieden.

Es ist interessant, die durch den mittleren Fehler ausgedrückte Unsicherheit dieser Ellipse (auf Grund der in unserem Aufsatz [13] — die Streuung der Punkte bei der tellurischen relativen Ellipse oder den quasistationären Cha-

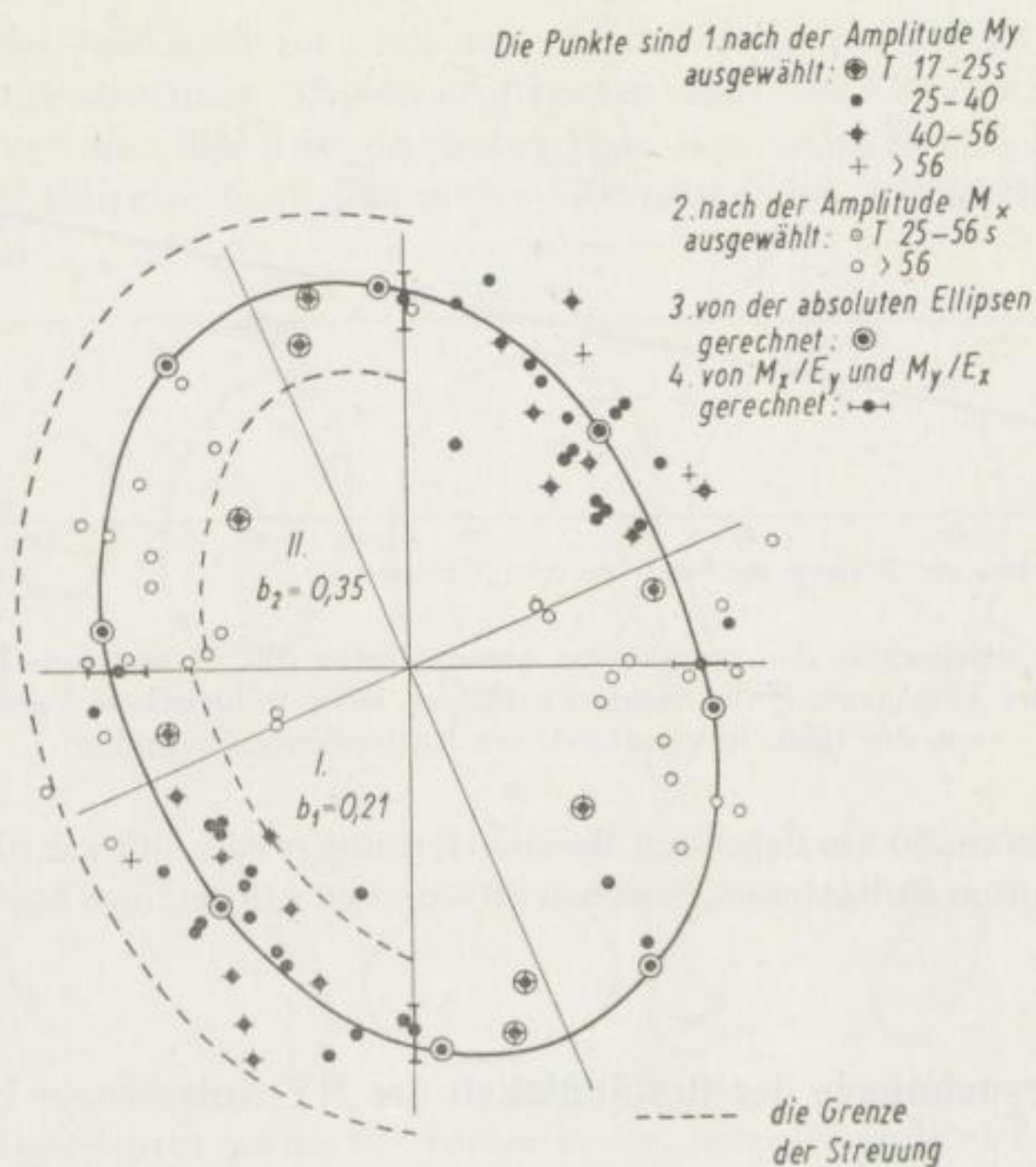


Bild 7. Punktweise konstruierte Ellipse

rakter des tellurischen Feldes kennzeichnenden b -Zahlen) mit der Unsicherheit der auf die in verschiedenen Entfernungen befindlichen Basen bezogenen tellurischen relativen Ellipsen zu vergleichen.

Obige Kennzahl b hat WALLNER [14] zur Charakterisierung des bei Nagycenk befindlichen Erdstromobservatoriums, der tellurischen Hauptbasis Ungarns, benutzt:

$$b = \frac{c \cdot s}{n \cdot r}, \quad (64)$$

worin

$$c = 10,$$

s = Bandbreite für 80% der Punkte der relativen Ellipse,

n = Anzahl der Punkte und

r = Radius der Bandmitte ist.

WALLNER hat auch nachgewiesen, daß die Kennzahlen b in linearem Verhältnis zu den entsprechenden mittleren Fehlern stehen müssen.

Die magnetotellurische Anisotropie-Ellipse erreicht mit ihrer $b_1 = 0,21$ - und $b = 0,35$ igen Unsicherheit die Güte jener Ellipsen (Bild 8), die man bei einer

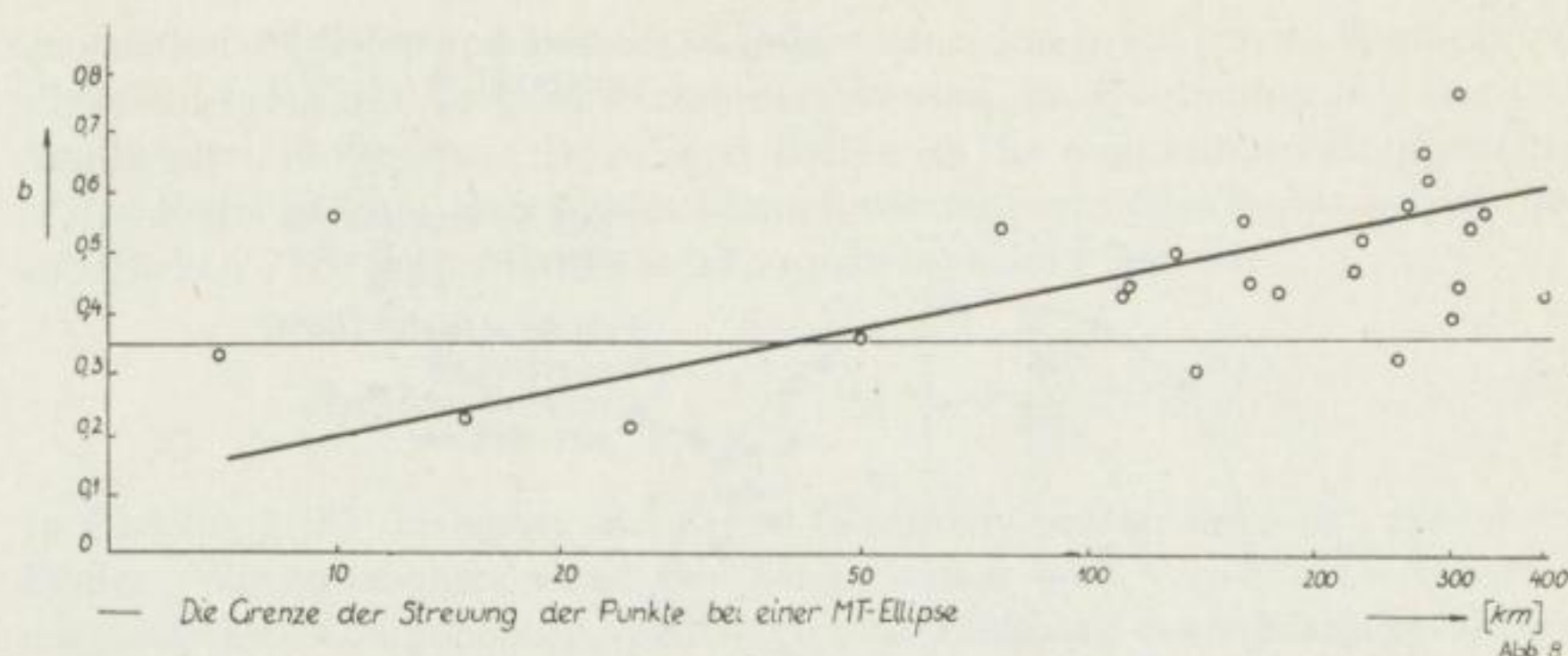


Bild 8. Die Unsicherheit der punktwise konstruierten MT Anisotropie-Ellipse, verglichen mit der Unsicherheit der relativen Ellipse jener tellurischen Punkte, die sich von der Basis in verschiedenen Entfernungen befinden

innerhalb von ca. 50 km liegenden Basisentfernung erhält, obwohl die Perioden der angewandten Pulsationen zwischen 20 s und 60 s liegen, das Spektrum also breit ist.

6. Untersuchungen der Beständigkeit der MT-Anisotropie-Ellipse

Da das Feld der elektromagnetischen Pulsationen im Verlauf eines Tages erheblichen Variationen unterworfen ist, war es notwendig zu untersuchen, wie weit die Anisotropie-Ellipse von diesen Variationen unabhängig sei und wie weit sie die den geologischen Umständen entsprechende Beständigkeit bewahrt.

Bei unseren Untersuchungen mußten wir die mit den verschiedenen Perioden zusammenhängenden Variationen von den auf eine Periode (Periodengruppe) sich beziehenden täglichen (tageszeitlichen) Variationen der Amplitude absondern.

6.1. Die Wirkung der tageszeitlichen Variationen (bei Ortszeit)

Für die Versuche wählten wir eine der häufigsten Perioden der Tagespulsationen, und zwar die um 20 s. Als Ergebnis der sich auf mehrere Jahre erstreckenden Schnellregistrierungen des Erdstromobservatoriums bei Nagycenk kann man die Hauptmerkmale der Tagesvariationen obiger Periode auf Grund der einschlägigen Arbeiten von VERÖ [15] wie folgt zusammenfassen:

Nachts ist die Differenz zwischen den beiden Komponenten nicht groß. Die Ostkomponente beträgt das 1,2- bis 1,5fache der Nordkomponente. Am Vormittag steigt dieses Verhältnis nur langsam, am Nachmittag aber sprunghaft an, und sein Wert kann 3 übersteigen. Das Verhältnis O/N sinkt nach 18 Uhr plötzlich wieder auf den nächtlichen Stand.

Obige Variationen kann man mit den, auf den Tagesdurchschnitt als Basis bezogenen, aus absoluten Ellipsen errechneten relativen Ellipsen charakterisieren (Bild 9). Aus Bild 9 ist die bedeutende Exzentrizität und Richtungsänderung der Ellipsen, besonders in den Mittagsstunden, gut ersichtlich.

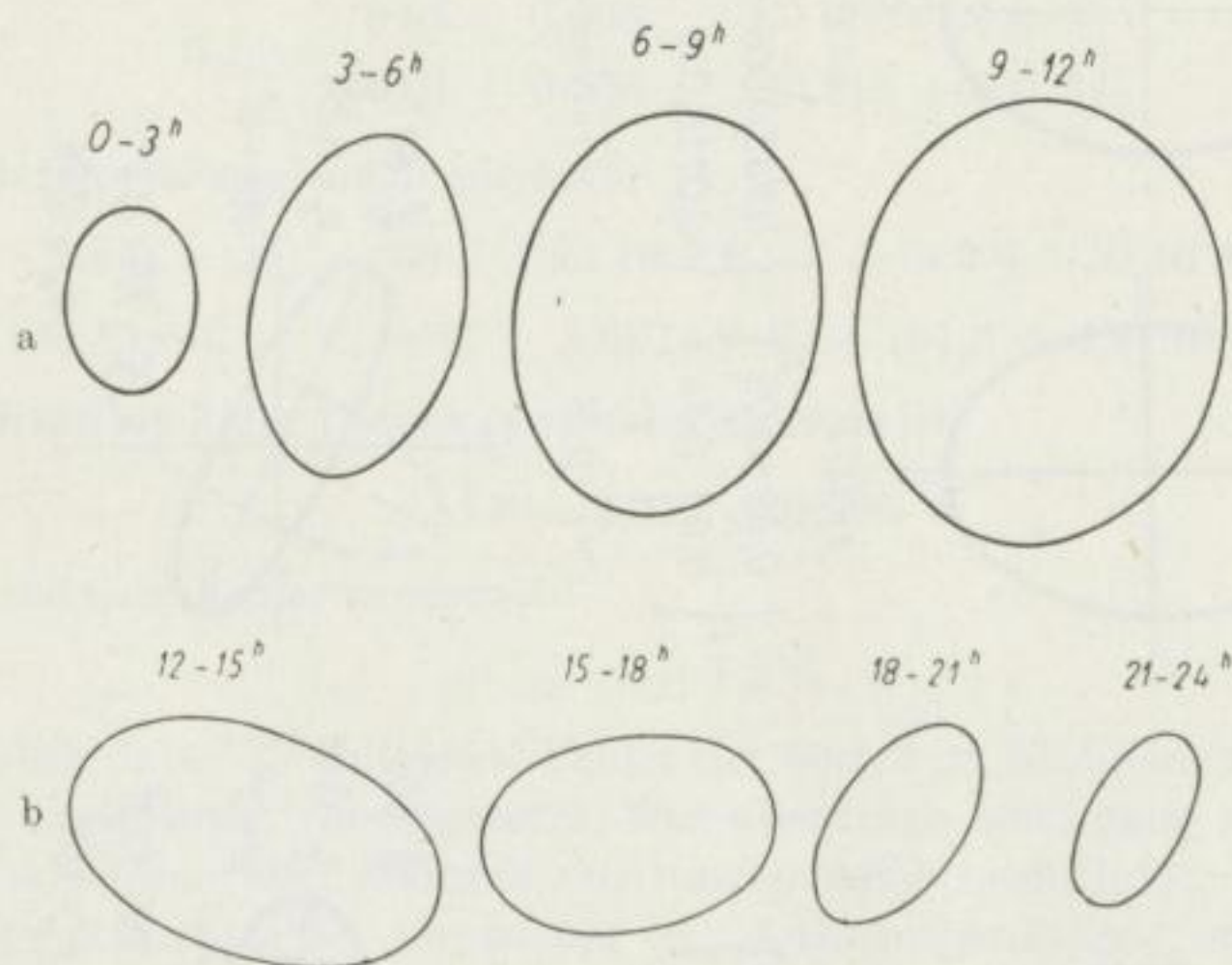


Bild 9. Die Tagesvariationen des tellurischen Feldes, ausgedrückt durch relative Ellipsen, bezogen auf den Tagesdurchschnitt [15]

Hierauf fußend, haben wir drei magnetotellurische Aufnahmen untersucht, in denen die oben angeführten prägnanten Variationen enthalten sind, und zwar die Aufnahmen:

- a) zwischen 8 und 9 Uhr
- b) zwischen 10 und 11 Uhr
- c) zwischen 14 und 15 Uhr.

Die Bestimmung der MT-Anisotropie-Ellipsen haben wir mit den auf Grund der Variationsgeschwindigkeiten bzw. Tangenten berechneten absoluten Ellipsen durchgeführt. Solcherart konnten wir auch auf den Charakter des Feldes schließen (s. Bild 10). Zur Auswertung haben wir aber nicht die Daten einer mehrtägigen Registrierung verwendet, wie dies bei den statistischen Untersuchungen der Observatorien üblich und begründet ist, sondern wir sind von einer individuellen Pulsationsreihe (30 min Aufzeichnung) bzw. von einigen Pulsationen (3 min Aufzeichnung) ausgegangen.

Besonderes Gewicht legten wir auf die letztere Aufzeichnung, denn diese hat, vom Gesichtspunkt der praktischen Forschung aus gesehen, große Bedeutung. Durch häufige Tangentenablesungen haben wir dafür gesorgt, daß alle wesentlichen Variationen der Pulsationen sowohl unter den tellurischen als auch unter den magnetischen Daten erscheinen. In Bild 10 sind alle wichtigen Daten eingetragen, teils um die prägnanteren Tagesvariationen der zu-

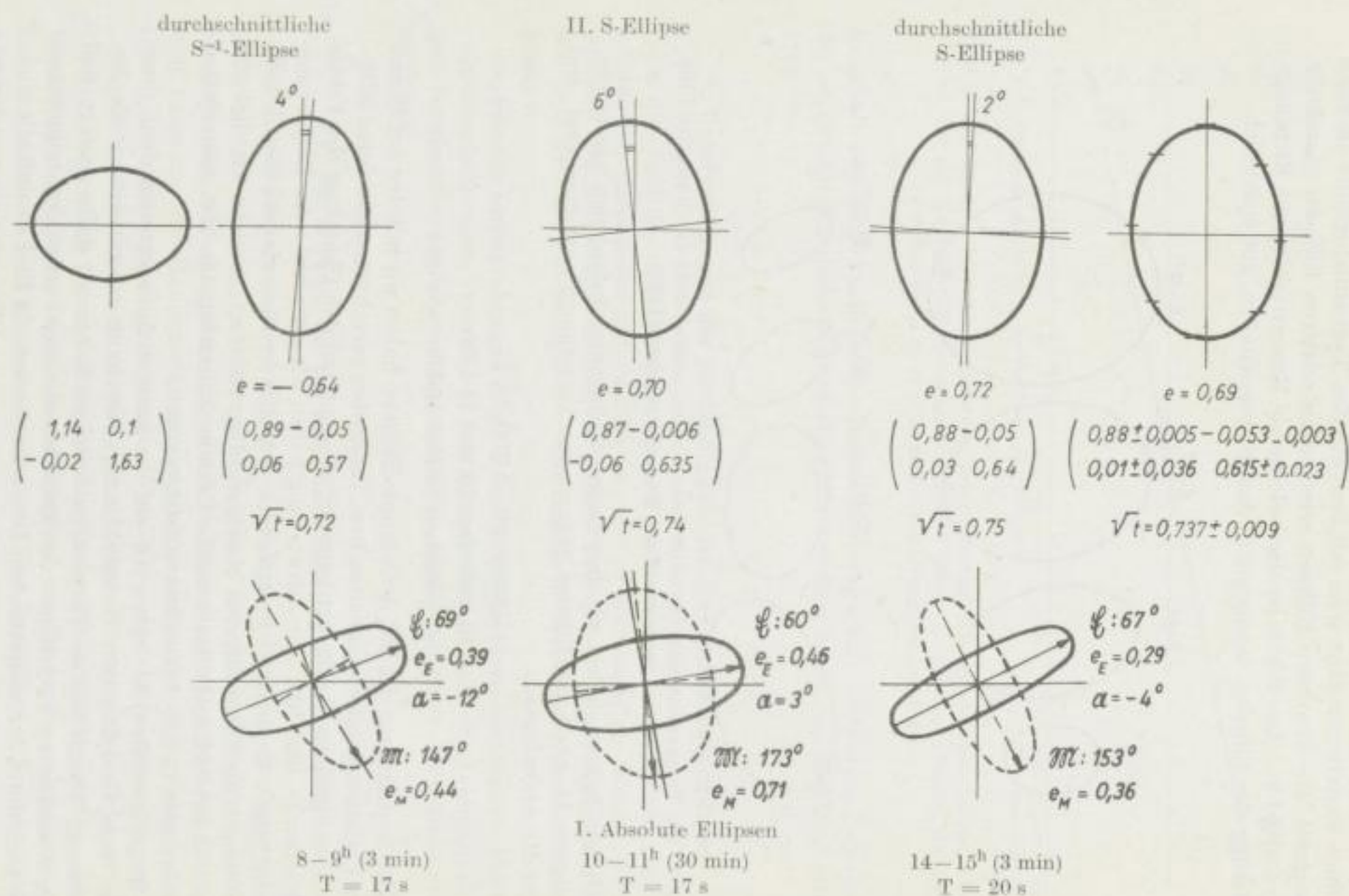


Bild 10. Das Maß der Beständigkeit der S-Ellipsen im Verlauf des Tages im Observatorium bei Nagycenk

sammengehörigen absoluten Ellipsen vorzuführen, teils um dabei die Beständigkeit der S -Anisotropie-Ellipse zu zeigen. Die Unsicherheit der zur Konstruktion der Durchschnittsellipse angewandten Punkte haben wir durch die mittleren Fehler der Komponenten des S -Tensors ausgedrückt:

$$S_{\text{obs.}} = \begin{pmatrix} 0,88 \pm 0,005; & -0,053 \pm 0,003 \\ 0,01 \pm 0,036; & 0,615 \pm 0,023 \end{pmatrix}.$$

Das Transformationssystem:

$$(M F)_x = M_y = (88 \pm 0,5) 10^{-2} E_x + (-5,3 \pm 0,3) 10^{-2} E_y,$$

$$(M F)_y = -M_x = (1 \pm 3,6) 10^{-2} E_x + (61,5 \pm 2,3) 10^{-2} E_y.$$

Die Quadratwurzel der Determinante des Tensors ist

$$\sqrt{\nu} = 0,737 \pm 0,009$$

oder der mittlere Fehler prozentual

$$\mu_{\nu} = \pm 1,2\%.$$

Wir haben dabei die mittleren Fehler der einzelnen Komponenten als voneinander unabhängig vorausgesetzt, was allerdings nicht ganz zutrifft. Die Ergebnisse werden aber dadurch nur unwesentlich beeinflusst. Der mittlere Fehler der Richtung der Großachse der Anisotropie-Ellipse ergibt sich in $\sim \pm 3^\circ$.

Die Exzentrizität:

$$e = \frac{B}{A} = 0,686 \pm 0,03.$$

Aus obigen Ergebnissen können wir bei Berücksichtigung der prägnanten Variationen des elektromagnetischen Feldes für die Beständigkeit der MT-Anisotropie günstige Folgerungen ziehen. Trotzdem müssen wir bei strenger Prüfung der Erscheinungen, die im M_x -Ausdruck vorhandene Unsicherheit wahrnehmen, die wahrscheinlich durch die Variation des elektromagnetischen Feldes hervorgerufen wurde. In Hinblick auf die Größen selbst wird dadurch der Wert der Methode aber nicht gemindert.

6.2. Die Variation der Anisotropie als Funktion der Periode

Nach dem Gesetz der Stromverdrängung hängt die Eindringtiefe der Ströme verschiedener Perioden von der Periode ab (27). Dies bildet die Grundlage der Frequenzsondierung. Mit der Vergrößerung bzw. mit dem Anwachsen der Periode vermögen wir die elektrischen Eigenschaften immer tieferer Schichten zu untersuchen. Entsprechend dem Begriff des scheinbaren spezifischen Widerstandes, nimmt dabei die Wirkung der oberen Schichten nur stufenweise ab, und es wird auch deren Anisotropie im Bilde mit den Strömen größerer Perioden wahrnehmbar. Bei der Frequenzsondierung müssen wir also von einer scheinbaren Anisotropie sprechen.

Die Häufigkeitskurve der tellurischen Pulsationen für die Zeit von 1957 bis 1959 (Bild 11) zeigt, daß die tages- und jahreszeitlichen Variationen des Feldes gleicherweise innerhalb eines verhältnismäßig engen Spektrums vor sich gehen, und zwar zwischen 10 s und 1 min [15]. Das Maximum liegt bei 26 bis 27 s. Für die praktischen Untersuchungen ist dieses Spektrum nicht so sehr in Richtung der größeren, sondern in Richtung der kleineren Perioden eng, denn wir wissen (siehe die Tabellen CAGNIARDS [5]), daß die Eindringtiefe eines Stromes mit $T = 1$ min bei $\rho = 5 \Omega\text{m}$ die derzeitige maximale Tiefe der Erdöl-erkundung, und zwar 8,72 km, erreicht hat.

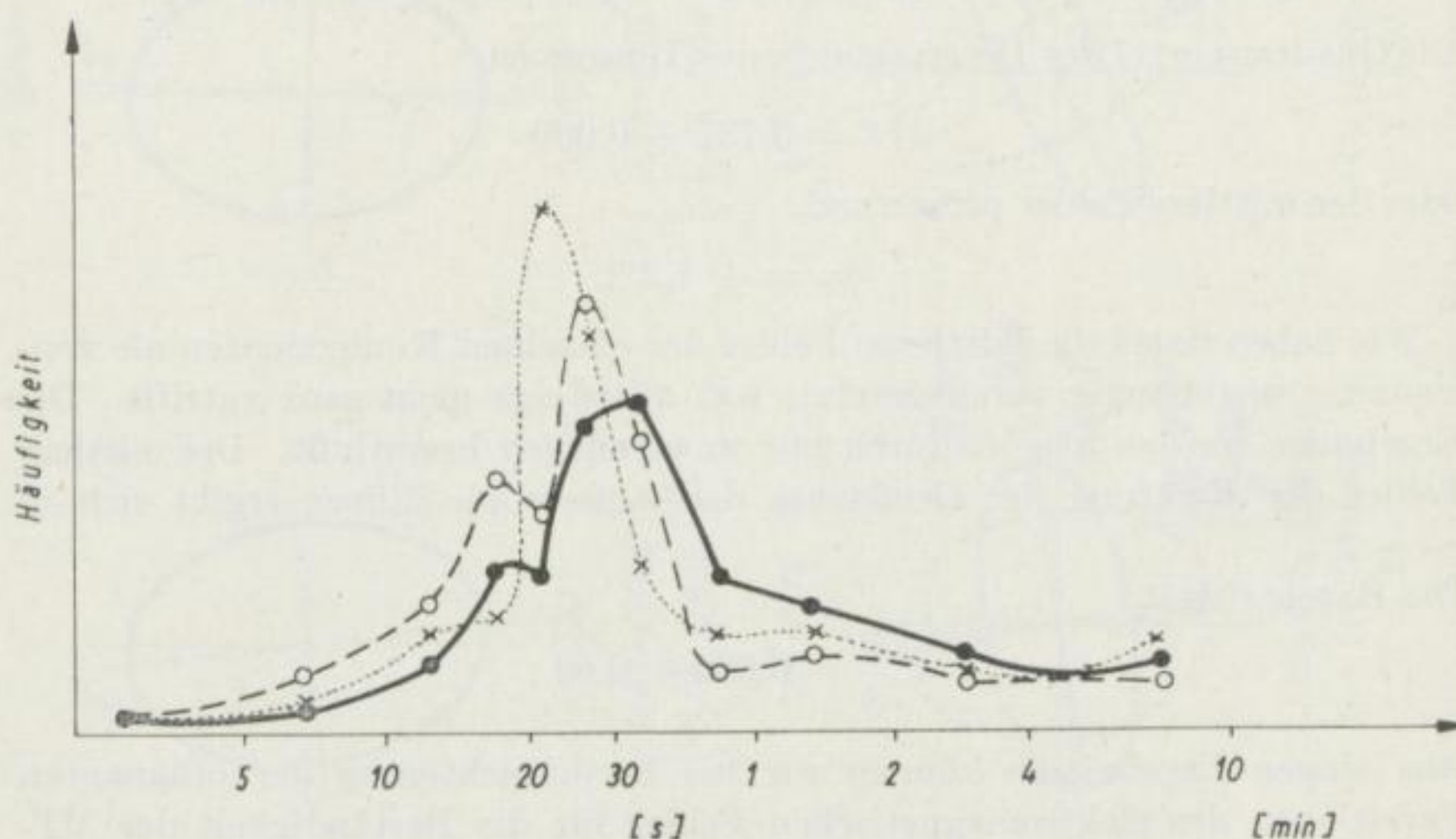


Bild 11. Die Häufigkeitskurve der tellurischen Pulsationen als Funktion der Periode [15] für die Zeit von 1957 bis 1959

× Sommer; ○ Äquinoktium; ● Winter

Auf die Probleme, die sich in Verbindung mit den kleineren Perioden ergeben, haben wir schon in der Einleitung hingewiesen. Die Ströme mit größeren Perioden sind für die Untersuchung des Krustenaufbaues notwendig.

Die Anwendung der 1- bis 10-min-Variationen, z. B. mit der Tangentenmethode, wird durch die Pulsationen im allgemeinen erschwert. Wir können deren Einfluß vermindern, wenn wir in den Tangentenwerten der Periode eine bei den Pulsationen entsprechende fortlaufende Durchschnittsbildung vornehmen und mit den solcherart gewonnenen Werten rechnen. Zweckmäßiger ist jedoch eine harmonische Analyse durchzuführen und die absolute Ellipse mit den Harmonischen zu berechnen. Die über 10 min liegenden Perioden müssen wir wegen der dabei auftretenden Spezialprobleme gesondert behandeln. (Dies geschieht meist schon auf Grund der mit einem Vorschub von 2 cm/h arbeitenden Aufzeichnung.)

Die Anisotropieänderung im Falle von Pulsationen als Funktion der Periode zeigen wir auf Bild 12, verglichen mit den S -Anisotropien, die durch Ströme mit 20-s- und 1-min-Perioden erzielt wurden.

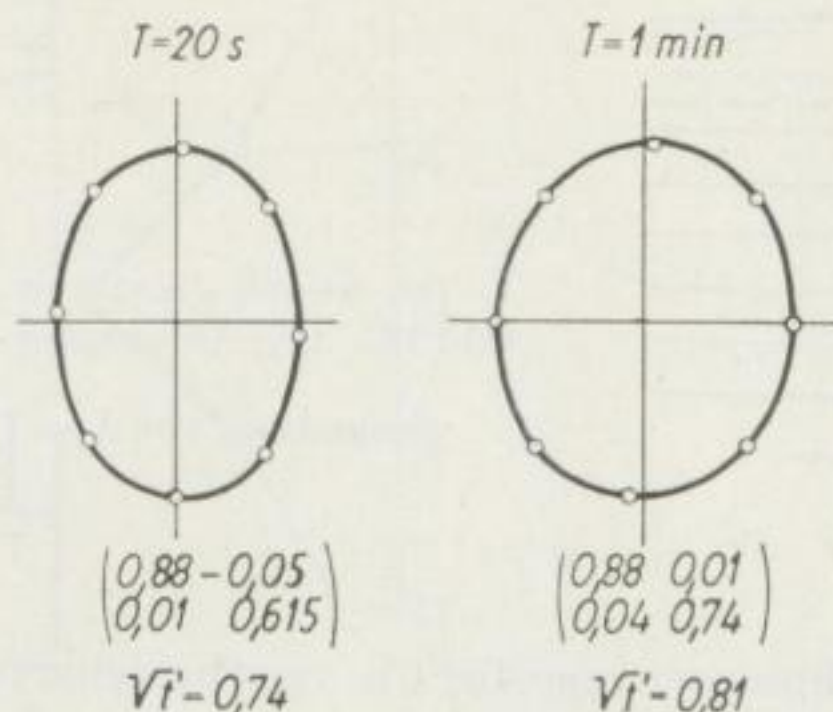


Bild 12. Die Veränderung der MT Anisotropie-Ellipse mit den Perioden der Pulsation

Man sieht, daß die Variation in erster Linie im Ausdruck M_x enthalten ist und die Verminderung der Anisotropie anzeigt (der Wert von d_s ist 0,615 statt 0,74).

7. Die Bedeutung der MT-Anisotropie als der absoluten Anisotropie

Auch in diesem Abschnitt behandeln wir nur die durch die vereinfachte Magnetotellurik erhaltbare Anisotropie.

Bei der Problemstellung wurde schon erwähnt, daß die tellurische Anisotropie die Strukturänderungen des Grundgebirges, seine tektonischen Formen oder die innere Anisotropie des Sedimentkomplexes ausdrückt. Die innere Anisotropie entsteht überhaupt aus der Schichtung des Sediments. Die Differenz des mit der Schichtung parallelen (longitudinalen: ϱ_L) und des darauf normalen (transversalen: ϱ_T) spezifischen Widerstandes drückt der Anisotropiefaktor

$$\lambda = \sqrt{\frac{\varrho_T}{\varrho_L}} \quad (65)$$

aus. Dieser gewinnt im Falle eines horizontalen Stromsystems dann an Bedeutung, wenn die tektonischen Kräfte die Schichten aus ihrer horizontalen Lage brachten. Ihre Wirkung kann man dann mit einer Anisotropie-Ellipse charakterisieren, deren große Achse, von λ abhängig, in die Streich- bzw. Fallinie fällt (Bild 13).

Dementsprechend vermag das Anisotropie-Ellipsensystem Aufschluß über die hauptsächlichsten tektonischen Formen des Gebietes bzw. über die Schichtverhältnisse des Sediments zu geben. Allerdings können bei einem komplizierteren geologischen Aufbau die beiden Bilder ineinander fließen und das Erkennen erschweren.

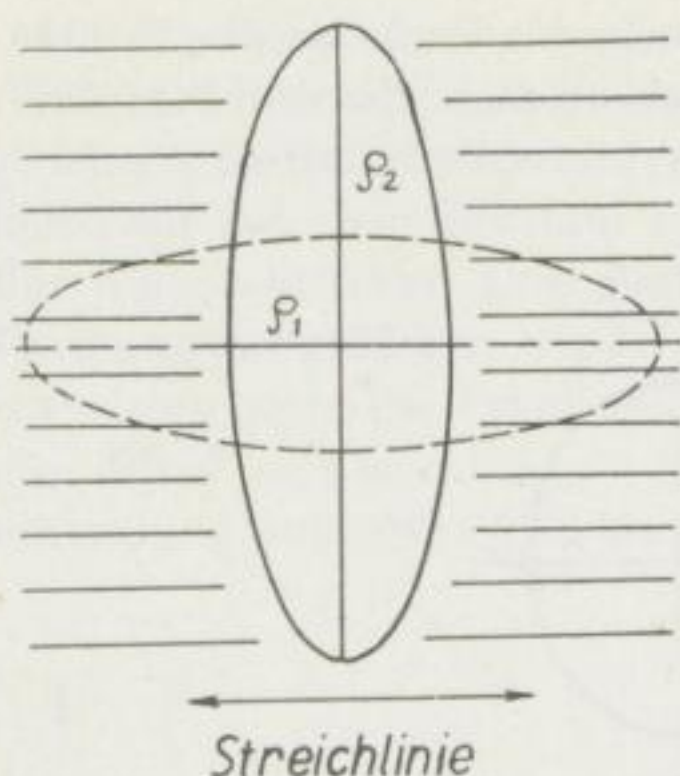


Bild 13. Die Anisotropie einer geschichteten Formation, von $\lambda = \sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}}$ abhängig

Die Anisotropie-Ellipsensysteme für die verschiedenartigen orographischen und tektonischen Formen des Grundgebirges mit großem Widerstand werden zumeist durch Modellversuche bestimmt [16, 17]. In einfacheren Fällen sind sie mittels Grenzwertberechnung oder mit Hilfe der Brechungsformel der elektrischen Feldstärke ermittelbar. Auf Bild 14 zeigen wir das Ergebnis unserer eigenen Versuche.

Die Wirkung der Anisotropie des Sediments wurde durch die CGG (Paris) mittels Modellversuche [18] im Verlauf der in Österreich durchgeführten tellurischen Erkundungen untersucht. Hier hat der Einfluß der gefalteten und daraufgeschobenen anisotropen Schichten das durch das kristalline Grundgebirge gelieferte Bild erheblich verändert. (Trotzdem haben die Fachleute den Schluß gezogen, daß die tellurische Methode auch auf diesem Gebiet eine große Hilfe zum Erkennen der geologischen Verhältnisse leistete.)

Das bisher Gesagte bezog sich auf eine Anisotropie-Ellipse, die lediglich die unter dem Meßpunkt liegenden elektrischen Unregelmäßigkeiten ausdrückt. Eine solche Anisotropie-Ellipse konnte man vor Anwendung der Magnetotellurik nur durch kostspielige Verfahren erhalten, und zwar durch vertikale elektrische Widerstandsmessungen mit Drehsondierung, die mit einem künstlichen Feld arbeiteten. Die verschiedenen Ellipsen der Tellurik drücken immer irgendeine resultierende Wirkung aus. Die am häufigsten verwendete „relative“ Ellipse trägt ihre Eigenschaften im Namen, sie gibt die Beziehung der elektrischen Anisotropien einer Feld- und einer Basisstation an. Die verschieden benannten „absoluten“ Ellipsen werden auch von den elektrischen Richtungseigentümlichkeiten der oberen Atmosphäre belastet, worauf wir bereits in den früheren Abschnitten hingewiesen haben. Nur beispielsweise erwähnen wir die im Erdstromobservatorium bei Nagycenk auf Grund von tellurischen Pulsationen aus mehr als 30000 Tangentenwerten berechnete sogenannte stabilisierte (konstante) absolute Ellipse. Es ist sicher, daß mittels dieser großen Anzahl von Daten und dem großen Arbeitsaufwand gewisse zeitliche Änderungen der Anisotropie der oberen Atmosphäre eliminiert werden können, doch

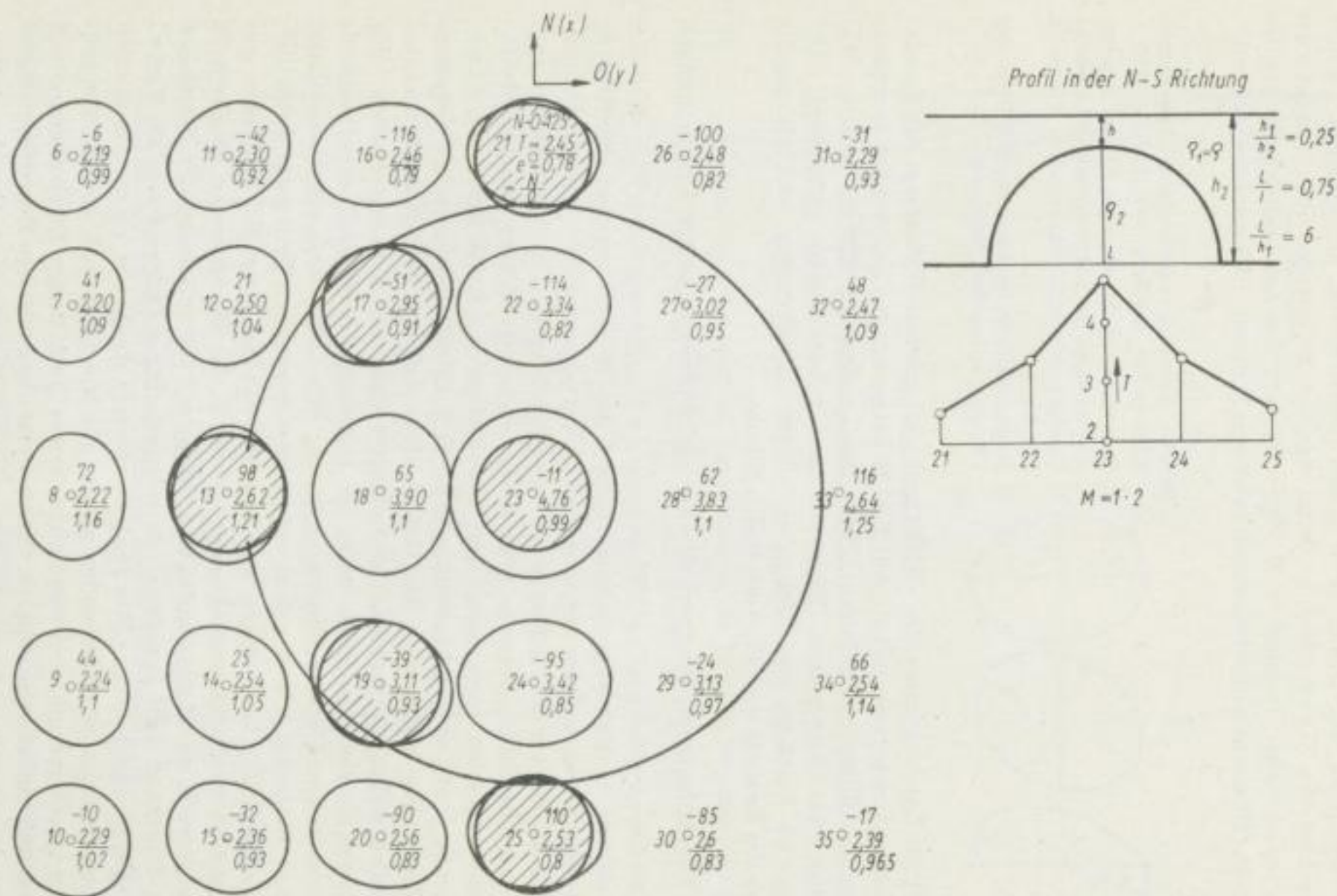


Bild 14. Das Ellipsensystem der strukturellen Anisotropie über einer Halbkugelstruktur (Modellversuch)

stimmt das Ergebnis dennoch nicht ganz mit der Anisotropie-Ellipse überein, die wir etwa auf Grund einer 3-min-Registrierung konstruieren. Unter verschiedenen Voraussetzungen kann man der Anisotropie der Observatorien statistisch näher kommen, z. B. durch Bildung des Landesdurchschnitts der auf das Observatorium bezogenen relativen Ellipsen. Bei genügender Punkt-

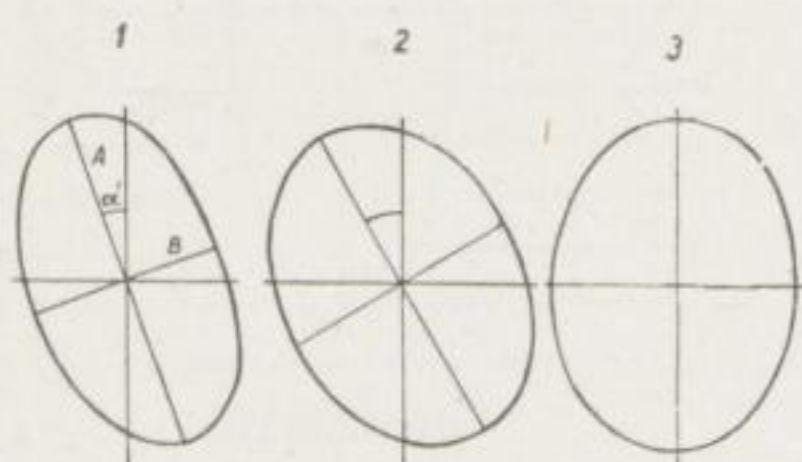


Bild 15. Vergleich verschiedener Anisotropie-Ellipsen für die Zeit von 1957 bis 1959

1. Durchschnittliche absolute Ellipse des Observatoriums bei Nagycenk mit 90° verdreht
2. Landesdurchschnittliche relative Ellipse in Ungarn
3. Magnetotellurische Anisotropie-Ellipse des Observatoriums bei Nagycenk

zahl im Lande können die vielfältigen geologischen Wirkungen des Landes einander kompensieren [12]. Auf Bild 15 haben wir die Nagycenker konstante absolute Ellipse, die relative Ellipse des Landesdurchschnitts und die MT-Ellipse des Nagycenker Observatoriums nebeneinander gezeichnet. Der Vergleich bestätigt die Richtigkeit obiger Ausführungen und gleichzeitig auch die Realität der MT-Anisotropie-Ellipse.

8. Die Anisotropie langperiodischer elektromagnetischer Erscheinungen

Der Geophysiker wird zur Erforschung der Variationen, deren Periode größer ist als jene der Pulsation, besonders durch den Wunsch angeregt, zur Klärung des elektrischen Aufbaues unserer Erde beizutragen und diese genauer kennenzulernen, wie wir dies früher bereits erwähnt haben. Auf diesem Gebiet sind schon zahlreiche theoretische, aber wesentlich weniger experimentelle Arbeiten geleistet worden, vorwiegend von japanischen und sowjetischen Forschern. Hierüber findet sich bei PORSTENDORFER [19, S. 40] eine tabellarische Zusammenstellung. Wir haben nicht die Absicht, diese Arbeiten zu behandeln und ihre ziemlich widerspruchsvollen Darstellungen einer Kritik zu unterziehen. Wir möchten sie vielmehr durch einige die Anisotropie betreffende experimentelle Daten unserer Untersuchungen ergänzen. Wir haben langperiodische Variationen analysiert, die aus dem vorwiegend irregulären Spektrum durch ihre Sinusförmigkeit hervorrangen und meistens mit ein—zwei Harmonischen gut dargestellt werden können. Dazu gehören z. B. die Baistörungen, die ebenfalls anisotrope Eigenschaften aufweisen. Wenn wir die auf Grund der Annahmen von RIKITAKE [20] konstruierten relativen Stromdichtekurven als Tiefenfunktionen untersuchen (Bild 16a), so entsteht die Frage, ob man in der den obigen Perioden entsprechenden großen Eindringtiefe noch von Inhomogenitäten sprechen kann, und wenn nicht, woher die in diesen Erscheinungen sich spiegelnde Anisotropie stammt. Können wir diese mit dem Begriff der scheinbaren Anisotropie erklären, oder müssen wir die Ursache im Aufbau des elektromagnetischen Feldes suchen?

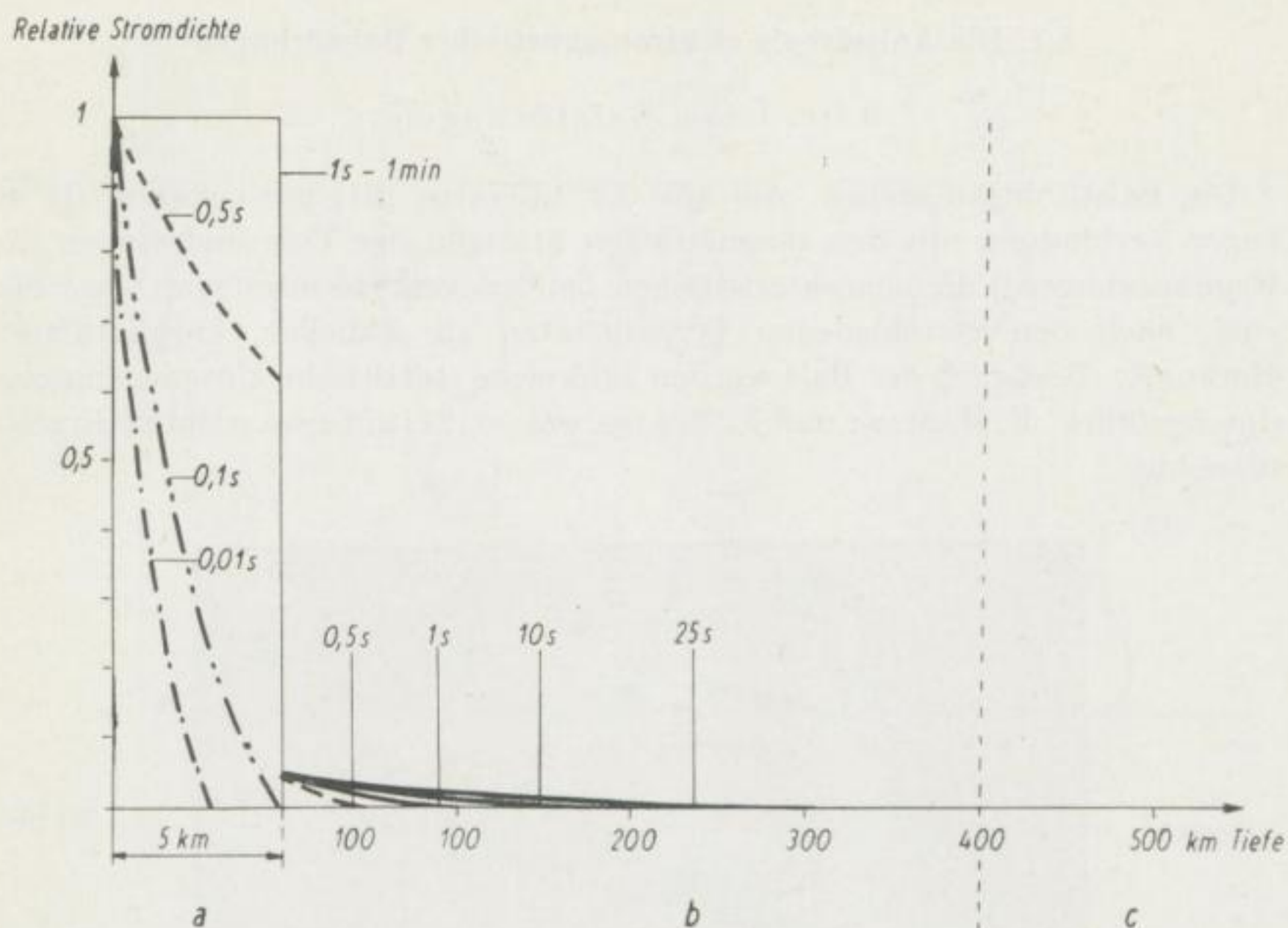


Bild 16a. Die Verteilung der relativen Stromdichte in der Erde bei Perioden zwischen 0,01 s und 1 min [20]

a = 100 Ω m b = 10000 Ω m c = 10 Ω m bis 0,1 Ω m

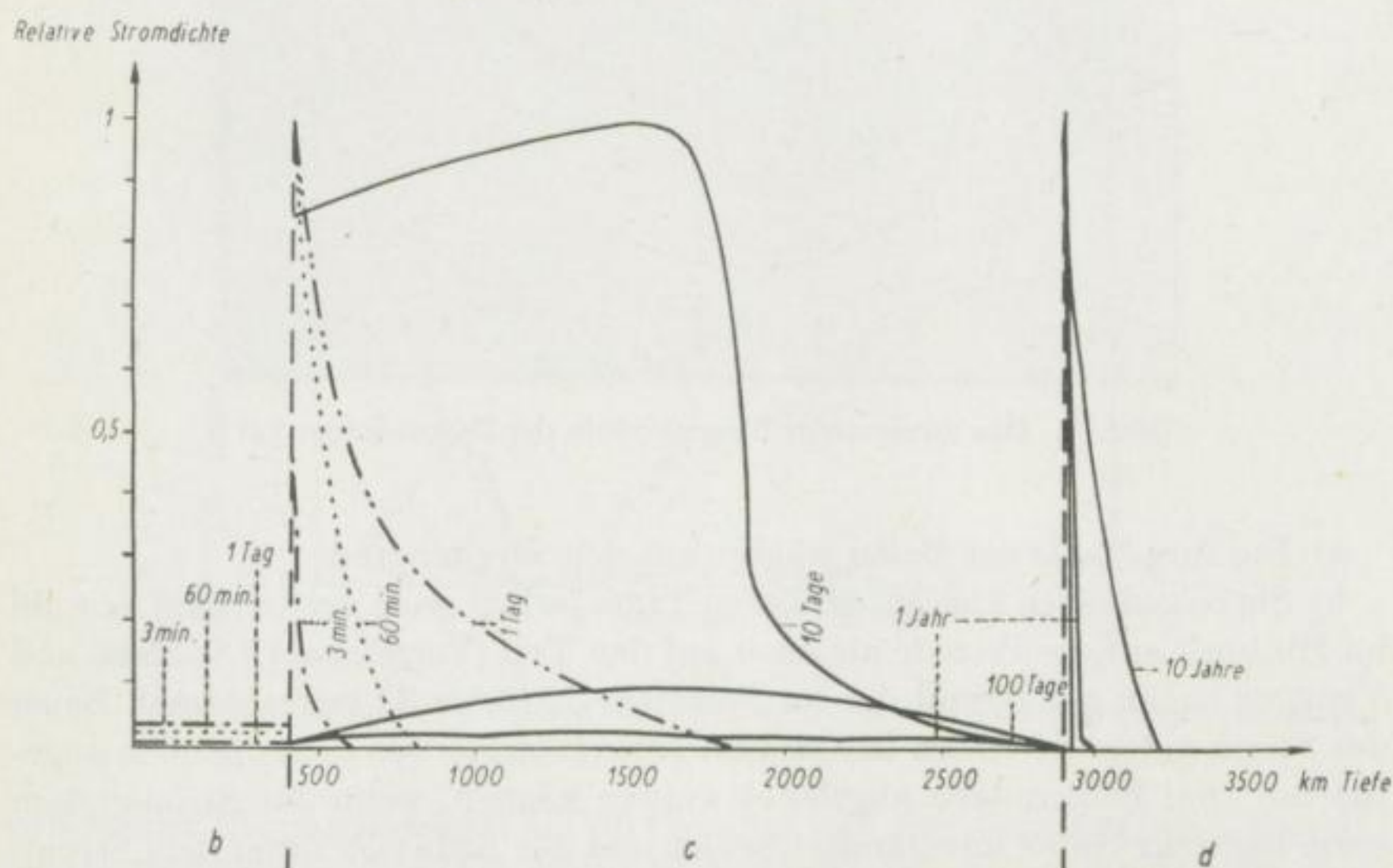


Bild 16b. Die Verteilung der relativen Stromdichte in der Erde bei Perioden zwischen 3 Minuten und 10 Jahren [20]

b = 10000 Ω m c = 10 Ω m bis 0,1 Ω m d = 10^{-7} Ω m

8.1. Die Anisotropie elektromagnetischer Baistörungen

8.1.1. Über Baistörungen

Die Baistörungen stehen, wie aus der Literatur [21] gut bekannt ist, in enger Verbindung mit den magnetischen Stürmen der Pole und stellen (in Registrierungen!) die charakteristischen baiförmigen Störungstypen dar. Sie sind, nach den verschiedenen Periodizitäten zu schließen, korpuskularer Herkunft. Bezüglich der Bais wurden zahlreiche statistische Untersuchungen durchgeführt. F. MARIANI und F. MOLINA weisen [21] auf zwei wichtige Ergebnisse hin:

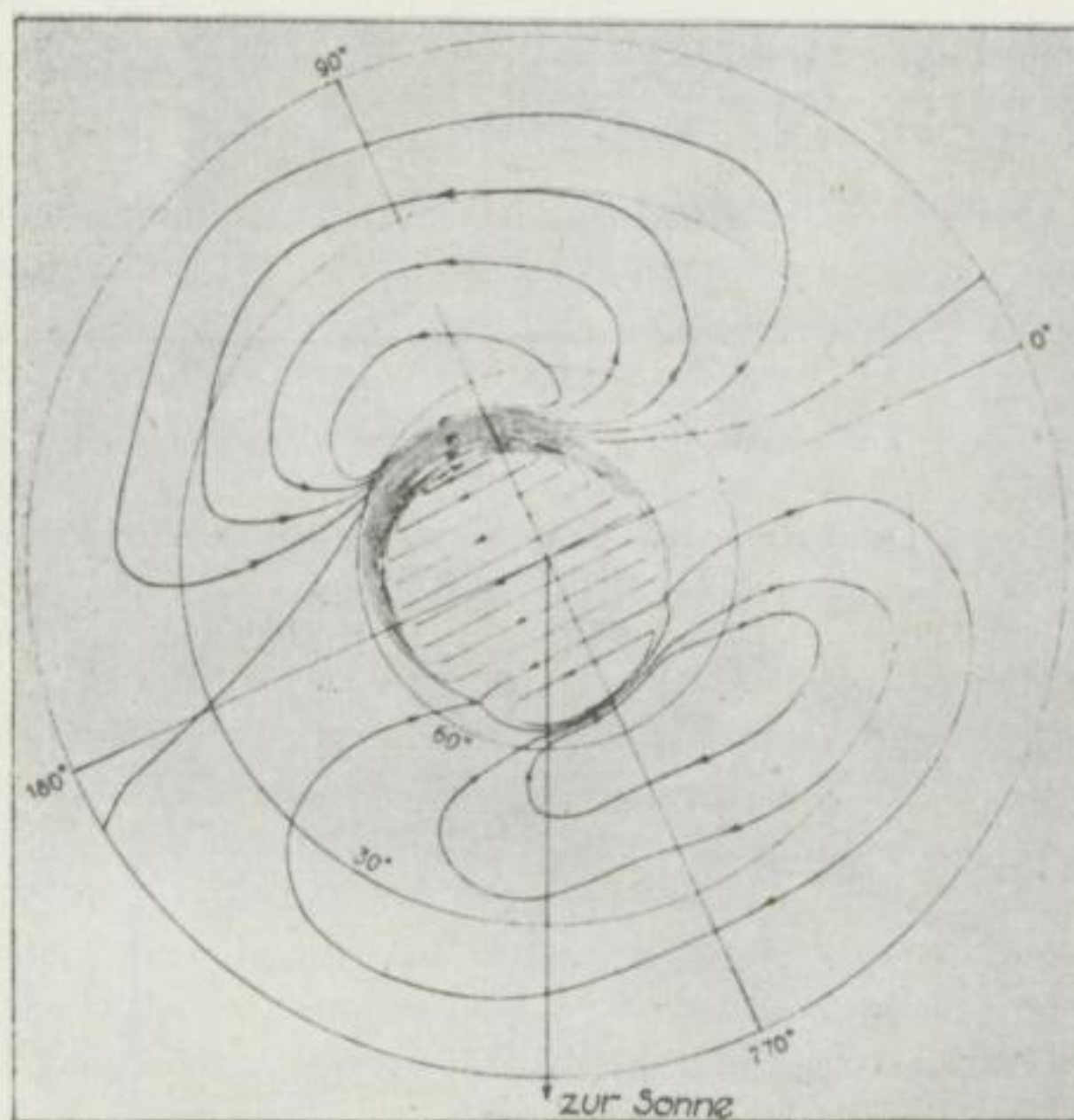


Bild 17. Das äquivalente Stromsystem der Baistörungen [21]

- a) Die Amplitude der Baien wächst mit dem Breitengrad;
- b) Sie zeigen einen klar erkennbaren Tagesverlauf nach der Ortszeit, sowohl im Hinblick auf die Periode als auch auf den Typ (Vorzeichen). SILSBEE und VESTINE haben auf Grund der im Polarjahr 1932 bis 33 beobachteten Baien das Stromsystem derselben konstruiert [21] (Bild 17), aus dem die oben angeführten zwei Folgerungen abgeleitet werden können, wenn das Stromsystem seine Lage zur Sonne unverändert behält und die Erde sich unter dem Stromsystem weiterdreht. Dieses Bild ergänzen wir zum Zweck weiterer Untersuchungen mit zwei Bildern, und zwar mit den Vektordiagrammen STEINERS [31] (Bild 18), die er zu verschiedenen Zeitpunkten über die Baistörungen in

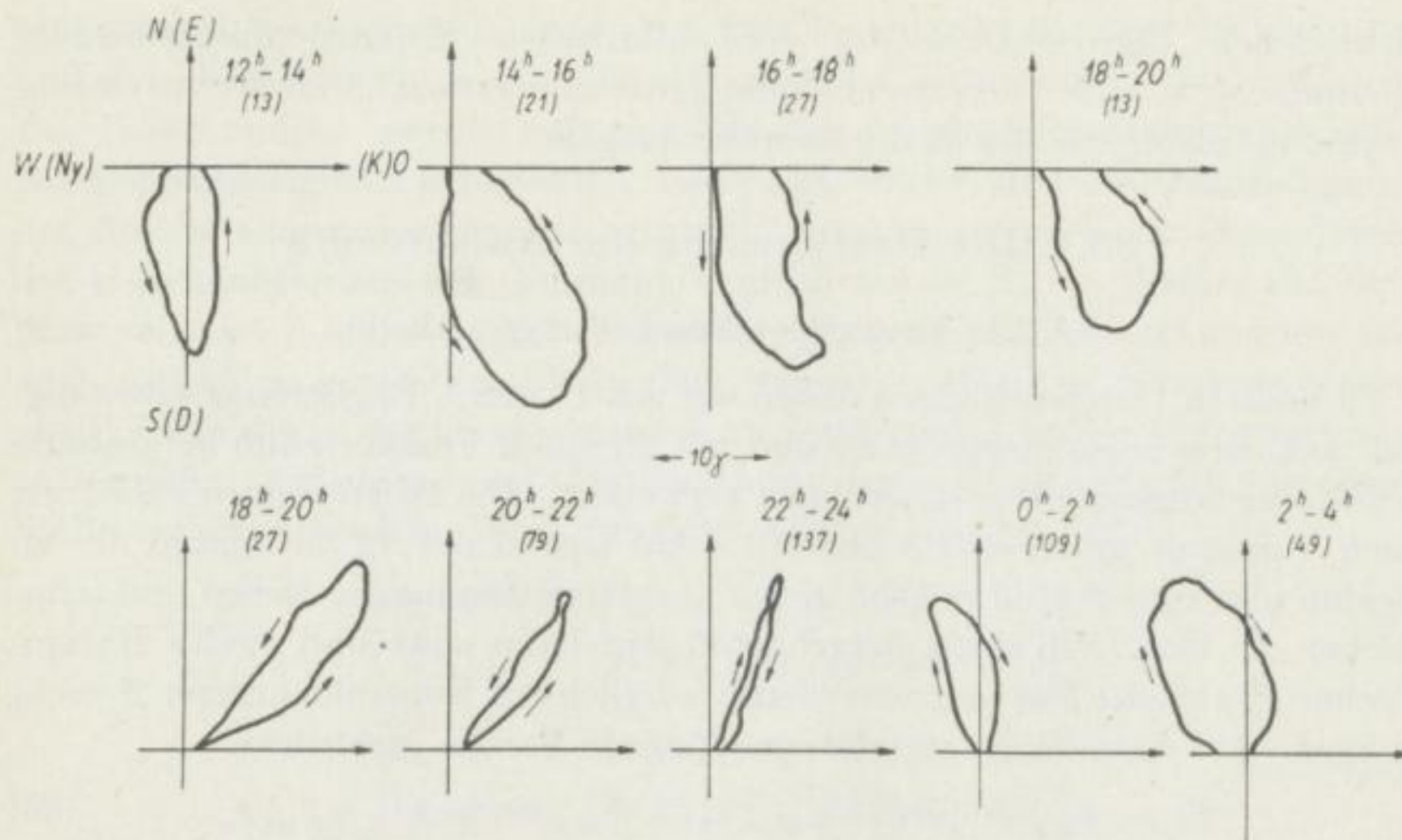


Bild 18. Die X-Y-Vektordiagramme der Baistörungen in den einzelnen Tagesabschnitten, nach STEINER

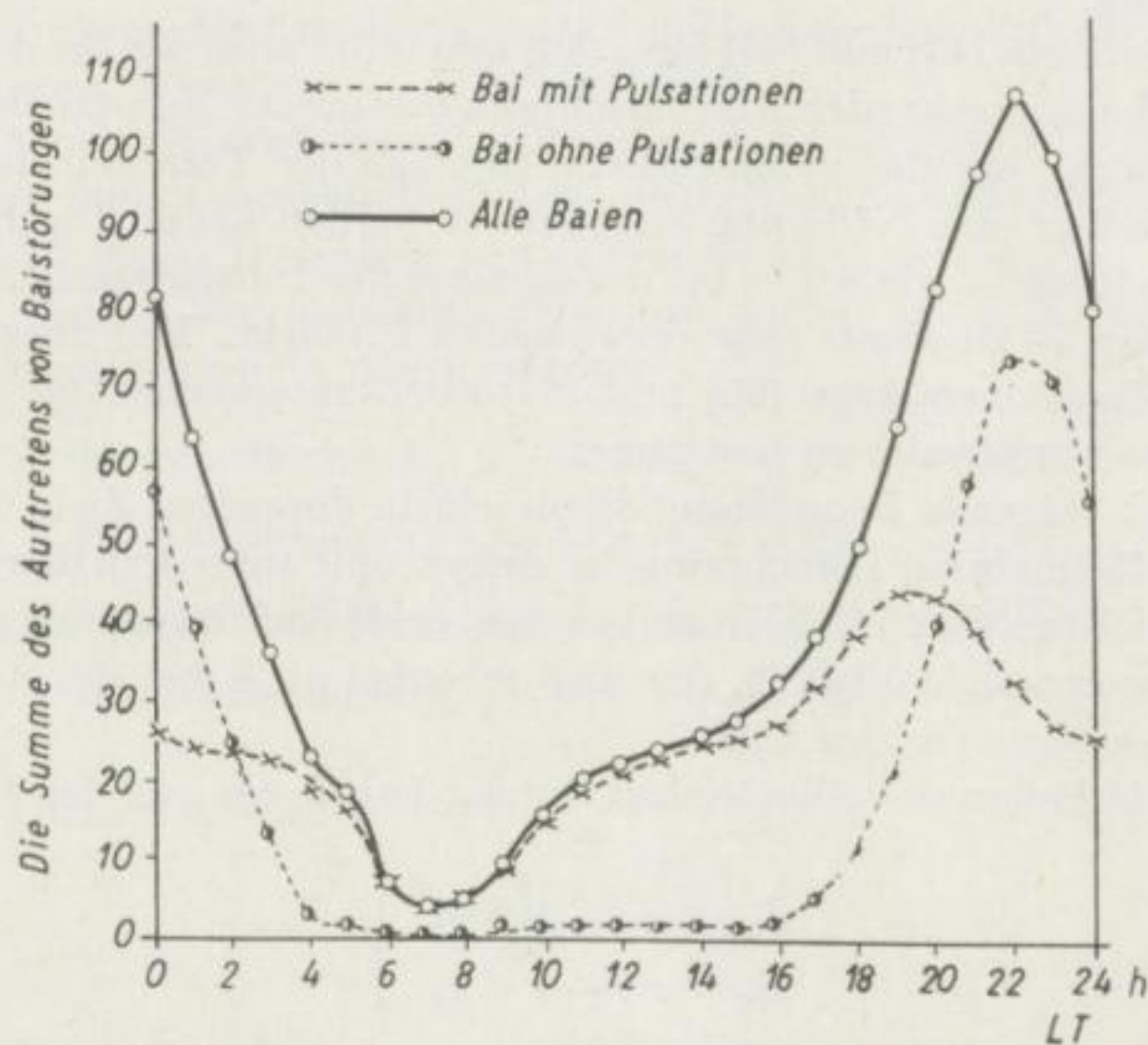


Bild 19. Die tageszeitliche Verteilung der Häufigkeit der tellurisch wahrgenommenen Baistörungen zwischen 1957 und 1960

horizontaler Ebene gezeichnet hat (in Ógyalla) und mit dem auf Grund unserer eigenen Beobachtungen angefertigten Bild über die Tagesverteilung der Häufigkeit der tellurischen Baien (Bild 19).

Auf Grund unserer früheren Untersuchungen müssen sowohl die magnetischen als auch die tellurischen Vektordiagramme (absolute Ellipsen) und die

elektrischen Eigenschaften des von tellurischen Strömen durchflossenen Mediums, d. h. außer den Gesetzmäßigkeiten des Ionosphären-Stromsystems, auch die Anisotropie des Mediums widerspiegeln.

8.1.2. Die Bestimmung der Anisotropie

8.1.2.1. Fragen der Bearbeitungsmethoden

Zu unseren Untersuchungen haben wir mit 15 mm/h Registriergeschwindigkeit aufgenommene magnetische und mit 25 mm/h Filmvorschub hergestellte tellurische langsame Registrierungen verwendet. Die Baistörungen haben wir nach Tageszeit und Periode gewählt. Auf Grund der 12 Ordinaten der zu Beginn und zum Schluß zeitlich genau abgestimmten magnetischen und tellurischen X - bzw. Y -Kurven berechneten wir deren erste und zweite Harmonische. Die zweite Harmonische diente lediglich zur Kontrolle unserer Berechnungen. Auf diese Weise standen uns für jede Bai die Ausdrücke

$$\mathfrak{M} = A_{Mx} \sin(\omega t + q_{Mx}) e_x + A_{My} \sin(\omega t + q_{My}) e_y \quad (66)$$

$$\mathfrak{E} = A_{Ex} \sin(\omega t + q_{Ex}) e_x + A_{Ey} \sin(\omega t + q_{Ey}) e_y \quad (67)$$

zur Verfügung.

Mit den Formeln (43) und (44) bzw. (48) und (49) haben wir die den Formeln (66) und (67) entsprechenden Absolutellipsen bestimmt. Nun taucht die Frage auf, ob in bezug auf das symmetrische Gepräge der Tensoren der Absolutellipsen auch hier eine Näherung angewendet werden kann. Die Behandlung dieser Frage führt — wie wir es bei der Analyse des Inhaltes des $\{M\}$ -Tensors gesehen haben — zu einem sehr verwickelten Problem. Es schien daher auf Grund der Zusammenhänge (66) und (67) zweckentsprechender, die Anisotropie-Ellipse punktweise zu bestimmen.

Unsere nun folgende Berechnung diene einem doppelten Ziel. Sie gab uns erstens eine Methode zur Berechnung der Anisotropie auf Grund der zusammengehörigen (gleichzeitigen) Größen und zweitens eine Aufklärung über die Straffheit der Zusammengehörigkeit, die uns nebenbei auch bei der Auswahl der zusammengehörigen Größen half.

Mit den Methoden der Ausgleichsrechnung haben wir aus den Gleichungssystemen

$$\left. \begin{aligned} \dot{x}_M &= a \dot{x}_E + b \dot{y}_E, \\ \dot{y}_M &= c \dot{x}_E + d \dot{y}_E, \end{aligned} \right\} \quad (68)$$

bzw.

$$\left. \begin{aligned} \dot{x}_M &= a' x_E + b' y_E, \\ \dot{y}_M &= c' x_E + d' y_E, \end{aligned} \right\} \quad (69)$$

die Unbekannten a, b, c und d bzw. a', b', c' und d' , also die Komponenten des Anisotropietensors und die Koeffizienten der totalen Korrelation R_t [23], berechnet. Bei der Lösung des Gleichungssystems (68) haben wir die magnetischen und tellurischen Variationsgeschwindigkeiten, im Falle der Gleichung

(69) die tellurischen Ordinaten (die Abweichungen von dem Ruhenniveau) und die gleichzeitigen magnetischen Variationsgeschwindigkeiten eingesetzt. Die Berechnungen wurden mit den aus der Ausgleichsrechnung bekannten Normalgleichungen durchgeführt. Gefordert wurde, daß die Quadratsumme der Abweichungen des gemessenen (z. B. x_M) und des nach der Bestimmung der Unbekannten aus der Gleichung berechneten (z. B. x'_M) Wertes ein Minimum sei, also $\sum (x_M - x'_M)^2 = \text{Minimum}$. Es mag hier bemerkt werden, daß auch \dot{x}_E und \dot{y}_E gemessene Werte sind; wir haben aber hier davon abgesehen, auch diesen die in der Quadratsumme zu berücksichtigenden Verbesserungen zuzuordnen. Auf die genauere Untersuchung dieser Frage soll noch an anderer Stelle berichtet werden. Die Normalgleichungen sind folglich:

$$\left. \begin{aligned} [\dot{x}_E \dot{x}_E] a + [\dot{x}_E \dot{y}_E] b - [\dot{x}_E \dot{x}_M] &= 0, \\ [\dot{y}_E \dot{y}_E] a + [\dot{y}_E \dot{x}_E] b - [\dot{y}_E \dot{x}_M] &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (70)$$

$$\left. \begin{aligned} [\dot{x}_E \dot{x}_E] c + [\dot{x}_E \dot{y}_E] d - [\dot{x}_E \dot{y}_M] &= 0, \\ [\dot{y}_E \dot{y}_E] c + [\dot{y}_E \dot{x}_E] d - [\dot{y}_E \dot{y}_M] &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (71)$$

Analog dazu können die Normalgleichungen geschrieben werden, die zur Bestimmung der a' , b' , c' und d' -Tensorkomponenten dienen, die die Verbindung der magnetischen Variationsgeschwindigkeiten und der tellurischen Feldstärke ausdrücken.

Mit dem totalen Korrelationskoeffizienten R_t können das Maß der Straffheit zwischen der Simultanverbindung der abhängigen Veränderlichen und sämtlichen unabhängigen Veränderlichen gekennzeichnet werden.⁷

Für den totalen Korrelationskoeffizienten haben wir z. B. bei einem Fall der Baistörungen folgende Werte erhalten:

Für die Beziehung $\dot{x}_M = a \dot{x}_E + b \dot{y}_E$: $= 0,28$,

für die Beziehung $\dot{y}_M = c \dot{x}_E + d \dot{y}_E$: $= 0,81$,

für die Beziehung $\dot{x}_M = a' \dot{y}_E + b' \dot{x}_E$: $= 0,97$,

für die Beziehung $\dot{y}_M = c' \dot{x}_E + d' \dot{y}_E$: $= 0,77$.

⁷ Der Wert für z. B. x_M wird

$$R_t = \sqrt{1 - \frac{S_{xM}^2}{\sigma_{xM}^2}}, \quad (72)$$

worin

$$S_{xM} = \frac{\sum (x_M - x'_M)^2}{n}, \quad (73)$$

$$\sigma_{xM}^2 = \frac{\sum (x'_M - \bar{x}_M)^2}{n}, \quad (74)$$

\bar{x}_M = Durchschnittswert

und

n = Anzahl der Daten

bedeuten.

Aus obigen Korrelationskoeffizienten können wir den Schluß ziehen, daß die Verbindung zwischen den magnetischen Variationsgeschwindigkeiten und der tellurischen Feldstärke straff fast funktionsmäßig ist, jedoch wesentlich straffer als zwischen der magnetischen und der tellurischen Feldstärke.

Es sei bemerkt, daß man für das Maß der Straffheit auch die aus der Ausgleichung nach (70) und (71) berechenbaren mittleren Fehler der ermittelten Koeffizienten verwenden kann. Wir haben hier die Korrelationskoeffizienten vorgezogen.

Zur Erhärtung obiger Feststellungen sollen noch einige experimentelle Argumente angeführt werden.

Wenn wir die Phasenverschiebung zwischen den aufeinander senkrechten tellurischen und magnetischen Komponenten studieren, können wir feststellen, daß die tellurische Feldstärkekomponente im Verhältnis zur magnetischen mit einem Winkel von mehr als 60° vorausseilt (Bild 20). Dieser Umstand

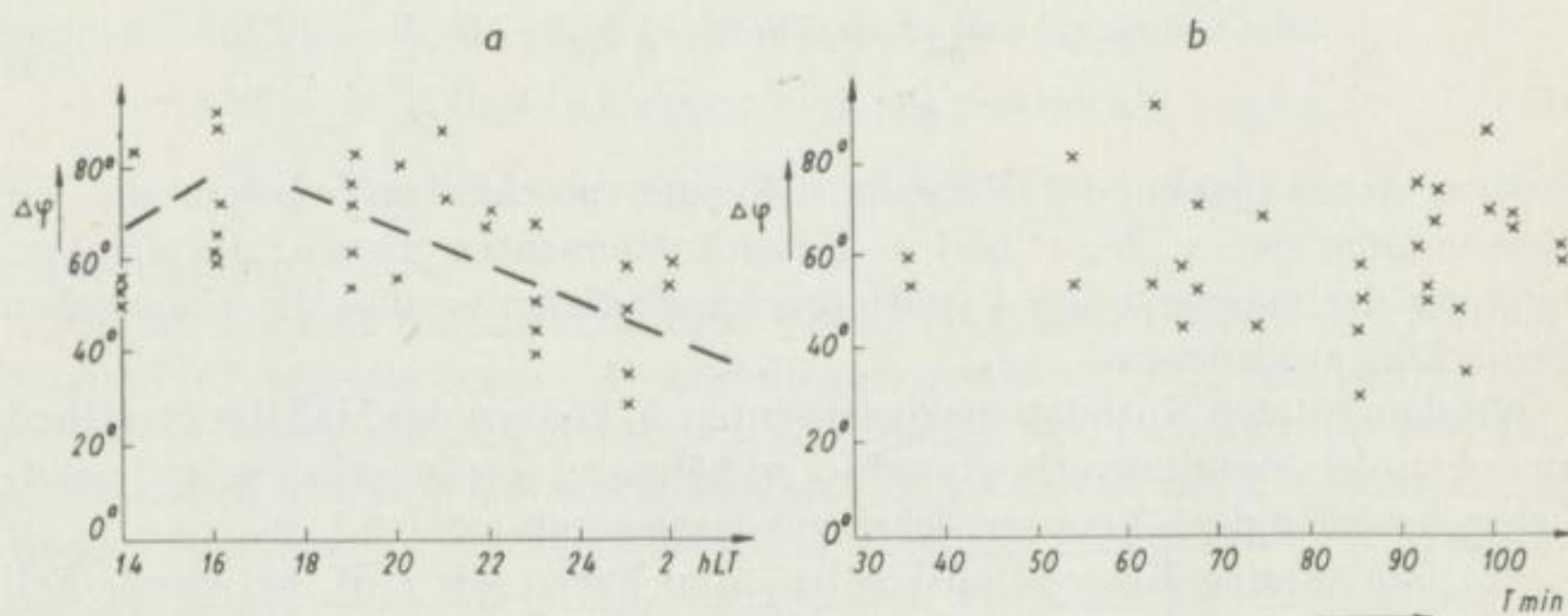


Bild 20. $\Delta\varphi = \varphi_E - \varphi_M$ als Funktion der Ortszeit (a) und der Periode (b)

weist auf eine induktive Verbindung hin. Bekräftigt wurde dies auch durch eine hier nicht mitgeteilte graphische Integration der tellurischen Kurve, mittels der wir die magnetische Kurve ziemlich gut wieder erhalten haben. Wenn wir auf Bild 21 die zu $t = 0$ gehörigen magnetischen und tellurischen Vektoren beobachten, sehen wir, daß der durch diese eingeschlossene Winkel größer als 180° ist (kein individueller Fall). Demgegenüber schließt die Tangente der Absolutellipse mit dem tellurischen Vektor bei $t = 0$ einen Winkel von 65° ein.

Es erhebt sich die Frage, wie man diesen scheinbar induktiven Zusammenhang mit der CAGNIARD-Theorie erklären kann. Wenn wir die Kurven der Phasenverschiebungs-Perioden dreischichtiger Strukturen untersuchen, sehen wir, daß im Falle von $\varrho_2 > \varrho_3$ der Wert der Phasenverschiebung in die Nähe von 90° fällt, wenn der ϱ_3/ϱ_2 -Wert gegen Null strebt [22]. Wir wissen, daß im Aufbau der Erde einer schlechtleitenden Zone eine gutleitende Zone folgt. Laut dem auf Bild 16 b gezeigten Diagramm der Verteilung der relativen Stromdichte, fällt die maximale Stromdichte der Baistörungen gerade in das Grenzgebiet der oben erwähnten Zonen.

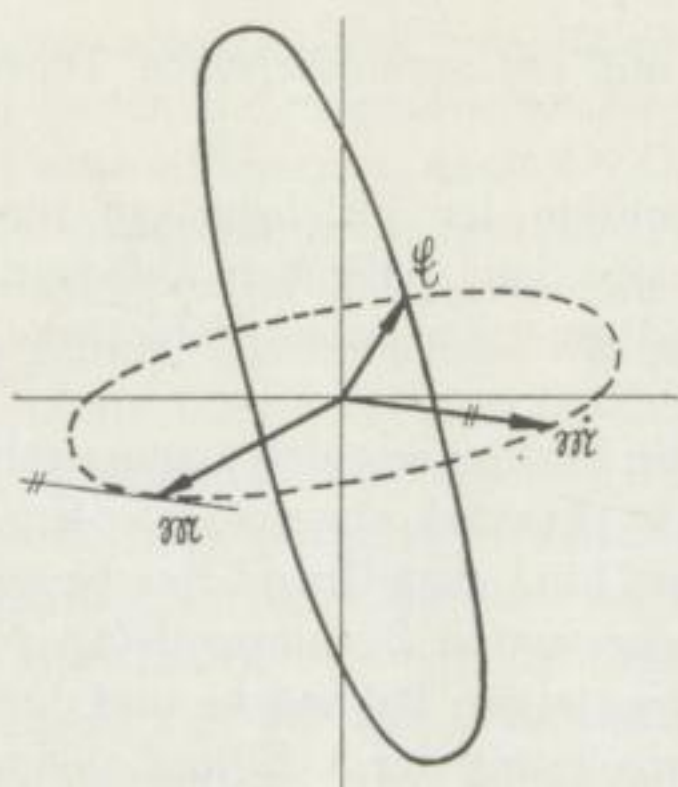


Bild 21. Die \mathcal{M} -, \mathcal{M}^{\cdot} - und \mathcal{E} -Vektoren bei $t = 0$ (\mathcal{M} rechts im Bild)
 — tellurisch - - - magnetisch

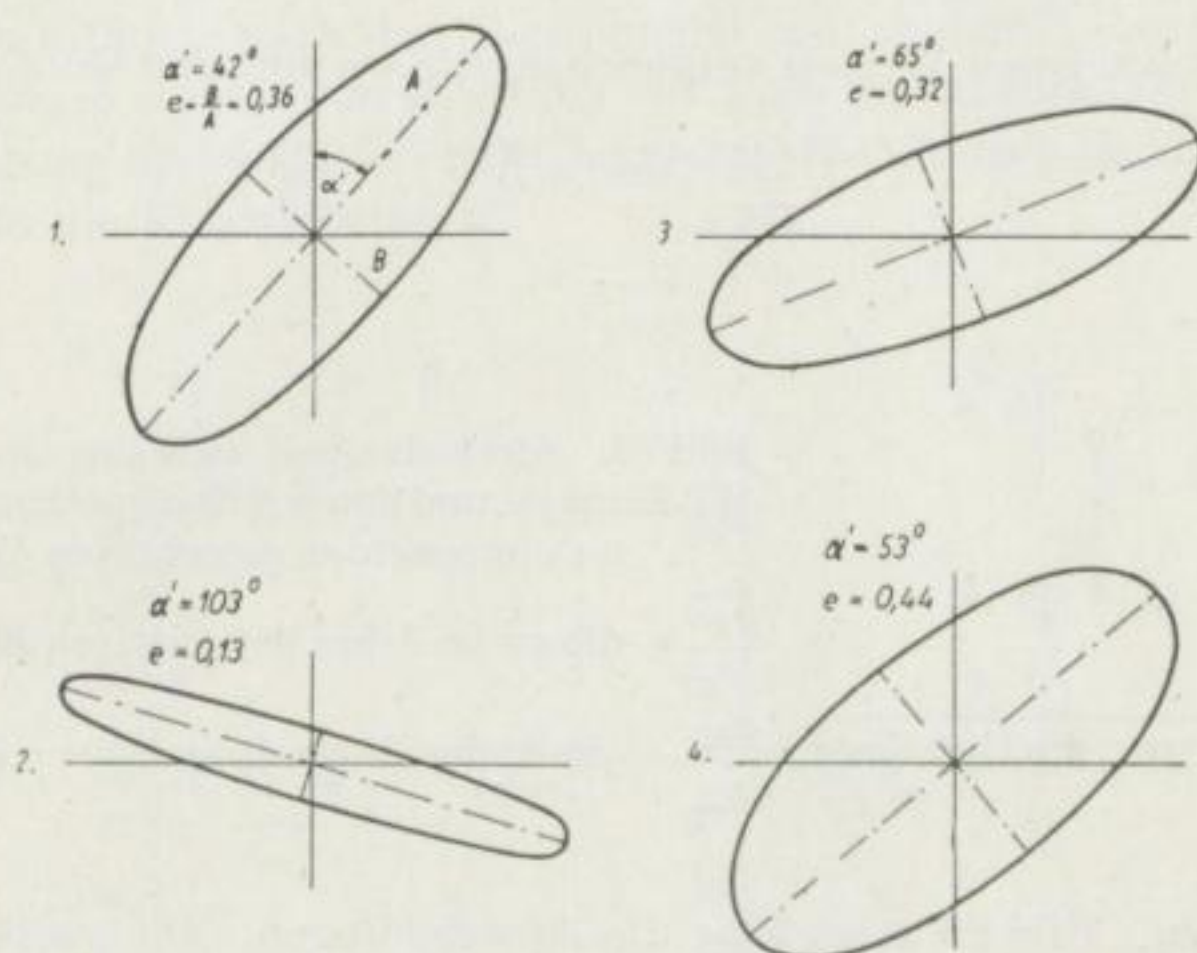


Bild 22. Die mittels verschiedener Methoden konstruierten MT-Ellipsen

Die Ellipse E/\dot{M} aus der Determinante: $\begin{vmatrix} a' & b' \\ c' & d' \end{vmatrix}$	Die Ellipse E/\dot{M} aus den absoluten Ellipsen berechnet
Die Ellipse \dot{E}/\dot{M} aus der Determinante: $\begin{vmatrix} a & b \\ c & d \end{vmatrix}$	Die Ellipse E/\dot{M} aus der harmonischen Analyse

Die Ergebnisse unserer Berechnungen zeigen wir im folgenden graphisch.
 In Bild 22 sind vier Ellipsen nebeneinander gezeichnet:

1. Auf Grund von $\begin{pmatrix} a' & b' \\ c' & d' \end{pmatrix}$ dargestellt,
2. aus $\begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix}$ konstruiert,

3. aus Absolutellipsen, mit auf symmetrischen Tensor bezogener Annahme gerechnet,
4. mit Hilfe der Quotienten der gleichzeitigen magnetischen Feldstärkeänderung (d. h. der aus dem zeitlichen Differentialquotienten von (66) erhaltene Werte) und der tellurischen Feldstärke (67) punktweise aufgetragen.

Die 2. Ellipse, die also die Verbindung der magnetischen und der tellurischen Feldstärke ausdrückt, gibt ein stark abweichendes Ergebnis und weist auf eine extrem große Anisotropie hin. Auf Grund des Gesagten haben wir bei der Anisotropieberechnung zuerst den Zusammenhang zwischen der Variationsgeschwindigkeit der magnetischen Feldstärke und der tellurischen Feldstärke untersucht. (Das bei Berechnung der 3. Ellipse angewendete Verfahren kann nur ein genähertes Ergebnis liefern.)

Wenn wir bei dem Differentialquotienten der Harmonischen in (66) vom Koeffizienten $\omega = \frac{2\pi}{T}$ absehen, können wir die Achsen der erhaltenen Anisotropie-Ellipse mit jenen Werten vergleichen, die wir mit den Quotienten

$$\frac{x_M}{y_E} \quad \text{und} \quad \frac{y_M}{x_E}$$

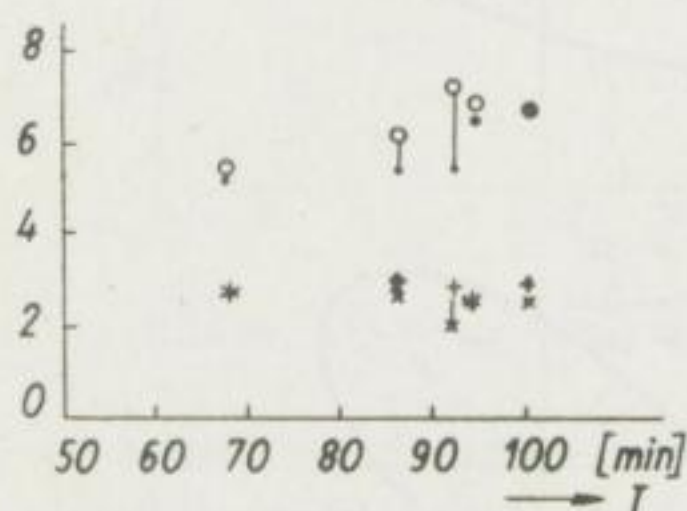


Bild 23. Abweichungen zwischen den Achsen der MT-Ellipsen und den mit den Quotienten der Vektorkomponenten gerechneten Werten

$\frac{y_M}{x_E}$ • die große Achse der relativen Ellipse: ○
 $\frac{x_M}{y_E}$ + die kleine Achse der relativen Ellipse: ×

erhalten haben. Bild 23 zeigt klar die Abweichungen. Die große Achse ist im allgemeinen größer, die kleine Achse kleiner als der aus dem entsprechenden Quotienten errechnete Wert. Wie bekannt, können obige Quotienten in günstigen Fällen die Achsenschnitte der Anisotropie-Ellipse ergeben, mit denen die Ellipsenachsen nur dann übereinstimmen, wenn sie in den Achsen des Koordinatensystems liegen. Aus diesem Grunde sind die auf Grund von (61) bisher durchgeführten Anisotropieberechnungen fehlerhaft.

8.1.2.2. Ergebnisse der Experimente

Die aus einer einzigen Periode des elliptisch polarisierten elektromagnetischen Feldes bestimmte Anisotropie kann auf Grund von (66) und (67) durch folgende Funktion dargestellt werden:

$$f' \left[\frac{y_M}{x_M}, \frac{x_E}{x_M}, \frac{y_E}{x_M}, (\varphi_{My} - \varphi_{Mx}) (\varphi_{Ex} - \varphi_{Mx}) (\varphi_{Ey} - \varphi_{Mx}) \right]. \quad (75)$$

Die Anisotropie-Ellipse ist also in funktionsmäßiger Verbindung mit der Phasendifferenz der tellurischen und magnetischen Harmonischen. Auf Bild 20 sind die Änderung der Phasendifferenzen nach der Ortszeit (a) und nach der Periode der Baistörungen (b) nebeneinander gestellt. Während sich auf Bild 20a ein ausdrücklicher, gut erkennbarer Zusammenhang zeigt, ist hiervon auf Bild 20b keine Spur zu finden. Es weist also die Anisotropie eine zeitliche Änderung auf. Wenn wir die Parameter der Absolutellipsen berechnen und die zusammengehörigen tellurischen und magnetischen Großachsenrichtungen bzw. deren Abweichung von einer gewählten Richtung als Funktion der Ortszeit darstellen, dann erhalten wir eine ähnliche zeitliche Variation (Bild 24, Teil a). Auf demselben Bild haben wir in b den Tageslauf der α -Winkelabweichung der beiden Achsen von 90° als einen noch kräftigeren Beweis der gesetzmäßigen Änderung dargestellt. Der Wendepunkt sämtlicher zeitlicher Variationen liegt bei 18 Uhr (LT), was mit der Vorzeichenänderung der Baistörungen in unserem Breitengrad übereinstimmt. (Siehe die Vektortabellen STEINERS auf Bild 18). Wenn wir auf Grund obiger Ausführungen die MT-Anisotropie-Ellipsen nach den Gleichungen (66) und (67) der Harmonischen konstruieren, so steht deren Richtung mit jener der Absolutellipsen immer im Zusammenhang und folgt deren prägnanteren Wendungen (Bild 25). Dasselbe gilt auch für die Exzentrizitäten.

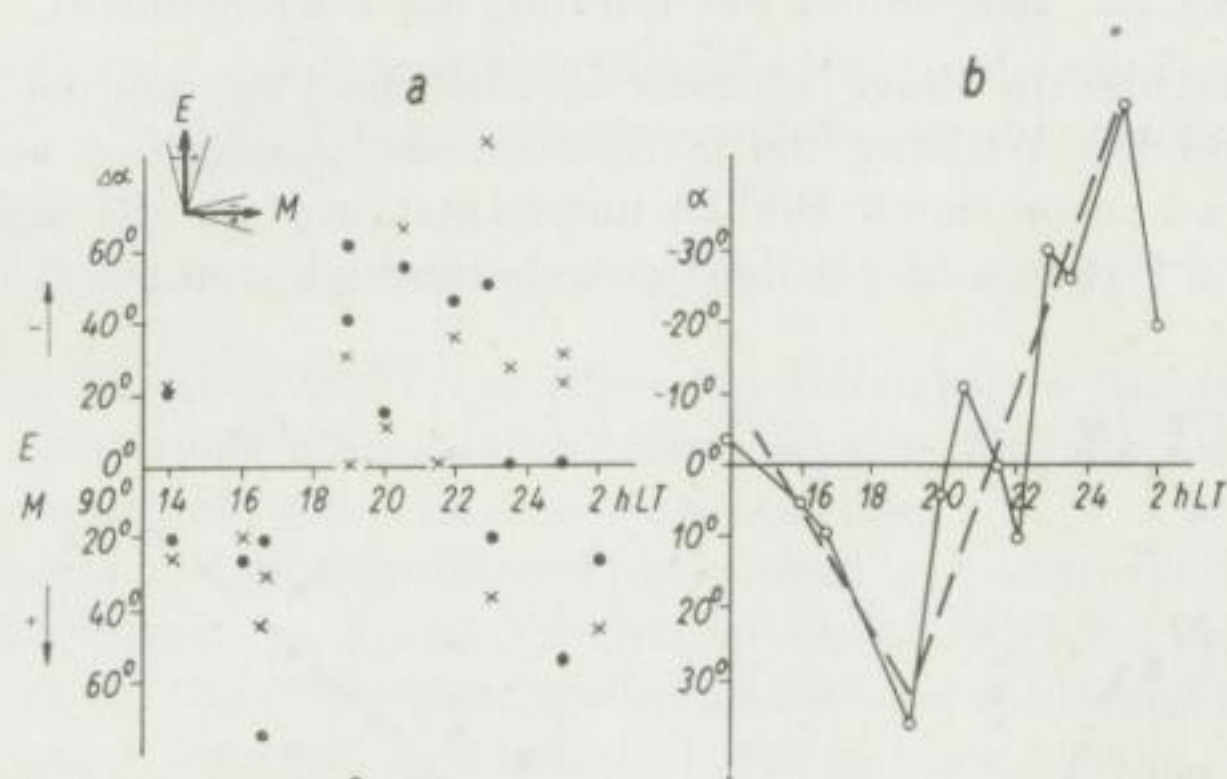


Bild 24

- a) Die Veränderung der Großachsenrichtung der magnetischen und tellurischen Absolutellipsen nach der Ortszeit
 tellurisch (E) • magnetisch (M) ×
 b) Die α -Änderung nach Ortszeit
 - - - Ausgleichslinie

Die Änderungen der sogenannten magnetotellurischen relativen Ellipsen zeigen sich gleicherweise, ob wir den Zusammenhang der magnetischen Feldstärke oder deren zeitlichen Differentialquotienten mit der gleichzeitigen tellurischen Feldstärke suchen.

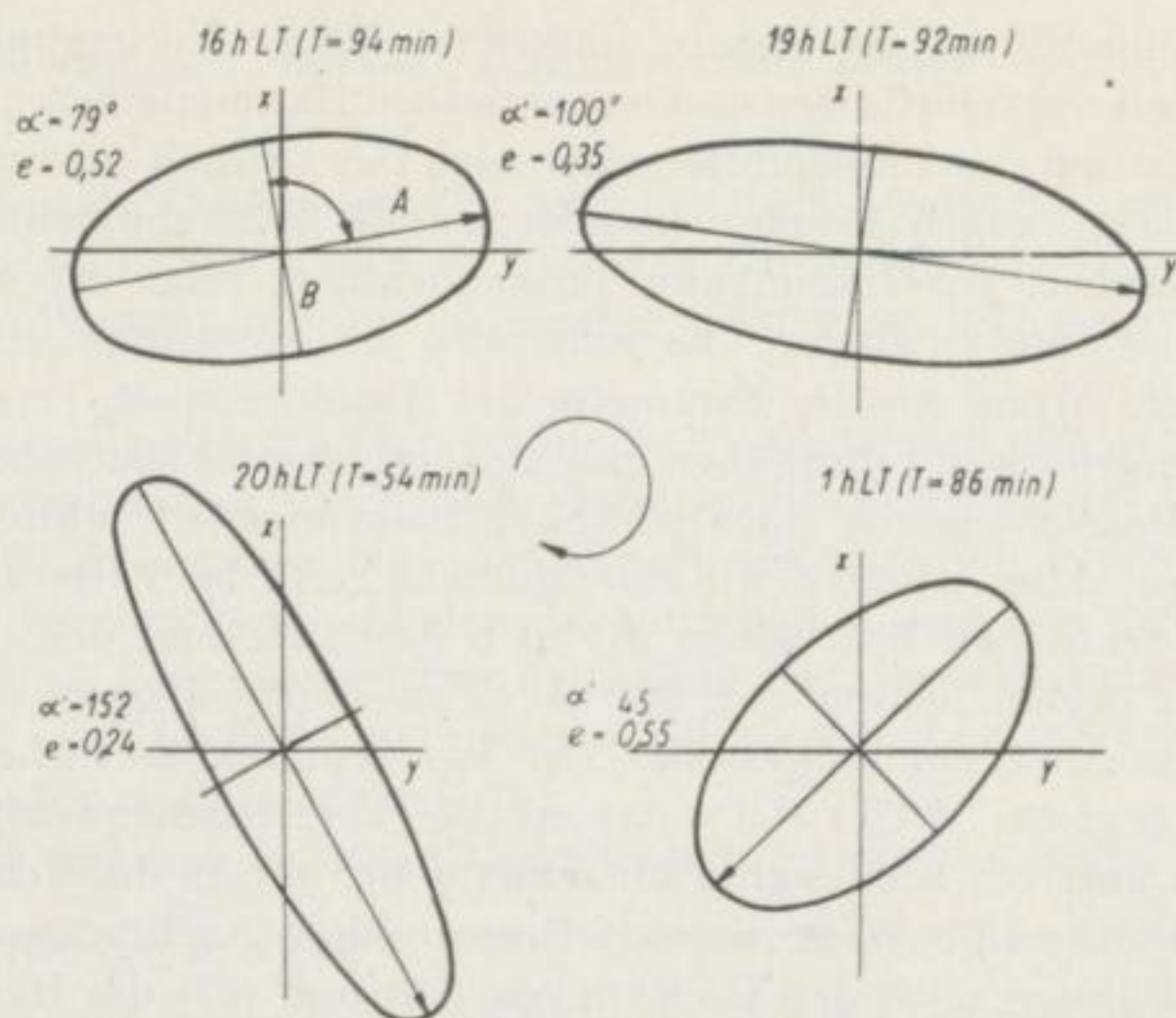


Bild 25. Variation der MT-Ellipsen mit der Tageszeit bei Baistörungen

8.1.2.3. Berechnung der Wirkung der Z-Komponente

Es entsteht hier die Frage, ob man die zeitliche Variation der MT-Ellipse der induzierenden Wirkung der Z-Komponente zuschreiben kann? Diese Annahme wird schon durch Bild 26 unterstützt, wo wir die maximalen Z-Variationen in Prozenten der in den dazugehörigen horizontalen Komponenten

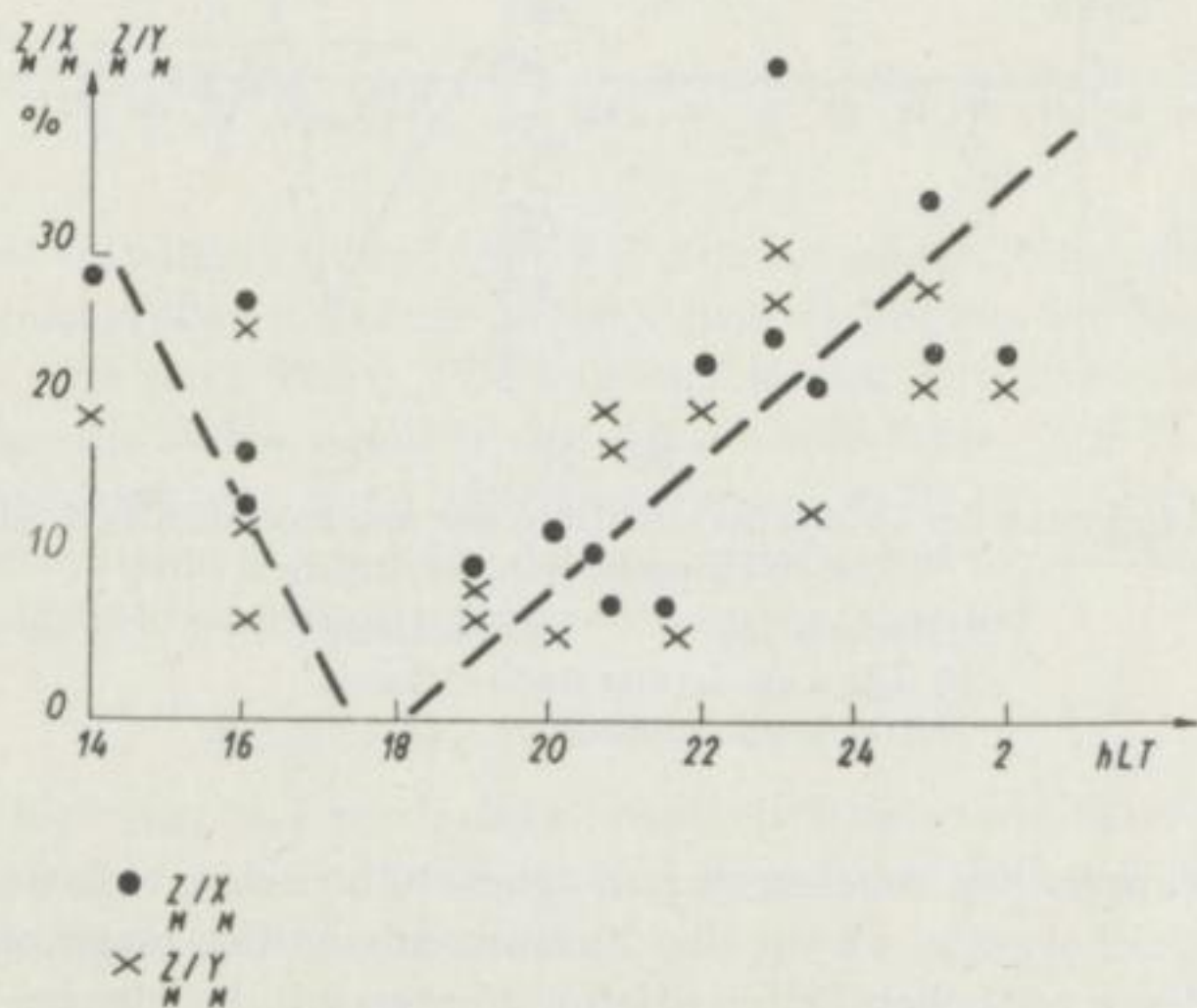


Bild 26. Veränderung von Z/X und Z/Y nach der Ortszeit

auf tretenden Variationen ausgedrückt haben. Die zeitliche Variation ist abermals auffallend. Der Wendepunkt liegt bei 18 Uhr.

Für den allgemeinen Fall müssen wir die Gleichung (69) durch die Wirkung der Z-Komponente erweitern. Für die tellurischen Komponenten erhält dann die Gleichung folgende Form:

$$x_E = a_e \dot{x}_M + b_e \dot{y}_M + e_e \dot{z}_M \quad (76)$$

$$y_E = c_e \dot{x}_M + d_e \dot{y}_M + f_e \dot{z}_M \quad (77)$$

Nach Ablesung der tellurischen Ordinaten und nach gleichzeitiger Ablesung der magnetischen Variationsgeschwindigkeiten werden die Normalgleichungen, die der Minimalbedingung genügen müssen, aufgestellt.

$$\left. \begin{aligned} [\dot{x}_M \dot{x}_M] a_e + [\dot{x}_M \dot{y}_M] b_e + [\dot{x}_M \dot{z}_M] e_e - [\dot{x}_M \dot{x}_E] &= 0 \\ [\dot{x}_M \dot{y}_M] a_e + [\dot{y}_M \dot{y}_M] b_e + [\dot{y}_M \dot{z}_M] e_e - [\dot{y}_M \dot{x}_E] &= 0 \\ [\dot{x}_M \dot{z}_M] a_e + [\dot{y}_M \dot{z}_M] b_e + [\dot{z}_M \dot{z}_M] e_e - [\dot{z}_M \dot{x}_E] &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (78)$$

$$\left. \begin{aligned} [\dot{x}_M \dot{x}_M] c_e + [\dot{x}_M \dot{y}_M] d_e + [\dot{x}_M \dot{z}_M] f_e - [\dot{x}_M \dot{y}_E] &= 0 \\ [\dot{x}_M \dot{y}_M] c_e + [\dot{y}_M \dot{y}_M] d_e + [\dot{y}_M \dot{z}_M] f_e - [\dot{y}_M \dot{y}_E] &= 0 \\ [\dot{x}_M \dot{z}_M] c_e + [\dot{y}_M \dot{z}_M] d_e + [\dot{z}_M \dot{z}_M] f_e - [\dot{z}_M \dot{y}_E] &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (79)$$

Nach Auflösung der Normalgleichungen können wir aus den Gleichungen (76) und (77) die Z-Wirkung eliminieren und die Anisotropie-Ellipse mit dem Gleichungssystem

$$x_E = a_e \dot{x}_M + b_e \dot{y}_M, \quad y_E = c_e \dot{x}_M + d_e \dot{y}_M \quad (80)$$

umrechnen. Wie aus Bild 27 ersichtlich, hat sich dabei die Richtung der Großachse der Anisotropie-Ellipse kaum verändert, also blieb der zeitliche Verlauf der Anisotropie praktisch ohne Änderung bestehen.

Wir bemerken, daß obige Korrektionsrechnung Z ungewiß wird, wenn Z in enger Korrelation zu X und Y steht. In diesem Fall kann man die Koeffizienten e_e und f_e von Z aus einer großen Datenreihe auf Grund mehrerer Baistörungen zur Korrektion rechnen, doch bringt diese Lösung starke Durchschnittswerte in die Rechnung, da die Werte von a_e , b_e , c_e und d_e pro Bai sich ändern.

Für die unter den Aufarbeitungsfragen als Beispiel angeführten und mit R_t gekennzeichneten Baistörungen sind die Korrelationsfaktoren der Gleichungen (76) und (77):

$$\text{für (76): } R_t = 0,97$$

$$\text{für (77): } R_t = 0,92$$

Die Korrelation wurde somit besser.

Die Berechnung der letzten Anisotropie-Ellipse haben wir auf Grund der Gleichung (31), also mit doppelter Transformation, in Bild 27 dargestellt.

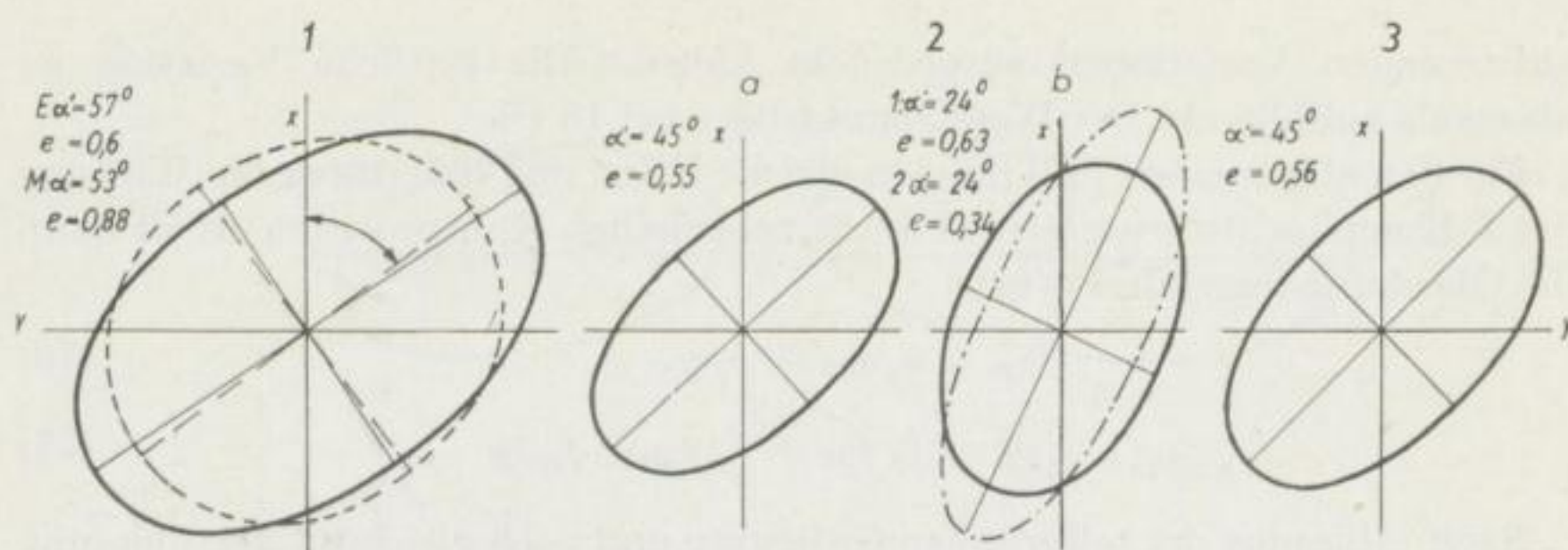


Bild 27. Die Anisotropie der Baistörungen

Die Anisotropie einer Baistörung ($T = 86$ min, 1 hLT).1: Die absoluten Ellipsen 2: Die Ellipsen E/\dot{M} 3: Die Ellipse $(E/\dot{M})^2$

Zu 1: - - - magnetisch ——— tellurisch

Zu 2: a) aus der harmonischen Analyse und b) aus der Determinante berechnet

Zu 2b: 1: ——— auf den \dot{Z} -Effekt korrigiert2: - - - auf den \dot{Z} -Effekt nicht korrigiert

$$\begin{aligned} \text{Die Gleichungen: } x_E &= 1,77 \dot{x}_M - 1,91 \dot{y}_M + 7,6 \dot{z}_M \\ y_E &= 1,67 \dot{x}_M + 0,76 \dot{y}_M + 6,6 \dot{z}_M \end{aligned}$$

Zu 3: Die Determinant e :

$$\begin{vmatrix} -0,05 & -4,82 \\ 4,22 & -2,62 \end{vmatrix}$$

9. Folgerungen

Wie wir gesehen haben, macht der Zusammenhang zweier Felder, im Falle elliptisch polarisierter Wellen abhängig von der Richtung der großen Achse der Polarisationsellipse (siehe die absoluten Ellipsen), wesentliche Änderungen durch. Deshalb kann das aus der Tellurik allgemein bekannte BONDARENKO-Verfahren [das den Zusammenhang der in zwei Meßpunkten (Basis- und Feldstation) gleichzeitig wahrgenommenen elektrischen Feldstärken, aus der harmonischen Analyse der Änderung einer einzigen Periode bestimmt] zur Analyse des von den physikalischen Parametern des Mediums abhängigen Zusammenhanges des magnetischen und des tellurischen Feldes nicht verwendet werden. Hierdurch wird auch klar, durch welche absolute Ellipsen die in den Grundzusammenhängen vorhandenen Tensoren ($\{M\}$ und $\{E\}$) ausgedrückt werden sollen. Zur Berechnung der elektrischen Anisotropie können nur solche absoluten Ellipsen verwendet werden, die aus nach verschiedenen Richtungen polarisierten Änderungen statistisch bestimmt wurden, wie dies auch im Falle der S-Ellipsen auf Bild 7 und 10 geschah. Die punktweise Konstruktion der Anisotropie-Ellipse kann bei elliptisch polarisierten Wellen auf Grund der „sichtbaren Amplitude“ geschehen. Mit dieser Methode können auch aus Baistörungen Anisotropie-Ellipsen konstruiert werden.⁸

⁸ Wenn wir auf Bild 24b die Zeitachse im Sinne des Bildes 24 durch die Großachsenrichtung der magnetischen absoluten Ellipse ersetzen, so erhalten wir ein Koordinatensystem, das der Rokitjanski-Methode entspricht. Die auf Grund der Kurve bestimmte Anisotropie-Ellipse stimmt mit der punktweise konstruierten Ellipse gut überein (s. Bild 28).

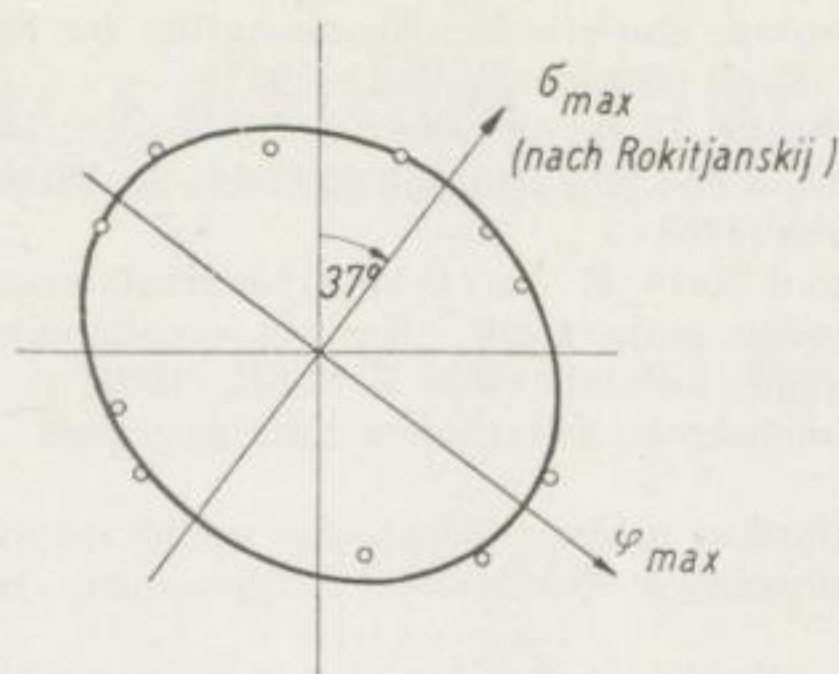


Abb. 28

Innerhalb einer elliptisch polarisierten Welle stammt die Änderung des Zusammenhangs zwischen den beiden Feldern in der Funktion der Achsenrichtung der Polarisationsellipse von den komplexen Eigenschaften des Impedanztensors. Daraus folgt, daß ein einziges absolutes Ellipsenpaar für die Bestimmung der Anisotropie mit Ausnahme des „S-Intervalles“ [29] nicht genügt.

Dank

Meinem Direktor, Dr. h. c. Dr. Antal TÁRCZY-HORNOCH, Mitglied der Ungarischen Akademie der Wissenschaften, und Universitätsprofessor Dr. JÁNOS CSÓKÁS, Leiter des Geophysikalischen Lehrstuhls an der Technischen Universität für Schwerindustrie (Miskolc), sowie Universitätsprofessor Dr. GYULA GÁSPÁR, Leiter des Mathematischen Lehrstuhls an der Technischen Universität für Schwerindustrie (Miskolc) sage ich für ihre wertvollen Rat schläge meinen herzlichsten Dank. Schließlich danke ich allen Mitarbeitern im Geophysikalischen Forschungslaboratorium der Ungarischen Akademie der Wissenschaften, die mich auch bei der Durchführung meiner Versuche stets unterstützt haben.

Literatur

- [1] BERDIČEVSKIJ, M. N.: Električeskaja razvedka metodom telluričeskich tokov. Gostoptehizdat (1960).
- [2] LIPSKAJA, N. V., DENISKIN, N. A., u. JEGOROV, Ju. M.: Rezultaty elektromagnitnogo zondirovanija v centralnoj oblasti dneprovsko-doneckoj vpadina. Izvestija A. N. SSSR, Ser. geofiz. (1961), 3.
- [3] VLADIMIROV, N. P., und NIKIFOROVA, N. N.: K metodika interpretacii krivyh magnitotelluričeskogo zondirovanija. Izvestija, A. N. SSSR, Ser. geofiz. (1961) 1.
- [4] BRJUNELLI, B. E., BERDIČEVSKIJ, M. N., ALEKSZEJEV, A. M. u. BURDO, O. A.: Nabljudenija korotkoperiodičeskyh variacij elektromagnitnogo polja zemli. Izvestija A. N. SSSR., Ser. geofiz. (1958) 8.
- [5] CAGNIARD, L.: Electricité tellurique. Handbuch der Physik, Bd. XLVII.

- [6] KUNETZ, G.: Anwendung statistischer Eigenschaften der Erdströme in der praktischen Geophysik. Freib. Forsch.-H. C. 32 (1957).
- [7] SMITH, H. W., PROVAREK, L. D., and BOSTICK, F. X. Jr.: Directional Properties and Phase Relations of the Magnetotelluric Fields at Austin, Texas. *Journal of Geophysical Research* (1961) 3.
- [8] BARSUKOV, O. M., und ZIBIN, K. Ju.: O neperpendikularnosti vektorov variacij E i H elektromagnitnogo polja zemli. *Korotkoperiodičeskie kolebanija elektromagnitnogo polja zemli*, Izdatelstvo A. N. SSSR, (1961).
- [9] VERÖ, J.: Die Bestimmung der tellurischen Stationsellipsen. *Gerl. Beitr. z. Geoph.* 69 (1960) 5.
- [10] KÁNTÁS, K.: A tellurikus módszer jelentősége a földtani nyersanyagkutatásban. *MTA Műszaki Tudományok Osztályának Közleményei*, Bd. XX, 1–2, 1957. 3–4 szám.
- [11] PORSTENDORFER, G.: Direkte Aufzeichnungen tellurischer Vektordiagramme und ihre Anwendungen in Bergbaugebieten. *Gerl. Beitr. z. Geoph.* 68 (1959) 5.
- [12] ÁDÁM, A., und VERÖ, J.: Előzetes beszámoló a MTA Geofizikai Kutató Laboratóriumának országos földáramméréseiről. *Geofizikai Közlemények*, X, 1–4 (1962).
- [13] ÁDÁM, A., und BENCZE, P.: Kísérletek a magnetotellurikus módszerrel. *Magyar Geofizika* (1961) II, 1–2.
- [14] WALLNER, A.: A Nagycenk melletti obszervatórium, mint tellurikus bázisállomás. *Magyar Geofizika* (1960) I, 2.
- [15] VERÖ, J.: Ein Versuch zur Trennung der einzelnen Frequenzbänder der Erdstromvariationen. *Geofisica Pura e Applicata*, 49 (1961).
- [16] ÁDÁM, A.: Über Erdstrommodellversuche. *Freib. Forsch.-H. C* 100 (1961).
- [17] PORSTENDORFER, G.: Versuche zur Ausnützung vagabundierender Ströme in der geophysikalischen Prospektion. *Geophysical Prospecting* IX, 1 (1961).
- [18] FRIEDL, K., und KÁNTÁS, K.: Geophysical Results in Austria with Special Regard to Telluric Measurements. *Geofisica pura e Applicata* 43 (1959).
- [19] PORSTENDORFER, G.: Tellurik, Grundlagen und Anwendungen. *Freib. Forsch.-H. C* 16 (1954).
- [20] RIKITAKE, T.: Electromagnetic Induction within the Earth and its Relation to the Electrical State of the Earth's Interior. *Bull. Earthquake Research Inst. Tokyo Univ.* 28 (1950).
- [21] MARIANI, F., MOLINA, F.: Perturbazioni geomagnetiche, aurorali, ionosferiche e dei raggi cosmici: interdipendenze e relazioni con l'attività solare. *Annali de Geofisica* XII (1959).
- [22] KOLMAKOV, M. V., VLADIMIROV, N. P.: K voprosy ob ekvivalentnosti krivyh magnitotelluričeskogo zondirovanija. *Izvestija A. N. SSSR, Ser. geofiz.* (1961) 4.
- [23] KREKO, PÁRNICZKY, PITNÉR, THEISS: Korreláció és trendszámítás. *Közgazdasági és Jogi Könyvkiadó, Budapest* (1958).
- [24] TÁRCZY-HORNOCH, A.: Kiegyenlítőszámítás. *Felsőoktatási Jegyzetellátó V. Budapest* (1955).
- [25] SCHOLTE, J. G., and VELDKAMP, J.: Geomagnetic and geoelectric variations. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics* 6 (1955).
- [26] BURKHART, K.: Der Erdstrom, seine Entstehung und wahrscheinliche Rückwirkung auf das erdmagnetische Feld. *Geofisica Pura e Applicata* 33 (1956).
- [27] PORSTENDORFER, G.: Tellurik, Grundlagen, Meßtechnik und neue Einsatzmöglichkeiten. *Freib. Forsch.-H. C* 107 (1961).
- [28] SIMONYI, K.: *Villamosságtan I.* Akadémiai Kiadó, 1954.
- [29] BERDIČEVSKIJ, N. M., und BRJUNELLI, B. E.: Theoretische predposulki magnitotelluričeskogo profilirovanija. *Izvestija A. N. SSSR., Ser. geofiz.* (1959) 7.
- [30] ROKITJANSKIJ, I. I.: O primenenii magnitotelluričeskogo metoda na anizotropnom i niadnarodnom massivah. *Izvestija A. N. SSSR, Ser. geofiz.* (1961) 11.
- [31] BARTA, GY.: *Földmágnesség.* Akadémiai Kiadó, 1957.

FREIBERGER FORSCHUNGSHEFTE

Schriftenreihe für alle Gebiete der Montanwissenschaften

C 160

GEOPHYSIK

HEINZ MILITZER

Entwicklung und Erprobung eines amplituden- und frequenzvariablen Bodenvibrators für nahseismische Untersuchungen

90 Seiten mit 63 Bildern und 2 Tabellen · Format 16,7 × 24 cm · Kartoniert 17,30 DM

Die vorliegende Arbeit, die vom Verfasser als Habilitationsarbeit der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Bergakademie Freiberg vorgelegen hat, stellt den Abschluß einer jahrelangen Entwicklung am Institut für Angewandte Geophysik der Bergakademie dar, so daß unsere Ingenieurgeophysik international an hervorragender Stelle steht.

Für ingenieurseismische Arbeiten wurde mit der Entwicklung eines elektrodynamischen Vibrators apparativ und methodisch ein grundsätzlich neuer Weg in der Baugrund- und Baustoffuntersuchung beschritten. Der Vibrator arbeitet im Frequenzbereich von 20...5000 Hz wahlweise permanent-periodisch und impulsförmig. Anregungsfrequenzen und Amplituden sind kontinuierlich regelbar und können durch ein eingebautes Ba-Ti-System kontrolliert werden.

Die Aufnahme der erzwungenen Bodenbewegungen erfolgt mit einem Drei-Komponenten-Geophon, das mit Ba-Ti-Dickenschwingern und eingebautem Röhrenverstärker in Kleinstbauweise erstellt wurde. Außer in der Vibratortechnik hat sich das Geophon bei ingenieurseismischen Arbeiten an Industriebauten und Maschinenfundamenten gut bewährt.

Durch Einführung der Magnetregistrierung und elektronische Frequenzanalyse werden praktische Untersuchungen über die Absorption von Böden wesentlich erleichtert.

Theoretische Schlußfolgerungen bezüglich der Abstrahlcharakteristik von Vibratoren konnten durch Modellversuche eingehend begründet werden, die zugleich das gesamte Verfahren ausführlich illustrieren.

FREIBERGER FORSCHUNGSHEFTE

Schriftenreihe für alle Gebiete der Montanwissenschaften

C 135

GEOPHYSIK

LOTHAR HIERSEMANN

Fortlaufende Aufzeichnung von Bodenbewegungen durch einen Strainseismometer

82 Seiten mit 35 Bildern und 8 Tabellen · Format 16,7 × 24 cm · Kartonierte 10, – DM

Der erstmalige Bau eines Strainseismometers in Deutschland und Europa eröffnet neue Perspektiven für das Studium der rezenten Erzkrustenbewegungen. Neben der Erweiterung der Angaben über die innere Struktur der Erde verspricht das Instrument auch neue Erkenntnisse über die Ursachen sowie den Mechanismus von Gebirgsschlägen und Erdbeben und birgt somit in sich die Möglichkeit der Prognose und damit der eventuellen Verhütung von Katastrophen. Theorie, Konstruktion und Bau des Freiburger Strainseismometers werden eingehend dargestellt, und die ersten, stark von meteorologischen Störeinflüssen überlagerten Meßergebnisse der Proberegistrierungen an der Erdoberfläche werden vorgelegt. Die harmonische Analyse einer Monatsregistrierung gestattete mit der halbtägigen Hauptmond tide M_2 erstmalig in Europa die direkte Bestimmung der Shidaschen Zahl 1, die das Verhältnis der horizontalen Verrückung der elastisch nachgebenden Erde zur theoretischen Gleichgewichtsflut angibt.

FREIBERGER FORSCHUNGSHEFTE

Schriftenreihe für alle Gebiete der Montanwissenschaften

C 155

GEOPHYSIK

DIETER WECK

Das Problem des Filterkuchens in Bohrungen

84 Seiten mit 39 Bildern und 7 Tabellen · Format 16,7 × 24 cm · Kartoniert 15,40 DM

Der gegenwärtige Stand der methodischen und technischen Entwicklung der Erdölerschließung zwingt dazu, die Bohrtechnik weiter zu vervollkommen und die geophysikalischen Bohrlochuntersuchungen zu verfeinern. Ein aktuelles Problem, dessen Lösung für die Erdölindustrie sehr wichtig ist, bilden die Einflüsse und Eigenschaften von Filterkuchen im Bohrloch. Filterkuchen bilden sich aus den festen Bestandteilen der Bohrspülung, so daß ein enger Zusammenhang zwischen den Eigenschaften der Spülung und denen des Filterkuchens besteht. Die Filterkuchendicke beeinflußt weitgehend die Bohrarbeiten und die geophysikalischen Bohrlochmessungen.

Es wurde deshalb, neben Methoden und Ergebnissen von Laboruntersuchungen der Spülungs- und Filterkucheneigenschaften, die Möglichkeiten behandelt, die Dicke von Filterkuchen sowohl im Spülungslabor als auch im Bohrloch selbst zu messen. Weiterhin wird dem Verhalten des elektrischen Widerstandes im Bohrloch besondere Beachtung geschenkt, soweit es mit der Problematik des Filterkuchens eng zusammenhängt.

FREIBERGER FORSCHUNGSHEFTE

Schriftenreihe für alle Gebiete der Montanwissenschaften

C 145

MINERALOGIE

KARL-HEINZ EHLERT

Mineralogische und geochemische Untersuchungen der drei Faziesbezirke des Staßfurt-Kalilagers auf der Grube Neusollstedt des Kaliwerkes „Karl Marx“

92 Seiten mit 43 Bildern und 44 Tabellen · Format 16,7 × 24 cm · Kartoniert 16,10 DM

Das Staßfurt-Kalilager auf der Schachanlage Neusollstedt wurde unter spezieller Berücksichtigung seiner Ausbildungsdifferenzierung in Carnallit, Hartsalz und Verstaubung mineralogisch und geochemisch untersucht. Nach der Beschreibung der wesentlichsten Grubenaufschlüsse werden die mikroskopischen Erscheinungen — Mineralgehalte und -verwachsungen — abgehandelt. β -Strahlung und Gehalte an Br, Fe, K, Na, Mg sowie der Spurenmetalle Pb, Cu, Zn, Cd, Al und Mn werden in ihrem Zusammenhang mit der Flözausbildung erörtert. Aus allen Untersuchungsergebnissen geht hervor, daß die genannte Flözdifferenzierung auf sekundäre Umbildungsprozesse zurückzuführen ist.

*Bitte richten Sie Ihre Bestellung an Ihre Buchhandlung
Auch der Verlag nimmt Ihre Bestellung gern entgegen*

**VEB DEUTSCHER VERLAG FÜR GRUNDSTOFFINDUSTRIE
LEIPZIG**

✓
Im gleichen Verlag erscheinen:

Abbau von Erdöl- und Erdgaslagerstätten

Von Prof. R. D. FANIEV

Übersetzung aus dem Russischen

448 Seiten mit 214 Bildern und 13 Tabellen

Format 16,5 × 23 cm · Leinen 65,— DM

Die in vielen Teilen unserer Republik niedergebrachten Bohrungen zeigen die zunehmende Bedeutung der eigenen Gewinnung von Erdöl und Erdgas für unsere Volkswirtschaft. Daraus ergab sich bereits die Notwendigkeit, auch entsprechende deutschsprachige Fachliteratur über die Erdöl- und Erdgasgewinnung zur Verfügung zu stellen.

Das vorliegende Werk enthält in übersichtlicher Zusammenfassung die allgemeinen theoretischen und technischen Grundlagen der Ausbeutung von Erdöl- und Erdgaslagerstätten.

Ausgehend von den physikalischen Eigenschaften der erdöl- und erdgasführenden Schichten, behandelt der Verfasser den Aufschluß und den Abbau dieser Lagerstätten. Dabei wird ausführlich auf die verschiedenen Möglichkeiten der Förderung sowie auf die umfangreiche Ausrüstung für die einzelnen Gewinnungsverfahren eingegangen. Ein besonderer Abschnitt wird den Reparaturarbeiten im Förderbetrieb sowie der Mechanisierung schwerer körperlicher Arbeiten gewidmet.

Es ist als Lehrbuch für den Unterricht an Hoch- und Fachschulen geeignet, wird aber auch den in der Praxis stehenden Ingenieuren und Bohrmeistern helfen, ihre theoretischen Kenntnisse zu festigen und Anregungen zur Verbesserung ihrer praktischen Arbeit zu erhalten.

KARL KÖHLER

Radiometrisches Klauben von Uranerzen und anderen Rohstoffen des Bergbaus

(Literaturstudie)

181 Seiten mit 84 Bildern und 45 Tabellen · Format 14,8 × 21 cm Hlw. 32, — DM

Das Buch faßt die umfangreiche Literatur über radiometrisches Klauben mit dem Ziel zusammen, ein umfassendes und anschauliches Bild der methodischen Grundlagen und technischen Ausführungsformen zu geben, so daß der Leser nicht auf die teilweise schwer erreichbaren Originalquellen zurückgreifen muß.

Aus diesem Grunde ist auf die vollständige Wiedergabe von Versuchs- und Betriebsergebnissen in Tabellen oder Diagrammen und auf die Übernahme von Skizzen und Abbildungen Wert gelegt worden.

Nach einer kurzen Erläuterung der gegenwärtigen Tendenzen der Urangewinnung und einer Besprechung der wichtigsten Uranminerale und ihrer physikalischen Eigenschaften wird das Wesen des radiometrischen Klaubens beschrieben. Ein besonderer Abschnitt ist der Theorie des radiometrischen Klaubens gewidmet. Die praktische Ausführung der Klaubung und die erzielten Ergebnisse werden ausgiebig erläutert. Ein Abschnitt befaßt sich mit der wirtschaftlichen Bewertung des radiometrischen Klaubens.

Im Anhang werden Nomogramme für das Rechnen mit der Exponentialfunktion und Tabellen der Gaußschen und Poissonschen Verteilung dargeboten. Das Literaturverzeichnis weist die Veröffentlichung bis 1960 vollständig und für 1961 teilweise nach.

Das Buch ist besonders für Aufbereitungsfachleute, Geophysiker, Geologen, Bergingenieure, Studenten dieser Fachrichtungen, Technische Universitäten und Fachbibliotheken zu empfehlen.

Unsere Fachbücher erhalten Sie durch jede Buchhandlung.

Auch der Verlag nimmt Ihre Bestellung gern entgegen.

**VEB DEUTSCHER VERLAG FÜR GRUNDSTOFFINDUSTRIE
LEIPZIG**