

AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN DER DDR

Forschungsbereich Geo- und Kosmoswissenschaften

ZENTRALINSTITUT FÜR PHYSIK DER ERDE

Veröffentlichungen des Zentralinstituts für Physik der Erde

Nr. 30, Teil 1

2nd International Symposium
Geodesy and Physics of the Earth

Potsdam, May 7th - 11th, 1973



Proceedings

Part 1

Editors: H. Kautzleben and E. Buschmann

Als Manuskript gedruckt

Potsdam 1974

C o n t e n t s
I n h a l t s v e r z e i c h n i s

Part 1
Teil 1

	Page Seite
Foreword Vorwörter	9
1. General Subject Gesamtthematik	
MELCHIOR, PAUL, Geodynamics, a Meeting Point for Astronomy, Geodesy and Geophysics (Geodynamik, ein Treffpunkt für Astronomie, Geodäsie und Geophysik)	15
TENGSTRÖM, ERIK, New Methods for Studying the Dynamics of the Entire Earth (Neue Methoden zur Untersuchung der Dynamik der gesamten Erde)	39
KAUTZLEBEN, HEINZ, Problems and Consequences of Modern Hypotheses on the Global Tectonics for Geodesy and Gravimetry (Probleme und Konsequenzen der modernen Hypothesen zur globalen Tektonik für Geodäsie und Gravimetrie)	47
2. Dynamics of the Entire Earth Dynamik des gesamten Erdkörpers	
PARIYSKIY, N.N., Earth Rotation and Gravity Variations (Erdrotation und Schwerevariationen)	67
BROSCHKE, PETER, Die Gezeitenreibung der Beringsee (Tidal Friction of the Bering Sea)	75
ROCHESTER, MICHAEL, The Effect of the Core on the Earth's Rotation (Der Einfluß des Kerns auf die Erdrotation)	77
SMYLIE, DOUGLAS E., Dynamics of the Outer Core (Dynamik des äußeren Kerns)	91
SANDIG, HANS-ULLRICH, Zur systematischen Verbesserung von Positionen und zur Bestimmung absoluter Eigenbewegungen mit der Tautenburger SCHMIDT-Kamera (On the Improvement of Positions and on the Determination of Absolute Proper Motions by Means of the Tautenburg SCHMIDT Camera)	105
HRISTOV, WLADIMIR K., Präzession, Weltzeit, Ephemeridenzeit und Rotation der Erde (Precession, Universal Time, Ephemeris Time and Rotation of the Earth)	113
WEBROVA, LUDMILA ; MEINIG, MANFRED, Analyse von Zeitbestimmungen zur Ableitung von Schwankungen der Rotationsgeschwindigkeit der Erde (Analysis of Time Determinations for Deriving Variations of the Rate of Earth Rotation)	131

ZIMMERMANN, GUNTHER, Short-Period Inequalities in UT 1 (1955.5 - 1973.0) (Kurzperiodische Schwankungen von UT 1 (1955.5 - 1973.0))	137
YATSKIV, YA.S., CHANDLER Wobble and Free Diurnal Nutation Derived from Latitude Observations (Die CHANDLERsche Bewegung und die freie täg- liche Nutation, abgeleitet von Breitenbeobachtungen)	143
KORSUN, A.A.; MAJOR, S.P.; RYKHOVA, L.V.; YATSKIV, YA.S., On the Annual Component of the Polar Motion (Über die jährliche Komponente der Pol- bewegung)	153
HÖPFNER, JOACHIM, Zur Ermittlung kurzperiodischer Schwankungen in den geodätisch-astronomisch bestimmten Breiten von Potsdam (Detection of Short-Periodic Variations in the Geodetic-Astronomically Determined Latitudes of Potsdam)	161
JOCHMANN, HORST, Untersuchungen zur Erregung der CHANDLER-Periode (Consi- derations on the Excitation of the CHANDLER Period)	169
MIRONOV, NIKOLAJ T.; KORSUN, ALLA ALEKSEEVNA, On the Relative Displace- ments of the Zeniths of Astronomical Observations (Über die relativen Verschiebungen der Zenite astronomischer Observatorien)	173
SCHNEIDER, MARTIN MANFRED; SIMON, DIETRICH, Results of the Earth-Tide Ob- servations at the Antarctic Station Vostok, 1969 (Ergebnisse der Erdge- zeitenbeobachtungen an der Antarktisstation Wostok, 1969)	183
PICHA, JAN; SKALSKÝ, LUMIR, On the Distribution of the Gravimeter Factors Obtained from Earth-Tide Observations in Europe (Über die aus Erdge- zeitenbeobachtungen in Europa abgeleitete Verteilung der Gravimeter- faktoren)	195
HARWARDT, HANS; SIMON, DIETRICH, Beobachtungen mit einem Drahtstrainmeter in der Station Tiefenort (Observations by Means of a Wire Strainmeter at Tiefenort Station)	197
SIMON, DIETRICH, Über Ergebnisse von Neigungsbeobachtungen in Tiefenort (On Results of Tilt Observations at Tiefenort)	207

Part 2

Teil 2

3. Recent Earth Crust Movements
Rezente Erdkrustenbewegungen

THURM, HEINZ; BANKWITZ, PETER, Stand und Entwicklungstendenzen der Unter- suchung rezenter Erdkrustenbewegungen (Situation and Trend of the In- vestigation of Recent Earth Crust Movements)	245
GRIGORYEV, A.S., Theoretical Determinations of the Day Surface Movement Velocities and of the State of Stresses in the Earth's Crust for Certain Mechanisms of Its Deformation (Theoretische Bestimmungen der Geschwin- digkeiten der täglichen Oberflächenbewegung und der Spannungszustände in der Erdkruste für bestimmte Deformationsmechanismen)	255

GZOVSKIY, M.V.†; GRIGORYEV, A.S.; GUSHCHENKO, O.I.; MIKHAYLOVA, A.V.; NIKONOV, A.A.; OSOKINA, D.N.; STEPANOV, V.V.; SHAKNMURADOVA, Z.E.;	
TSVETKOVA, N.YU., Problems in the Interpretation of Recent Movements by the Methods of Tectonophysics (Probleme bei der Interpretation rezenter Bewe- gungen durch Methoden der Tektonophysik)	265
BANKWITZ, PETER; BANKWITZ, ELFRIEDE, Bruchflächenbildung, Wellen, Geschwin- digkeiten (Fracturing, Elastic Waves, Velocities)	287
PICK, MILOS, Recent Movements and the Variations of the Earth's Gravity Field (Rezente Bewegungen und die Variationen des Erdschwerefeldes)	299
GROSSE, SIEGFRIED; ELSTNER, CLAUS, On the Determination of Small Gravity Differences (Über die Bestimmung kleiner Schweredifferenzen)	303
BEEZT, H.; BREIN, RUDOLF, High Precision Gravity Measurements along Special Lines (Präzessionsschweremessungen auf Speziallinien)	311
BIRÓ, PETER, Der Einfluß der Säkularänderung des Erdschwerefeldes auf die nivellierten Höhenunterschiede (The Influence of Secular Changes of the Earth's Gravity Field on the Elevation of Bench-Marks)	315
LIEBERT, JOACHIM, Geodätisch-astronomische Beobachtungen in der Antarktis (Geodetic-Astronomical Observations in the Antarctic)	323
MEIER, SIEGFRIED, Kovarianzfunktionen der Eisbewegung (Covariance Functions of Ice Movement)	327
LILLENBERG, D.A., Eigentümlichkeiten im Auftreten von rezenten tektonischen Bewegungen in Raum und Zeit innerhalb ausgedehnter Gebiete (Character- istics in the Appearance of Recent Tectonic Movements in Space and Time within Extensive Areas)	329
VYSKOCIL, PAVEL, Recent Crustal Movements in the Bohemian Massif (Rezente Krustenbewegungen im Böhmischem Massiv)	331
SCHWAB, GÜNTHER; TESCHKE, HANS-JÜRGEN; JUBITZ, KARL-BERNHARD, On the Rela- tion of Space and Time between Recent Vertical Crustal Movements and Palaeotectonics within the North German-Polish Depression (Zur Raum-Zeit- Beziehung zwischen rezenten vertikalen Krustenbewegungen und Paläotekto- nik in der Norddeutsch-Polnischen Senke)	347

4. Figure of the Earth and Gravity Field

Erdfigur und Schwerefeld

BARTA, GYÖRGY, Anwendungsmöglichkeiten der Satellitengeodäsie bei der Er- forschung der inneren Struktur der Erde (Possibilities to Apply the Satellite Geodesy in Investigating the Earth's Interior Structure)	351
MORITZ, HELMUT, Geodätisch-geophysikalische Bezugsmodelle (Geodetical and Geophysical Reference Models)	357
ARNOLD, KURT, The Low Velocity Layer as a Source for the Discrepancy be- tween the Dynamic and Static Flattening of the Earth (Die Low Velocity Layer als Ursache der Diskrepanz zwischen der dynamischen und der sta- tischen Abplattung der Erde)	363

KHAN, MOHAMMAD A., Plumes in the Mantle (Plumes im Mantel)	365
MATHER, R.S., The Gravity Field and the Definition of Stationary Sea Surface Topography (Das Schwerefeld und die Definition der stationären Topographie der Meeresoberfläche)	381
YEREMEYEV, V.F.; YURKINA, M.I., On the Determination of Secular Variation in the Earth's Gravity Field and of Secular Polar Motion (Über die Bestimmung der Säkularvariation im Erdschwerefeld und der säkularen Polbewegung)	415
ZIDAROV, D., Application of the Solution of the Inverse Gravimetric and Magnetic Problem for Studying the Earth's Figure, Structure and Evolution (Anwendung der Lösung des inversen gravimetrischen und magnetischen Problems zur Untersuchung der Figur, Struktur und Entwicklung der Erde)	423
ROTHER, KLAUS, Neue Ergebnisse paläomagnetischer Untersuchungen zum Nachweis von Krustenbewegungen in Eurasien (Recent Results of Palaeomagnetic Investigations for Detection of Crustal Movements in Eurasia)	429
5. Special Problems of Geodesy and Geophysics Spezielle Probleme der Geodäsie und Geophysik	
STANGE, LOTHAR; MONTAG, HORST, On the Determination of Coordinates and their Temporal Variations Using the Orbital Method (Zur Ableitung von Koordinaten und ihren zeitlichen Änderungen nach der Bahnmethode)	435
GROTEN, ERWIN; RUMMEL, REINHARD, Use of Terrestrial Gravity Data in Combination with Satellite Results for Determining Geoid Heights in Central Europe (Die Verwendung terrestrischer Schweredaten in Verbindung mit Satellitenergebnissen zur Bestimmung von Geoidhöhen in Mitteleuropa)	441
KAMELA, CZESŁAW, Über die Modifizierung der Methode von RUDZKI (On the Modification of RUDZKI's Method)	455
PESCHEL, HORST, Motorisiertes Präzisionsnivelement zur Ermittlung vertikaler Erdkrustenbewegungen (Motorized Precision Levelling for Determination of Vertical Crustal Movements)	459
HÜTHER, GERHARD, The New Automatic Geodetic Level Ni 002 of VEB Carl Zeiss Jena (Das neue Präzisions-Kompensatornivellier Ni 002 des VEB Carl Zeiss Jena)	463
FEIST, WIELAND, Geodätisch-astronomischer Universal-Theodolit Theo 002 des VEB Carl Zeiss Jena (Geodetic-Astronomical Universal Theodolite Theo 002 of VEB Carl Zeiss Jena)	473
STEINERT, KLAUS GÜNTER, Erfahrungen bei der weiteren Verbesserung von Almkantaratsdurchgangsbeobachtungen mit dem Zirkumzenital (Experiences in Further Improvement of Almkantar Transit Observations by Means of the Circumzenithal)	479

MEIXNER, HEINZ, Markscheiderische Messungen zur Erfassung von Böschungsbewegungen in Tagebauen (Mine-Surveying Measurements Recording Sloping Movements in Open-Cast Mines)	483
SCHÄDLICH, MARTIN, Die Geodätische Analyse relativer Punktlageänderungen (The Geodetic Analysis of Relative Point Displacements)	487
BÖHME, DIETER, Geodätische Verwendung von Sternbedeckungen durch den Mond (Geodetic Applications of Star Occultations by the Moon)	496
SOMMER, MANFRED, Gradienten der Lotabweichungen und ihr Einfluß auf die astronomischen Orts- und Richtungsbestimmungen (Gradients of the Deflections of the Plumb-Line and their Influence on Astronomical Determinations of Position and Azimuth)	503
VYSKOČIL, VINCENC, Zu Homogenitätseigenschaften geophysikalischer Felder (On the Homogeneity Properties of Geophysical Fields)	507
SCHWAHN, WOLFGANG, Some Remarks on the Simulation of the Empirical Autocovariance Functions of Gravity (Einige Bemerkungen über die Simulation empirischer Autokovarianzfunktionen der Schwere)	513
WIRTH, HANS, Possibilities of a Dynamical Interpretation of Geophysical Potential Fields (Möglichkeiten einer dynamischen Interpretation von geophysikalischen Potentialfeldern)	525
FANSELAU, GERHARD, Zum Problem der Ambiguität und Approximation bei inverser Interpretation (On the Problem of Ambiguity and Approximation in Inverse Interpretation)	531
MUNDT, WOLFGANG, Zur Signifikanz und geologischen Deutbarkeit magnetischer Säkularvariationsanomalien in Europa (On the Significance and Geological Interpretability of Magnetic Secular Variation Anomalies in Europe)	549

Vorbemerkungen

Das 2. Internationale Symposium "Geodäsie und Physik der Erde" in Potsdam des Zentralinstitutes für Physik der Erde (ZIPE) der Akademie der Wissenschaften der DDR wurde gemeinsam mit dem Nationalkomitee für Geodäsie und Geophysik (NKGG) der Deutschen Demokratischen Republik und mit offizieller Unterstützung durch die Internationale Assoziation für Geodäsie (IAG) der Internationalen Union für Geodäsie und Geophysik (IUGG) vom 7. bis 11. Mai 1973 veranstaltet. Inhaltlich bildete es die Fortsetzung der Diskussionen, die während des ersten Symposiums zu dieser Thematik in Potsdam 1970 über die Beiträge der Geodäsie zur physikalischen Erforschung des Erdkörpers geführt worden sind. Entsprechend der in der Zwischenzeit erfolgten Weiterentwicklung standen jetzt das bereits gewachsene Zusammenwirken der geowissenschaftlichen Teildisziplinen sowie die Zielstellungen des Internationalen Geodynamik-Projektes im Mittelpunkt der wissenschaftlichen Thematik.

In seiner Eröffnungsansprache konnte im Namen der Veranstalter der Präsident des NKGG der DDR, Prof. Dr. PESCHEL, 180 Wissenschaftler aus 14 Ländern begrüßen, unter ihnen führende Persönlichkeiten der IUGG und der IAG, sowie prominente Wissenschaftler, die in der Problemkommission der Akademien der Wissenschaften sozialistischer Länder für die multilaterale Zusammenarbeit auf dem Gebiet der planetaren geophysikalischen Forschungen (KAPG) mitarbeiten. Prof. PESCHEL führte dabei u.a. aus:

"Stellvertretend für alle unsere Gäste und die anwesenden Offiziellen der internationalen wissenschaftlichen Organisationen begrüße ich namentlich herzlichst den Generalsekretär der IUGG, Prof. Dr. MELCHIOR (Brüssel), den Vizepräsidenten der IAG, Prof. Dr. ASPLUND (Stockholm), sowie den Nestor der Astrometrie, Akademiker Prof. Dr. MICHAÏLOV (Leningrad). In diesem Gruß schließe ich ganz besonders alle die Wissenschaftler ein, die in der Diskussion mit ihren Beiträgen und vorgelegten Ergebnissen neue Impulse für die Forschungen zur Physik der Erde auslösen werden. Wir freuen uns, daß dieses Symposium im Rahmen des Arbeitsprogrammes der IAG im Jahre 1973 hier in Potsdam stattfindet, wo einst HELMERT durch sein richtungsweisendes Wirken auf diesem Wissensgebiet die internationale Zusammenarbeit maßgeblich gefördert hat. Das Zusammentreffen so vieler hervorragender Wissenschaftler, die an der gleichen Thematik arbeiten, vertieft die bestehenden und schließt neue Kontakte, woraus sich stets wertvolle Anregungen für die gemeinsame Arbeit ergeben. Diese Kontakte sind zugleich Ausdruck unseres politischen Bekenntnisses zur friedlichen Zusammenarbeit im humanistischen Sinne des Sozialismus."

Während des Symposiums wurden insgesamt 50 Vorträge vorgelegt. Darunter befanden sich 7 eingeladene Übersichtsvorträge. Alle diese Vorträge werden in der vorliegenden Publikation in ergänzter und überarbeiteter ausführlicher Form veröffentlicht. Die Publikation enthält weiterhin 7 Arbeiten von Wissenschaftlern, die nicht persönlich am Symposium teilnehmen konnten. Allen Autoren gebührt der herzlichste Dank für die Überarbeitung ihrer Beiträge und die Überlassung zur Publikation an das ZIPE.

Ein Sondervortrag war dem Wirken von F.R. HELMERT gewidmet, der von 1886 bis 1917 als Direktor des Geodätischen Institutes in Potsdam auf theoretischem und praktischem Gebiet bereits bedeutende Beiträge zur Physik der Erde geleistet hat. Das Zentralinstitut für Physik der Erde der AdW der DDR sieht in dieser Traditionsvorlesung von H. PESCHEL den Beginn einer Vortragsreihe, mit der es in alljährlichen Veranstaltungen unter Mitwirkung international anerkannter Wissenschaftler aktuelle Probleme der Geodäsie mit Bezug auf die von HELMERT und seiner Schule geschaffenen Grundlagen diskutieren möchte. Dieser Vortrag ist in der vorliegenden Publikation nicht enthalten.

Eine erste Würdigung erfuhr die Veranstaltung unmittelbar an deren Ende durch den Vizepräsidenten der IAG, Prof. Dr. ASPLUND, in seinen Dankesworten im Namen der Internationalen Assoziation für Geodäsie und im Namen der ausländischen Gäste. Prof. ASPLUND führte in seiner Ansprache, für deren liebenswürdige Übergabe zur Veröffentlichung in dieser Publikation wir ihm sehr herzlich danken, aus:

"This symposium has been held under the auspices of the Association, but it should clearly be pointed out that all merits for initiative, scientific program and organization goes to the Academy of Sciences of the German Democratic Republic and its Zentralinstitut für Physik der Erde and its National Committee of Geodesy and Geophysics.

The association wants to thank these organizations for this initiative and for their effort to reach good scientific results. The association also wants to congratulate to the success this symposium has proved to be. From the point of view of geodesy the symposium has dealt with a reorientation of the field of interest and activity, it has formulated new aspects and problems and has opened bridges for a fruitful cooperation between geodesists, geophysists and astronomers.

The symposium has in my opinion had its principal value in giving mutual information and orientation. This is probably the reason for that partly the discussions have not been as lively and plentiful as they use to be when we meet in the middle of the work at a familiar problem.

For the reasons mentioned this symposium is in my opinion a most important one and it actually constitutes one of the highlights of the IAG activity in the running fouryear period. The new approach will be underlined by the symposium next week in Athens where the Satellite Symposium also will be oriented towards geodynamic problems. Again on behalf of the Association I wish to express the warmest thanks to our German Colleagues for their very highly estimated contribution."

"Hierzu wollte ich auch gern in Namen der ausländischen Gäste für die schönen Tage in Potsdam sehr herzlich danken.

Potsdam ist für die Geodäten schon durch seinen Platz in der Geschichte der Geodäsie ein Mekka, was schon bedeutet, daß wir alle Potsdam einmal besuchen möchten. Potsdam bedeutet aber auch im höchsten Grade lebende Geodäsie und Geowissenschaft. Professor

KAUTZLEBEN sagte, man fühle am Zentralinstitut die Verantwortung stark, die Tradition von HEIMERT weiterzuführen. Wir hoffen alle, daß dieses Bestreben auch in der Zukunft erfüllt werden kann, daß dafür die äußeren Voraussetzungen gegeben sein möchten, die geistigen Voraussetzungen sind schon da. Zu den äußeren Voraussetzungen gehören gewissermaßen auch gute Verbindungen mit ausländischen Kollegen, und dieses Symposium hat sicher dazu beigetragen, solche Beziehungen zu vertiefen.

Ich möchte zum Schluß unseren deutschen Freunden für die schönen Tage hier in Potsdam, für die schönen Veranstaltungen, das Rahmenprogramm und das Damenprogramm sowie für den feierlichen Empfang gestern, aber vor allem für die außerordentliche Freundlichkeit und für alle Bemühungen herzlich danken."

An der redaktionellen Bearbeitung und technischen Herstellung der vorliegenden Publikation waren eine Reihe von Mitarbeitern des ZIPE beteiligt. Ihnen allen möchten wir auch an dieser Stelle unseren herzlichen Dank sagen.

H. KAUTZLEBEN

E. BUSCHMANN

1. General Subject
Gesamtthematik

1. The Commission of
the European Communities

Geodynamics, a Meeting Point for Astronomy, Geodesy and Geophysics

by

PAUL MELCHIOR ¹⁾

1. Introduction

A satisfactory definition of what Geodynamics is does not seem to have been given. I met for the first time this word in the remarkable lecture given in 1889 by the famous astronomer SCHIAPARELLI at the Imperial Academy of Sciences at St. Petersburg for the 50th anniversary of Pulkovo Observatory. This lecture was entitled "De la rotation de la Terre sous l'influence des actions géologiques" and was devoted to detailed considerations upon the EULERian motion, the Earth's rigidity and the effect of many kinds of displacements of masses on the Earth's rotation parameters. Well known also is LOVE's treatise of 1911: "Some problems of Geodynamics", which is mainly dedicated to the earth-tide theory, the free oscillations and the isostatic support problem.

Geodynamics clearly is the dynamics of the Earth body and is concerned with its rotation, its moments of inertia, thus with the internal distribution of masses, the shape and the periodic and secular deformations of the body. It is a meeting point for geodesists, geophysicists and astronomers who will have to solve many difficult problems reflected in the Earth's rotation anomalies by making a fruitful synthesis of their different techniques and methods.

The Luxemburg group of Geodynamics proposes as a definition that "Geodynamics is the dynamics of the Earth - Moon system, each of these bodies being considered as deformable, and of the artificial satellites as indicators of the acting forces". This is an extremely broad subject, and in this lecture I will restrict myself to one example of a synthesis which is indeed one of the main aspects of Geodynamics: the relation of the earth-tide phenomena with the perturbations of the Earth's rotation. I also made this choice because 75 years ago both of these problems were separately approached with great success here at the Potsdam Geodetic Institute under the leadership of HELMERT, ALBRECHT, HECKER and many others.

From a theoretical point of view polar motion and earth tides are very similar problems. In every case we have to analyse elastico-viscous deformations of the Earth under the influence of a perturbing potential. In case of the polar motion

¹⁾ Observatoire Royal de Belgique, Géodynamique et Calcul Électronique
1180 Bruxelles, Avenue Circulaire 3

this potential is a tesseral one, due to a perturbation of the centrifugal force, and the period of the phenomenon is about 430 days. In case of the earth tides it is the luni-solar attraction potential which can be developed into sectorial, tesseral and zonal waves of respectively semi-diurnal, diurnal and long periods. The experimental methods of investigation of these phenomena of course are completely different. Therefore, we shall divide this lecture into two parts, one concerning the polar motion, the other the earth tides.

2. The Polar Motion

Polar motion is implicated by the classical EULER equations. It was discovered only at the end of last century when REPSOLD's impersonal micrometer enabled astronomers to measure declinations with a precision better than one second of arc. That means that the amplitude of the polar motion is inferior to 1": it is actually variable but never larger than 0"7.

The importance of this discovery led the Association of Geodesy to organize in 1899 the International Latitude Service (I.L.S.), which was the first permanent worldwide scientific cooperation. The Central Bureau charged with the programs and data reductions was installed here, at Potsdam, under the responsibility of ALBRECHT.

Since the I.G.Y. the available material from which the polar motion can be deduced has been much amplified: with the invention of the impersonal astrolabe by DANJON and with the installation of several Photographic Zenith Tubes (P.Z.T.) the polar motion can be determined now with a greater precision from (a) the 5 fundamental I.L.S. stations; (b) 14 astrolabes; (c) 10 P.Z.T.; (d) 12 visual zenith telescopes (independent from I.L.S.).

As the polar coordinates are derived now from longitude and latitude variation as well, the service has been called the International Polar Motion Service (I.P.M.S.). The method of observation and that of calculation are classical and will not be described (MELCHIOR 1957 [9], 1971 [11]).

2.1. The Mean Pole and the Instantaneous Pole

The problem of the choice of an origin of coordinates to describe the polar motion remained unsolved till now. This origin should be the "mean pole" obtained from a suitable combination of pole coordinates covering several years and filtering conveniently the periodic components of the motion (annual and CHANDLERian period). This "mean pole" should be the pole of inertia of the Earth.

However, the mean pole derived in this way appears to be a moving one; it has a secular trend in the direction of meridian 70° W with superposition of important oscillations. Astronomers are disputing on the reality of this motion as it is very difficult to separate local effects due to

- 1) some instability of the crust in the neighbourhood of the stations,
- 2) star position effects due to imperfection of catalogue coordinates, and
- 3) atmospheric effects.

For these reasons it was decided to adopt a fixed Conventional International Origin (C.I.O.), defined by a mean square solution using conventionally fixed mean latitudes for the five I.L.S. stations. All the other stations have their mean latitudes related to this C.I.O. Since we have now completely new methods for the determination of the polar coordinates and, for the first time perhaps, of the pole of inertia, it is very important that everyone adopts C.I.O. as a reference in order to provide comparable data.

These new methods are based upon several new techniques:

- 1) DOPPLER and laser tracking of artificial satellites,
- 2) laser distance measurements to the reflectors placed on the Moon, and
- 3) very long base interferometry.

The determination of satellite orbits provides quick and precise information about the polar motion. This can easily be understood from Fig. 1. The reference frame is a system of axes, the z -axis of which passes through C.I.O. Then, as the axis of rotation moves with respect to C.I.O., the system is no longer an inertial one and a kinematic effect in the coordinates of a satellite is observable.

Let ψ be the distance of the instantaneous pole of rotation P to C.I.O., A the azimuth of this direction, Ω the longitude of the ascending node of the orbit, t_g the sidereal time, and i the inclination of a non-polar orbit.

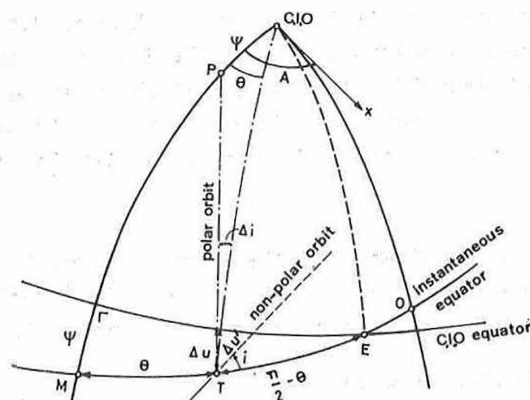


Fig. 1. Relation between positions of the Conventional International Origin (C.I.O.), the instantaneous pole of rotation (P), and the variations in orbits of satellites (Δu , $\Delta u'$, Δi)

Considering the constructions of Fig. 1 one easily obtains:

$$\theta = OM - OT = A - (\Omega - t_g) = A + t_g - \Omega;$$

$$\Delta u = \psi \sin \left(\frac{\pi}{2} - \theta \right), \quad \Delta i = \psi \sin \theta, \quad \Delta u' = \Delta u \operatorname{cosec} i;$$

$$(1) \Delta u = \psi \cos (\Omega - t_g - A),$$

$$(2) \Delta i = -\psi \sin (\Omega - t_g - A),$$

$$(3) \Delta u' = \psi \cos (\Omega - t_g - A) \operatorname{cosec} i.$$

Formula (1) is essentially the base of the method of determining the pole coordinates used by ANDERLE and BEUGLASS from DOPPLER range rate measurements on four transit satellites (ANDERLE and BEUGLASS 1970 [1]). They obtained the coordinates of the pole with a precision similar to that of the I.P.M.S. and the Bureau International de l'Heure (B.I.H.).

Thus, the kinematic effect of the polar motion is a 24 hours period in u and i with an amplitude equal to ψ and a phase depending on A . Consequently, from a theoretical point of view, one single DOPPLER station should be able to determine from all its daily available satellite passes both polar coordinates

$$x = \psi \cos A, \quad y = \psi \sin A.$$

The DAHLGREN polar monitoring service is in fact based upon the data of 18 TRANET stations and determines the polar coordinates every two days.

The DOPPLER effect observations, based upon 400 Mhertz and 150 Mhertz satellite radioelectric emissions, are not tributary of weather conditions so that automatic continuous registrations are possible. The DOPPLER station installed in May 1972 at the Royal Observatory of Bruxelles is now one of the main stations in the TRANET system because our time equipment consisting of atomic standards and Loran C receiver provides at each pass a precise check for the time signals emitted by the satellite clocks.

Every day some six passes of each of the 5 transit satellites can be observed, which means somewhat more than 200 passes per week. The precision of each determination which is based upon 15 minutes automatic observation is

$$\begin{aligned} &\pm 0''.03 && \text{in latitude, } \pm 0''.08 && \text{in longitude,} \\ &0.80 \text{ m} && \text{on the distance station - satellite,} \\ &1.00 \text{ m} && \text{in the along track component} \\ &&& \text{(internal errors).} \end{aligned}$$

External errors are

$$\pm 0''.07 \quad \text{in latitude, } \pm 0''.15 \quad \text{in longitude}$$

(PAQUET and DEJAIFFE 1973 [14]).

The precision reached with two astrolabes operating simultaneously at the same station of Bruxelles is

$$\begin{array}{lll} \pm 0.06 & \text{in latitude} & \pm 0.13 \\ \pm 0.06 = \pm 0.004 & \text{in longitude} & \pm 0.20 \\ \text{(internal errors)} & & \text{(external errors)} \end{array}$$

with two-hours observations (one group of FK4 stars) when the weather permits.

Fig. 2 gives a comparison of latitude variations at Bruxelles obtained by both methods. Fig. 3 shows a comparison of longitudes determined independently by the two astrolabes. Such high precision DOPPLER systems (Geoceiver) are now used for field geodesy (HADGIGEORGE 1972 [4]) as well as for navigation and prospection support.

Formula (2) is used by D.E. SMITH, P.J. DUNN and R. KOLENKIEWICZ (1972) [17] to derive the latitude variation of a laser station operating at latitude 39° and measuring distances to satellite Beacon Explorer C equipped with retroreflectors. They also used data obtained from two stations on the same meridian (lat. 39° and 43°), measuring the satellite distance simultaneously. The precision reached is practically the same as the DOPPLER precision.

It is difficult now to decide which system will provide the better data as advantages and disadvantages appear in each. For example high latitude stations, which are necessary in such a net, having very often bad weather conditions, should use by preference a DOPPLER method. - One can imagine that a mixed laser-DOPPLER net should be the best solution for the future polar motion service.

But there is evidently a dynamic effect which can be determined and may lead to the determination of the position of the pole of inertia. The Standard Earth is also referred to the C.I.O. and until now, little attention was paid to the coefficients C_{21} and S_{21} of the tesseral harmonics of order 2 because they were considered as negligible. Some attempts have recently be made to derive them. With very precise data, one could determine these coefficients related directly to the products of inertia D, E:

$$(4) \quad C_{21} = \frac{E}{M a^2}, \quad S_{21} = \frac{D}{M a^2}.$$

(M is the mass and a the equatorial radius of the Earth.) If they are different from zero, it means evidently that the system of axes is not the system of principal axes of inertia and that the coordinates of the pole of inertia with respect to C.I.O. are

$$(5) \quad \begin{cases} \xi = -\frac{D}{C-A} = \frac{S_{21}}{C_{20} - 2 C_{22}}, \\ \eta = -\frac{E}{C-A} = \frac{C_{21}}{C_{20} - 2 C_{22}}, \end{cases}$$

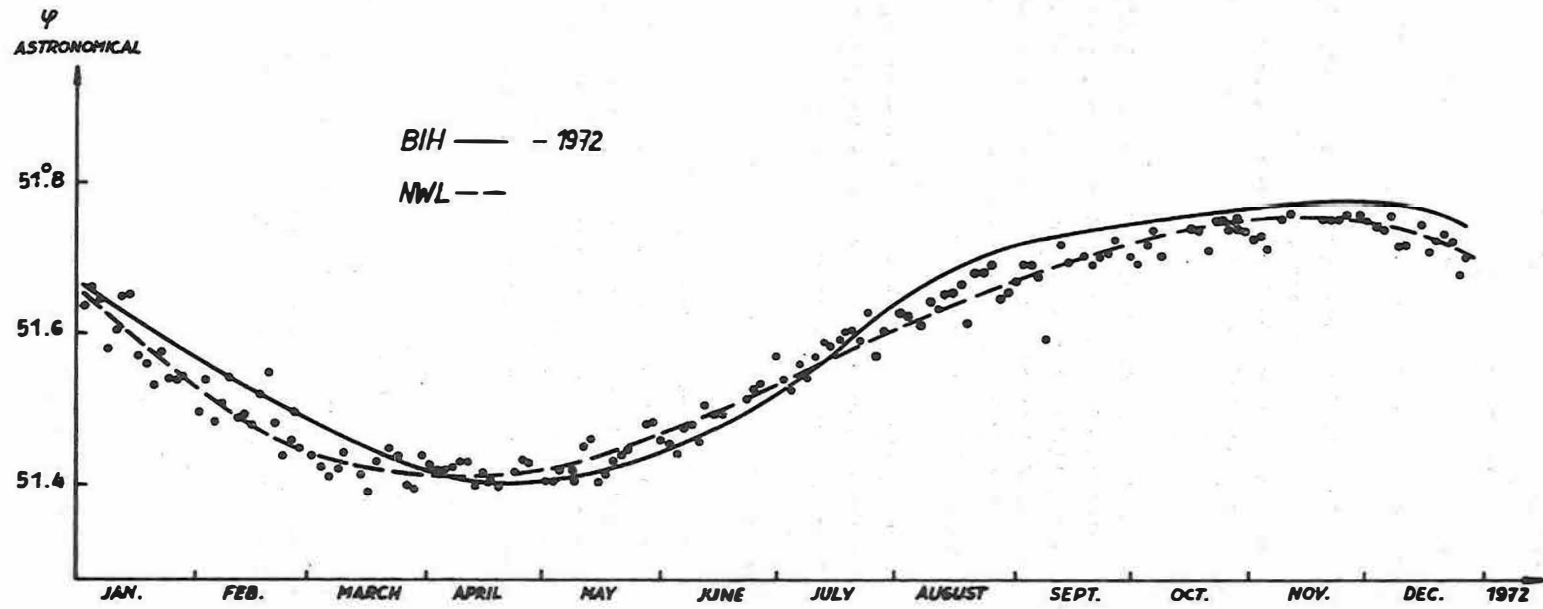


Fig. 2. Latitude of Bruxelles station, deduced from results - BIH ——— - 1972, NWL — — —

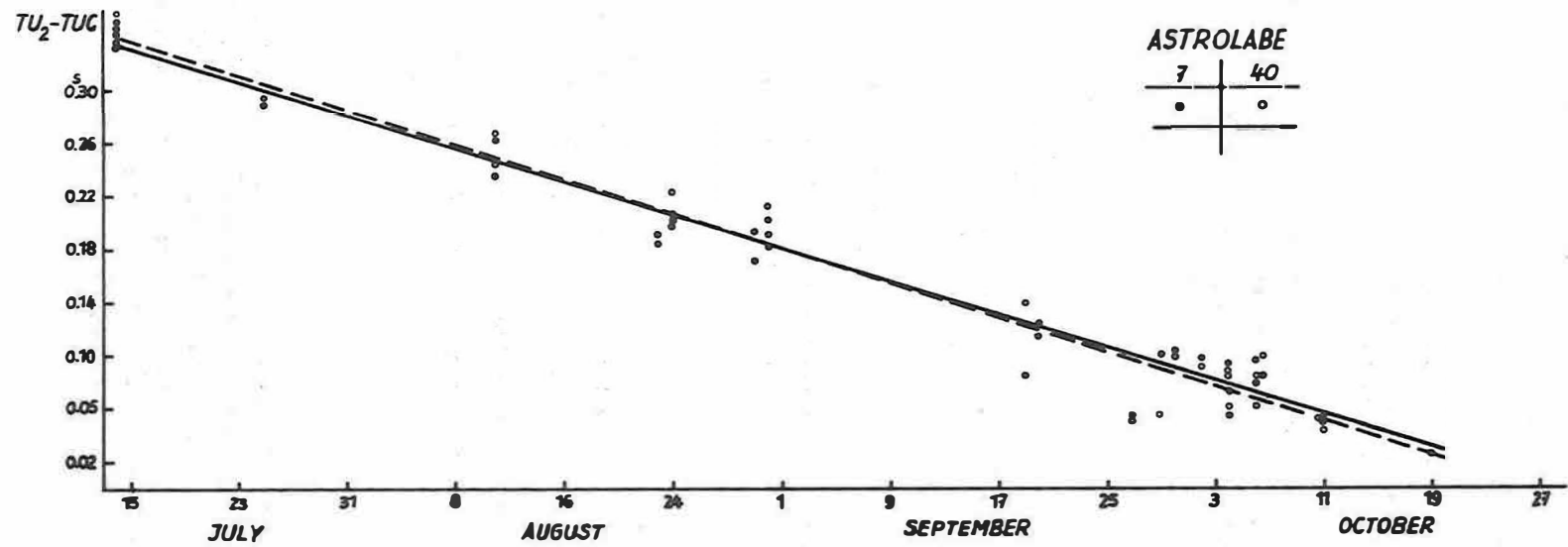


Fig. 3. Comparison in longitude of the two astrolabes operating in a same site; period from 13 July to 29 October , 1972

where A and C are the moments of inertia. For the first time we have here a method to determine the position of the axes of inertia by astronomical observations. The simultaneous determination of both axes with respect to C.I.O. offers a promising field of research for the dynamics of the Earth's rotation.

Other new methods proposed in fact have not yet been applied and thus it is very difficult to have a clear idea of the results they will give. They involve a great number of unknowns and the separation of their effects may be difficult.

Laser distance measurements of the Moon introduce the necessity to determine with the same material not only the rotation parameters of the Earth but also those of the Moon (free and forced librations) as well as orbit parameters and tidal effects on the Moon and on the Earth. VLBI recent experiences allow to check the existence of polar motion as given by the classical methods.

2.2. The Chandler Wobble

A difficult and not yet resolved problem is the correct interpretation of the CHANDLER wobble. It is well known that the polar motion is the result of two components:

- 1) an annual component due to mass displacements in the atmosphere and the oceans, and
- 2) the free EULER oscillation, whose period is lengthened by elastic strain of the rigid Earth under the effect of the perturbed centrifugal force potential:

$$(6) \quad W = -\frac{1}{2} \omega^2 r^2 (x \cos \lambda + y \sin \lambda) \sin 2 \theta ,$$

where ω is the speed of rotation of the Earth, (x, y) are the coordinates of the instantaneous pole of rotation with respect to the pole of inertia, λ is the longitude, θ the co-latitude, and r is the distance to the center of mass.

There are two difficulties for explaining the CHANDLER wobble:

- 1) the CHANDLER period, τ , is given as a function of the second LOVE number, k , by the formula

$$(7) \quad 1 - \frac{\tau_0}{\tau} = k \frac{\omega^2 \frac{a}{2} \frac{g}{g}}{e - (\omega^2 \frac{a}{2} \frac{g}{g})} ,$$

where τ_0 (EULER period) = $\frac{C - A}{A} = 305$ days; e (geometrical flattening) = $1/298.25$; $k = 0.316 \pm 0.010$ (underground earth-tide measurements). Admitting $k = 0.32$, the CHANDLER period should be of the order of 460 days. But we also have to add a contribution from the tidal displacement of oceanic waters under the influence of potential (eq. 6). This produces an additional lengthening of 30 days. However, the analysis of the available data gives periods varying between 414 and 440 days.

2) The excitation mechanism of CHANDLER wobble is not known. This tidal deformation evidently also produces internal friction and one should observe a damping in the amplitude of the CHANDLERian motion and derive from it a relaxation time which may be interpreted with the help of some rheological model of the Earth.

The specific function of dissipation is defined as

$$(8) \quad Q^{-1} = \frac{1}{2 \pi T^*} \oint \frac{dT}{dt} dt = \frac{\Delta T}{2 \pi T^*} = \sin \varphi ,$$

where T^* is the potential peak energy and φ the phase lag of a periodic deformation. - The polar motion has a very low Q , comprised between 20 and 100, which means a strong dissipation and the need of an important excitation mechanism.

The CHANDLERian phenomenon is of very great importance in this respect because until now it is the only geophysical deformation phenomenon of intermediate period: With a period of some 430 days, it should give the unique opportunity of checking some more sophisticated rheological bodies. Up till now the results have been very disappointing since the analysis made by many different authors provided very strange results: a CHANDLER period varying from 414 - 460 days and a relaxation time ranging between 10 and 100 years. Moreover, no satisfactory explanation has been given till now for the excitation mechanism feeding the CHANDLER wobble. As a matter of fact, during the recent years results from the elasticity theory of dislocation as well as observational evidence are presented in support of the hypothesis of seismic excitation of the CHANDLER wobble.

According to some authors (MANSINHA et al. 1970) there appears to be a high degree of correlation between changes in the pole path and earthquakes with magnitude larger than 7.5 for the investigated period of 1957 - 1968. However, no attempt seems to have been made to explain the influence of the site and azimuth of an earthquake in the direction of a break in the polar path; and this point should indeed be considered as an essential one.

Objections can be raised also against the very elementary method used to determine the breaks or curvature changes in the polar path. Some authors do not find any correlation with seismic events. Other authors have criticized the theoretical foundation of this investigation as being based upon an extremely simplified model of the Earth, which could change considerably (in one way or another) the order of magnitude of the estimated effects. An important contribution recently made by DAHLEN (1973) [2] on the basis of the dislocation theory applied to a realistic SNREI Earth model shows that the seismic activity fails by two orders of magnitude to provide the necessary energy to the polar motion. For some other authors, earthquakes are not the source of wobble excitation but a parallel effect - thus there is a wide range of opinions. Finally, the correlation degree seems to be highly dependent on data used (B.I.H. or I.P.M.S. or independent series), and what is absolutely indispensable in order to make a progress in this direction is obviously to effectuate more frequent and better fundamental observations of the polar motion with new methods.

One can object that the observations in the past seventy years were not precise enough to allow conclusions about polar motions and that we have to wait for the very promising new techniques to solve these difficulties. I do not agree with this point of view. The first reason is that even with these new techniques we have to wait for a minimum of six years of homogeneous observations to separate the main components of the polar motion and that it will be very difficult to deduce a correct value of the relaxation time from so short a duration of observations. The second reason is that we have at our disposition data of seventy years with 651,807 observations of star pairs (at the end of 1969), the longest existing series of nearly homogeneous astronomical observations, and I am convinced that a better mathematical treatment can be applied now to these numerous measurements.

The big difficulty lies in the fact that these observations are not absolutely homogeneous. Changes of star catalogues must be introduced to minimize the tremendous effects of uncorrect values of screw pitches. In addition to this the number of stations was not constant, some instruments were renewed and naturally observers changed very often - but the main principle of observation remained exactly the same, that is the HORREBOW-TALCOTT method.

In order to understand the situation correctly, we must explain the fundamental role of screw pitches in this question. The problem concerns the calibration. In every experimental technique this question is fundamental. What is the value in seconds of arc of a turn of the screw? What is the stability of this value within the whole telescope field, what is its stability with temperature, with time? What is the precision of these determinations?

The Potsdam geodesists, who had in 1899 the responsibility to devise a method that could avoid the influence of an error of calibration of the screw pitch in the latitude variation of one station, arranged each group of stars in such a way that the sum of micrometer measurements should practically be zero inside each group. This can be realized for the mean epoch of observations of each program but not for the total duration because the precession effect systematically shifts all the stars of a group in one direction of the telescope field, except for the groups centered on 6 h and 18 h right ascension where precession is zero. This is the reason why the Central Bureau had to change the star list almost every 12 years (1906, 1912, 1922 - 1927, 1935, 1955, 1967).

To improve the knowledge on screw pitches, the latitude deviations are represented by equations of the form

$$(9) \quad \Delta\varphi = \Delta\delta + \Delta R (M_E - M_W) ,$$

M_E , M_W being the micrometer readings, ΔR the correction to the screw pitch value, and $\Delta\delta$ the correction to the star declination. It is clear that big errors in declinations vitiate the determination of ΔR . Now, if ΔR is not correctly determined for each station a fictitious annual component in the polar motion follows from the yearly succession of the observed star groups. This can clearly be seen

when comparing provisional polar coordinates as published in the past with the definitive ones and this vitiates all geophysical interpretations. This is the reason why a general revision of I.L.S. data must start with a substantial improvement of the declinations and proper motions in declination.

The Boss General Catalogue, used as basic data for the latitude service reductions, contains declination errors very often reaching one second of arc and sometimes more. Therefore, the Royal Observatory of Belgium has prepared a catalogue of declinations and proper motions in declination in the FK4 system, using all the meridian positions measured since the BRADLEY epoch, that is some 11,500 positions (MELCHIOR and DEJAIFFE 1970).

As a matter of fact, the Potsdam geodesists, when setting up the International Latitude Service program in 1899, had provided a possibility of improving the catalogue by connecting in chain the successive star groups. This gives at the end of each year a closing error which, if not systematic, could have been distributed on the different star groups to correct the $\Delta\delta_\alpha$ errors. However, this closing error showed to be very systematic (usually negative in the northern and positive in the southern hemisphere) with very great fluctuations. The systematic part was clearly due to an error on the aberration constant adopted value. The fluctuations seem now to be correlated to atmospheric effects: A spectral analysis on very long series shows a 26 months' component (DEJAIFFE and MELCHIOR 1971 [3]), which could be correlated with a similar period found in the tropical winds (REED 1965 [15]).

3. The Earth Tides

The earth-tide phenomenon is the elastico-viscous response of the Earth's body to the attraction potential of the Moon and Sun. Earth tides are very important as they are the only phenomenon in geophysics for which the exact calculation of the acting forces is possible and the comparison of the Earth's body response to these forces as well.

The development of the tidal potential into zonal, sectorial and tesseral waves is classical (MELCHIOR 1971 [12]), and the important influence of each part of it on the Earth's rotation is known:

- 1) Sectorial tides are responsible for some part of the secular retardation of the speed of rotation as they involve internal friction;
- 2) tesseral tidal potential is responsible for precession and nutation, thus each tidal component is associated with a nutation component;
- 3) zonal tides produce slight periodic changes of flattening and consequently slight periodic changes of the speed of rotation.

Solid-earth tide measurements were developed during I.G.Y. and now we have many well equipped stations. Practically all of them are situated in Europe, the U.S.S.R., Japan and North America (except one in the Sahara, one in Spitsbergen, one in Kerguelen, and one at the South Pole).

For the vertical component recording gravimeters are used: The old Askania GS 11 of the years 1958 to 1962 are replaced now by Geodynamics, LA COSTE ROMBERG and Askania GS 15 instruments. These devices of the new generation have a precision of 1 μ gal or better. Their sensitive system is a capacitive transducer which shows a far better stability in the calibration. It is now possible to derive correctly the tidal constants of the 5 main waves within one or two months as shown by Figs. 4 and 5.

For the horizontal components, horizontal pendulums with a precision of 0.0002 are used: many quartz instruments of the VERBAANDERT-MELCHIOR type provided with an automatic calibration device related to a spectroscopic line, quartz pendulums of BLUM, and metallic pendulums of OSTROVSKY in the U.S.S.R.

For strain measurements are used: wire extensometers, quartz tube or super-invar rod extensometers, and laser extensometers. For all these instruments the main problem to be considered is the quality of their calibration.

3.1. Tesseral Diurnal Waves

Tesseral forces of diurnal tides generate the precession - nutation torque which tends to rotate the equator towards the ecliptic: Each tesseral component of the tidal potential gives rise in that way to a circular nutation of the principal axis of inertia in space (MELCHIOR and GEORIS 1968 [13], MELCHIOR 1971 [11, 12]).

The equations express two interesting theorems:

- 1) The frequency of a nutation may directly be deduced from the frequency of the corresponding tide by simple subtraction of the "sidereal frequency":
 $\omega = 15^{\circ}041/h$ U.T., which is the central line of the tidal spectrum (corresponding to wave K_1).
- 2) Two waves having frequencies symmetric to the sidereal frequency

$$(10) \quad \begin{cases} \omega_i = \omega + \Delta\omega_i, & \text{amplitude } A_i, \\ \omega_{-i} = \omega - \Delta\omega_i, & \text{amplitude } A_{-i}, \end{cases}$$

form only one and the same nutation.

The sum of their amplitudes gives the semi-major axis and their difference the semi-minor axis of the nutation ellipse:

$$(11) \quad \begin{aligned} \Delta\psi \sin\theta &= -E \sum_i \frac{\omega}{\Delta\omega_i} \{A_i + A_{-i}\} \sin(\Delta\omega_i t), \\ \Delta\theta &= -E \sum_i \frac{\omega}{\Delta\omega_i} \{A_i - A_{-i}\} \cos(\Delta\omega_i t) \end{aligned}$$

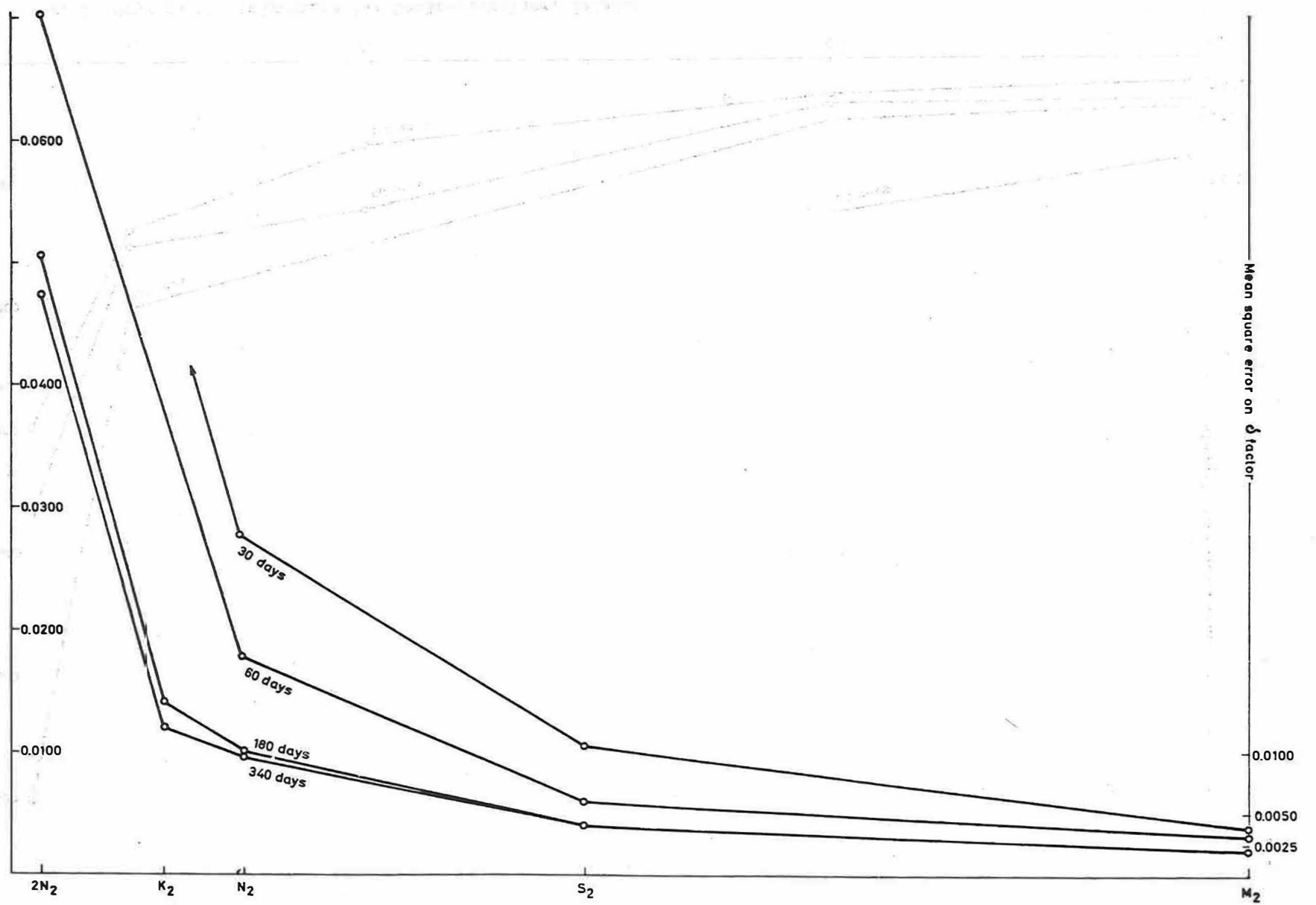


Fig. 4. Gravimeter Geodynamics 84; Uccle-Bruxelles, Belgium

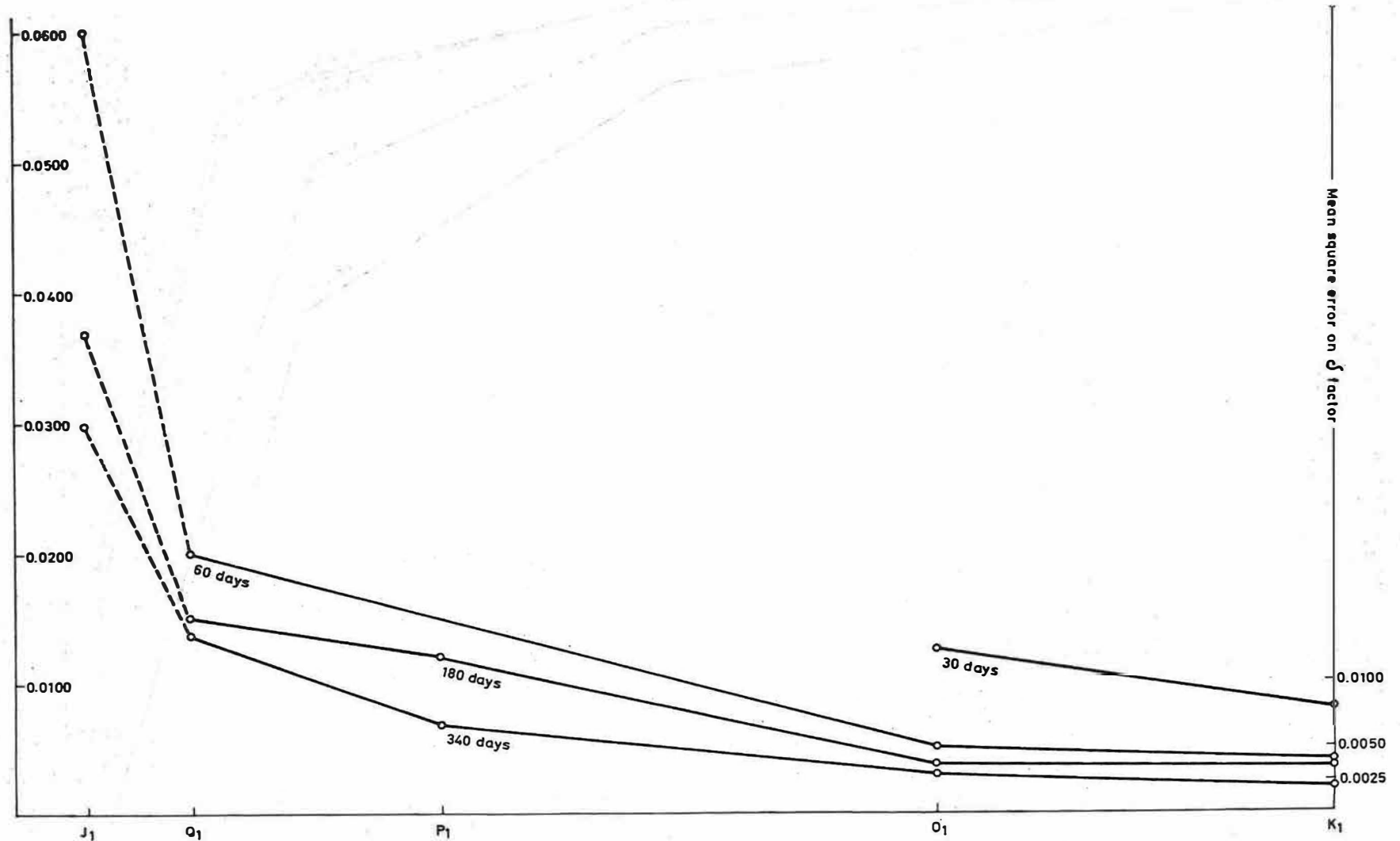


Fig. 5. Gravimeter Geodynamics 84; Uccle-Bruxelles, Belgium

with

$$E_c = \frac{3}{2} \frac{G \mu}{c^3} \frac{C - A}{C} \frac{1}{\omega^2} = 0.01644 .$$

This torque tends to create motions in the Earth's liquid core with respect to the Earth's mantle in which our reference axes are fixed.

The hydrodynamical theory (POINCARÉ) shows the existence of resonance frequencies, which have been calculated for a few models firstly by JEFFREYS and VICENTE (1957) and by MOLODENSKY afterwards (1961). These frequencies are very close to the solar tidal wave ψ_1 corresponding to the annual nutation.

The displacement of the resonance line with respect to the central line of the tidal spectrum produces a dissymmetric distortion of the A_1 amplitudes and consequently a modification of the excentricities of the nutation ellipses.

Formula (10) shows that to give the nutation amplitudes, the tidal amplitudes (A_1, A_{-1}) have to be multiplied by an integration factor $\omega/\Delta\omega_1$. It results that tidal waves with a period very near to one sidereal day ($2\pi/\omega$) are much enlarged in nutation phenomenon because $\Delta\omega_1 \sim 0$. On the other hand, non-negligible tidal waves give very little components in the nutation when their frequencies sensibly deviate from the sidereal frequency (large $\Delta\omega_1$).

As a matter of fact, astronomers measuring nutation amplitudes by geometric methods (angular measurements) and geodesists measuring tidal forces by dynamical methods (earth-tide components) are concerned with the same problem. However, there are clear advantages in the dynamical method as very long continuous and automatic registrations can be obtained.

The precision of earth-tide measurements has been considerably improved in recent years. The analysis of these measurements gives, as it is well known, the combinations

$$\delta = 1 + h - \frac{3}{2} k \quad \text{in the vertical component,}$$

$$\gamma = 1 + k - h \quad \text{in the horizontal components,}$$

from which LOVE numbers h, k can be deduced. The resonance theories give these factors as a function of the tidal frequency.

It is interesting to note that the resonance due to the liquid core effects is in the horizontal components twice that in the vertical component. However, horizontal pendulums are very sensitive to any thermic influence and consequently diurnal waves are difficult to be measured properly. From the many data published it results that quartz instruments only can give valuable results. Such instruments, carefully installed in deep (50 meters minimum) and well-conditioned stations, provided with automatic calibration devices, have given quite homogeneous results, which are in fair agreement with MOLODENSKY's models as shown in Table 1.

Table 1. Earth tides - tesseral diurnal waves (experimental results)

14 stations - VM quartz pendulums	-	18 056 days			
18 stations - various gravimeters	-	10 512 days			
Total: 32 stations			-	28 568 days	
	1 + K - H	1 + H - 3/2 K	H	K	K/H
K1 165.555	0.7429±0.0045	1.1485±0.0028	0.474±0.015	0.217±0.011	0.458±0.026
P1 163.555	0.7054±0.0157	1.1550±0.0300	0.574±0.076	0.279±0.068	0.487±0.119
O1 145.555	0.6788±0.0056	1.1628±0.0008	0.638±0.017	0.317±0.011	0.497±0.022
Q1 135.655	0.6504±0.0207	1.1588±0.0095			
Model 1 of MOLODENSKY					
K1 165.555	0.734	1.136	0.521	0.256	0.491
P1 163.555	0.699	1.154	0.594	0.294	0.494
O1 145.555	0.688	1.161	0.617	0.305	0.494
Model 2 of MOLODENSKY					
K1 165.555	0.730	1.142	0.528	0.258	0.489
P1 163.555	0.697	1.158	0.593	0.290	0.489
O1 145.555	0.686	1.164	0.614	0.300	0.488

For static waves as O_1 , a theoretical relation exists between k and h (MELCHIOR 1951 [8]) if the deformations are homothetic with respect to the center:

$$(12) \quad k_n = \frac{3}{2n+1} h_n \frac{\int_0^a (n+3) \rho r^{n+2} dr}{\int_0^a 3 \rho r^2 dr}$$

thus, for order $n = 2$:

$$(13) \quad k/h = \lambda^{-1} = \left(e - \frac{g}{2}\right) / \left(\frac{C-A}{A}\right) = 1 - \frac{2}{5} \sqrt{1+\eta} = \frac{3}{2} \frac{C}{M a^2},$$

which gives

$$(14) \quad k/h = 0,4963 \quad \text{if} \quad \frac{C}{M a^2} = 0,33087$$

(removing the homothety hypothesis one has according to JOBERT $k/h \leq 0,4963$). Experimental results are in excellent agreement with this criterion. For $n = 3$, one should have $k_3/h_3 = 0,337$, while our experimental results are giving $0,39 \pm 0,03$.) A phase lag in that deformation is not certain and will surely be very trifling.

The agreement between experimental results and theoretical models depends evidently upon a correct calibration of the instruments. A k equal to 0.317 is not in contradiction with satellite orbit perturbations due to earth tides as recently shown by LAMBECK and CAZENAVE (1973) [7].

3.2. Sectorial Semi-Diurnal Waves

These components are strongly disturbed by the important indirect effects produced by the oceanic tides: moving water masses attraction, variable loading effect produced by these masses on the crust and upper mantle, variation of the Earth's potential produced by this deformation. These indirect effects are very important for the semi-diurnal waves because this kind of tide in oceans generally has a large amplitude. Therefore, we cannot hope to determine LOVE numbers from the M_2 , S_2 , N_2 waves until a correct model of the loading effects on the crust is available. But I think that in some respects we shall have to solve the inverse problem and to try to determine crustal structure from the anomalies in the indirect effects. - All these effects evidently have the same period as the corresponding earth-tide components and so the separation is very difficult.

There is a regional consistency for the results in the vertical and east-west components but strong anomalies are observed with the north-south horizontal component.

From the previous experiences, it seems that the best way for approaching a solution of this problem is to make continental transverse profiles, such as have been initiated by J.T. KUO and others in the U.S.A. (KUO et al. 1970 [5]) and presently are extensively developed in Western Europe with the cooperation of several concerned institutes.

One of the main objectives of J.T. KUO in developing such profiles was to solve the inverse problem of indirect effects, that is to check and improve the co-tidal charts in the open ocean from the results of the tidal gravity measurements on both sides of the ocean and on the existing islands using a new generation of instruments.

A first step was a comparison of calibrations between New York and Bruxelles: Three Geodynamics gravimeters have been compared with LA COSTE ROMBERG instruments in U.S.A. and with the results of 3000 days of tidal gravity observations made with 3 Askania GS 11 at Bruxelles. The calibrations between both continents are in agreement within 0.5 %.

Thereafter, more than 14 different gravimeters have been installed in the Bruxelles tidal gravity room, each one for a recording period of 3 to 4 months. An adjustment of O_1 wave amplitude and phase allows a common calibration in amplitude and phase for all these instruments which have been installed in different observatories or institutes of Europe. Each gravimeter is provided with a quartz clock.

Stations occupied (4 months each) by the cooperation of several institutes in all countries are until now:

Belgium	Bruxelles, Brugge, Oostende
Netherlands	Witteveen
Luxemburg	Walferdange
France	Strasbourg, Clermont Ferrand, Grasse, Bordeaux
Italy	Torino, Padova
Switzerland	Chur
United Kingdom	Cambridge, Liverpool, Herstmonceux
Denmark	Faeroe
Iceland	Reykjavik
F.R. of Germany	Hannover, Bonn, Darmstadt, Kiel, Busum, Helgoland
Finland	Helsinki, Oulu, Sodankylä, Kevo

Other stations are in preparation in Norway, Sweden, Spain and Portugal as well as additional stations in the above listed countries.

The results are of high precision, as shown by Figs. 4 and 5. They are also fairly homogeneous and exhibit interesting regional characteristics. They will be presented at the Sopron International Earth Tides Symposium in September 1973.

A long profile will tie Bruxelles with Japan, across South Asia. It is to be undertaken by October 1973 and should be the first part of a world tidal gravity profile.

There is indeed an urgent need to improve our knowledge of the earth-tide deformations as the laser distance measurements to the Moon and satellites should reach in a near future a precision of 2 centimeters. This needs the knowledge of the LOVE number h and its regional distribution. A first important step is the world tidal gravity profile which can give a clear idea upon the δ factor distribution. Using formula (14) one could derive a perhaps sufficiently precise value of h for a 2 centimeters precision. But clearly a world net of horizontal pendulum stations will finally be necessary and will also help in improving the co-tidal charts, which then should permit a more precise estimation of the oceanic tide contribution in the deceleration of the Earth. But a non-negligible part of it is generated by the friction in the "solid" earth tide. The gravimeter gives directly the phase angle of the tidal bulge, thus a Q value and, accordingly, the parameter essential to estimate the deceleration of the Earth's rotation.

The gravimeters used are more or less heavily damped instruments. Damping introduces an instrumental phase lag which is not always exactly known. But it is possible to determine it correctly. However, it is not yet possible to present now a conclusion, but we observe that the phase of diurnal waves is very low while a systematic regional distribution clearly appears for the semi-diurnal phases.

This concludes the remarks I wanted to make upon the last progress in the earth tide and polar motion problem. Other speakers surely will give their own point of view and other results. This was only one example of synthesis that Geodynamics proposes for Astronomy, Geodesy and Geophysics.

There are evidently others, mainly related to the space research progresses. One example is the shape of the Earth and the internal distribution of masses as described by the potential acting on the artificial satellites. Also the role of the liquid Earth core on the rotation of the Earth is fundamental but extremely difficult to be treated as it involves all the complexity of hydrodynamics, the geomagnetism and an investigation of all possibilities of core-mantle coupling. The problem of plate tectonics is another one which has to be investigated simultaneously by astronomical, geodetical and geophysical measurements.

To conclude this lecture, I wish to point out that no explanation of the anomalies in the Earth's rotation detected by whatever astronomical technique can be given without developing at the same time and with the same goal the geodetical and geophysical measurements.

So we have to consider simultaneously three fundamental aspects:

- 1) the astronomical aspect, that is the polar motions, precession and nutations and the determination of the rotation speed;
- 2) the geodetical aspect, that is the long-period or secular crustal motions, the geopotential and its variations with time; and
- 3) the geophysical aspect, that is the tidal phenomena, the strains in the Earth's crust, the crustal block motions, the magnetohydrodynamics in the liquid core and most probably other phenomena not yet discovered.

Such a study of the planet Earth is one of the most important research fields for mankind. It is essential that geodesists, geophysicists and astronomers will join to realize with success a new step in the discovery of the internal structure of our planet.

Referenoos

- | | | |
|-----|----------------------------------|---|
| [1] | ANDERLE, R.J.;
BEUGLASS, L.K. | Doppler satellite observations of polar motion.
Bull. géod., N.S. (1970) 96, p. 125-141 |
| [2] | DAHLEN, F.A. | A correction to the excitation of the Chandler wobble by earthquakes.
Geophys. J. roy. astron. Soc. <u>32</u> (1973) 2,
p. 203-218 |
| [3] | DEJAIFFE, R.J.;
MELCHIOR, P. | On periodicities found in investigating the closing errors in all the International Latitude Service Stations.
Astron. and Astrophys. <u>14</u> (1971), p. 468-472 |

- [4] HADGIGEORGE, G. The geodetic positioning capability of the Geceiver.
Mitt. geod. Inst. techn. Hochschule Graz, Folge 11, T. 2 (1972), p. 117-133
- [5] KUO, J.T.; et al. Tidal gravity measurements along a transcontinental profile across the United States.
Observ. roy. Belg., Commun. Sér. A, No. 9, Sér. Géophys. (1970) 96, p. 50-60
- [6] KUO, J.T.; et al. A link of the Trans U.S. and Trans-Europe tidal gravity profiles.
Eos 53 (1972) 4, p. 343
- [7] LAMBECK, K.; CAZENAVE, A. Fluid tidal effects on satellite orbit and other temporal variations in the geopotential.
Groupe Rech. Géod. spat., Bull. No. 7 (1973)
- [8] MELCHIOR, P. Sur l'influence de la loi de répartition des densités à l'intérieur de la terre dans les variations luni-solaires de la gravité en un point.
Geofis. pura ed appl., Milano 16 (1951) 3/4, p. 105-112
- [9] MELCHIOR, P. Latitude variations.
Oxford: Pergamon Press 1957, 34 p.
- [10] MELCHIOR, P. The earth tides.
Oxford: Pergamon Press 1957, 458 p.
- [11] MELCHIOR, P. Precession - nutations and tidal potential.
Celest. Mech. 4 (1971) 2, p. 190-212
- [12] MELCHIOR, P. Physique et dynamique planétaires. 4 vol.
Louvain: Vander 1971
- [13] MELCHIOR, P.; GEORIS, B. Earth tides, precession - nutation and the secular retardation of Earth's rotation.
Phys. Earth and planet. Interiors 1 (1968), p. 267-287
- [14] PAQUET, P.; DEJAIFFE, R. Analysis of the first Doppler observations performed at the Royal Observatory of Belgium.
First Internat. Symp. on the Use of Artificial Satellites for Geodesy and Geodynamics, Athens, May 1973
- [15] REED, R.J. Bull. amer. meteor. Soc. 46 (1965) 7, p. 374

- [16] ROCHESTER, M.G. The Earth's rotation.
Second Geophys. Research Conf., Ohio State
Univ., 1973
- [17] SMITH, D.E.; Geodetic studies by laser ranging to satellites.
DUNN, P.J.; Third Internat. Symp.: Use of Artificial
KOLENKIEWICZ, R. Satellites for Geodesy, Washington, 1971

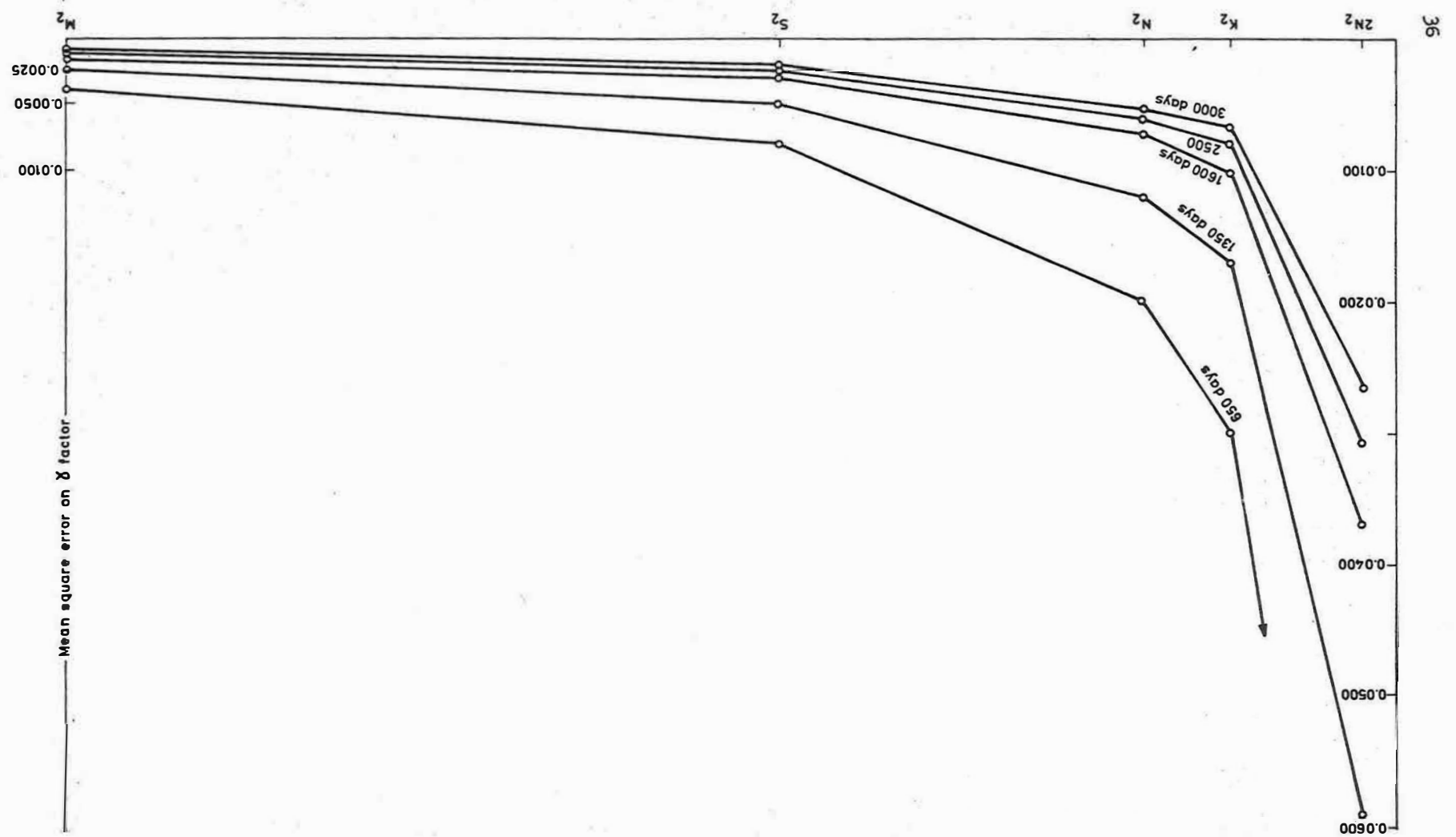


Fig. 6. Horizontal Pendulum VM 8, E—W component; Dourbes, Belgium

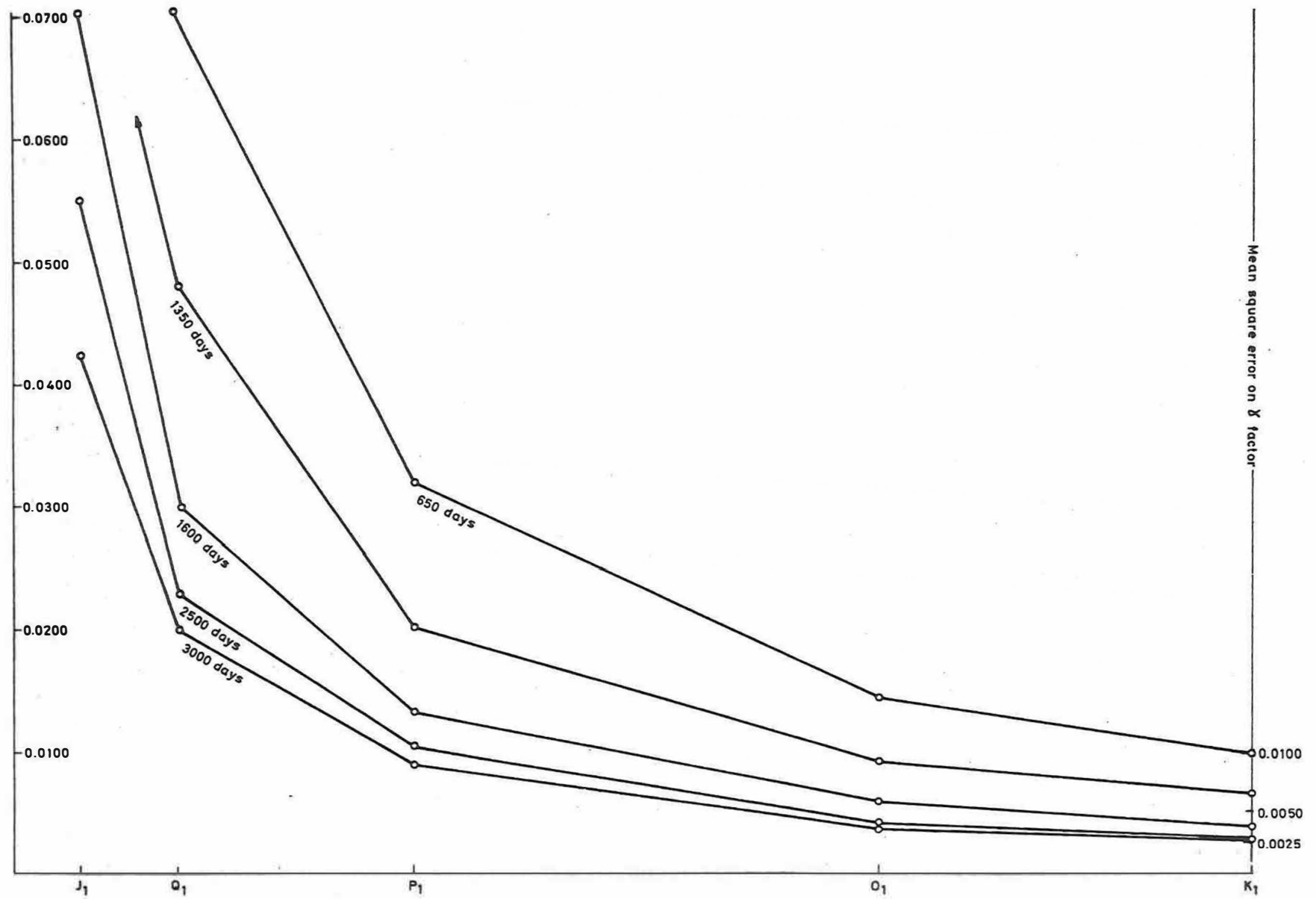


Fig. 7. Horizontal Pendulum VM 8, E—W component; Dourbes, Belgium

New Methods for Studying the Dynamics of the Entire Earth

by

ERIK TENGSTROM ¹⁾

It is a pleasure and a honour for me to have got the opportunity to express - at this important symposium - my personal opinion about the best way of a future collaboration between Geodesy, Geophysics and Astronomy, when going together to study the dynamics of the entire Earth.

"It is obvious that there are nowadays no well qualified students of the Earth, because their teachers, each in his area, dig their own specialised holes and remain sitting in them." This is a free transcription of BULLARD's statement (1960), and means to indicate that the sum of the knowledges from the specialists is not equal to a true knowledge; because what the specialists can see from their holes does certainly not comprise the whole external reality. Many important problems, which belong to the marginal areas between the various Earth Sciences, might be forgotten and can only be attacked and solved if we all creep up and look across the edges of the holes occupied by our scientific disciplines.

For instance, new methods for studying the Earth as a whole, and its dynamical properties, should at first take into account all possibilities of unifying, and refining, existing theoretical approaches, to create a more general theory. Of course, new methods also mean that new technical tools should be introduced for the purpose, already available or necessary to be developed.

A typical example of the needs for new theoretical procedures in a unified approach is what happened when we left the classical theory of a rigid Earth, and found that we had to face the extremely difficult problem of a deformable Earth with elasto-viscous properties, rather well defined discontinuities of density, elasticity, plasticity etc. and with a dynamical behaviour in its interior which was obviously intimately connected with the creation of its magnetic field.

The originally attempted extension of EULER's theory for a rigid Earth to a theory of a deformable Earth presupposed a GAUSSIAN distribution of the differences between the real internal velocity field and a velocity field as defined from a "mean" (most probable) rotational vector $\bar{\omega}$, which consequently should make

¹⁾-----
University of Uppsala, Institute of Geodesy, Uppsala - Hällby,
Sweden

$$(1a) \int (\mathbf{v} - \bar{\omega} \times \mathbf{r})^2 dm$$

a minimum. This approach, due to TISSERAND, led to a generalization of EULER's equations

$$(1) \frac{d\mathbf{S}}{dt} + \bar{\omega} \times \mathbf{S} = \mathbf{M}$$

for an Earth-fixed system with its origin at the mass-center of the Earth. In (1), \mathbf{S} is the total angular momentum $\int (\mathbf{r} \times \mathbf{v}) dm$, \mathbf{M} denotes the total momentum of the external forces. Although the equations (1) are not linear (even in the first order theory), they have hitherto been treated as such, which means that the solution was given as the sum of the general solution of the equation

$$\frac{d\mathbf{S}}{dt} + \bar{\omega} \times \mathbf{S} = 0$$

and a particular solution of

$$\frac{d\mathbf{S}}{dt} + \bar{\omega} \times \mathbf{S} = \mathbf{M}.$$

The solution of the homogeneous equation gave the properties of polar motion, the particular solution, assuming rigidity of the Earth and that the z-axis coincided with the principal axis of inertia, gave a formula system for astronomical precession - nutation. From the result of astronomical observations, using the mentioned theory, a value of the Earth's dynamical flattening $H = (C - A)/C$ could be determined.

As is well known, geodetic information of today (above all the mapping of the external gravitational field through satellite observations) provides us with numerical results for the difference between the principal moment of inertia and the equator value of this moment; so, if the dynamical flattening from astronomical measurements is correct, both the principal moment of inertia and its equator value would be correctly known at some selected epoch. By repeated studies of H and the gravitational field, variations of the moments of inertia could be obtained (from Standard Earth results).

In this primitive treatment of the geodynamic problem, the homogeneous solution could tell us, at least something, about the surface rigidity $\mu = \frac{1}{19}(\frac{2}{k} - 2)g\rho v$ of the Earth, and this from the observed motion of its pole of rotation, relative to the Earth's surface. Of greatest importance is hereby the length of the CHANDLER period.

The theory of the earth tides is related both to the elastic and viscous properties of the Earth. By means of recording gravimeters, horizontal pendulums, tiltmeters and extensometers, the LOVE and SHIDA numbers k, h, l can be determined, and the existence of precession - nutation of the liquid outer core, predicted by the theory of MOLODENSKY and VICENTE, can be verified through tidal observations.

If we accept the extended EULERian theory and its conventional treatment for the motion of the real Earth, we know e.g. that it cannot predict the tidal force effect

upon the liquid core. We also know that it must lead to a wrong value of H , and a wrong starting point for studying the excitation process of the CHANDLER wobble. I therefore suggest for our common future work:

- a) to skip the EULERian equations,
- b) to introduce NAVIER-STOKES's equation for the velocity field,
- c) to admit that $\bar{\omega}$ cannot be measured,
- d) to take into account that the center of mass and the principal axis of inertia are varying with respect to a crustally defined Earth-fixed coordinate system.

The example from the study of free oscillations shows that it is possible to define Earth models from seismic evidence, which explain the observations of this dynamic phenomenon at the Earth's surface with high credibility. Taking into account the aforementioned suggestions for refining the treatment, theoretically, of the Earth's dynamical behaviour in the low frequency region, and introducing also magnetic, electrical, geochemical and energy dissipation knowledge of today, it would certainly be tempting to create now a physical Earth model, able to explain, simply enough, all types of observations made at the surface of our planet, correlated with its internal constitution. Such a model would not be a static one but defined for a certain epoch, and as a function of time. As in the history of all natural sciences, such a model will, of course, only reflect our knowledge at the time it was chosen.

An example is the geodetic one. The Earth model has been regarded as a plane disk (with topographical irregularities), as a sphere (with topography), as an ellipsoid of revolution, describing the main features of the geoid, as a spheroid with certain internal properties reflecting a general trend toward hydrostatic equilibrium. The geodetic model of the s.c. 1967 system describes the geometrical and external potential properties of an ellipsoid of revolution. To use this model for defining a physical Earth model with an internal mass distribution of hydrostatic equilibrium properties is impossible as well as to enforce nonhydrostatic properties upon it, which sufficiently well agree with our present knowledge of the Earth's internal constitution. This is understandable, remembering the way it has been arrived at. The level ellipsoid has been chosen with a gravity potential equal to that of the geoid to give a good global picture of the size and shape of the entire Earth, and it is a simple mathematical means to provide us with a three-dimensional map of its external gravitational field, not to describe its internal mass distribution. A geophysical model can, however, use the results of the geodetic boundary value problem, treated with the aforementioned geodetic model, or, preferably, without any model at all, as additional information to the knowledge of seismology and other Earth sciences.

Whatever physical model we accept, it should have properties in accordance with the geodetic information about the gravitational field and its variations at and outside the surface, available from repeated solutions of the geodetic boundary value problem, or, as the situation is today, by means of consecutive satellite solutions. When using geodetic information for dynamical Earth models, it is then hardly necessary to make crucial investigations of possible physical models, consistent with the chosen geodetic model properties. The results of the boundary value problem of Geodesy will be there anyhow when selecting the best geodynamical model.

A realistic Earth model with geometrical and chemico-physical properties should be such that not only its shape and size and external gravitational field with their changes might be conveniently studied on a global scale but also such that it describes the main features of its internal mass distribution, chemical composition, elasticity, plasticity, energy distribution and velocity field, and their variations with time. This model will have - at every epoch - typical angular momentums for 1) the crust, at the surface of which a relatively stable coordinate system for long periods might be defined (e.g. CIO-system), 2) the mantle, 3) the liquid core and 4) the "solid" core. The observed rotational behaviour at the surface should only be treated as an information about the internal velocity field and its changes, not as a dynamical property of the Earth as a whole.

The measurement at and above the Earth's surface, with which the influences of the model properties are being compared, should then be interpreted in a statistically realistic way, so that a meaningful result of the deviations of the real Earth from the accepted model could be obtained.

A practical question is now: which observational techniques do exist today, which can be used for testing dynamical Earth models, in view of recent technical progress? As being a geodesist, I shall restrict myself to talk about geodetic (including gravimetric and astronomical) techniques and instrumentations.

1. Astrogeodetic measurements are being made for a) geographical positioning (astronomical latitudes and longitudes), b) absolute geodetic positioning (e.g. geocentric coordinates), c) direct relative positioning.

In a), the ILS- and IPMS-services, utilizing mainly the PZT, give variations of astronomical latitudes and longitudes with respect to the instantaneous pole and Greenwich meridian. The claimed precision is here 0!01, but systematical differences of 0!1 have been found between the pole-paths obtained by both services. New instrumentation for the same purpose are astrolabes and zenith telescopes with great focal length, equipped with a focally placed microtimer grid, constructed recently by Finnish geodesists and physicists. An accuracy of at least 0!02 is claimed for both systems. An advantage of the Finnish system is that observations can be made of certain stars also in daylight. - Accurate longitude determinations for polar motion studies rely on a precise knowledge of UT_0 at the observation of star transits. As the communicated time is UTC, the difference $UT_0 - UTC$ must be known. The international longitude service is thus intimately connected to an accurate time service, giving regular information about this difference. After the calculation of polar motion, UT_0 can be corrected to give UT, and the remainder $UT_1 - UTC$ will reflect the changes of the angular velocity of the Earth.

The objects for studies in a) are consequently polar motion and the Earth's rotation (rotation of the crust).

b) comprises determination of astronomical latitudes and longitudes, referred to an Earth-fixed system (CIO and the corresponding Greenwich meridian). The astronomical positions, corrected for the instantaneous pole position relative to CIO, might show

changes in relative locations of surface points for changes in the plumbline directions for these points (variation of deflections from the vertical). The single astronomic-geodetic latitudes and longitudes are today claimed accurate to $0.15''$ or better, using the new FK-catalogue, AGK 4, which should be available before 1975.

Objects of b): continental drift, westward drift of the geoid and irregular but great lateral displacements within the crust.

c) Direct determination of $\Delta\varphi$ and $\Delta\lambda$ in local areas (relative changes of deflections from the vertical) is supposed to be made possible by means of a recently developed polarimeter system in the U.S.S.R. for maximum distances of 75 km. The accuracy is claimed to be high ($\pm 0.1''$) but is still unknown from field experiments. Reference is made to reports at the IUGG meeting in Moscow 1971. - Direct determination of changes in distances has been tested by means of accurate geodimeter measurements, with or without suitable delayer system.

Objects of c) are micro- and other tectonics.

2. Gravity field measurements comprise a) surface gravity determination, b) torsion-balance measurements, c) utilization of new developments.

a) Campaigns of gravimeter traverses, repeated at regular time intervals, give - according to recent Swedish-Finnish experience - astonishingly high internal accuracy. A profile with relative g -values within 1 mgal has been measured from the Finnish eastern border across Sweden to the Norwegian coast (average lat. 62°) 1966-67 and 1971-72. No results are yet available, but it seems possible to achieve a precision for one leg of the profile (150 km) corresponding to a standard deviation of ± 0.003 mgal, thus enabling detailed studies of the land uplift picture in this area from campaigns of at least 10 years intervals. If gravimeters (the LA COSTE meter has hitherto proved most reliable) were used to determine the g -difference between inflexion points of the worldwide geoid at E-W profiles, this procedure could be used also for detecting an eventual west-drift of the geoid. Of course, absolute instruments could also be utilized at single points, but such devices (SAKUMA's portable one and FULLER's equipment) do probably not give higher accuracy than 20 - 40 micro-gals.

In any case, relative and absolute gravity measurements in a) might be a future means of studying vertical movements of the crust and certain displacements of the geoid.

b) The conventional torsion balance gives the values of certain components of EÖTVÖS's tensor, necessary to know when using the method of Intrinsic Geodesy for studying the gravity field and its equipotential, especially near the Earth's surface. This tensor is also useful for reducing the measured gravity vector to an exterior level surface, which is a convenient method of starting the solution of the geodetic boundary value problem.

c) Construction of gradiometers for gravity and of inclined torsion balances is obviously going on at various places in the world. The gradiometers seem to promise an

accuracy of 0.1 Eötvös both in the airborne and landbased versions. These instruments will supply complete information of the aforementioned tensor at each measuring point.

Objects for geodynamical study in b) and c): variations of such components of the EÖTVÖS tensor which reflect density variations near below the surface of the Earth.

3. Earth tide records with a) microgravimeters, b) horizontal pendulums and tiltmeters, c) extensometers (strainmeters), installed at the surface, in mines or boreholes.

a) The best instrument of today seems to be the Canadian "Geodynamics" construction. It is easy to be installed and can usually be in operation after half a day; therefore, campaigns on profiles with such recording gravimeters may readily be arranged. The accuracy is 1 microgal or better.

Object for study with a) is the vertical component amplitude factor $\delta = 1 + h - 1.5 k \sim 1.14$.

b) The VERBAANDERT-MELCHIOR pendulums in quartz have proved to be highly reliable, though other constructions of the same or a similar type might compete. The accuracy of these instruments is about 0.0002 or better. Even if the tiltmeters of today are not as sensible as the pendulums mentioned above, they could be easily installed in boreholes and will certainly contribute to valuable geodynamical results from profile measurements during well-planned campaigns, ev. containing also horizontal pendulums and microgravimeter measurements.

Objects for studies in b): changes of surface inclination due to earth tides, and determination of the amplitude factor $\gamma = 1 + k - h \sim 0.7$; tectonic movements.

Common objects for studies with a) and b):

α) Secular retardation in Earth's rotation, partly due to energy dissipation by internal friction (interpretation of the records for sectorial tidal waves), and superficial friction.

β) Resonance effect of the precession - nutation of the liquid core, according to the theory of VICENTE and MOLODENSKY (interpretation of diurnal tesseral waves). Comparison of γ , δ (and resulting LOVE-numbers) for the crust with VICENTE-MOLODENSKY's models of the Earth.

γ) Free diurnal nutation.

δ) Spheroidal and toroidal free oscillations, occurring in connection with earthquakes, can be observed with horizontal pendulums and tiltmeters, spheroidal oscillations with gravimeters. Both types of oscillations have long time been studied for spherical harmonic degrees $n = 0, \dots, 7$ with periods ranging from 13.5 m. (fundamental frequency for $n = 7$ and second overtone of $n = 3$) to 54 m. (fundamental wave of $n = 2$). Evidence for shorter and also longer periods seems to have been demonstrated recently from many horizontal pendulum records, taken at Dannemora, Sweden, during earthquakes. If this is true, the range covered by a) and b) for this part of the geodynamical spectrum should be some minutes to several hours. (Tidal frequencies are essentially half-diurnal and diurnal, but indications of greater periods exist, especially when using tiltmeters.) Through careful analysis of free-oscillation records, an interesting con-

clusion about existing deviation from elastic linearity has been drawn by the MARUSSI group in Trieste (Mrs. ZADRO-BOZZI 1971). Of special interest is also the study of the damping of the free oscillations, demonstrating the degree of inelasticity of the Earth.

c) Modern laser strainmeters (strain seismometers or extensometers) are used together with b) to study free oscillations and for detecting anomalous strain, e.g. occurring before an earthquake (earthquake predictions) and afterwards. Such predictions can ev. also be made with tiltmeters of modern construction (cf. works of BERG, HIG, Honolulu).

4. VLBI (Very Long Base Line Interferometry), Satellite-Geodesy Moonlaser: VLBI has a claimed dm-accuracy over thousands of kilometers, corresponding to an angular resolution of 0.001 for observed natural radio sources. Plans exist to use this technique also with artificial radio sources at the Moon and in satellites.

Object of investigation: continental drift and other types of lateral displacements, polar motion.

DOPPLER range-rate observations of transit satellites seem to give an accuracy in positioning of essentially 1 m for all distances. The prospected Géole system (two-way DOPPLER and radioranging) might be able to improve this accuracy.

Objects for studies: polar motion (of DAHLGREN Polar Monitoring Service (DPMS) of the US Naval Weapons Laboratory), certain lateral displacements of the tectonic plates.

Laser ranging, ground to retroreflectors in satellites: New laser systems promise an accuracy of ± 15 cm, which will probably increase to ± 5 cm around 1980 or earlier.

Object for geodynamical studies: Polar motion, certain types of lateral displacements.

The two lastmentioned observational techniques, if used for accurately studying the global properties of the external gravitational field of the Earth, can provide more precise values of GM and of the spherical harmonic coefficients C_{21} and S_{21} , the latter reflecting the non-coincidence of the principal axis of inertia with CIO. Together with the condition of geocentricity for the osculation satellite orbit (corrected for the attraction from Sun, Moon and planets), the center of mass and its movement inside the Earth might be studied as well. Together with orbital determinations, the observations may also be used for finding short-period fluctuations in the Earth's rotation (UTC - UT_1 - known seasonal effects), UT_1 being known from the polar motion result (UT_0 corrected for P.m.), obtained by these observations or improved astronomical ones (see above).

Satellite altimeter: A low satellite, containing a radar-ranging system, is planned to be launched this year. Claimed accuracy in determining the geoid over the oceans is 10 cm, if the orbit of the satellite is controlled e.g. from a system of geostationary satellites by means of DOPPLER or ev. VLBI.

Objects for studies: changes of the oceanic geoid heights over long periods, short-

period studies of the changing dynamical topography of the sea, including oceanic tides.

Moonlaser observations will be carried out according to an idea of BENDER. Laser reflections are received before and after culmination of the Moon. Reflectors have now been placed on the Moon by the Apollo crews, and laser instrumentation is being installed at various stations (e.g. Maui of the Hawaiian Islands). An accuracy of 15 cm is claimed for determining geocentric coordinates (especially the distance of the station from the Earth's instantaneous rotation axis).

Objects for studies: movement of the Earth's axis with respect to the crust, polar motion, certain types of surface displacements.

These new techniques and improved conventional ones are only a few examples of all the tools we have at our disposal today to obtain information for testing our geodynamical models. They are as essential for the work on solving the problems of the Earth's internal constitution and its dynamical behaviour as is a realistic theoretical model approach. Theory and observation will now, as always before, go hand in hand when we are trying to deepen our knowledge about the planet Earth.

References

- [1] KAULA, W.M. Solid Earth and Oceanic Physics.
Proc. Conf. Williamstown, Mass. 1969
Report NASA CR-1579, prep. for NAS 12-2189
Mass. Inst. of Technology
- [2] MELCHIOR, P. Past and future of research methods of the
Earth's rotation.
Proc. Morioka - Symp. 1972 (also Com. série B, No 71,
Uccle 1972)
- [3] STACEY, F.D. Physics of the Earth (Space Science Test Series).
New York: John Wiley & Sons 1969

Problems and Consequences of Modern Hypotheses on the Global
Tectonics for Geodesy and Gravimetry

by

HEINZ KAUTZLEBEN¹⁾

1. Introduction

The past two decades were characterized by a radical modification of the conceptions regarding the Earth, its surface shapes and the development of the latter. In the late sixties this process culminated in the formulation of a new hypothesis on global tectonics and its relationship with the structure of the Earth's interior as well as the processes taking place therein. This hypothesis of the so-called plate tectonics (McKENZIE and PARKER 1967 [36]; MORGAN 1968 [50]; LE PICHON 1968 [60]; ISACKS et al. 1968 [25]) are recognized today by a great number of geoscientists as being useful in the interpretation of a variety of geological-geophysical-geochemical phenomena of first order for the past 200 million years of the Earth's history. With the hypothesis on plate tectonics it has been possible to combine the conceptions of continental drift, the BENIOFF zones, the sea-floor spreading, the existence of a weakness zone in the upper mantle, and the conception of a convection current, which had all been developed already more or less long ago into a unified model conception. In several countries the investigation and completion or extension of these ideas is considered to be an important task of the International Geodynamics Project of the I.C.S.U. At present numerous papers have been published, which provide new interpretations of the hitherto gained knowledge of all branches of geoscience from the viewpoint of this hypothesis as well as conclusions for future work. In this paper, a review will be given about several consequences and problems of this hypothesis which concern the branches of geodesy and gravimetry.

2. A Summary of the Fundamental Conceptions of Plate Tectonics

The plate tectonics provide a kinematic picture of the fundamental structures and phenomena of the Earth's tectonosphere and its behaviour, let us say, during the past 200 million years of the Earth's history. Here the word "tectonosphere" may be understood as comprising the whole crust and the upper mantle of the Earth. The lower boundary of the tectonosphere is intentionally not sharply defined; it shall be extended down to those depths where the Earth's interior contributes to the

1) Akademie der Wissenschaften der DDR, Zentralinstitut für Physik der Erde
DDR - 15 Potsdam, Telegrafenberg A 17

tectonic and associated processes. At present these depths are indicated to range between 700 and 1000 kilometres. At the Earth's surface these fundamental structures of the tectonosphere manifest themselves in the form of the continents and oceans, in the world-wide tectonically active zone and the world rift system.

The plate tectonics and the conception of the processes in the Earth's interior associated therewith are based on the fact that to a very good approximation the structure of the Earth's interior corresponds to the state of ideal hydrostatic equilibrium, but that not only in the Earth's crust, but also down to depths of at least 700 kilometres deviations from the static fundamental structure are present, which suggest that dynamical instabilities exist in these regions of the Earth's body. However, these deviations have low amplitudes and can be considered as small perturbations of the basic structure and the fundamental state, which is stable over long periods. For the purpose of structural subdivision it is necessary to supplement the classical elastomechanical model, which is preferably statically oriented, by a dynamic model allowing the description of the processes in the Earth's interior as well as the phenomena at the Earth's surface which result from these processes; this dynamical model being subdivided both in vertical and horizontal directions. Information on the strength of material in the Earth's interior as a function of pressure and temperature has gained a great importance in this context. Usually the parameter of viscosity which characterizes the flowability is used in a largely simplified manner.

In the dynamic model the tectonosphere is subdivided, primarily according to the mechanical strength in the vertical direction, into the following elements: the rigid, brittle lithosphere ranging between depths of 0 and approximately 100 kilometres, with a viscosity of about 10^{26} poise; the flowable asthenosphere between depths of approximately 100 and 300 kilometres, with a viscosity of about 10^{20} to 10^{21} poise; the mesosphere with low flowability, ranging between depths of roughly 300 to roughly 700 kilometres with a viscosity of about 10^{22} poise, which increases eventually with increasing depth. Here the depths vary considerably from one location to another; nor should time variations in the course of geological development be excluded.

The horizontal subdivision of the tectonosphere is determined mainly by the fact that the lithosphere is split up by a world-wide system of tectonically active zones and the world rift system into a few so-called lithospheric plates, mostly of continental dimensions, which, in themselves, are tectonically quiet and are moved as nearly rigid plates relative to each other and along the Earth's surface. This subdivision of the lithosphere manifests itself also in lateral differences within the regions of the Earth's body below the lithosphere. Especially the movements of the lithospheric plates are passively or actively associated with flow processes in the asthenosphere or the mesosphere.

According to LE PICHON (1968) [60], six main plates are distinguished: the Eurasian, the Indo-Australian, the African, the American, the Antarctic and the Pacific plates as well as a number of smaller plates. The subdivision of the lithosphere

into plates is not identical with that of the Earth's surface into continents and oceans. The Pacific plate is the only purely oceanic one; the Eurasian, the only plate of predominantly continental character.

The lithospheric plates adjoin at narrow zones with tectonic activity. These zones form a world-wide closed system. In the plate tectonics and the studies based on it the boundary zones are very carefully investigated, because it is here that the movements of the plates relative to each other and relative to the Earth's interior can be studied in detail. In effect four different types of boundary zones can be distinguished:

- a) **R i f t z o n e s:** In these zones the lithosphere cracks and the adjacent plates withdraw from each other. The generated free space is filled immediately by material rising from the Earth's interior. The world rift system extends into the very interior of the continents.
- b) **S u b d u c t i o n z o n e s:** Here lithospheric plates of continental and oceanic types collide, sliding one on top of the other, whereby the oceanic plate dips under the continental one towards the Earth's interior. These zones are observed almost exclusively at the borders of the Pacific.
- c) **C o l l i s i o n z o n e s:** In these zones two plates of continental type collide with each other. They are marked with particular distinctness at the boundary between the Eurasian and the Indo-Australian plates, where the collision led to the uplift of the Himalaya.
- d) **S h e a r i n g z o n e s:** The adjacent plates move tangentially along each other. The western border of North America may serve as an example.

The interaction between the plates is clear in cases where two or at least one oceanic plate is involved, but it becomes much more complex between continental plates. By way of example, the seismic zones are very narrow and well-defined for rift and subduction zones, whilst for collision zones they are very wide and complex. This can be attributed to different causes. In the continental regions the lithosphere is considerably less homogeneous and shows a larger number of weakness zones than in oceanic regions. In the continental regions old weakness zones can be reactivated. Since the specific density of the continental parts of the lithosphere is relatively low, plates of continental type or their continental parts, respectively, cannot dip down towards the Earth's interior. Consequently, the direction of plate movement must change when the continental part of a plate approaches the subduction zone where its oceanic part has dipped down.

The lithospheric plates can be considered only as the basic structural elements of the lithosphere. There is no doubt that in detail they are affected with considerable structural inhomogeneities. The vertical subdivision is given by essentially horizontal interfaces, among which the MOHOROVICIC discontinuity should be mentioned in particular. The horizontal subdivision is characterized by lateral differences in the shapes of horizontal interfaces, by vertical discontinuities such as the large abyssal fractures, which can be traced down to the uppermost parts of the mantle, and by a great number of further lateral inhomogeneities with a nearly continuous spectrum of characteristic dimensions down to the smallest sizes.

In plate tectonics and the dynamic conceptions based upon it one supposes that individual lithospheric plates behave, to a first approximation, as homogeneous solid plates in the large-space horizontal dislocations extending over periods of 10^6 years. Thus they are considered to be shells, which can transmit mechanical stresses without nearly any disturbance. This supposition requires thorough examination, especially in the continental region, which is highly subdivided and shows weakness zones and at present also an appreciable seismic activity. However, these phenomena can be considered to be effects of higher order if we succeed in verifying the already anticipated world-wide relationships and in detecting further ones which follow the distribution of the plates.

The kinematic picture of plate tectonics cannot be developed into a dynamic conception until the relationships between the lithosphere with its fundamental structures and the remaining Earth's body are known. To a first approximation it can be supposed that these relationships are limited to a mechanical coupling between the lithospheric plates and the Earth's interior. In this case the plates simply are supported as nearly rigid coverings by the lower parts of the Earth's body; the mechanical coupling with the Earth's interior is realized only in the ascent zones and the subduction zones. In the remaining regions the lithosphere slides over the Earth's interior, whereby the asthenosphere provides for an effective decoupling from the lower interior of the Earth. In a more detailed investigation, of course, one has to consider a great number of further relationships with respect to both the type of interaction and the regional distribution.

The conception of plate tectonics requires the presence of flows in the Earth's lower interior, which compensate the movements of the lithospheric plates and which are in part directed opposite to them. At present there is still a lack of generally recognized conceptions regarding the types and the driving forces of these flows as well as the way of their coupling to the lithosphere. There is a widespread conception that the driving mechanisms should be found in a thermal convection process in the upper mantle, the primary energy of which is supplied by radio-active decay (McKENZIE 1968, 1969 [34, 35]; KNOPOFF 1969 [41]). ELŞASSER (1967) [17] developed the conception that the lithospheric plates are immediately involved in the convection process, representing the upper horizontal branch of the circulation. The driving forces to be considered are, in addition to heating-up from the lower regions, the cooling action from above when the oceanic lithospheric plates are forced into the Earth's interior, and the physical-chemical forces originating from the differentiation of ascending material and from the passage through phase boundaries in the Earth's interior. Up till now it is not clear down to which depth the Earth's mantle contributes to the convection. Probably the counterflow occurs not only in the asthenosphere, but also in deeper zones and, although to a very reduced degree, possibly also in the lower mantle.

Summing up, it can be stated that the hypothesis on plate tectonics and the convection hypotheses associated with it represent a first comprehensive scheme of a dynamic theory of the tectonosphere and its development. There is a number of principal objections to these conceptions. However, with all of its inadequacies

being taken into consideration, this scheme permits a clear recognition of the essential problems to be solved. The hypothesis offers numerous starting points for investigations in the fields of geodesy, gravimetry and astronomy; frequently the results of these investigations can be highly decisive.

On the basis of the plate hypothesis it can be expected that geodetic measurements carried out over many years in world-wide observation-point fields and in suitable test areas will, on the one hand, indicate large-space plate dislocations of most recent times and, on the other hand, confirm the permanence of the individual lithospheric plates with such dislocations. The observations of the gravitational field on a world-wide scale as well as in suitable test areas provide basic data for investigations as to the structure of the tectonosphere, the distribution of rheological parameters in it and to the marking of the plates and plate boundaries on the one hand, and to convection movements in the asthenosphere and the mesosphere on the other. Finally, astronomical investigations are expected to provide information about the pole motion and variations of the rotation period of the Earth as well as the pertinent information about the mechanical properties of the Earth's interior. In all cases it is necessary to improve the accuracy of measurement and to complete the observation material as well as to define exactly the terms and theories associated with the respective phenomenon. In this paper only the secular phenomena are discussed for which a close, immediate relationship with plate tectonics can be expected. Elastomechanical processes, which are also associated with plate tectonics, will not be considered.

3. Geodetic Evidence of Secular Movement Processes

On the basis of the conceptions of plate tectonics one immediately expects - as an expression of the large-space dislocations of the lithospheric plates along the Earth's surface - the occurrence of deformations of world-wide networks of observation points, which suggest predominantly horizontally directed movements of a global scale. MÜLLER and SCHWARZ (1972) [51] have estimated the probable effects of the plate movements supposed by LE PICHON (1968) [60] on the positions of various stations for VLBI observations, satellite-geodetic and geodetic-astronomical observations. Observations of the Very Long Baseline Interferometry and of the geometrical satellite geodesy are suitable for the detection of movements of the plates relative to each other. For a complete detection of these relative movements at least three observing stations must be available on each plate. For determining the plate movements as referred to an absolute co-ordinate system, the satellite observations have to be analysed in terms of the dynamic satellite geodesy, or geodetic-astronomical observations must be performed.

It is known that the movement of a plate can be described as a rotation on a spherical surface. LE PICHON (1968) [60] has given the corresponding angular velocities for the relative movements; they amount to some 10^{-7} degrees per year. From these data numerical values for the relative dislocation of the respective observing stations are derived. As an example, the distance differences obtained

amount to a few centimetres per year. The variations of the position vectors of the satellite stations should amount to a few thousandth parts of an arc second. The astronomical co-ordinate variations of the currently operating geodetic-astronomical stations should not exceed 0.002 arc seconds/year, the variations occurring preferably in the longitude co-ordinate. The detection of such small movements presents the highest requirements to the precision of the individual observations. The tolerances of the respective observation techniques which can be estimated at present or expected for the near future are as follows: approximately 15 centimetres for the determination of VLBI baselines, likewise some 15 centimetres for laser distance measurements towards satellites. The accuracy of the optical satellite observations amounts to about 1", and that of the astronomical observations of longitude and latitude to about 0.01. Accordingly, if the plate movements are considered to be continuous significant results from VLBI and laser distance measurements towards satellites cannot be expected until a period of 10 years has elapsed. Significant data from geodetic-astronomical observations can be expected only after a much longer period.

Of course, in carrying out these estimations it must be taken into consideration that the individual lithospheric plates are not absolutely solid. Rather it can be expected that over shorter periods the global effects are largely obscured by movements of regional and local dimensions. The secular movements of this type, which can already be observed after several decades, are usually called recent crust movements. They have been systematically investigated only for several decades (for a summary of the hitherto obtained results see f.i. ARTYUSHKOV and MESCHERIKOV 1969 [4]; WHITTEN 1970 [68]; PAVONI 1971 [59]). The conceptions of plate tectonics provide various directions for the proper selection and layout of test areas and test profiles. The amplitudes of recent crustal movements should be considerable in the seismo-tectonically active boundary zones or adjacent plates, but low in the interior of the plates. The expected movements in the boundary zones have already been satisfactorily evidenced. Pertinent investigations have been carried out in the Soviet Union, the U.S.A., in Japan and other countries. Horizontal dislocations amounting to about 1 to 2 centimetres per year (averaged over longer periods) as well as altitude variations amounting to a few millimetres per year have been observed. The movements are closely correlated with earthquake activities. Up till now recent crust movements in the interior of plates have been observed with a reasonable accuracy only in the interior of continental regions. Preferably they represent vertical movements amounting to about ± 0.3 cm/year. Good results have been obtained for instance in the European socialist countries (THURM et al. 1971 [65]).

The geodetic measurements for the detection of recent crust movements have the character of deformation measurements. The associated stresses in the lithosphere cannot be observed directly by geodetic methods, but have to be derived from the deformations by means of mathematical-physical models.

Of special importance for the plate hypothesis are the geodetic observations of recent crustal movements in regions such as Scandinavia and Canada, where regional land uplifts can be observed - presumably as a consequence of the melting of

pleistocene ice coverings. The interpretation of the land uplifts as isostatic compensation movements allows numerical values to be obtained for the viscosity in the lithosphere and the asthenosphere and partially also in the mesosphere (HASKELL 1937 [22]; CRITTENDEN 1963 [11]; McCONNELL 1965, 1968 [8, 9]; ARTYUSHKOV 1966 [3]). In any case the three strata are modelled by means of a viscous liquid of constant density and viscosity. After eliminating the loading caused by the ice masses, one obtains viscosity values of approximately 10^{26} , approximately 10^{21} and at least 10^{23} poise, respectively, for the three strata from the relaxation time of the compensation movement. This interpretation is in very close agreement with the gravimetric observations in these regions.

4. Gravimetric Investigations

Important statements about the structure and dynamics of the tectonosphere are also obtained from investigations of the gravity field, the determination of which belongs to the immediate tasks of geodesy. Conversely, the conception of plate tectonics is expected to provide significant suggestions for gravimetric investigations. Also in this case principally two problems can be distinguished:

- the investigation of regional anomalies and of their characters in the respective regions, especially in the interior and in the boundary zones of the plates;
- the investigation of the global characteristics, which can be determined most conveniently by the methods of satellite geodesy.

The theoretical interpretation of gravity anomalies takes much room in all of the investigations. It requires more precise definitions of theories introduced already a long time ago, which describe the shape and the structure of the Earth and the complex relationship of the statements with other geophysical observations.

At present the network of gravity measurements, from which gravity anomalies of regional character can be derived, is far from covering completely the Earth's surface, so that studies for examining the consequences of the plate hypothesis can be carried out only as sampling experiments in test areas of more or less large dimensions. Nor has the evaluation of observational data in all cases arrived at the point that the reductions to open air, BOUGUER and isostatic anomalies have been carried out everywhere. An analysis of the observation data available at the end of 1968 was performed by several authors in section 4 of the omnibus volume "The Earth's Crust and Upper Mantle" (P.J. HART, ed. 1969 [21]), where, however, the aspects of plate tectonics still were not explicitly taken into consideration. It appears that in effect the regional gravity anomalies reflect the distribution of density within the lithosphere. Usually they are combined with other geophysical data in order to determine the structure of the lithosphere as, for example, the depth of the MOHO. During the past years a great number of investigations of this type have been carried out in regions which were of particular interest for the plate hypothesis. In many cases the result can be explained within the framework of these conceptions. Convincing information has been obtained in the interpre-

tation of gravity anomalies occurring above the central-oceanic ridge (see e.g. LAMBECK 1972 [45]). As a typical example, above the oceanic ridge one always obtains a positive free-air anomaly with respect to the field of the hydrostatic equilibrium figure, the wavelength being at the most 5000 km and the maximum lying immediately above the rift zone. Apparently the amplitude of the anomaly is inversely proportional to the spreading rate. In accordance with the topography of the sea floor and the observed heat flow these anomalies can be explained by the thermally-effected expansion of the lithosphere in the ridge area (LANGSETH et al. 1966 [46]; MCKENZIE 1967 [33]; SCLATER and FRANCHETEAU 1970 [63]).

Contrary to the regional gravity anomalies, the global features of the Earth's gravitational field are known very well for several years from the work of satellite geodesy. In most cases they are represented by a series expansion of the gravity potential or by the world maps of gravity anomalies, which are equivalent to the former representation. At present the series representation given by GAPOSHKIN and LAMBECK (1971) [18] is the most accurate one; it comprises all terms up to (16, 16) as well as several resonant terms of higher order. It is based both on satellite observations and on gravimetric surface measurements. The series representation has the advantage that it is exactly defined in a mathematical-physical sense. This applies also to the representation of the gravity anomalies by means of the potential of a single layer being distributed over the reference figure. The calculation of the surface density of this mass distribution was carried out for instance by KOCH (1970, 1972) [42, 43]. However, for the purpose of interpretation it is usually assumed that the layer of infinitesimal thickness can be expanded to a shell of finite thickness and that the values of surface density will then represent lateral variations of volume density within this shell (KOCH 1972, 1973 [43, 44]). Recently several attempts have been made to represent the observed gravity anomalies by means of the potential of a point-mass distribution (BALUM 1972 [16]; BALMINO 1972 [5]). However, the selection of the point masses is rather arbitrary and subjective.

The representations of the gravity fields which are based on satellite observations provide a self-consistent mapping of the mass anomalies existing in the Earth's interior. Since the first representations of this type were presented, this fact has led to speculations regarding the type and distribution of these mass anomalies. To an increasing degree these speculations have been associated with the conceptions of plate tectonics (see e.g. KHAN 1969, 1971 [39, 40]; KAULA 1967, 1969, 1970 [29-31]; MOBERLY and KHAN 1969 [49]; KOCH 1972, 1973 [43, 44]). The interpretation of the global gravity anomalies has three essential objects: a) finding the direct causes in terms of density anomalies; b) the calculation of additional stresses in connection with the density anomalies, and c) the interpretation of the latter by non-elastic properties and convection processes in the Earth's interior.

As it is known, the derivation of the source distribution from observations of the gravity field alone is not well defined. In particular it must be noted that the splitting up of the gravity field into its geometrical structural elements does not - as frequently assumed - correspond to the dividing into sources from

different depth ranges of the Earth's interior. A separation of the sources located in different depth ranges will be possible only in such cases where additional, unique information about these depth ranges is employed. The best way, though realizable with higher difficulty than any other, of localizing the sources is to eliminate the field components of known source distributions step by step from the observations. The problem of the reference field is most easily solved in this way. The conception has been established that it is convenient to use the gravity field of the hydrostatic equilibrium figure for that purpose. The necessary development of an exact theory of this equilibrium figure was carried out by HENRIKSEN (1960) [23], JEFFREYS (1963) [26] and KHAN (1968, 1969) [37, 38]. This theory states that among the equilibrium figures that one with a polar moment of inertia being equal to the observed moment of inertia of the Earth proves most suitable for the geophysical interpretation. This equilibrium figure has a reciprocal ellipticity of 299.75 ± 0.05 .

However, in most cases we must restrict ourselves to gathering qualitative arguments for the allocation of the respective types or gravity anomalies to the different depth ranges by means of statistical investigations of the relationship between the gravity anomalies and known properties of the different depth ranges. In this way several authors have found that the global gravity anomalies are not, or only very weakly, correlated with the properties of the lithosphere; see f.i. MOBERLY and KHAN (1969) [49] and KHAN (1971) [40]. On the other hand, some authors have made it plausible by means of a correlation of the global anomalies of the gravity field with those of the Earth's magnetic field, the causes of which can be found in the Earth's core, that anomalous mass distributions in the Earth's core and in the lower mantle must likewise be excluded as causes of global gravity anomalies. Therefore, these causes should be looked for in the asthenosphere and the mesosphere. This conception can be supported by correlations with appropriate geophysical observations for these depth ranges (TOKSÖZ et al. 1969 [66]) and is widely accepted today. On the basis of these results one should not expect that the subdivision of the lithosphere into individual plates, according to the conception of plate tectonics, can be recognized very clearly in the distribution of global gravity anomalies. These characteristics of the gravity field should rather reflect the properties of, and processes in, the asthenosphere and the mesosphere. The relationship between the global gravity anomalies and the convection within the Earth's mantle was pointed out already several years ago (see e.g. RUNCORN 1967 [61]). During the past years the interpretation of global gravity anomalies was further developed in this respect, whereby especially the relevant parameters of the asthenosphere and the mesosphere were defined more precisely. This regards the density anomalies and the additional stresses associated with them as well as the distribution of viscosity.

The deviations of the Earth's real body from the hydrostatic equilibrium figure indicate additional non-hydrostatic stresses within the Earth. Rough estimations are already obtained with the assumption that these deviations exert heavy loadings on the hydrostatic equilibrium figure due to the weights of their masses, which results in elastic deformations of the equilibrium figure. These considerations

allow a formal solution of the problem; they were at first carried out by DARWIN 1882 and LOVE 1911, and later on taken up by JEFFREYS (1943) and generalized (cf. JEFFREYS 1970 [27]). According to these considerations additional stress differences of a few 100 bar are obtained, depending on the depth up to which the Earth's interior is thought to contribute to the elastic deformation. However, the density variations of the Earth's interior which are associated with the elastic deformations due to the loads have still not been taken into account here. A solution including the density variations was first presented by KAULA (1963) [28]. He derived density distributions for the mantle, which correspond to the observed gravity anomalies as well as to the elastic stresses and strains occurring in the Earth's interior as a consequence of the loads effected by the topographical masses, according to the distribution of elastic parameters given by seismology. The problem is made uniquely solvable by introducing the additional requirement that the strain energy is a minimum. In this way KAULA obtained a maximum stress difference of 163 bars at a depth of about 2000 km for the zonal 2nd order term in the deviations of the real Earth from the equilibrium figure.

More extensive investigations as to this topic were carried out by ARKANI-HAMED (1970, 1972) [1, 2] with the use of seismic data. In this case the load effected by both the topography and the lateral density variations in the crust, which are derived from seismic data, were taken into account. Moreover, the resulting density anomalies in the Earth's mantle were compared with independent seismological data. The calculated density anomalies decrease with increasing depth; the higher values of 0.3 g/cm^3 are found in the crust whilst in the upper mantle the density anomalies obtained are in the order of 0.1 g/cm^3 , in the lower mantle approximately 0.04 g/cm^3 . The corresponding stress differences are about 200 bars throughout the mantle. At small depths they are very strongly correlated with the tectonic phenomena at the Earth's surface; but this correlation vanishes with increasing depth. The resulting stress differences are greater than the strength of the materials contained in the mantle; therefore, it must be concluded that the mantle cannot elastically take up the deviations of the real Earth from the hydrostatic equilibrium figure. Therefore, these anomalies should vanish in the end; otherwise, they have to be considered as an expression of dynamic processes in the Earth's mantle. It follows that these results are consistent with the conceptions of plate tectonics - which presume convection processes in the mantle, the asthenosphere, and the mesosphere.

The information about the distribution of viscosity in the Earth's interior is of great importance for the theory of convection in the mantle. Estimations of the viscosity in the upper mantle were obtained from investigations of the postglacial compensation movements in Fennoscandia and Canada. These investigations were already referred to in Chapter 3. The area of the regions investigated in this way is, however, rather limited, so that only statements about the upper mantle can be obtained. For the purpose of deriving analogous results for the lower mantle, the time behaviour of deformations affecting the whole body of the Earth must be investigated. For that purpose MUNK and McDONALD (1960) [55], McDONALD (1963, 1965) [14, 15] utilized the contradiction between the present ellipticity and the present speed of the Earth's rotation which is encountered in applying the hydrostatic equilibrium

theory to the Earth's figure. If the secular decrease of the speed of Earth rotation is taken into consideration, an accordance between the ellipticity and the speed of rotation can be assumed for a time of about 10^7 years ago, from which a mechanical strength of the Earth's mantle can be derived which gives a viscosity of about 10^{26} poise in the lower mantle. However, GOLDREICH and TOOMRE (1969) [20] have shown that the interpretation of the non-hydrostatic portion at the equatorial bulge as a consequence of a delayed compensation of the Earth's ellipticity as compared to the deceleration of Earth rotation is not justified. This contribution to the deviation of the real body of the Earth from the hydrostatic equilibrium figure as referred to the present speed of rotation is not unusually high as compared to the other terms of 2nd degree. This implies, however, that also deriving the viscosity of the lower mantle by means of an interpretation of this term is not justified.

Another way of estimating the viscosity of the lower mantle was chosen by DICKE (1966, 1969) [12, 13] and O'CONNEL (1971) [10]. They explained the secular deceleration of the Earth's rotation by means of a change in the moment of inertia due to the melting of the pleistocene ice coverings of the Earth, which led to a global elevation of the sea level and simultaneously to movements in the Earth's interior and which compensated the changed distribution of loads at the Earth's surface. Estimations of the corresponding relaxation times result in a viscosity of 10^{22} poise in the lower mantle. However, this value of viscosity permits relatively rapid convection processes also in the lower mantle. Moreover, also the phenomenon of polar wandering, which shall briefly be referred to in the last chapter, can be understood.

5. Problems to be Considered in the Investigation of the Earth's Rotational Behaviour

In a more or less explicit way all geotectonic theories present problems concerning the rotational behaviour of the Earth's body. This applies also to the conception of plate tectonics and the hypothesis of convection processes in the Earth's interior, which is inseparably associated with it. As already mentioned, in these conceptions the secular deceleration of the Earth's rotation is used as an argument for the estimation of viscosity in the deep interior of the Earth. On the other hand, these conceptions must permit to find a satisfactory interpretation of polar wandering, which has been derived from palaeomagnetic investigations (see e.g. RUNCORN 1968 [62]) with an amount of about 90° in a period of 300 to 500 million years, but which also results from geodetic-astronomical observations with about 10 cm/year (MARKOWITZ 1968 [47]). At present the secular deceleration of the Earth's rotation is already well established by observations. Analyses of the growth rings of corals (WELLS 1963 [67]), eclipse observations of the antiquity (NEWTON 1969, 1972 [56, 57]) and astronomical observations of the past centuries (MUNK 1966 [54]) can be quoted as examples. In effect this deceleration of the Earth's rotation is explained as a consequence of the lunar tidal friction, which can be calculated very accurately. A comparison of the observations

shows that besides the effect of tidal friction still another portion occurs. This portion is very likely to be caused by a decrease of the Earth's moment of inertia (DICKE 1966 [12]).

The use of these observations concerning the secular deceleration of the Earth's rotation for conclusions about the rheological behaviour of the deep Earth's interior has already been described above. In this case two contrary conclusions result, which also lead to different interpretations of the relationship between polar wandering and plate dislocation.

If, according to MUNK and McDONALD (1960, 1963, 1965) [55, 14, 15] and others, we consider the present flattening to be caused by the higher speed of the Earth's rotation 10^7 years ago, then appreciable convection processes in the lower mantle and, moreover, large displacements of the rotational axis relative to the whole body of the Earth (McKENZIE 1966 [32]) must be excluded for a period of less than 10^8 years. Then the large-space dislocations of the lithospheric plates relative to each other, together with the associated convections, must be restricted to the upper mantle. Large polar wanderings might be interpreted only by means of a corresponding joint dislocation of all lithospheric plates relative to the lower mantle.

If, on the other hand, according to GOLDREICH and TOOMRE (1969) [20], the difference between the observed flattening and the theoretical flattening as referred to the present speed of rotation is considered not to be essential, then appreciable convections also in the lower mantle and consequently also significant variations of the Earth's figure within relatively short periods can be considered to be possible. However, in such a non-rigid body large polar wanderings are quite imaginable. This was pointed out by DARWIN already in 1877. A special solution of this problem was given by MILANKOVITCH (1934) [48]. Further considerations regarding this problem were presented by GOLD (1955) [19], BURGERS (1955) [7], MUNK (1956, 1958) [52, 53], and INGLIS (1957) [24], and recently GOLDREICH and TOOMRE (1969) [20] and also by PAN (1972) [58], TAKEUCHI and SUGI (1972) [64], where the latter authors discussed also the relationship between polar wandering and plate dislocation. According to these considerations the convection processes in the Earth's interior should be the causes of both the processes of plate tectonics and the gradual variations of the Earth's figure. Since the rotational axis of a rotating, quasi-solid body such as the Earth is always more or less strongly tied to the axis of the principal moment of inertia, the variations of the Earth's figure also enforce corresponding polar wanderings. Here, of course, the convection processes are not arbitrary, but depend on certain boundary conditions including, among others, also the fundamental inhomogeneities in the tectonosphere and the direction of the centrifugal force acting in each case. However, a satisfactory theory of these processes is still outstanding.

6. Final Remarks

From the critical review of the existing works it can be observed that the modern conceptions of global tectonics already exert a great influence on the formulation of problems also in geodesy and gravimetry. The conception has been established that the geodetic, gravimetric and astronomical observations permit the detection of dynamic processes within the Earth's body. Already existing theoretical conceptions have been defined more exactly and extended; new conceptions are being developed in order to enable these processes to be detected and interpreted. Moreover, the conceptions have been generalized so that they can also be used in the interpretation of observations of other scientific fields in the terms of geodesy, gravimetry and astronomy. In all fields it appears that these observations and these theories are in part of decisive importance for statements regarding the validity of the geotectonic conceptions.

References

- [1] ARKANI-HAMED, G. Lateral variations of density in the mantle.
Geophys. J. 20 (1970), p. 431-455

- [2] ARKANI-HAMED, G. Lateral variations of density in the mantle
(Abstract).
Trans. A.G.U. 52 (1972), p. 895

- [3] ARTYUSHKOV, E.V. Über den Charakter der Änderung der Viskosität
mit der Tiefe im oberen Mantel (in Russian).
Fizika Zemli (1966) 8, p. 8

- [4] ARTYUSHKOV, E.V.; Recent movements of the Earth's crust and
MESCHERIKOV, YU.A. isostatic compensation. In: The Earth's Crust
and Upper Mantle, ed by P.J. HART, p. 379-390.
Washington 1969

- [5] BALMINO, G. Global representations of the Earth's gravity
by point mass (Abstract).
Trans. A.G.U. 52 (1972), p. 890

- [6] BOULANGER, YU.; Summary map of the recent vertical crustal move-
THURM, H.; et al. ments for eastern Europe.
Tagungsmaterial, 15. Generalversammlung IUGG,
Moskau 1971

- [7] BURGERS, J.M. Rotational motion of a sphere subject to visco-
elastic deformation.
Ned. Akad. Wet. 58 (1955), p. 219

- [8] McCONNELL Jr., R.K. Isostatic adjustment in a layered Earth.
J. geophys. Res. 70 (1965), p. 5171-5188

- [9] McCONNELL Jr., R.K. Viscosity of the mantle from relaxation time spectra of isostatic adjustment. *J. geophys. Res.* 73 (1968), p. 7089-7105
- [10] O'CONNEL, R.J. Pleistocene glaciation and the viscosity of the lower mantle. *Geophys. J.* 23 (1971), p. 299-327
- [11] CRITTENDEN Jr., M.D. Effective viscosity of the Earth derived from isostatic loading of pleistocene Lake Bonneville. *J. geophys. Res.* 68 (1963), p. 5517-5530
- [12] DICKE, R.H. The secular acceleration of the Earth's rotation and cosmology. In: *The Earth-Moon System*, ed. by B.G. MARSDEN, A.G.W. CAMERON, p. 98. New York 1966
- [13] DICKE, R.H. Average acceleration of the Earth's rotation and the viscosity of the deep mantle. *J. geophys. Res.* 74 (1969), p. 5895-5902
- [14] McDONALD, G.J.F. The deep structure of the oceans and the continents. *Rev. Geophys.* 1 (1963), p. 587
- [15] McDONALD, G.J.F. The figure and long term mechanical properties of the Earth. In: *Advances in Earth Sciences*, ed. by P.M. HURLEY, p. 199. Cambridge, Mass. 1965
- [16] EALUM, R.L. Gravity field representation by point mass set (Abstract). *Trans. A.G.U.* 53 (1972), p. 890
- [17] ELSASSER, W.M. Convection and stress propagation in the upper mantle. Princeton University Technical Report 5 (1967), June 15
- [18] GAPOSHKIN, E.M.; LAMBECK, K. Earth's gravity field to sixteenth degree and station coordinates from satellite and terrestrial data. *J. geophys. Res.* 76 (1971), p. 4855-4883
- [19] GOLD, T. Instability of the Earth's axis of rotation. *Nature* 175 (1955), p. 526-529
- [20] GOLDREICH, P.; TOOMRE, A. Some remarks on polar wandering. *J. geophys. Res.* 74 (1969), p. 2555-2567
- [21] HART, P.J., ed. *The Earth's Crust and Upper Mantle.* Washington 1969

- [22] HASKELL, N.A. The viscosity of the asthenosphere.
Amer. J. Sci. 33 (1937), p. 22
- [23] HENRIKSEN, S.W. The hydrostatic flattening of the Earth.
Ann. internat. geophys. Year 12 (1960), p. 197
- [24] INGLIS, D. Shifting of the Earth's axis of rotation.
Rev. mod. Phys. 29 (1957), p. 9
- [25] ISACKS, B.;
OLIVER, J.;
SYKES, L.R. Seismology and the new global tectonics.
J. geophys. Res. 73 (1968), p. 5855-5899
- [26] JEFFREYS, H. On the hydrostatic theory of the figure of the Earth.
Geophys. J. 8 (1963), p. 196
- [27] JEFFREYS, H. The Earth, 5th ed. p. 249.
Cambridge University Press 1970
- [28] KAULA, W.M. Elastic models of the mantle corresponding to variations in the external gravity field.
J. geophys. Res. 68 (1963), p. 4967-4978
- [29] KAULA, W.M. Geophysical implications of satellite determinations of the Earth's gravity field.
Space Sci. Rev. 1 (1967), p. 769
- [30] KAULA, W.M. A tectonic classification of the main features of the Earth's gravitational field.
J. geophys. Res. 74 (1969), p. 4807-4826
- [31] KAULA, W.M. Earth's gravity field: Relation to global tectonics.
Science 169 (1970), p. 982-985
- [32] MCKENZIE, D.P. The viscosity of the lower mantle.
J. geophys. Res. 71 (1966), p. 3995-4010
- [33] MCKENZIE, D.P. Some remarks on heat flow and gravity anomalies.
J. geophys. Res. 72 (1967), p. 6261-6273
- [34] MCKENZIE, D.P. The influence of the boundary conditions and rotation on convection in the Earth's mantle.
Geophys. J. 15 (1968), p. 457-500
- [35] MCKENZIE, D.P. Speculations on the consequences and causes of plate motions.
Geophys. J. 18 (1969), p. 1-32

- [36] MCKENZIE, D.P.; PARKER, R.L. The North Pacific: an example of tectonics on a sphere. *Nature* 216 (1967), p. 1276-1280
- [37] KHAN, M.A. A re-evaluation of the theory for the hydrostatic figure of the Earth. *J. geophys. Res.* 73 (1968), p. 5335-5342
- [38] KHAN, M.A. General solution of the problem of the hydrostatic equilibrium of the Earth. *Geophys. J.* 18 (1969), p. 177-188
- [39] KHAN, M.A. Figure of the Earth and mass anomalies defined by satellite orbital perturbations. In: *The Earth's Crust and Upper Mantle*, ed. by P.J. HART, p. 293-304. Washington 1969
- [40] KHAN, M.A. Some geophysical implications of the satellite-determined geogravity field. *Geophys. J.* 23 (1971), p. 15-43
- [41] KNOPOFF, L. Continental drift and convection. In: *The Earth's Crust and Upper Mantle*, ed. by P.J. HART, p. 683-689. Washington 1969
- [42] KOCH, K.R. Surface density values for the Earth from satellite and gravity observations. *Geophys. J.* 21 (1970), p. 1-12
- [43] KOCH, K.R. Geophysical interpretation of density anomalies of the Earth computed from satellite observations and gravity measurements. *Z. Geophysik* 38 (1972), p. 75-84
- [44] KOCH, K.R. Kontinentalverschiebung und Erdschwerefeld. *Z. Verm.-Wesen* 98 (1973), p. 8-12
- [45] LAMBECK, K. Gravity anomalies over ocean ridges. *Geophys. J.* 30 (1972), p. 37-53
- [46] LANGSETH, M.G.; LE PICHON, X.; EWING, M. Crustal structure of mid-ocean ridges, 5: Heat flow through the Atlantic Ocean floor and convection currents. *J. geophys. Res.* 71 (1966), p. 5321-5355
- [47] MARKOWITZ, W. Concurrent astronomical observations for studying continental drift, polar motion, and the rotation of the Earth. In: *Continental Drift, Secular Motion of the Pole, und Rotation of the Earth*, ed. by W. MARKOWITZ, B. GUINOT, p. 25-32. Dordrecht 1968

- [48] MILANKOVITCH, M. Der Mechanismus der Polverlagerungen und die daraus sich ergebenden Polbahnkurven. Gerlands Beitr. Geophysik 42 (1934), p. 70-97
- [49] MOBERLY Jr., R.; KHAN, M.A. Interpretation of the sources of the satellite determined gravity field. Nature 223 (1969), p. 263-267
- [50] MORGAN, W.J. Rises, trenches, great faults, and crustal blocks. J. Geophys. Res. 73 (1968), p. 1959-1982
- [51] MÜLLER, I.I.; SCHWARZ, C.R. Separating the secular motion of the pole from continental drift - where and what to observe? In: Rotation of the Earth, ed. by P. MELCHIOR and S. YUMI, p. 68-77. Dordrecht 1972
- [52] MUNK, W.H. Geophysical discussion. Observatory 76 (1956), p. 96
- [53] MUNK, W.H. Remarks concerning the present position of the pole. Geophysica 6 (1958), p. 335
- [54] MUNK, W.H. Variations of the Earth's rotation in historical time. In: The Earth-Moon System, ed. by B.G. MARSDEN, A.G.N. CAMERON, p. 52. New York 1966
- [55] MUNK, W.H.; McDONALD, G.J.F. The Rotation of the Earth. Cambridge 1960
- [56] NEWTON, R.R. Secular accelerations of the Earth and Moon. Science 166 (1969), p. 825
- [57] NEWTON, R.R. Historic variations in the rotation of the Earth. In: Rotation of the Earth, ed. by P. MELCHIOR, S. YUMI, p. 160-161. Dordrecht 1972
- [58] PAN, C. Polar wandering and the Earth's dynamical evolution cycle. In: Rotation of the Earth, ed. by P. MELCHIOR, S. YUMI, p. 206-211. Dordrecht 1972
- [59] PAVONI, N. Recent and late cenozoic movements of the Earth's crust. In: Recent Crustal Movements, ed. by B.W. COLLINS, R. FRASER, p. 7-17. Wellington 1971

- [60] LE PICHON, X. Sea-floor spreading and continental drift. *J. geophys. Res.* 73 (1968), p. 3661-3697
- [61] RUNCORN, S.K. Wandering continents. In: *The Earth's Mantle*, ed. by T.F. GASKELL, p. 475. London/New York 1967
- [62] RUNCORN, S.K. Polar wandering and continental drift. In: *Continental Drift, Secular Motion of the Pole, and Rotation of the Earth*, ed. by W. MARKOWITZ, B. GUINOT, p. 80-85. Dordrecht 1968
- [63] SCLATER, J.G.;
FRANCHETEAU, J. The implications of terrestrial heat flow observations on current tectonic and geochemical models of the crust and upper mantle of the Earth. *Geophys. J.* 20 (1970), p. 509-542
- [64] TAKEUCHI, H.;
SUGI, N. Polar wandering and mantle convection. In: *Rotation of the Earth*, ed. by P. MELCHIOR, S. YUMI, p. 212-214. Dordrecht 1972
- [65] THURM, H.; et al. Neue Aspekte rezenter Erdkrustenbewegungen im Gebiet der Deutschen Demokratischen Republik. *Petermanns geogr. Mitt.* 115 (1971) 2, p. 124-159
- [66] TOKSÖZ, M.N.;
ARKANI-HAMED, J.;
KNIGHT, C.A. Geophysical data and long-wave heterogeneities of the Earth's mantle. *J. geophys. Res.* 74 (1969), p. 3751-3770
- [67] WELLS, J.W. Coral growth and geochronometry. *Nature* 197 (1963), p. 948-950
- [68] WHITTEN, C.A. Crustal movement from geodetic measurements. In: *Earthquake Displacement Fields and the Rotation of the Earth*, ed. by L. MANSINHA, D.E. SMYLLIE, A.E. BECK, p. 255-268. Dordrecht 1970

2. Dynamics of the Entire Earth

Dynamik des gesamten Erdkörpers

Earth Rotation and Gravity Variations

by

N. N. PARIYSKIY¹⁾

Three types of variations in the Earth's rotation are observed: periodical, secular and irregular. What geophysical information is able to be extracted from these observations?

The annual periodical variations with amplitudes near 0.5 msec in the day's duration are interpreted by seasonal changes of the atmospheric circulation (VAN DUNGEN, CONX, VAN MIEGHEM, MUNK, MINZ, PARIYSKIY, BERLIAND and others). The reasons of semi-annual variations with amplitudes about 0.3 msec are not so clear, but apparently they are due partly to atmospheric conditions and partly to the Earth tides. The fortnightly and monthly periodicities in the rotation are due to the Earth tides and have amplitudes of 0.34 and 0.18 msec in the length of the day. These amplitudes are connected with LOVE's number k , depending on the internal constitution of the Earth and its elasticity. The working formulae given by JEFFREYS and WOOLLARD are valid also for compressible real models of the Earth, as was shown recently by PARIYSKIY and PERTZEV. The first attempt to use these long-period variations for determining the k number was made by MARKOWITZ, then by N.STOYKO, GUBANOV, GUNOT and PILNIK, who, analysing the greatest 12 year series of time observations, obtained $k = 0.30 \pm 0.01$. The fortnightly and monthly tides changing the oblateness of the Earth result in gravity variations as well. The amplitudes of these variations are also connected with LOVE's numbers h and k , according to

$$\Delta g = \frac{2 W_n \delta}{a} = \frac{2 G \delta}{a} P_2(\cos \theta) K_n,$$

where

$$G = \frac{3}{4} f m_c \frac{a^2}{c^3}; \quad \delta = 1 + h - \frac{3}{2} k \approx 1.16$$

with W_n - tide generating potential of the corresponding wave, f - gravity constant, m_c - mass of the Moon, a - radius of the Earth, c - mean Moon distance, K_n - am-

¹⁾ AN SSSR, Institut Fiziki Zemli,
Moskva D - 242, Bolšaja Gruzinskaja 10 B

plitude factor of the tide-generating potential according to the tables of DOODSON or CARTWRIGHT, δ - gravimetrical factor, $P_2(\cos \theta)$ - surface spherical harmonics. These gravity changes are very small, as is seen from Table 1.

Table 1. Amplitudes for long-period tidal waves ($\delta = 1.16 \mu\text{Gal}$)

Wave	$\varphi = 0^\circ$	$\varphi = 35^\circ 16'$	$\varphi = 90^\circ$	Talgar BARSENKOV	Spitzbergen BONATZ
M_p max	8.4	0.0	-16.6	3.4	13.7
M_p min	3.4	0.0	- 6.9		
M_m max	3.5	0.0	- 7.0	1.2	7.5
M_m min	2.6	0.0	- 5.3		

These waves were first used by N.STOYKO to find the δ factor, observing time changes with pendulum clocks. LECOLAZET and STEINMETZ succeeded in obtaining δ from gravimeter observations, in spite of difficulties in eliminating the drift. BARSENKOV, in our Earth Physics Institute, who analysed, by spectral method, our yearly series of observations at Talgar (eliminating the instrumental drift by LASSOVSKY method), obtained $\delta = 1.17 \pm 0.07$, although the amplitude at Talgar was only $3.4 \mu\text{Gal}$. BONATZ and CHOJNICKI in their excellent work, based on the yearly observations with three Askania gravimeters on Spitzbergen organized by P. MELCHIOR, where the amplitude of the M_p wave was much greater ($13.7 \mu\text{Gal}$), found $\delta = 1.14 \pm 0.02$. So, periodical gravity changes can now be measured with a precision up to $\pm 0.2 \mu\text{Gal}$, and for terdiurnal variations with still higher accuracy (up to $\pm 0.1 \mu\text{Gal}$).

The secular retardation of the Earth's rotation, explained since DARWIN's time by tidal friction, was computed mainly using TAYLOR's methods and its variations by evaluating the energy dissipation of the tidal waves. But these methods imply many uncertainties: velocity distribution and friction coefficients at the bottom or at all depths on the boundary of the dissipation region. The momentum method is free from all these uncertain data. It was first used by HEISKANEN (corrected afterwards by LAMBERT), then by GROVES and MUNK and recently by PARIYSKIY and KUZNETZOV. This method requires the knowledge of the distribution of amplitudes and phases of the tidal deformations over all the oceans, that is to say, good co-tidal maps.

Computing the torque of tidal forces acting on these deformations of oceanic water by integration over all oceans, we obtain the resulting torque, M , acting on water and passing into the Earth. The changing of the Earth's rotation is then determined by the momentum law:

$$\frac{d(J \omega)}{dt} = M,$$

where J is the Earth's moment of inertia. This method has an essential advantage - it does not require the knowledge of the passing mechanism of the momentum from the ocean to the Earth and corresponding indeterminate data. Using the new co-tidal maps as computed by different methods by BOGDANOV and MAGARIK for four principal waves (M_2 , S_2 , K_1 , O_1) and by PEKERIS and ACCAD as well as by ZAHEL for M_2 and introducing a correction according to SEKIGUCHI and LONGMAN for the deflection of the Earth under the load of the tidal waves, we obtained the total torque M (M_2 , S_2 , O_1 , K_1) equal to $7.0 \cdot 10^{23}$ dynes cm, much greater than was found before by the dissipation methods (JEFFREYS, MILLER and others). This torque gives a retardation of the Earth's rotation corresponding to the lengthening of the day by 3.21 msec per century. It must be slightly increased on account of the earth tides. The phase lag of the semi-diurnal tidal gravity changes equal to 0.2° gives an increase of the oceanic torque only by 10 %. And this phase lag is perhaps smaller. On the other hand, astronomical observations for the last 2000 years, discussed by FOTHERINGHEIM, SHOCH, DE SITTER, R. NEWTON and recently by A.STOYKO, show a smaller lengthening of the day:

$$T = + 2.05 \pm 0.18 \text{ msec/cent.}$$

So, besides the tidal retardation of the Earth's rotation there must exist another, opposite mechanism accelerating its rotation or the rotation of its superficial parts and shortening the day by 1 msec per century or a little more. Perhaps a new, independent evaluation of the lunar tidal torque may be contrived in the next decade by measuring the speed of receding of the Moon, which is now about 3 cm per year. The secular variations of gravity, perhaps connected with nontidal accelerations of the Earth's rotation, are very small, as will be shown below, and can not be detected now by observations.

The case of irregular changes of rotation is quite different. Irregular changes of the Earth's rotation were first clearly detected in 1927 by DE SITTER and now, using atomic time standards, are distinctly established. Visually these variations (after excluding the secular part) are shown in a recent paper of A.STOYKO for the past 350 years. More details for the last 15 years, when atomic clocks were used, are presented in a paper of SIDORENKOV, based on International Time Service data. In Table 2 some extracts from these data are given.

Table 2

Epoch	Number of years	$\frac{\Delta\omega}{\omega} \cdot 10^8$	ΔT [msec]	$\frac{\Delta T}{\text{cent.}}$ [msec/cent.]	Type
1897-1900	3	-4.0	+3.4	+117	retard.
1901-1932	31	+5.5	-4.7	- 15.3	acceler.
1956-1970	14	-2.0	+1.9	+ 13.6	retard.
1958-1961	3	+0.28	-0.24	- 8.0	acceler.
1963-1966	3	-1.10	+0.95	+ 31.6	retard.
1967-1970	3	-0.21	+0.18	+ 6.0	retard.

We see that the irregular changes of the Earth's rotation are much greater than the observed secular variations ($\Delta T = +2.0$ msec/cent.) or of nontidal secular variations ($\Delta T =$ about 1.0 msec/cent.). These irregular variations are surely real, but their cause remains enigmatic as yet. We even do not know whether these changes are related to the whole body of the Earth or only to its superficial parts.

The calculations of the tidal variations of the rotation are made usually by assuming that the torque of the tidal forces acting on oceanic waters is transferred to the solid Earth, changing its rotation as a whole. But a differential rotation of various layers of the Earth is not excluded. What changes of gravity can be expected in connection with variations of the Earth's rotation?

If we have local vertical displacements of the Earth's surface extending over some dozens or hundreds of kilometres, then they will not alter noticeably the Earth's moment of inertia and its rotation. Such a raising of 1 cm results in a decrease of gravity of only 2 - 3 μ Gal, depending on whether it is the question of a simple expanding of the layer or of an ascent with a flow of undercrust material. This uplift or descent is easily detectable by geodetic methods but not by gravimetric ones.

Let us examine a fictitious case of an expanding Earth with conservation of the law of density distribution, that is to say, with constant coefficient α in the expression of its moment of inertia:

$$J = \alpha m a^2 ; \quad \alpha = 0.333 ;$$

then

$$\frac{\Delta J}{J} = - \frac{\Delta m}{m} = \frac{2 \Delta a}{a} = \frac{\Delta T}{T} = - \frac{\Delta g}{g} ,$$

where ΔT is the change of the length of the day. Setting $\Delta T = 1$ msec we will have $\Delta J/J = 1.1610^{-8}$, $\Delta g = 11.4 \mu$ Gal and $\Delta a = 3.7$ cm. This case cannot be looked upon as being real.

If only the superficial layer is expanding or contracting with conservation of its mass, then a change of the day by 1 msec may be caused by a twice larger change of the variable layer: $\Delta a = 7.4$ cm, $\Delta g = 22.8 \mu$ Gal. When the relative density variation is 1 %, its thickness will be only 7.4 metres.

Measuring a change of the Earth's radius by 7 cm during a few years is beyond geodetic possibilities; but a change of gravity of this order is now able to be detected. As is well known, Prof. SAKUMA in Paris constructed a device for absolute gravity measurements with a precision of some microgals. During the last three years the mean gravity variations from the measurements of SAKUMA is $\Delta g = +22 \pm 5 \mu$ Gal per year. The gravity is increasing, but as we have seen the rotation of the Earth becomes slower. So the observations cannot be explained by radially symmetric deformations of the Earth.

Let us examine a more general case of surface deformation. Let the thickness of a surface layer change according to the law

$$h = \sum_n \left[h_n P_n(\cos \theta) + \sum_{m=1}^n h_n^m P_n^m(\cos \theta) \cos m \lambda \right],$$

where $\theta = 90^\circ - \varphi$; φ is the latitude, P_n and P_n^m are the surface spherical harmonics, zonal and associated. Then the external potential of the layer will be

$$W = -4\pi f \rho \sum_n \frac{a^{n+2}}{r^{n+1}(2n+1)} \left[h_n P_n(\cos \theta) + \sum_{m=1}^n h_n^m P_n^m(\cos \theta) \cos m \lambda \right]$$

and the variation of gravity

$$\Delta g = \sum_n \left[4\pi f \rho \frac{(n+1)}{(2n+1)} - \frac{2g}{a} \right] \left[h_n P_n(\cos \theta) + \sum_{m=1}^n h_n^m P_n^m(\cos \theta) \cos m \lambda \right],$$

where ρ is the density of the layer.

Let us consider first the case of a deformation symmetrical relative to the polar axis:

$$h = h_2 P_2(\cos \theta),$$

or taking $\rho = 2.5$,

$$\Delta g = 1.56 h_2 P_2(\cos \theta) [\mu\text{Gal}].$$

The change of the moment of inertia will be

$$\Delta J = \iint r^2 h \rho ds,$$

where

$$r = a \sin \theta; \quad ds = a^2 d\theta \sin \theta d\lambda$$

or

$$\frac{\Delta J}{J} = -\frac{8}{15} \pi \frac{a^4 \rho h_2}{J}$$

Putting $\Delta J/J = 1.161 \cdot 10^{-8}$, corresponding to $\Delta T = 1$ msec, we obtain

$$h_2 = \frac{1}{\rho} \frac{\Delta J}{J} \frac{15}{8} \frac{J}{\pi a^4} = 13.5 \text{ cm}$$

and

$$\Delta g = - 21.1 P_2(\cos \theta) [\mu\text{Gal}] .$$

The difference of Δg values at the pole and the equator will be

$$\Delta g = 31.6 \mu\text{Gal} .$$

If we try to explain the retardation of the Earth's rotation giving an increase of the day of 1 msec by surface deformation according to the law $h_2 P_2(\cos \theta)$, we will find a decrease of gravity at the latitude of Paris, which is in contradiction to SAKUMA's observations.

We can consider now a model deformation consisting of a surface layer with a thickness according to the surface spherical harmonic $h_2 P_2(\cos \gamma)$, when the axis of symmetry lies in the equator and γ is the angular distance from the symmetry axis. In this case we can transform the above spherical harmonic according to the addition theorem into spherical harmonics with the axis coinciding with the axis of the Earth's rotation:

$$h_2 P_2(\cos \gamma) = - \frac{h_2}{2} \frac{1}{2} (3 \cos^2 \theta - 1) + \frac{3}{4} h_2 \sin^2 \theta \cos 2 \lambda ,$$

where θ and λ are the polar distance and longitude, respectively, of the observed point. The second term of this expression does not give any alteration of the Earth's moment of inertia, and the first one gives a twice smaller change with the same h_2 compared with the case of an axis of symmetry along the rotation axis. So, to find the same change of the moment of inertia corresponding to $\Delta T = 1$ msec, the deformations must be twice as large, i.e. $h = 27.0$ cm and

$$\Delta g = - 1.56 \frac{h_2}{2} \left[- \frac{1}{2} (3 \cos^2 \theta - 1) + \frac{3}{2} \sin^2 \theta \cos 2 \lambda \right] .$$

The difference Δg on the equator at two points 90° distant in longitude may reach $\Delta g = 62.3 \mu\text{Gal}$, and at Paris latitude $26.2 \mu\text{Gal}$.

Many years ago I examined a more complicated problem. At a given depth below the Earth's surface a layer is contracting or expanding according to the law $h_2 P_2(\cos \theta)$. An elasticity problem was solved, and the elastic deformation on the surface and the corresponding changes of the moment of inertia and the gravity were found for a model Earth with density and elastic properties in the mantle according to JEFFREYS's model and with a homogeneous liquid core. The depth of the changing layer was taken equal to 380 km. The variation of the length of the day of 1 msec corresponded to a surface deformation with an amplitude of 24 cm and a gravity change with an amplitude of about $37 \mu\text{Gal}$. Of course, variations inside the Earth giving very large gravity variations and very small changes of the moment of inertia and rotation are possible, for example, deformations according to the law $\sin^2 \theta \cos 2 \lambda$. But if the observed irregular variations of the Earth's rotation are connected with changes of the moment of inertia, they may be discovered by gravimetrical observations of modern precision. If the

changes of rotation are not accompanied by gravity changes, then this will corroborate the presence of differential rotation of the superficial layers relative to the inner layers.

So, it seems now possible to solve a very essential problem of the causes of irregular variations of the Earth's rotation by observing the gravity variations in many places on the Earth's surface with a precision of a few microgal.

Die Gezeitenreibung der Beringsee

von

PETER BROSCHE ¹⁾Summary

The transfer of energy and angular momentum between the Bering Sea and the solid Earth is obtained on the basis of a hydrodynamical-numerical model.

Bisher wurde der Einfluß der Bodenreibung der Wassermassen in flachen Meeren auf die Erdrotation mit Hilfe einer Formel ermittelt, die die Energieänderung \dot{E}_{rel} des Wassers in einem mitrotierenden Koordinatensystem ergibt. Demgegenüber beziehen sich die astronomisch gefundenen Werte der Änderung der Rotationsenergie \dot{E}_{rot} auf ein Inertialsystem. Wenn man die Energieverluste durch innere Reibung im Wasser mit \dot{E}_h und den Energietransfer Mond - Wassermassen mit \dot{E}_t bezeichnet (und keine weiteren Prozesse wirken), muß die Summe

$$\dot{E}_{rot} + \dot{E}_{rel} + \dot{E}_h + \dot{E}_t = 0$$

sein. Hieraus folgt, daß die Berechnung von \dot{E}_{rel} keinesfalls genügt, um \dot{E}_{rot} zu ermitteln. Direkter als durch die Berechnung der einzelnen Energieterme kann \dot{E}_{rot} aus dem mittleren Drehmoment erhalten werden.

Die Möglichkeit solcher Rechnungen hängt entscheidend von den vorhandenen Daten über Gezeitenströmungen ab. Da die empirischen Daten in keiner Hinsicht ausreichen, bieten sich die Ergebnisse hydrodynamisch-numerischer Verfahren an, und zwar zunächst für die M_2 -Tide als wichtigste Komponente.

Die numerische Bilanz muß nach und nach für alle Meeresgebiete gewonnen werden, da eine Gesamtintegration für die ganze Hydrosphäre z. Z. noch nicht möglich ist. Da die Bering-See in der Diskussion des Einflusses der Meeresgezeiten auf die Erdrotation eine große Rolle gespielt hat, kommt ihr eine historische Priorität zu.

Für den Term \dot{E}_{rel} wurde in guter Übereinstimmung mit anderen Autoren

$$\dot{E}_{rel} = 2,8 \cdot 10^{17} \text{ erg/s}$$

1) Astronomisches Rechen-Institut
BRD-69 Heidelberg, Mönchhofstraße 12 - 14

gefunden, während dem mittleren Drehmoment ein Anteil

$$\dot{E}_{\text{rot}} = 8,0 \cdot 10^{17} \text{ erg/s}$$

an der Änderung der Rotationsenergie der Erde entspricht. Diese Werte stammen aus Summationen über Flächen- und Zeitelemente; im Falle von \dot{E}_{rel} haben die Summanden ein Vorzeichen, während es bei \dot{E}_{rot} bzw. dem Drehmoment je nach der Richtung der Strömung alterniert. Daher ist die letztere Summe relativ viel ungenauer als die erste. Um die Signifikanz der Resultate zu gewährleisten, sind Integrationen mit großer Stellenzahl begonnen worden.

Diese Arbeiten werden gemeinsam mit J. SÜNDERMANN (TU Hannover) durchgeführt.

Literatur

- BROSCHÉ, P.; SÜNDERMANN, J. Die Gezeiten des Meeres und die Rotation der Erde.
Pure and appl. Geophys. 86(1971), S. 95-117
- BROSCHÉ, P.; SÜNDERMANN, J. IAU-Symp. Rotation of the Earth (1972), S. 235

The Effect of the Core on the Earth's Rotation

by

MICHAEL ROCHESTER¹⁾

Summary

The exchange of angular momentum with the liquid core, by means of inertial and electromagnetic coupling torques, affects the spectrum of changes in the Earth's rotation in three respects: the spin rate, the geographical position of the pole, and the orientation of the axis in space. This paper reviews recent progress and current problems in the observation and theory of the complex of spectral features which can be attributed to core-mantle interactions.

1. Introduction

Astronomers and geophysicists can be grateful that the Earth does not rotate uniformly as a rigid sphere about an axis fixed in itself and with respect to the stars. An intriguing array of problems is presented by the real Earth's departure from this uninteresting state of affairs, due on the one hand to its orbital motion in the gravitational fields of the Moon and Sun, and on the other hand to the peculiarities of its own mass distribution and internal constitution. The distilled essence of the two and a half centuries of what may be called the 'classical age' of positional astronomy was summarized in WOOLARD's (1953) [46] comprehensive description of the theory of the rotation of a rigid Earth with an equatorial bulge. The advent of a new era was marked by the appearance of the now-classic geophysical discussion of the Earth's rotation by MUNK and MACDONALD (1960) [23].

Brevity excuses the looseness of terminology that describes as rotation of 'the Earth' what is in fact the rotation of a frame of reference with origin at the Earth's centre of mass and axes oriented in a prescribed way to a few observatories rather poorly distributed over the (non-rigid) crust of the Earth. The past two decades have witnessed enormous strides in the acquisition, accuracy, analysis and geophysical interpretation of data on the rotation of this reference frame, through:

- (a) the widespread dissemination of atomic frequency standards;
- (b) a great increase in the number of stations making the relevant optical observations on a regular basis;

 1) Memorial University of Newfoundland, Department of Physics,
 St. John's, Newfoundland, Canada

- (c) the recent development of new techniques - DOPPLER satellite tracking, very-long-baseline interferometry (VLBI), laser ranging to the Moon and artificial Earth satellites - which already compare with, or promise to exceed, the precision of which the basic instruments of optical positional astronomy are presently capable;
- (d) improved accuracy in, and vast increase in the number and geographical distribution of, measurements of earth tides;
- (e) the application of computers and increasingly sophisticated mathematical techniques to spectral analysis of the observational data in the form of time series;
- (f) striking advances in the theoretical treatments of geomagnetism, seismology and geophysical fluid dynamics;
- (g) better numerical estimates of those physical parameters of the Earth's interior which directly or indirectly affect its rotation.

The entire subject has been reviewed most recently by PEALE (1970) [25], SMYLIE and MANSINHA (1971) [37], and ROCHESTER (1973) [31].

Any change in the angular rate at which the 'solid Earth' (for all practical purposes, the mantle and crust) spins about its axis, or in the orientation of that axis viewed either in a terrestrial or an inertial reference frame, requires that angular momentum be rearranged within the mantle itself, or be exchanged with some other body or bodies. As the terrestrial fluid with the greatest rotational inertia, the Earth's liquid core is a tempting source or sink for angular momentum - perhaps all the more tempting because of its inaccessibility to direct observation!

During the last two decades the core has been assigned a role in causing or detectably affecting several well-known features of the spectrum of changes in the Earth's rotation (irregular fluctuations in the length of day, the forced nutations, the CHANDLER wobble). In addition a number of new spectral features, for which the existence of the core is directly responsible, have been identified with varying degrees of certainty ('abrupt' changes in spin rate, the MARKOWITZ wobble, the nearly diurnal wobble, an excess secular decrease in obliquity). Basic to a discussion of any of these purported effects of the core is a knowledge of how much, how rapidly, and by what possible mechanisms (torques) angular momentum can be transmitted across the core-mantle interface.

The roots of this problem lie in the 19th century, heyday of such practitioners of mathematical geophysics as HOPKINS, KELVIN, SLUDSKII, HOUGH, POINCARÉ and I-ARMOR. Surprisingly the subject went into eclipse as soon as seismologists discovered the real core and, except for a curious and now-forgotten paper by INGLIS (1941) [15], remained in that state until revived by BONDI and LYTTLETON (1948) [3] and ELSASSER (1949) [10]. Since then an impressive array of papers on the astronomical consequences of core-mantle interaction have appeared. I have earlier reviewed the subject up to 1969 (ROCHESTER 1970 [30]), and in the present survey I shall emphasize the more recent developments.

2. Core-Mantle Coupling

It is important to distinguish between *localized* coupling of the mantle to the core, described in terms of a stress tensor at some point on the core-mantle boundary, and the *net global* coupling, described by the torque produced by integrating the effects of stress over the entire boundary (Fig. 1). Strong localized coupling over one part of the boundary may be diminished or cancelled, rather than augmented, by localized coupling stresses differently directed elsewhere on the boundary, and the rotational response of the mantle will be only to the net global torque.

Fig. 1. Core-mantle coupling

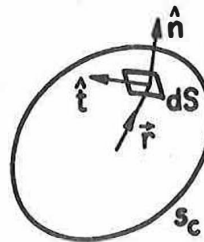
$\boldsymbol{\tau}$ = tensor describing stress on liquid just below core-mantle boundary S_c

\vec{L} = net torque exerted by core on mantle

$$= - \int_{S_c} \vec{r} \times \boldsymbol{\tau} \cdot \hat{n} \, dS \quad \approx \int_{S_c} \tau_t \hat{t} \times \vec{r} \, dS$$

for spherical boundary

(τ_t = tangential component of $\boldsymbol{\tau}$)



Five distinct coupling mechanisms have been considered in the literature. *Inertial coupling* arises from the normal pressure distribution on the core-mantle interface, produced by the interior flow associated with any shift in the rotation axis of the mantle (TOOMRE 1966 [41]; SUESS 1970 [39]). Historically the first coupling mechanism investigated, it is also undoubtedly the strongest available, provided the supporting flow is not too turbulent (torques of order 10^{21} nt m can be effected by dynamically reasonable flow patterns). The existence of a net global inertial coupling is critically dependent on the overall departure of the core-mantle boundary from rigid spherical shape, which is why a seismological determination of its ellipticity is highly desirable (hydrostatic theory gives a flattening of 1/400). Inertial coupling transfers rotational energy without dissipation.

The remaining mechanisms act by localized shear stresses, and the core-mantle boundary may be regarded as spherical in computing their net global effect. *Laminar viscous friction* has played a rather chequered role in discussions of core-mantle coupling, because of the elusiveness of the numerical value of the core's molecular viscosity. There are as yet no experimental measurements of the viscosity of liquid iron, or some geochemically plausible alloy, at the temperatures and pressures characteristic of the Earth's core. Estimates have fluctuated wildly over a range of 10^{13} (ROCHESTER 1970 [30]), which is outrageous even for Geophysics where powers of ten have often been summarily disposed of by offhand arguments! However, the higher estimates are either gross upper limits or based on arguments incorrectly attributing some dissipative interaction entirely to viscosity.

After an extensive discussion, applying the theory of solids and ANDRADE's formula for viscosity at the melting-point, and taking into account the probable effect of alloying, GANS (1972) [12] concludes that the core's kinematic coefficient of viscosity is unlikely to exceed $1.5 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ sec}^{-1}$. This is so small that viscosity can apparently be safely ignored in comparison with other coupling mechanisms - the corresponding shear stress (Fig. 2) will not exceed about $10^{-4} \text{ nt m}^{-2}$ and the viscous boundary layer will be little more than 0.1 m thick, certainly offering no impediment to inertial coupling. (Here a maximum value of $10^{-3} \text{ m sec}^{-1}$ for the velocity of the core relative to the mantle has been used, inferred from the geomagnetic westward drift.)

The resulting small EKMAN number and large REYNOLDS number for the core flow suggest that turbulent eddy friction also acts at the core-mantle interface. There is no satisfactory theory of turbulent boundary layer coupling, but such rough arguments as can be adduced (TOOMRE 1966 [41]; ROCHESTER 1970 [30]) indicate an upper limit of $10^{-3} \text{ nt m}^{-2}$ to the REYNOLDS stress on the boundary, too small to impede the effectiveness of inertial coupling and negligible compared with the available MAXWELL stress, which I now consider.

Electromagnetic coupling, first proposed in a primitive form by INGLIS and later, in the light of geomagnetic dynamo theory, by BULLARD et al. (1950) [5], is effected by the MAXWELL shear stress generated at the interface by the LORENTZ interaction between the poloidal magnetic field (with radial component) and the toroidal magnetic field induced by relative acceleration between the mantle and the outer core (Fig. 2).

Fig. 2. Mechanisms of core-mantle interaction

$$\text{Inertial coupling: } \tau = -p \xi \quad \vec{L} = \int_{S_c} \vec{r} \times p \hat{n} \, dS$$

(p = hydrodynamic pressure due to interior flow)

$$\text{Laminar viscous friction: } \tau_t \simeq \rho \omega u (v/\omega)^{1/2}$$

(ω = spin rate, v = kinematic viscosity,
 u = tangential slip velocity, ρ = density)

$$\text{Electromagnetic coupling: } \tau_t = |\hat{n} \times \vec{B} \cdot \vec{B} \cdot \hat{n} / \mu_0$$

(\vec{B} = magnetic flux density)

$$\text{Topographic coupling: } \tau_t \simeq \rho \omega u h$$

(h = height of topographic feature $\gg (v/\omega)^{1/2}$)

A non-zero integrated torque can occur only if magnetic field of toroidal character can diffuse into the mantle, and so depends critically on the non-zero electrical conductivity of the lower mantle (a fact which appears to have been forgotten in some references to electromagnetic coupling). Unfortunately, little progress has been made in determining the lower mantle conductivity since CURRIE's (1968) [8] estimate of a mean value of $2 \times 10^2 \text{ ohm}^{-1} \text{ m}^{-1}$ in the lower 2000 km, though the inverse method of JOHNSON and SMYLIE (1971) [17] should enable recovery of a conductivity profile from the attenuation properties of the geomagnetic secular variation (GSV).

The extent to which electromagnetic coupling can affect the mantle's rotation is clearly a function of the time scale over which the MAXWELL stresses are brought to bear. Assuming the lower mantle electrical conductivity is uniform, with the value estimated by CURRIE, then for the field changes seen in the GSV on a time scale of a few years or longer, the maximum local stress is of order $10^{-2} \text{ nt m}^{-2}$ and the net global torque as much as $10^{17} - 10^{18} \text{ nt m}$. Evidence for a decrease in seismic wave velocities in the lowest 100 km of the mantle suggest the possibility of enrichment with core iron (BOLT 1973 [2]), and therefore the chance that fairly extensive conducting circuits may be opened up to the core-mantle interface. The strength of the coupling torque available could then be substantially increased (say, by nearly a factor of 10) and the time constant of the coupling correspondingly reduced (ROCHESTER 1960 [28]; RODEN 1963 [33]). The most recent discussion of the theory of electromagnetic core-mantle coupling is by ROBERTS (1972) [27], who extends the earlier theoretical studies (ROCHESTER 1960 [28]; 1968 [29]) to take into account arbitrary slow motion of the core surface, rather than just solid-body rotation, past the mantle.

HIDE (1969) [14] recognized that localized shear stresses could be produced by topographic features penetrating the viscous hydromagnetic boundary layer into the core flow, and christened the effect *t o p o g r a p h i c c o u p l i n g*. Analysis of seismic waves which have been multiply internally reflected from the core-mantle boundary seems to rule out 'bumps' or depressions greater than 2 km high, unless they are very few in number (BOLT 1973 [2]). Using the same numerical values as before, a bump 1 km high could provide a topographic stress of order 1 nt m^{-2} . In contrast to the electromagnetic coupling associated with the observed GSV, the net global effect to topographic coupling cannot be estimated because the topography, if there is any, is unknown.

3. Astronomical Consequences of Core-Mantle Coupling

So far the only refinement of POINCARÉ's theoretical treatment of the effect of the liquid core on *s t e a d y p r e c e s s i o n* of the mantle (as distinct from the precessing mantle's effect in stirring the core) is by SUESS (1970) [39], who investigated for an inviscid core with no magnetic field the effect of relaxing the condition that the core-mantle boundary be rigid and allowed it to deform under the Earth's rotation and the lunar gravitational tide. As in the POINCARÉ model,

the effect of the liquid core is probably undetectable (a few parts in 10^6) even if VLBI can reduce the error in the measured lunisolar precession rate to within $\pm 0''.1/\text{century}$ during the next decade.

JEFFREYS and VICENTE (1957) [16] and MOLODENSKII (1961) [22] independently showed that it was necessary to take into account the dynamical response of the liquid core (inertially coupled to the mantle) to explain the discrepancy of $0''.02$ between the amplitude of the 18.6-year nutation in obliquity calculated for a rigid Earth and that observed. MELCHIOR (1971) [21] has recently summarized the theoretical effects of the core on the amplitudes of all the forced nutations. The predicted corrections are in satisfactory conformity with observation (see also WAKO 1970 [44]). The results forthcoming in the next decade from VLBI and lunar laser ranging may enable discrimination between various models for the core on the basis of their ability to account for the amplitudes of the forced nutations.

According to FRICKE (1972) [11], any real discrepancy between the observed secular decrease in obliquity and the rate predicted by gravitational perturbation of the ecliptic by the other planets is unlikely to exceed $0''.1/\text{century}$. Indeed DUNCOMBE and VAN FLANDERN (1973, private communication) claim that observations of lunar occultations limit the discordance to $0''.01 \pm 0''.05/\text{century}$. VLBI may settle the question in the next decade (SHAPIRO and KNIGHT 1970 [36]). AOKI (1969) [1] suggested that the discrepancy (earlier estimated to be about $0''.3/\text{century}$) was due to a real motion of the equator, brought about by dissipative core-mantle coupling during precession. By taking into account the fluid nature of the core, KAKUTA and AOKI (1972) [18] claim to have removed the objectionably large secular deceleration of the mantle which was a consequence of AOKI's earlier solid-core model. However, the last word has hardly been said on the problem, since it cannot be separated from that of the precession-driven geomagnetic dynamo, which is very far from being solved. If there turns out to be no significant non-gravitational contribution to the secular decrease in obliquity, the question will be why AOKI's mechanism does not produce one!

The role of the liquid core in affecting the observed period of the CHANDLER wobble appears to be well enough understood. But its effect on the amplitude of wobble is still a subject of controversy. Electromagnetic core-mantle coupling was dismissed by ROCHESTER and SMYLLIE (1965) [32] as totally ineffective in either exciting or damping the CHANDLER wobble, but has again been put forward, using quite different lines of argument, both by STACEY (1970) [38] and by RUNCORN (1970) [34]. STACEY proposes a nonlinear electromagnetic coupling mechanism (in distinction to the linearized model SMYLLIE and I adopted), which would permit energy to be fed into wobble from the differential precessional torque on the core due to the difference in ellipticities between the Earth's surface and the core-mantle boundary. Since his argument does not enter into the detailed dynamics of the proposed interaction it remains at present an intriguing speculation.

RUNCORN (1970) [34] contends that high-frequency localized GSV (creating the equivalent, in the core, of sunspots just below the core-mantle interface) exerts impulsive torques on the mantle sufficient to sustain the CHANDLER wobble. GUINOT (1972) [13] presents evidence for 'sudden' changes in wobble amplitude, amounting to $0''.1$ in a year or two, such as would necessarily accompany such impulsive torques (as distinct from the step-function excitations of mantle wobble attributed to earthquakes).

The 24 - year period wobble first identified in the International Latitude Service (ILS) data by MARKOWITZ (1960) [19] and supported also by VANÍČEK's (1969) [42] analysis of later data, appears to have been found as well in analyses of different data by both RYKHLOVA (1969) [35] and McCARTHY (1972) [20], though with rather longer (240-year) period. BUSSE (1970) [6] has shown how such a wobble could be generated by purely inertial coupling of the mantle to the liquid core, stirred by the freely wobbling solid inner core.

The nearly diurnal free wobble, made possible in principle by the presence of the liquid core inertially coupled to the mantle, was predicted independently by both SLUDSKII and HOUGH in 1896. The period falls short of a sidereal day in proportion to the ellipticity of the core-mantle boundary, approximately 3 minutes according to the (slightly different) core models adopted by JEFFREYS and VICENTE (1957) [16] and MOLODENSKII (1961) [22]. The existence of this resonance is confirmed by the associated amplification of nearly diurnal earth tides. According to MOLODENSKII's preferred model it should manifest itself as an oscillation of period 464 sidereal days in latitude observations made on a stellar schedule, and one of period 204 mean solar days in observations made at the same time of day. Small spectral peaks in the vicinity of these periods have been found in the ILS latitude observations (SUGAWA and OOE 1970 [40]), in time and latitude observations at Paris (DÉBARBAT 1971 [9]; CHOLLET and DÉBARBAT 1972 [7]), and in latitude observations at Pulkovo and Poltava (POPOV and YATSKIV 1970 [26]), but the amplitudes ($\lesssim 0''.02$) are so small as to be hardly distinguishable from noise. Under the circumstances some skepticism as to their reality is perhaps not unjustified.

The adequacy of electromagnetic coupling to provide the accelerations associated with the irregular msec/decade fluctuations in the length of day is subject to the existence of an electrical conductivity rising close to $10^3 \text{ ohm}^{-1} \text{ m}^{-1}$ in the lowest part of the mantle (ROCHESTER 1960 [28]; RODEN 1963 [33]; ROBERTS 1972 [27]). The only direct evidence for electromagnetic coupling is obtained by correlating changes in the geographic drift rate of the GSV pattern with changes in the length of day (VESTINE and KAHLE 1968 [43]). Unfortunately, it is not yet clear how significant this apparent correlation is, since westward drift may just as well reflect magnetohydrodynamic wave motion in the core instead of mass transport, and the eccentric dipole is only one harmonic of the field and not necessarily representative of the overall angular momentum exchange. The possible failure of the lower mantle to meet the requirement for high conductivity necessary to explain the more rapid fluctuations in spin rate (msec changes in the length of day within a year or two) was what led HIDE (1969) [14] to propose topographic coupling as an

alternative to electromagnetic coupling. Certainly, the local stress for a 1 km bump exceeds what is likely to be available from the electromagnetic interactions, but ROBERTS (1972) [27] is incorrect in extrapolating from this to conclude that the integrated torque due to topographic stresses will dominate the global electromagnetic coupling. Nor is it possible to reverse the argument and appeal to the capability of electromagnetic coupling to account for the observed changes in the length of day, in order to set an upper limit to the height of any bumps.

Changes in the length of day on a longer time scale can without difficulty be attributed to electromagnetic coupling. WILHELM (1970) [45] has studied the change in the length of day associated with a 100-year periodicity in the strength of the axial quadrupole component of the geomagnetic field, and BRAGINSKII (1970) [4] has related long-period fluctuations in the length of day specifically to the torsional magnetohydrodynamic oscillations in the core. YUKUTAKE (1972) [47] has shown that the 8000-year period fluctuation in the main dipole moment revealed by archaeomagnetism leads to mantle accelerations capable of accounting for a significant fraction ($\dot{\omega}/\omega = 5 \times 10^{-9}$ /century) of the non-tidal secular acceleration of the Earth's rotation over the last 2 millennia, inferred from ancient eclipse data (NEWTON 1972 [24]).

4. Conclusion

The liquid core is a rich source of phenomena already, or on the border of becoming, detectable in the spectrum of changes in the Earth's rotation. Greater precision in observations, more powerful analytical methods for handling the data, and further extensions of the relevant dynamical theory, will in the near future permit some thorny geophysical questions to be resolved and stimulate better modeling of the core's rotational interactions with the mantle.

Acknowledgement

Financial support for this work from a National Research Council of Canada operating grant is gratefully acknowledged.

References

- [1] AOKI, S. Friction between mantle and core of the Earth as a cause of the secular change in obliquity. *Astron. J.* 74 (1969), p. 284-291
- [2] BOLT, B.A. The fine structure of the Earth's interior. *Sci. Amer.* 228 (1973) 3, p. 24-33
- [3] BONDI, H.; LYTTLETON, R.A. On the dynamical theory of the rotation of the Earth. *Proc. Cambridge phil. Soc.* 44 (1948), p. 345-359

- [4] BRAGINSKII, S.I. Torsional magnetohydrodynamic vibrations in the Earth's core and variations in day length. *Geomagn. i Aeron.* 10 (1970), p. 1-8
- [5] BULLARD, E.C.; et al. The westward drift of the Earth's magnetic field. *Phil. Trans. roy. Soc. London A* 243 (1950), p. 67-92
- [6] BUSSE, F.H. The dynamical coupling between inner core and mantle of the Earth and the 24-year libration of the pole. In: *Earthquake Displacement Fields and the Rotation of the Earth*, Ed. L. MANSINHA, D.E. SMYLLIE, A.E. BECK, p. 88-98. Dordrecht: D. Reidel Publ. Comp. 1970
- [7] CHOLLET, F.C.; DÉBARBAT, S. Analyse des observations de latitude effectuées à l'astrolabe Danjon de l'Observatoire de Paris de 1956.5 à 1970.8. *Astron. and Astrophys.* 18 (1972), p. 133-142
- [8] CURRIE, R.G. Geomagnetic spectrum of internal origin and lower mantle conductivity. *J. geophys. Res.* 73 (1968), p. 2779-2786
- [9] DÉBARBAT, S. Nearly diurnal nutation from time measurements. *Astron. and Astrophys.* 14 (1971), p. 306-310
- [10] ELSASSER, W.M. Non-uniformity of the Earth's rotation and geomagnetism. *Nature* 163 (1949), p. 351-352
- [11] FRICKE, W. On the motion of the equator and the ecliptic. In: *Rotation of the Earth*, Ed. P. MELCHIOR, S. YUMI, p. 196. Dordrecht: D. Reidel Publ. Comp. 1972
- [12] GANS, R.F. Viscosity of the Earth's core. *J. geophys. Res.* 77 (1972), p. 360-366
- [13] GUINOT, B. The Chandlerian wobble from 1900 to 1970. *Astron. and Astrophys.* 19 (1972), p. 207-214
- [14] HIDE, R. Interaction between the Earth's liquid core and solid mantle. *Nature* 222 (1969), p. 1055-1056
- [15] INGLIS, D.R. Motion of the Earth's fluid core: a geophysical problem. *Phys. Rev.* 59 (1941), p. 178-188

- [16] JEFFREYS, H.;
VICENTE, R.O. The theory of nutation and the variation of latitude
M. N. roy. astron. Soc. 117 (1957), p. 142-161, 162-173
- [17] JOHNSON, I.M.;
SMYLIE, D.E. An inverse theory for the calculation of the electrical conductivity of the lower mantle.
Geophys. J. roy. astron. Soc. 22 (1971), p. 41-53
- [18] KAKUTA, C.;
AOKI, S. The excess secular change in the obliquity of the ecliptic and its relation to the internal motion of the Earth. In: Rotation of the Earth, Ed. P. MELCHIOR, S. YUMI, p. 192-195.
Dordrecht: D. Reidel Publ. Comp. 1972
- [19] MARKOWITZ, W. Latitude and longitude, and the secular motion of the pole. In: Methods and Techniques in Geophysics, Vol. 1, Ed. S.K. RUNCORN, p. 325-361.
New York: Interscience Publ. 1960
- [20] McCARTHY, D.D. Secular and nonpolar variation of Washington latitude. In: Rotation of the Earth, Ed. P. MELCHIOR, S. YUMI, p. 86-96.
Dordrecht: D. Reidel Publ. Comp. 1972
- [21] MELCHIOR, P. Precession - nutations and tidal potential.
Celest. Mech. 4 (1971), p. 190-212
- [22] MOLODENSKII, M.S. The theory of nutation and diurnal Earth tides.
Comm. Obs. roy. Belgique 188 (1961), p. 25-56
- [23] MUNK, W.H.;
MACDONALD, G.J.F. The Rotation of the Earth.
Cambridge: University Press 1960
- [24] NEWTON, R.R. Astronomical evidence concerning non-gravitational forces in Earth-Moon system.
Astrophys. Space Sci. 16 (1972), p. 179-200
- [25] PEALE, S. Geophysics from precise measurement of Earth rotation and tides.
Comm. Earth Sci. Geophys. 1 (1970), p. 103-109
- [26] POPOV, N.A.;
YATSKIV, YA.S. Amplitude variations in the free diurnal nutation of the Earth.
Sov. Astron. 14 (1971), p. 1057-1059
- [27] ROBERTS, P.H. Electromagnetic core-mantle coupling.
J. Geomagn. and Geoelectr. 24 (1972), p. 231-259

- [28] ROCHESTER, M.G. Geomagnetic westward drift and irregularities in the Earth's rotation.
Phil. Trans. roy. Soc. London A 252 (1960), p. 531-555
- [29] ROCHESTER, M.G. Perturbations in the Earth's rotation and geomagnetic core-mantle coupling.
J. Geomagn. and Geoelectr. 20 (1968), p. 387-402
- [30] ROCHESTER, M.G. Core-mantle interactions: geophysical and astronomical consequences. In: Earthquake Displacement Fields and the Rotation of the Earth, Ed. L. MANSINHA, D.E. SMYLIE, A.E. BECK, p. 136-148.
Dordrecht: D. Reidel Publ. Comp. 1970
- [31] ROCHESTER, M.G. The Earth's rotation.
Trans. amer. geophys. Union 54 (1973), in press
- [32] ROCHESTER, M.G.; SMYLIE, D.E. Geomagnetic core-mantle coupling and the Chandler wobble.
Geophys. J. roy. astron. Soc. 10 (1965), p. 289-315
- [33] RODEN, R.B. Electromagnetic core-mantle coupling.
Geophys. J. roy. astron. Soc. 7 (1963), p. 361-374
- [34] RUNCORN, S.K. A possible cause of the correlation between earthquakes and polar motions. In: Earthquake Displacement Fields and the Rotation of the Earth, Ed. L. MANSINHA, D.E. SMYLIE, A.E. BECK, p. 181 to 187.
Dordrecht: D. Reidel Publ. Comp. 1970
- [35] RYKHLOVA, L.V. Evaluation of the Earth's free nutation parameters from 119 years of observations.
Sov. Astron. 13 (1969), p. 544-545
- [36] SHAPIRO, I.I.; KNIGHT, C.A. Geophysical applications of long-baseline radio interferometry. In: Earthquake Displacement Fields and the Rotation of the Earth, Ed. L. MANSINHA, D.E. SMYLIE, A.E. BECK, p. 284-301.
Dordrecht: D. Reidel Publ. Comp. 1970
- [37] SMYLIE, D.E.; MANSINHA, L. The rotation of the Earth.
Sci. Amer. 225 (1971) 6, p. 80-88
- [38] STACEY, F.D. A re-examination of core-mantle coupling as the cause of the wobble. In: Earthquake Displacement Fields and the Rotation of the Earth, Ed. L. MANSINHA, D.E. SMYLIE, A.E. BECK, p. 176-180.
Dordrecht: D. Reidel Publ. Comp. 1970

- [39] SUESS, S.T. Some effects of gravitational tides on a model Earth's core.
J. geophys. Res. 75 (1970), p. 6650-6661
- [40] SUGAWA, C.;
OOE, M. On the nearly diurnal nutation term derived from the ILS z-term.
Publ. Internat. Lat. Obs. Mizusawa 7 (1970), p. 123-147
- [41] TOOMRE, A. On the coupling of the Earth's core and mantle during the 26,000-year precession. In: The Earth-Moon-System, Ed. B.G. MARSDEN, A.G.W. CAMERON, p. 33-45.
New York: Plenum Press 1966
- [42] VANÍČEK, P. New analysis of the Earth-pole wobble.
Studia geophys. et geod. 13 (1969), p. 225-230
- [43] VESTINE, E.H.;
KAHLE, A. The westward drift and geomagnetic secular change.
Geophys. J. roy. astron. Soc. 15 (1968), p. 29-37
- [44] WAKO, Y. Interpretation of Kimura's annual z-term.
Publ. astron. Soc. Japan 22 (1970), p. 525-544
- [45] WILHELM, H. Eine säkulare Schwingung des erdmagnetischen Quadrupolfeldes als Ursache einer Änderung der Erdrotation.
Z. Geophysik 36 (1970), p. 697-723
- [46] WOOLARD, E.W. Theory of the rotation of the Earth around its center of mass.
Astron. Papers, A.E.N.A. 15 (1953) Part 1
- [47] YUKUTAKE, T. The effect of change in the geomagnetic dipole moment on the rate of the Earth's rotation.
J. Geomagn. and Geoelectr. 24 (1972), p. 19-47

Table 1. Spectrum of changes in Earth's rotation

A. Inertial orientation of spin axis	B. Terrestrial orientation of spin axis (polar motion)	Instantaneous spin rate ω about axis
<p>1. Steady precession: amplitude $23^{\circ}.5$, period $\simeq 25,700$ years</p> <p>2. Principal nutation: amplitude $9''.20$ (obliquity) period 18.6 years</p> <p>3. Other periodic contributions to nutation in obliquity and longitude: amplitudes $< 1''$, periods 9.3 year, annual, semiannual, fortnightly</p> <p>4. Discrepancy in secular decrease in obliquity: $0''.1/\text{century}$?</p>	<p>1. Secular motion of pole: irregular, $\simeq 0''.2$ in 70 years</p> <p>2. 'MARKOWITZ' wobble: amplitude $\simeq 0''.02?$, period 24-40 years?</p> <p>3. CHANDLER wobble: amplitude (variable) $\simeq 0''.15$, period 425-440 days, damping time 10-70 years?</p> <p>4. Seasonal wobbles: annual, amplitude $\simeq 0''.09$, semiannual, amplitude $\simeq 0''.01$</p> <p>5. Monthly and fortnightly wobbles: (theoretical) amplitudes $\simeq 0''.001$</p> <p>6. Nearly diurnal free wobble: amplitude $\lesssim 0''.02?$ period(s) within a few minutes of sidereal day</p> <p>7. OPPOLZER terms: amplitudes $\simeq 0''.02$, periods as for nutations</p>	<p>1. Secular acceleration: $\dot{\omega}/\omega \simeq -5 \times 10^{-10}/\text{year}$</p> <p>2. Irregular changes: (a) over centuries $\dot{\omega}/\omega \lesssim \pm 5 \times 10^{-10}/\text{year}$ (b) over 1-10 years $\dot{\omega}/\omega \lesssim \pm 80 \times 10^{-10}/\text{year}$ (c) over a few weeks or months ('abrupt') $\dot{\omega}/\omega \lesssim \pm 500 \times 10^{-10}/\text{year}$</p> <p>3. Short-period variations: (a) biennial, amplitude $\simeq 9$ ms (b) annual, amplitude $\simeq 20-25$ ms (c) semiannual, amplitude $\simeq 9$ ms (d) monthly and fortnightly, amplitudes $\simeq 1$ ms</p>

Dynamics of the Outer Core

by

DOUGLAS E. SMYLIE ¹⁾

Summary

At zero frequency, the free oscillation equations for spheroidal modes of degree $n \geq 1$ have a solution which is short a free constant and the conditions at the Earth's surface cannot be satisfied. This dilemma was pointed out by JEFFREYS and VICENTE (1966) [10]. The exception is when the core is adiabatic and the density follows the ADAMS and WILLIAMSON law. The JEFFREYS-VICENTE dilemma was resolved by SMYLIE and MANSINHA (1969), who showed that volume change of the core was entirely due to the spheroidal mode of degree zero and that for $n \geq 1$ a discontinuity in the radial displacement occurs in the static case, similar to launching a boat on a lake. The fluid elements move aside on equipotential, isobaric and isopecnic surfaces, all of which are material. Since for $n \geq 1$ no volume change occurs, the adjustment is unrestricted. An extra free constant is generated, allowing static solution for a non-adiabatic core such as suggested by HIGGINS and KENNEDY (1971) [8]. Subsequent treatments by DAHLEN (1971), PEKERIS and ACCAD (1972) [14] and by ISRAEL, BEN-MENACHEM and SINGH (1973) [9] all require correction. In particular, it would appear that a corrected discussion of undertones would show a highly anomalous behaviour as the static case is approached due to non-linear hydrodynamic effects. These ought to be detectable in tidal observations as well. The possible importance of undertones in core dynamics and geomagnetism is also discussed.

1. Introduction

If the fall of temperature with radius in the Earth's liquid core is less rapid than that given by the adiabatic gradient, as suggested by HIGGINS and KENNEDY (1971, 1973) [8, 11], the dynamical behaviour of the core is changed in a fundamental way. For while convective circulation is ruled out in a core which is everywhere subadiabatic, very long period gravitational oscillations are permitted. Because the gravitational restoring forces of a subadiabatic core are weak compared to the elastic restoring forces of free oscillations, the periods of vibration exceed the gravest free oscillation periods.

 1) York University, 4700 Keele Street, Downsview, Ontario
 Canada

The history of the study of gravitational oscillations goes back at least to LAPLACE and his work on atmospheric tides (WILKES 1949 [18]). More recently, they have become important in Astrophysics (ROSSELAND 1949 [15]) and Oceanography (ECKART 1960 [7]). The first suggestion that they may exist in the Earth's core was made by SLICHTER (1961) [16], who tentatively identified an 86 minute period in his gravimeter record of the 1960 Chilean earthquake as being due to the gravitationally controlled motion of the solid inner core relative to the shell.

Although nearly all free oscillation spectra show prominent energy peaks at periods longer than the gravest elastic oscillation of 53.8 minute period (see DERR 1969 [6] for a review of observations through 1968), a computation of the expected periods was only recently attempted (PEKERIS and ACCAD 1972 [14]). Unfortunately, PEKERIS and ACCAD did not take into account the CORIOLIS force and, as we show in the present study, it can have a drastic effect on the periods of vibration. We, in turn, choose to ignore the presence of the main magnetic field and take the liquid core to behave as an ideal fluid. We also assume there is no torsional motion present and that the equations of motion can be linearized. Our proposal is to deal with the complications that arise from not making these assumptions in later studies.

2. Statics and Dynamics of the Liquid Core

The equations governing the displacement field \vec{u} in an inviscid, insulating, self-gravitating core are easily shown (SMYLIE and MANSINHA 1971 [17]) to be

$$(1) \quad \nabla(\lambda \nabla \cdot \vec{u}) = -\nabla(\rho_0 \vec{u} \cdot \vec{g}_0) + g_0 \nabla \cdot (\rho_0 \vec{u}) - \rho_0 \nabla V_1 - \vec{f},$$

$$(2) \quad \nabla \cdot (\nabla V_1 - 4 \pi G \rho_0 \vec{u}) = 0,$$

where λ is the bulk modulus, ρ_0 and g_0 are respectively the equilibrium density and gravity, and where V_1 is the decrease in gravitational potential due to the displacement, \vec{f} is the body force per unit volume and G is the universal constant of gravitation. The static deformation of the liquid core is obtained as the solution of these equations with the body force \vec{f} set to zero.

By means of orthogonality relations developed in SMYLIE and MANSINHA (1971) [17], a vector equation may be separated into radial spheroidal, transverse spheroidal and torsional parts in spherical geometry. In writing down the results of such separations we use the free oscillations variables y_1, y_2, y_3, y_4, y_5 , and y_6 introduced by ALTERMAN, JAROSCH and PEKERIS (1959) [2]. These variables are functions of the radius r and represent the radial coefficients in the spherical harmonic expansions of radial displacement, change in normal stress, transverse displacement, transverse shear stress, decrease in gravitational potential and change in radial gravitational flux density, respectively.

In the static case for purely radial deformation (harmonic degree $n = 0$), equation (1) has only a radial spheroidal part, namely

$$(3) \quad \frac{dy_2}{dr} = \frac{d}{dr} (\rho_0 g_0 y_1) - \frac{\rho_0 g_0}{\lambda} y_2 - g_0 \frac{d\rho_0}{dr} y_1 - \rho_0 \frac{dy_5}{dr}.$$

For the rest of the deformation (harmonic degrees $n > 0$), this relation is supplemented by the transverse spheroidal part of equation (1),

$$(4) \quad y_2 = \rho_0 g_0 y_1 - \rho_0 y_5.$$

A very important relation in the statics of the liquid core can be obtained by differentiating equation (4) with respect to the radius and subtracting the result from equation (3). After using relation (4) in the simplification, we obtain

$$(5) \quad \left(\frac{1}{\rho_0} \frac{d\rho_0}{dr} + \frac{\rho_0 g_0}{\lambda} \right) y_2 = 0, \quad n > 0.$$

The choice is then that either

$$(6) \quad \frac{1}{\rho_0} \frac{d\rho_0}{dr} + \frac{\rho_0 g_0}{\lambda} = 0$$

or

$$(7) \quad y_2 = 0.$$

The core therefore must deform for $n > 0$ in such a way that the individual fluid elements, though displaced, suffer no dilatation as required by (7), or the equilibrium density in the core must obey the very special law given by (6). It is, of course, known as the ADAMS-WILLIAMSON law (ADAMS and WILLIAMSON 1923 [1]).

The ADAMS-WILLIAMSON density law bears a direct relation to the gravitational stability of the liquid core. If a fluid element is suddenly displaced radially by an amount δr it suffers an adiabatic expansion and its density decreases by an amount equal to its initial density multiplied by its dilatation or

$$(8) \quad \rho_0 \frac{\rho_0 g_0 \delta r}{\lambda}.$$

It finds itself among neighbouring fluid elements whose density is less than its initial density by the amount

$$(9) \quad - \frac{d\rho_0}{dr} \delta r.$$

The excess density of the displaced fluid element is therefore

$$(10) \quad - \left(\frac{\rho_0^2 g_0}{\lambda} + \frac{d\rho_0}{dr} \right) \delta r = - \frac{\rho_0^2 g_0}{\lambda} \beta(r) \delta r,$$

where

$$(11) \quad \beta(r) = 1 + \frac{\lambda}{\rho_0^2 \varepsilon_0} \frac{d\rho_0}{dr}$$

is the dimensionless stability factor introduced by PEKERIS and ACCAD (1972) [14]. Clearly, if $\beta(r)$ is negative everywhere the liquid core is gravitationally stable, if it is zero everywhere it is neutrally stable, and if it is positive everywhere the core is gravitationally unstable. Therefore, if the equilibrium density obeys the ADAMS-WILLIAMSON law the liquid core is neutrally stable.

As JEFFREYS and VICENTE (1966) [10] point out, a core whose equilibrium density everywhere perfectly obeys the ADAMS-WILLIAMSON law would be a most unlikely circumstance, for it would require that it be a homogeneous material with perfectly adiabatic temperature distribution. However, as JEFFREYS and VICENTE discovered, a dilemma arises in trying to obtain the static solution when $\beta(r) \neq 0$.

When the liquid core departs from perfect adiabaticity, then relation (7) must hold and for $n > 0$ the governing equations become (SMYLIE and MANSINHA 1971 [17])

$$(12) \quad \begin{cases} y_1 = \frac{1}{\varepsilon_0} y_5, & y_2 = 0, & y_4 = 0; \\ \frac{dy_5}{dr} = \frac{4\pi G \rho_0}{\varepsilon_0} y_5 + y_6, \\ \frac{dy_6}{dr} = \left[-\frac{16\pi G \rho_0}{\varepsilon_0 r} + \frac{n(n+1)}{r^2} \right] y_5 - \left[\frac{4\pi G \rho_0}{\varepsilon_0} + \frac{2}{r} \right] y_6. \end{cases}$$

This is a second order differential system in the gravitational quantities y_5 and y_6 . It is well known that in the solid inner core the spheroidal displacements obey a sixth order differential system with three independent solutions at the Earth's centre (CROSSLEY 1973 [4]). At the inner core—outer core boundary the shear stress must be made to vanish reducing the number of free constants to two. In addition, when the core does not obey the ADAMS-WILLIAMSON density law, the normal stress must vanish there also as given by equation (7). This leaves one free constant and another is picked up at the core—mantle boundary as the integration proceeds outward, namely the indeterminate transverse displacement at the base of the mantle. But there are three conditions to be satisfied at the surface: The normal and shear stresses must vanish there and the change in gravitational potential becomes harmonic. The static problem therefore cannot be solved directly as JEFFREYS and VICENTE (1966) [10] discovered.

The resolution of the JEFFREYS-VICENTE dilemma (SMYLIE and MANSINHA 1971 [17]) lies in a fundamental property of fluids in static equilibrium, the fact that equipotential, isobaric and isopepic (equal density) surfaces are all parallel and that individual fluid elements may be displaced on such surfaces without resistance. The indeterminacy of transverse displacements is displayed by rewriting the governing equations (1) and (2) in static form:

$$(13) \quad \nabla(\lambda \nabla \cdot \vec{u}) = -\nabla(\rho_0 \vec{u} \cdot \vec{e}_0) + \rho_0 \vec{e}_0 \nabla \cdot \vec{u} + \vec{e}_0 \vec{u} \cdot \nabla \rho_0 - \rho_0 \nabla V_1,$$

$$(14) \quad \nabla^2 V_1 = 4 \pi G (\rho_0 \nabla \cdot \vec{u} + \vec{u} \cdot \nabla \rho_0).$$

Notice that only the dilatation and radial component of the displacement field are involved in these equations. The variable y_3 representing transverse displacements is also missing from the system (12). It is not possible to specify the variable y_3 in the static case as PEKERIS and ACCAD (1972) [14] have recently attempted to do.

Fluid elements are therefore free to move aside on equipotential, isobaric, isopecnic surfaces to permit penetration of the solid inner core and mantle into the liquid outer core. The discontinuities in the variable y_1 which result determine the normal stress on the inner core and mantle which arises from penetration of the outer core. A static solution for a non-ADAMS-WILLIAMSON core is now possible. Two conditions still must be satisfied at the inner core—outer core boundary, reducing the available free constants to one, but two additional free constants are picked up at the core—mantle boundary, the indeterminant discontinuity in radial displacement and the indeterminant transverse displacement at the base of the mantle. Three free constants are then available to satisfy the three surface conditions.

The first two equations of the system (12) governing deformation in the liquid core for harmonics of degree $n > 0$ show that equipotential, isobaric and isopecnic surfaces not only remain parallel but are carried radially with the fluid elements. The first equation states that the equipotentials move with the fluid elements while the second states that the fluid elements carry their density and pressure with them unchanged.

The purely radial deformation of harmonic degree $n = 0$ does not show the degeneracy of the higher harmonics (SMYLIE and MANSINHA 1971 [17]). The deformation is dominated by elastic forces and obeys a third order differential system throughout the Earth. Two independent solutions regular at the centre of the Earth supply the free constants required to make the normal stress and the perturbation in gravitational attraction vanish at the surface.

Incorrect treatments of the static conditions at the boundaries of the liquid core persist in the geophysical literature. DAHLEN (1973) [5] continues to assume the core to be perfectly marginally stable everywhere, while PEKERIS and ACCAD (1972) [14] and ISRAEL, BEN-MENACHEM and SINGH (1973) [9] accept the discontinuities in radial displacement but argue that there must be associated discontinuities in y_6 , the variable representing the change in radial gravitational flux density.

That y_6 must be continuous can be seen from the gravitational equation (2). Clearly the vector

$$(15) \quad \nabla V_1 - 4 \pi G \rho_0 \vec{u}$$

is solenoidal in the core. The relation (2) holds in the solid inner core and in the shell as well. Therefore, the radial component of (15),

$$(16) \quad \frac{\partial v_1}{\partial r} - 4 \pi G \rho_0 u_r,$$

is continuous across all boundaries. $y_6(r)$ is simply the radial coefficient of the spherical harmonic expansion of the scalar (16) and must therefore also be continuous across all boundaries.

The dynamical behaviour of a rotating liquid core is governed by equations (1) and (2) with the body force per unit volume

$$(17) \quad \vec{f} = -\rho_0 \left[\frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} + \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} \cdot \nabla \right) \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r}) + 2 \vec{\Omega} \times \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} \right],$$

where $\vec{\Omega}$ is the angular velocity of diurnal rotation. We ignore for the present the non-linear momentum transport term (set the ROSSBY number to zero) and absorb the centrifugal force into the action of gravity \vec{g}_0 . The latter perturbs \vec{g}_0 so slightly that we continue to assume it is radial in direction and constant in magnitude on any spherical surface concentric with the Earth's centre. This amounts to neglecting corrections for the ellipticity.

The spheroidal motion in the liquid core, in the absence of torsional oscillations, is then found to obey the fourth order differential system

$$(18) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{dy_1}{dr} = -\frac{2}{r} y_1 + \frac{1}{\lambda} y_2 + \frac{n(n+1)}{r} y_3, \\ \frac{dy_2}{dr} = -\left(\omega^2 \rho_0 + \frac{4 \rho_0 g_0}{r}\right) y_1 + \left(\frac{n(n+1)}{r} \rho_0 g_0 + 2 m \omega \Omega \rho_0\right) y_3 - \rho_0 y_6, \\ \frac{dy_5}{dr} = 4 \pi G \rho_0 y_1 + y_6, \\ \frac{dy_6}{dr} = -4 \pi G \rho_0 \frac{n(n+1)}{r} y_3 + \frac{n(n+1)}{r^2} y_5 - \frac{2}{r} y_6, \\ \left(r \omega^2 \rho_0 - \frac{2 m \omega \Omega}{n(n+1)} r \rho_0\right) y_3 = \left(\rho_0 g_0 + \frac{2 m \omega \Omega}{n(n+1)} r \rho_0\right) y_1 - y_2 - \rho_0 y_5, \end{array} \right.$$

where ω is the angular frequency of vibration and m is the azimuthal number.

For periods of vibration of several hours and longer, the CORIOLIS term modifies the action of gravity by no more than 10 %. The last of the equations (18) though, shows that it can have a drastic effect on transverse inertia. With positive azimuthal number the transverse inertia becomes negative below the critical angular frequency

$$(19) \quad \omega_c = \frac{2 m \Omega}{n(n+1)}.$$

The gravitational stability factor $\beta(r)$ plays a role in the dynamics as well as the statics of the liquid core. A suddenly displaced fluid element in a gravitationally stable core is subject to a restoring force and oscillates with the VÄISÄLÄ angular frequency (ECKART 1960 [7])

$$(20) \quad \sqrt{-\frac{\rho_0 g_0^2 \beta(r)}{\lambda}} .$$

For the Earth model used in this study, the period corresponding to the VÄISÄLÄ frequency is typically several hours.

3. Gravitational Undertones of the Earth's Core

We have begun a numerical investigation of undertones for an Earth model very similar to that used by PEKERIS and ACCAD (1972) [14] to facilitate comparison of results. PEKERIS and ACCAD use a modification of the model M_3 of LANDISMAN, SATÖ and NAFE (1965) [12] due to PEKERIS (1966) [13] as starting point. This model has an entirely liquid core. They then alter its density variation so that the stability factor $\beta(r)$ is constant throughout the core. For the gravitationally stable core they choose $\beta(r) = -0.2$. Density and gravity in the core obey a second order system of differential equations, and the conditions that mass and moment of inertia of the Earth model remain unaltered are therefore sufficient to determine density and gravity uniquely.

We have used interpolated shear velocities from the related M_1 model of LANDISMAN, SATÖ and NAFE (1965) [12] to incorporate a solid inner core. Our Earth model is then constructed from the core values of density given by PEKERIS and ACCAD (1972) [14] for a constant stability factor $\beta = -0.2$. Gravity values were obtained by integration, assuming a linear variation of density between data points. The resulting Earth model is displayed in Fig. 1, with numerical values given in Table 1.

In this preliminary investigation we have concentrated on the undertones of the mode S_2^2 (azimuthal number $m = 2$, degree $n = 2$). We propose the notation S_{1n}^m for spheroidal undertones, l denoting the order of the undertone. Undertone eigenperiods have been found for $l = 1, 2, \dots, 6$. For comparison with the PEKERIS and ACCAD (1972) [14] results, undertones of order $l = 1, 2, \dots, 5$ have been computed with the CORIOLIS terms removed from the equations of motion. Periods in hours are listed in Table 2 and plotted against order number in Fig. 2.

Integrations were carried out using a variable step-size RUNGE-KUTTA method with error control devised by MERSON and described by CHRISTIANSON (1970) [3]. Earth properties were linearly interpolated between tabulated points. With c.g.s. variables scaled by the factors given in Table 3, a relative error limit of 10^{-5} appeared to give stable integrations. The eigenfunctions of S_2^2 are shown in Fig. 3.

4. Discussion

The undertone periods of S_2^2 appear to be dramatically altered by the CORIOLIS force. Any investigation of undertone periods which purports to serve as a basis for a search for undertones in observational data must include the effect of the CORIOLIS force. It is not known what effect other neglected factors will have on undertone periods.

Although the integration routines used in this investigation appeared to perform well to periods as long as several days, no undertone periods for S_2^2 could be found above the critical angular frequency given by (19). The corresponding critical period for S_2^2 is $1\frac{1}{2}$ sidereal days. From the initial behaviour of the dispersion shown in Fig. 2, one is led to speculate that the net effect of the CORIOLIS force is to 'compress periods which extend all the way to infinity to below the critical period!

References

- [1] ADAMS, L.H.; WILLIAMSON, E. The composition of the Earth's interior. Smithsonian Inst. Rept. (1923), p. 241
- [2] ALTERMAN, Z.; JAROSCH, H.; PEKERIS, C.L. Oscillations of the Earth. Proc. roy. Soc. A 252 (1959), p. 80
- [3] CHRISTIANSON, J. Numerical solution of ordinary simultaneous differential equations of the 1st order using a method for automatic step change. Num. Math. 14 (1970), p. 317
- [4] CROSSLEY, D.J. Magnetoelastic interactions in the Earth's core. Thesis Vancouver 1973
- [5] DAHLEN, F.A. A correction to the excitation of the Chandler wobble by earthquakes. Geophys. J. roy. astron. Soc. (1973), in press
- [6] DERR, J.S. Free oscillation observations through 1968. Bull. seism. Soc. Amer. 59 (1969), p. 2079
- [7] ECKART, C. Hydrodynamics of oceans and atmospheres. New York: Pergamon Press 1960
- [8] HIGGINS, G.H.; KENNEDY, G.C. The adiabatic gradient and the melting point gradient in the core of the Earth. J. geophys. Res. 76 (1971), p. 1870

- [9] ISRAEL, M.;
BEN-MENAHM, A.;
SINGH, S.J. Residual deformation of real Earth models with application to the Chandler wobble.
Geophys. J. roy. astron. Soc. (1973), in press
- [10] JEFFREYS, H.;
VICENTE, R.O. Comparison of forms of the elastic equations for the Earth.
Mem. Acad. roy. Belg. 37 (1966), p. 5
- [11] KENNEDY, G.C.;
HIGGINS, G.H. The core paradox.
J. geophys. Res. 78 (1973), p. 900
- [12] LANDISMAN, M.;
SATO, Y.; NAFE, J. Free vibrations of the Earth and the properties of its deep interior regions, Part 1: Density.
Geophys. J. roy. astron. Soc. 9 (1965), p. 439
- [13] PEKERIS, C.L. The internal constitution of the Earth.
Geophys. J. roy. astron. Soc. 11 (1966), p. 85
- [14] PEKERIS, C.L.;
ACCAD, Y. Dynamics of the liquid core of the Earth.
Philos. Trans. roy. Soc. A 273 (1972), p. 237
- [15] ROSSELAND, S. The pulsation theory of variable stars.
Oxford: University Press 1949
- [16] SLICHTER, L.B. The fundamental free mode of the Earth's inner core.
Proc. nat. Acad. Sci. U.S. 47 (1961), p. 186,
p. 416
- [17] SMYLLIE, D.E.;
MANSINHA, L. The elasticity theory of dislocations in real Earth models and changes in the rotation of the Earth.
Geophys. J. roy. astron. Soc. 23 (1971), p. 329
- [18] WILKES, M.V. Oscillations of the Earth's atmosphere.
Cambridge: University Press 1949

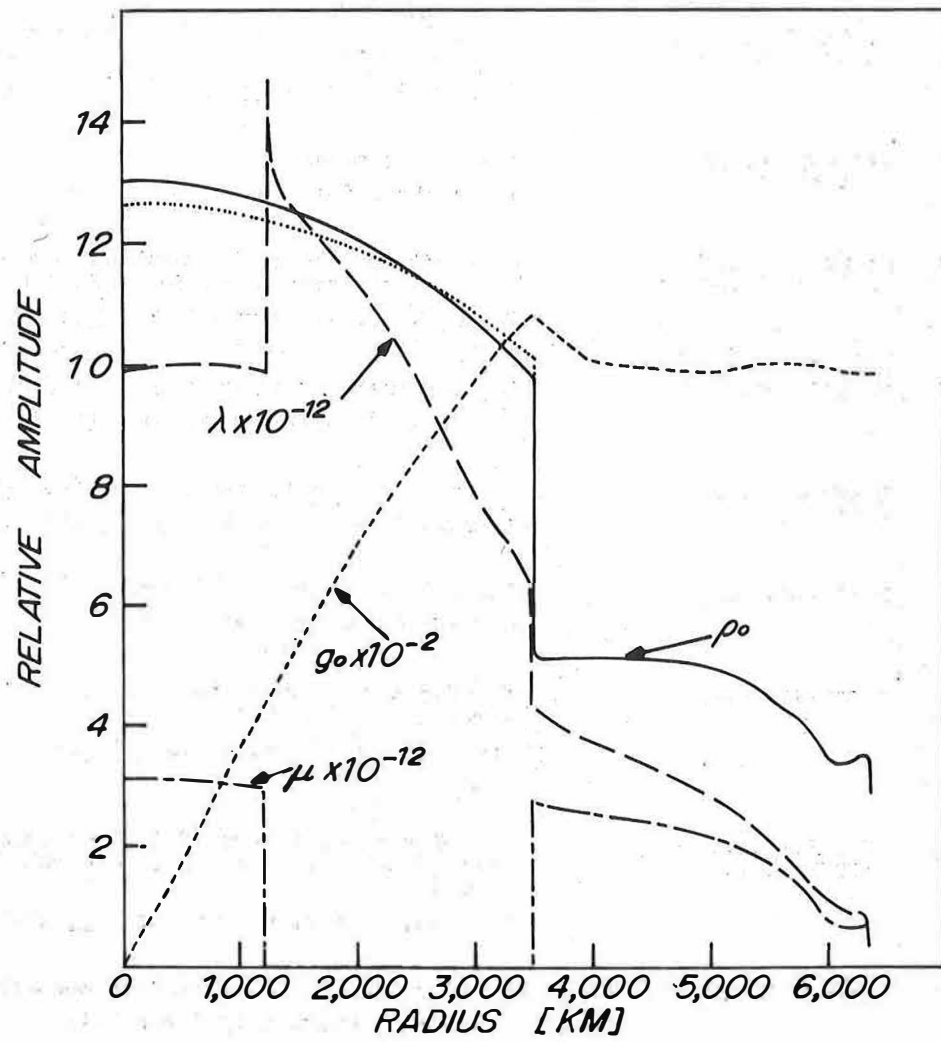


Fig. 1. PEKERIS-LANDISMAN Earth model with a subadiabatic core ($\beta(r) = -0.2$)

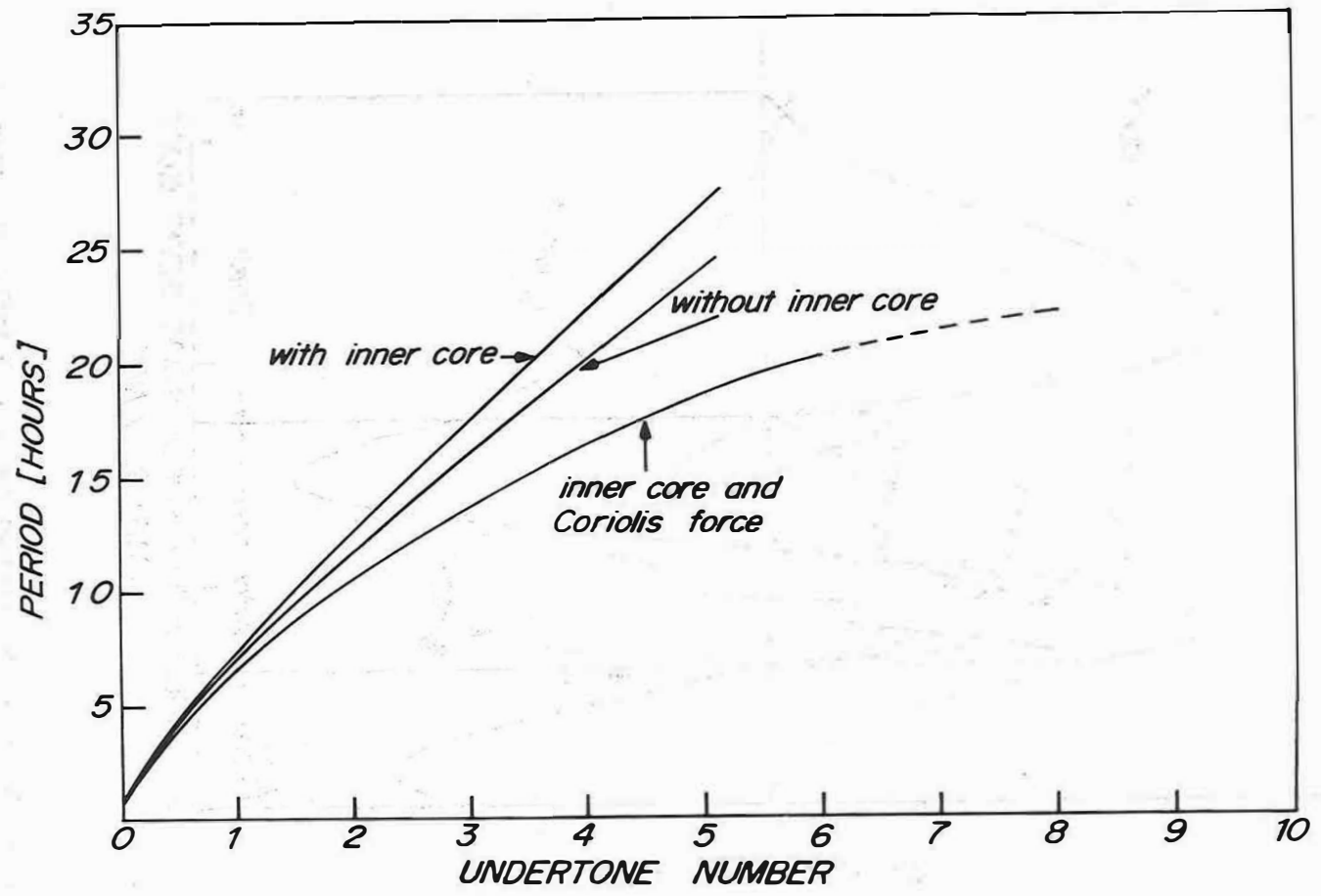


Fig. 2. Dispersion relations for undertones. Results for Earth model without a solid inner core are taken from PEKERIS and AGCAD (1972) [14]

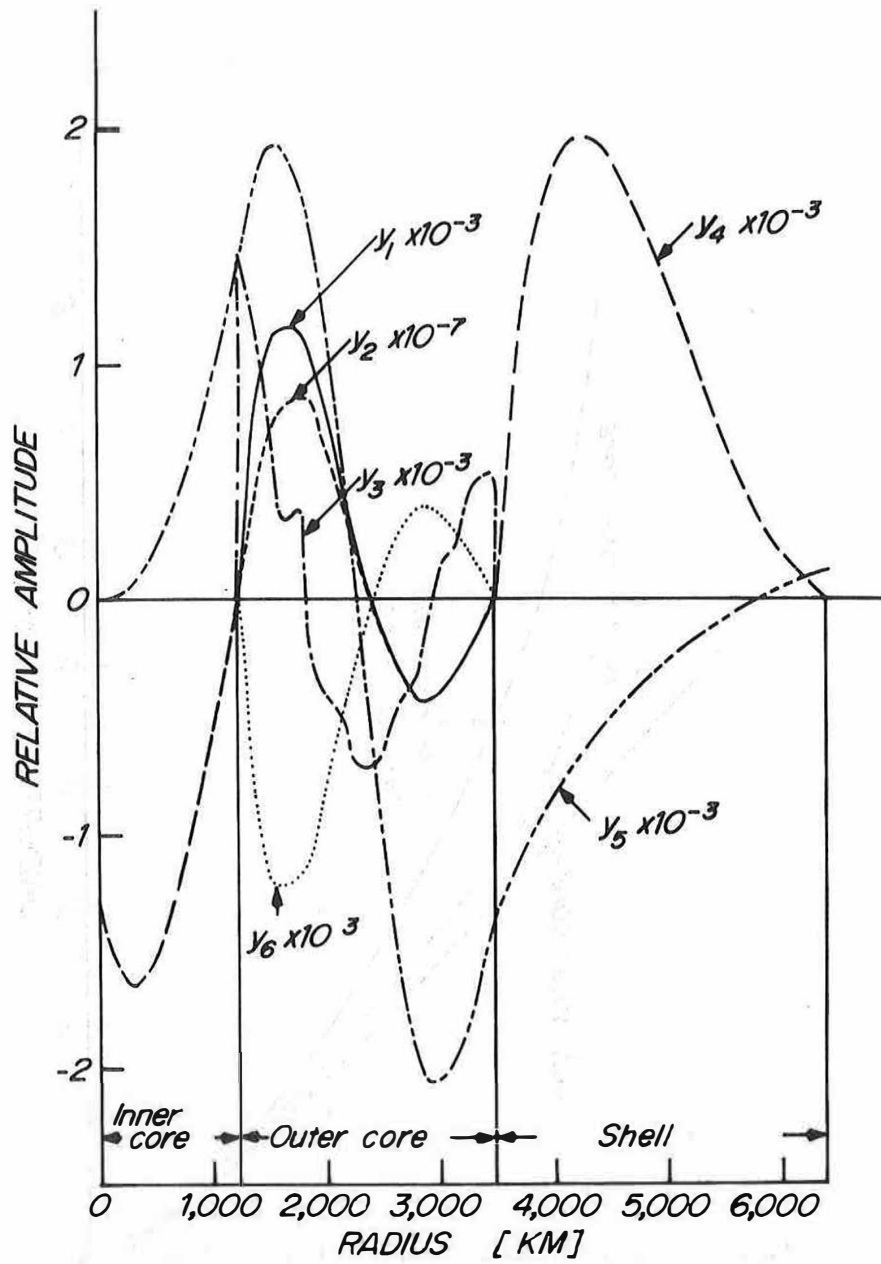


Fig. 3. Radial eigenfunctions for S_2^2 . Normalization sets y_1 at the surface to one centimetre

Table 1. PEKERIS-LANDISMAN Earth model with subadiabatic core ($\beta(r) = -0.2$)

r [km]	ρ_0 [gm cm^{-3}]	g_0 [cm sec^{-2}]	$\lambda \times 10^{-12}$ [dynes cm^{-2}]	$\mu \times 10^{-12}$ [dynes cm^{-2}]
0	13.030	0	9.942	3.129
173.5	13.023	63.1	9.962	3.114
347.0	13.003	126.2	10.001	3.097
520.5	12.968	189.0	10.004	3.088
694.0	12.921	251.4	10.018	3.052
867.5	12.860	313.3	9.938	3.025
1041.0	12.786	374.7	9.849	2.995
1075.7	12.770	386.9	9.808	2.991
1110.4	12.753	399.0	9.710	2.988
1145.1	12.735	411.2	9.555	2.983
1179.8	12.717	423.3	9.259	2.967
1214.5	12.697	435.3	8.776	2.962
1214.5	12.697	435.3	14.700	
1249.2	12.677	447.4	13.923	
1283.9	12.654	459.4	13.088	
1297.8	12.645	464.2	12.925	
1318.6	12.630	471.3	12.909	
1388.0	12.581	495.1	12.783	
1735.0	12.293	610.8	12.000	
2082.0	11.939	720.8	11.072	
2429.0	11.517	824.0	9.983	
2776.0	11.023	919.1	8.731	
3123.0	10.449	1004.8	7.443	
3473.0	9.795	1080.2	6.332	
3473.0	5.279	1080.2	4.363	2.737
3491.0	5.239	1077.0	4.401	2.716
3571.0	5.086	1063.1	4.199	2.673
3771.0	5.092	1034.2	3.932	2.640
3971.0	5.090	1013.7	3.737	2.566
4171.0	5.085	1000.1	3.610	2.492
4371.0	5.072	992.0	3.410	2.450
4571.0	5.066	988.4	3.225	2.377
4771.0	5.040	988.5	3.032	2.296
4971.0	4.955	991.0	2.878	2.158
5171.0	4.852	994.8	2.656	2.050
5371.0	4.619	998.6	2.278	1.863
5471.0	4.502	999.9	2.175	1.787
5571.0	4.373	1000.9	1.888	1.654
5671.0	4.215	1001.3	1.713	1.467
5771.0	4.047	1000.9	1.590	1.269
5871.0	3.812	999.4	1.372	1.071
5958.0	3.569	997.0	1.145	0.892
6071.0	3.374	992.5	1.010	0.714
6171.0	3.413	988.6	0.890	0.661
6221.0	3.462	987.0	0.823	0.655
6271.0	3.488	985.8	0.882	0.675
6311.0	3.474	984.9	0.837	0.735
6338.0	3.386	984.3	0.790	0.732
6338.0	2.840	984.3	0.411	0.358
6371.0	2.840	981.9	0.411	0.358

Table 2. Gravitational undertone periods of S_2^2 in hours

Order	PEKERIS and ACCAD (1972) [14]	CORIOLIS-free *	Actual period
0**	0.89583	0.89744	0.87125
1	7.3515	7.4524	6.7598
2	11.6735	12.4716	10.5285
3	16.0187	17.5474	13.8070
4	20.2618	22.3871	16.4970
5	24.3077	26.8703	18.6584
6	-	-	20.3377

*These periods differ from those of PEKERIS and ACCAD (1972) [14] presumably because of the presence of the solid inner core in the Earth model used in this study.

**This is the gravest elastic mode of vibration of the Earth.

Table 3. Scaling of variables and Earth properties used in calculations

$$y_1^* = y_1 \times 10^{-9}$$

$$y_2^* = y_2 \times 10^{-12}$$

$$y_3^* = y_3 \times 10^{-9}$$

$$y_4^* = y_4 \times 10^{-12}$$

$$y_5^* = y_5 \times 10^{-12}$$

$$y_6^* = y_6 \times 10^{-3}$$

$$r^* = r \times 10^{-9}$$

$$\rho_0^* = \rho_0$$

$$\epsilon_0^* = \epsilon_0 \times 10^{-3}$$

$$\lambda^* = \lambda \times 10^{-12}$$

$$\mu^* = \mu \times 10^{-12}$$

$$G^* = G \times 10^6$$

$$\omega^* = \omega \times 10^3$$

$$\Omega^* = \Omega \times 10^3$$

* Superscripted asterisk indicates scaled quantity. Unscaled quantities are in c.g.s. units.

Zur systematischen Verbesserung von Positionen und zur Bestimmung
absoluter Eigenbewegungen mit der Tautenburger SCHMIDT-Kamera

von

HANS-ULLRICH SANDIG ¹⁾

Summary

Any investigation into the movements of the Earth's axis and crust needs a stable reference system. Systematic errors as to star coordinates and to the precessional constant could produce certain errors in determining the polar motion, the behaviour of the rotation and recent crustal movements as derived from astronomical observations. Most important are proper motions, especially of fainter stars. In the present paper a proposition is developed for using the Tautenburg SCHMIDT camera to improve the determination of proper motions and perhaps also to reduce systematic errors in the form of $\Delta\alpha$, $\Delta\delta$. Proper motions will be obtained by connection with extragalactic objects (as already done in Pulkowo and Lick observatories), and $\Delta\alpha$, $\Delta\delta$ should be controlled by overlapping plates on full declination circles and half (northern) rectascension circles. The position of the sky equator may be determined by observations in a station located on the Earth's equator.

Seit um 1950 vom Observatorium Pulkowo (DEUTSCH (1954) [2]) und vom Lick-Observatorium (WRIGHT (1950) [14]) vorgeschlagen wurde, zur Bestimmung absoluter Eigenbewegungen schwacher Sterne einen Anschluß an extragalaktische Objekte vorzunehmen, wurden auf beiden Observatorien viele tausend Aufnahmen zu diesem Zweck gemacht, in Pulkowo mit dem Normalastrographen, auf dem Mt. Hamilton mit dem 50-cm-Doppelastrgraphen. Nach einer Epochendifferenz von etwa 20 Jahren wurde auf beiden Observatorien mit den Zweitaufnahmen begonnen, und inzwischen liegen erste Ableitungen von absoluten Eigenbewegungen vor, über die FATČICHIN (1972) [5] und VASILEVSKIS et al. (1971) [13] berichteten.

Die Einmessung der Galaxien ist wegen der flächenhaften und diffusen Bilder nicht mit der gleichen Genauigkeit möglich wie die der angeschlossenen Sterne. Es wurde daher angestrebt, kompakte Galaxien oder Quasare zum Anschluß zu benutzen. Das erfordert erhebliche Reichweiten (17^m - 20^m) und - damit verbunden - große Belichtungszeiten! So betrug die Belichtungszeit beim Lick-Programm zwei Stunden, obwohl nur 17^m erreicht wurde. Es wird daher der Vorschlag gemacht, die SCHMIDT-Kamera 134/200/400 des KARL-SCHWARZSCHILD-Observatoriums in Tautenburg für derartige Anschlüsse an kompakte Galaxien und quasistellare Objekte zu verwenden. Zugleich soll durch geeignete Anlage des Beobachtungsprogramms und die Art der Auswertung versucht werden, nicht nur die absoluten Eigenbewegungen zu bestimmen, sondern auch die Positionen ausge-

¹⁾ -----
 Technische Universität Dresden, Sektion Geodäsie und Kartographie
 DDR - 8027 Dresden, Mommsenstr. 13

wählter Sterne systematisch zu verbessern, insbesondere systematische Fehler $\Delta\alpha$ zu ermitteln.

Die Versuche, SCHMIDT-Spiegel für astrometrische Versuche einzusetzen, sind jetzt fast 20 Jahre alt. Die Meinungen über die Brauchbarkeit dieses Instrumententyps für die Astrometrie sind geteilt. Einige Autoren sind jetzt der Ansicht, daß SCHMIDT-Spiegel nur im zentralen Teil des abgebildeten Feldes astrometrisch verwendbar sind, z.B. DIECKVOSS (1972) [3]. Die Möglichkeit des astrometrischen Einsatzes des Instrumentes über das ganze Feld hängt aber wesentlich von der Stärke und auch der Art der Durchbiegung der Platte bei der Aufnahme ab, die von der Brennweite sowie der Form der Kassette bestimmt werden. Sehr gute Ergebnisse hat ANDERSEN (1971) [1] mit einer Kassette erzielt, bei der die (quadratische) Platte von der Kugelkalotte an eine ringförmige Maske angeedrückt wird, wobei die Plattenecken frei beweglich sind.

1970 wurde mit Untersuchungen über die astrometrische Verwendbarkeit der Tautenburger SCHMIDT-Kamera begonnen. Die Arbeiten werden vom LOHRMANN-Observatorium der Technischen Universität Dresden als Kooperationspartner des Zentralinstituts für Astrophysik der AdW in Potsdam durchgeführt, das den Einsatz des Tautenburger Geräts leitet. Die bisherigen Ergebnisse sind recht befriedigend. Die innere Genauigkeit einer Exposition ergibt sich bei Ausmessung der zwei Expositionen des Sterns pro Platte aus den Differenzen zweier Platten zu $\pm 0,10$ (m.F.). Für die äußere Genauigkeit, die noch einen Teil der Fehler des Katalogs in den Positionen und den Eigenbewegungen enthält, wurde aus den Ausgleichungen der etwa 25 Anhaltsterne $\pm 0,22$ (m.F.) erhalten. Hierbei wurde von dem aus der Ausgleichung folgenden Restfehler $\pm 0,25$ für die Fehler in den Positionen und Eigenbewegungen der Anhaltsterne $\pm 0,12$ (für 1971) abgezogen, entsprechend HECKMANN et al. (1957) [7], aus deren Katalog die Örter stammten. Nach einer brieflichen Mitteilung von Herrn DIECKVOSS sollte dieser Wert jedoch zu $\pm 0,18$ zu veranschlagen sein (für 1970), so daß sich als äußerer m.F. $\pm 0,17$ ergäbe. ANDERSEN (1971) [1] erhält als äußeren m.F. (für 1,5 m Brennweite!) $\pm 0,20$, wenn er den Fehler in den Örtern und EB mit $0,12$ berücksichtigt. Bei Abzug von $0,18$ erhielt er $\pm 0,15$, was praktisch gleich dem inneren m.F. ist, für den ANDERSEN $\pm 0,14$ erhält. Daraus kann wohl geschlossen werden, daß die von ANDERSEN benutzte Kassette in einem Feld von 5° Durchmesser eine praktisch fehlerfreie Abbildung liefert. Die Ergebnisse, die aus der Ausmessung der Tautenburger Aufnahmen erzielt wurden, sind zwar besser als die des Hamburgerer SCHMIDT-Spiegels 80/120/240, erreichen jedoch nicht die des Brorfelder Instrumentes. Die Dresdner Untersuchungen werden noch mit überlappenden Platten fortgesetzt. Eine vorläufige Mitteilung über die bisherigen Untersuchungen ist im Druck (SANDIG (1973) [12]).

Zur systematischen Verbesserung des fundamentalen Koordinatensystems haben EBNER (1969) [4] sowie unabhängig davon VAN HERK (1972) [8] vorgeschlagen, den Himmel völlig und überlappend mit photographischen Himmelsaufnahmen zu überdecken. EBNER schlägt weiterhin vor, alle Aufnahmen in einem Guß nach Art der in der Photogrammetrie üblichen "Blockausgleichung" auszugleichen. Die Zahl der den ganzen Himmel überdeckenden und einander zu 20 % überlappenden Aufnahmen hängt von der Brennweite und dem Bildwinkel des verwendeten Astrographen ab. Bei der zu fordernden Genauigkeit von $\pm 0,1$ für eine ausgemessene Exposition ist eine Brennweite von etwa 4 m erforderlich. Bei einem Bildfeld von $3,1 \times 3,1$ des Tautenburger Instrumentes sind bei 20 % Überlappung (20 %

in beiden Koordinatenrichtungen) etwa 6300 Platten für den ganzen Himmel zu belichten. Eine Aufteilung in eine Nord- und eine Südhalbkugel für je ein entsprechend aufgestelltes Instrument ist unumgänglich notwendig. Weitere Aufteilungen in Zonen sind nicht zweckmäßig. Die Äquatorteilung hat den Vorteil, daß die Lage des Erdäquators durch gleichzeitige unabhängige Beobachtungen am Erdäquator sehr genau festgelegt werden kann (VAN HERK und HINS (1938) [9], KREININ und MURRY (1972) [10] und MICHALLOV (1973) [11]). Wenn - nach der von EBNER (1969) [4] vorgeschlagenen Methode - jede folgende Platte mit der vorangehenden durch mindestens zwei (Verknüpfungs-)Sterne verknüpft ist, so wären mindestens 12 500 Verknüpfungssterne auszuwählen, deren Koordinaten bei der Blockausgleichung durch die Kugelschlußbedingungen Verbesserungen erhalten würden.

Die Durchführung derartig umfangreicher Ausgleichungsaufgaben ist nur an den größten und schnellsten Automaten möglich. Sie erfordert nicht zu unterschätzende Programmierarbeiten und Rechenkosten. Für die DDR liegen sowohl die Durchführung der Aufnahmen als auch die Ausmessung und die Blockausgleichung außerhalb der derzeitigen Möglichkeiten, wobei auch das Beobachtungswetter eine nicht unwesentliche Rolle spielt. Die Aufnahmen für die Blockausgleichung für die Halbkugel sollten wegen der Eigenbewegungen in einer Epochendifferenz von weniger als 5 Jahren aufgenommen werden, was in Tautenburg selbst bei Ausnutzung aller klaren mondfreien Nächte nicht möglich wäre.

Die genannten Schwierigkeiten würden umgangen, wenn zunächst nur geschlossene Deklinationskreise mit 20 % Überdeckung in α aufgenommen würden, deren Kreisschlußbedingung bei der Ausgleichung nach der Kettenmethode hoffen läßt, systematische Fehler $\Delta\alpha$ in den Positionen aufzudecken. Für solche Deklinationskreise liegen bereits Versuche von YASUDA (1964) [15] vor, aus Aufnahmen mit Zenitteleskopen den Fundamentalkatalog zu verbessern. Die Aufgabe einer Katalogverbesserung liegt bei dem vorgeschlagenen SCHMIDT-Programm günstiger, da die Messungen nicht wie beim PZT auf das Zenit bezogen werden und somit die Koordinaten des instantanen Pols nicht eingehen. Nach FRICKE (1972) [6] sind die systematischen Fehler des FK4 in α etwa doppelt so groß wie in δ , sowohl in den Positionen als auch in den Eigenbewegungen.

Bei einer Überdeckung von 20 % wären mit dem Tautenburger Gerät rund 140 Platten $24 \times 24 \text{ cm}^2$ für einen Großkreis aufzunehmen. Als Verknüpfungssterne (mindestens 2 pro Überlappungszone) wären schwache FK4-Sterne (7^m) oder, falls keine geeigneten Objekte in diesem Katalog vorhanden sind, AGK3R-Sterne auszuwählen ($8^m - 10^m$), um den Anschluß an den Nullpunkt der Rektaszensionen und an das System des FK4 zu erhalten, das geprüft werden soll. Zur Bestimmung absoluter Eigenbewegungen müßten pro Platte etwa 25 kompakte Galaxien und quasistellare Objekte selektiert werden. Um später die Verbindung zu einem aus VLBI-Beobachtungen zu erstellenden Fundamentalsystem zu ermöglichen, sollten auf jeder Platte einige extragalaktische Objekte dabei sein, die eine kräftige radiofrequente Strahlung emittieren. Weiterhin wären auf jeder Platte etwa 100 Sterne (je etwa zu einem Drittel AGK-Sterne ($9^m - 12^m$) und sehr schwache anonyme ($17^m - 19^m$) sowie intermediäre, ebenfalls anonyme Sterne ($12^m - 16^m$)) auszuwählen, pro Platte insgesamt im Durchschnitt 150 Objekte.

Die Unterdrückung der Helligkeitsgleichung bei der Einmessung so stark unterschiedlich heller Objekte würde in ähnlicher Weise geschehen, wie dies VASILEVSKIS et al.

(1971) [13] durchgeführt haben. Die Platten erhalten zwei Expositionen nebeneinander mit stark unterschiedlichen Belichtungszeiten und die primären Bilder passend abgeschwächte sekundäre Begleiter. Die Abschwächung soll jedoch nicht durch ein Beugungsgitter, sondern durch ein schwach brechendes (achromatisches) Prisma kleiner Oberfläche erzeugt werden, das vor der Korrekptionsplatte an passender Stelle befestigt wird. Die ersten Probeaufnahmen mit einem solchen Prisma wurden bereits erhalten und lassen bei Betrachtung im Meßmikroskop keinen Unterschied im Aussehen zwischen schwachen primären und abgelenkten sekundären Bildern hellerer Sterne erkennen, was für die mit einem Gitter abgelenkten sekundären Bilder ja nicht zutrifft. Der Größenunterschied zwischen primärem und sekundärem Bild beträgt $3,9^m$. Die Konstanz der Winkelablenkung in Abhängigkeit von Helligkeit und Sternfarbe bedarf noch experimenteller Bestätigung.

Mit der angedeuteten Methode könnten die Sterne des AGK2/3 ($9^m - 12^m$) über die intermediären Sterne ($12^m - 16^m$) an die extragalaktischen Objekte ($17^m - 20^m$) in folgender Weise angeschlossen werden:

- $20^m - 15^m$: 20 Min. Belichtung, direktes Bild;
- $16^m - 11^m$: 20 Min. Belichtung, prismatisch abgelenktes Bild;
- $16^m - 11^m$: 15 Sek. Belichtung, direktes Bild;
- $12^m - 7^m$: 15 Sek. Belichtung, prismatisch abgelenktes Bild;
- alle Aufnahmen im V-Bereich auf Kodak 103A mit GG11.

Diese Zahlen bedürfen noch der Bestätigung durch Versuchsaufnahmen. Das Aufnahmeprogramm (Felderplan) müßte einen Abstand von $2,5^\circ$ für die Deklinationskreise aufweisen, damit auch in dieser Richtung eine Überdeckung von 20 % erreicht wird. Für die Halbkugel wären dann ebenfalls die oben errechneten 3150 Platten zu exponieren, nur mit dem Unterschied, daß nicht das ganze Programm in wenigen Jahren, sondern nur jeder einzelne Kreis binnen Jahresfrist aufzunehmen wäre. Dabei liefert jeder Kreis für sich schon wertvolle Informationen durch die geschlossene Kettenausgleichung der Verknüpfungssterne sowie durch die Ableitung absoluter Eigenbewegungen für alle Felder, auf denen kompakte extragalaktische Objekte selektiert werden können (außerhalb der "zone of avoidance").

Das vollständige Aufnahmeprogramm würde 25 Jahre beanspruchen, wenn die Tautenburger SCHMIDT-Kamera zur Hälfte noch für andere Aufgaben zur Verfügung stehen soll. Dieser Abschätzung liegt eine Zahl von zwei Platten pro Stunde und von 200 ausmeßbaren Platten pro Jahr zuzüglich 50 % Wiederholungsaufnahmen (wegen schlechten Seeings und anderer Ursachen) zugrunde. Nach Ablauf dieser Zeit könnte, in der gleichen Reihenfolge, mit den Wiederholungsaufnahmen begonnen werden. Das ganze Programm würde also 50 Jahre in Anspruch nehmen. Es wäre denkbar, daß dann - nach Vorliegen der absoluten Eigenbewegungen auch für die Verknüpfungssterne - eine Reduktion letzterer auf eine Epoche durchgeführt und eine Blockausgleichung der Halbkugel versucht wird. Dabei müßte das bis zu diesem Zeitpunkt sicherlich bestehende VLBI-Netz eine wesentliche Rolle spielen. Die Halbkugel-Schlußbedingung könnte - wie oben angegeben - nach der Methode von VAN HERK und HINS (1938) [9], KREININ und MURRY (1972) [10] und MICHAILOV (1973) [11] gegeben werden.

Zur Untersuchung der Bewegungsverhältnisse im gesamten Sternsystem wäre eine Erweiterung durch etwa gleichartige Aufnahmen dringend erforderlich, die die Südhalbkugel

in ähnlicher Weise überdecken.

Die Ausmessung der Platten sollte nur in einer Plattenlage, jedoch mit Reversionsprisma am "Ascorecord 3 DP" durchgeführt werden. Für die Orientierungs- und Verknüpfungssterne wäre die Notwendigkeit der Ausmessung in zwei Plattenlagen zu prüfen. Es wird abgeschätzt, daß die Ausmessung einer Platte bis zu zwei Arbeitstagen dauern kann. Für die Auswahl der Meßobjekte, insbesondere für die Selektierung der extragalaktischen Objekte, sind ebenfalls maximal zwei Tage anzusetzen. Die Zeiten gelten jeweils für einen Mann. Mit zwei Mann könnten also pro Woche zwei Platten selektiert und gemessen werden. Um mit den Aufnahmen Schritt zu halten, müßten pro Woche vier Platten gemessen werden. Diese Zahlen bedürfen ebenfalls der Bestätigung durch die Praxis.

Bevor die Entscheidung über die Durchführung eines solchen großen Programms möglich ist, müssen erst die Erfahrungen abgewartet werden, die bei der Durchführung eines Pilotprogramms gewonnen werden können. Dies betrifft sowohl die Bestätigung der geschätzten Arbeitsaufwendungen als auch die Erprobung verschiedener Methoden bei der Gewinnung der Aufnahmen und bei der Reduktion sowie einen Einblick in die erreichbaren Genauigkeiten. Für ein Pilotprogramm wird die Aufnahme des Deklinationskreises $\delta = +52,5^\circ$ mit der bisherigen Kassette und einer Überlappung von 20 % vorgeschlagen. Die Auswertung dieser Aufnahmen ist von unmittelbarem Nutzen für das Potsdamer PZT und liefert zugleich zuverlässigere Grundlagen für alle genannten Abschätzungen. Es wäre zweckmäßig, wenn dieser Deklinationskreis $+52,5^\circ$ (etwa 85 Platten) schon 1974 aufgenommen wird, um bald zu einer Entscheidung zu kommen. Während dieses Pilotprogramms bzw. mit diesem Programm sollten zugleich eine ganze Reihe von Fragen sekundärer Natur geklärt werden (Einbeziehung weiterer Verknüpfungs- und Orientierungssterne, Wahl der Konstanten für die Ausgleichung - z.B. Maßstabsfaktoren -, die Wahl der Emulsionen und Filter, des Schichtträgers, der Plattenentwicklung und anderes). Hierbei sind die in Bergedorf, dem Lick-Observatorium und vor allem die in Brorfelde gemachten Erfahrungen auszuwerten. Die Frage der Anfertigung einer Kassette mit kreisförmiger Andruckmaske, mit der in Brorfelde sehr gute Erfahrungen gemacht wurden, sollte sofort auf ihre Realisierungsmöglichkeit geprüft und diese gegebenenfalls bei Zeiss in Auftrag gegeben werden.

Es sei nochmals darauf hingewiesen, daß das vorgeschlagene Programm der Deklinationskreisaufnahmen durch seine Anlage eine optimale Anpassung an die verfügbare Instrumenten- und Arbeitskapazität gestattet, da jeder geschlossene Deklinationskreis für sich allein Verbesserungen $\Delta\alpha$ liefern sollte und (bei Wiederholung der Aufnahmen nach 20 - 25 Jahren) auch absolute μ_α und μ_δ . Sollte sich eine Beschränkung auf einige Deklinationskreise erforderlich machen, so würden sich die Zenitkreise der PZTs anbieten: neben $52,5^\circ$ (Potsdam) noch 25° (Richmond), 35° (Tokio), 40° (Mizusawa, Internationaler Parallel), 45° (Ottawa), $47,5^\circ$ (Neuchatel) und 55° (Hamburg). Hierzu wären insgesamt etwa 700 Platten erforderlich. Es wäre denkbar, daß die PZT-Stationen wirksame Hilfe bei der Auswertung leisten. Die Zone von 25° bis 55° , die alle PZT-Sterne enthält, würde bei vollständiger Aufnahme aller Kreise etwa 1250 Platten erfordern. Es sei noch vermerkt, daß für die Kassette mit kreisförmiger Andruckmaske mit einem Durchmesser von 250 mm (Plattenformat $30 \times 30 \text{ cm}^2$) bei ebenfalls $2,5^\circ$ Abstand der Deklinationskreise und bei Schnitt der vier benachbarten Gesichtsfeldkreise in einem Punkt (ungünstigster Fall der gegenseitigen Überdeckung) sich die gleiche Anzahl von 140 Platten für den Großkreis ergibt wie für die quadratische Kassette $24 \times 24 \text{ cm}^2$.

In der Praxis wird man etwa 5 % mehr Platten exponieren.

Zum Schluß seien noch weitere Programmvarianten für den Fall angegeben, daß sich die Durchführung der Überdeckung der Halbkugel als unmöglich erweisen sollte:

1. Aufnahme der Selected areas, die 100 bis 120 Platten erfordern würde. Sie liefern jedoch nur absolute Eigenbewegungen (bei passender Wiederholung der Aufnahmen), und diese würden ihre volle Aussage erst dann erhalten, wenn auch für die südliche Hemisphäre etwa gleichartige Aufnahmen vorlägen. Über systematische Fehler des Koordinatensystems, also zur Frage des Inertialsystems, kann mit diesem Programm nichts ausgesagt werden.
2. Eine Kombination von ausgewählten Deklinations- und ausgewählten Stundenkreisen (z.B. $\delta = 0^\circ, 17^\circ, 34^\circ, 51^\circ, 70^\circ$; $\alpha = 0/12^h, 2/14^h, \dots, 10/22^h$). Hierfür wären insgesamt etwa 900 Platten erforderlich. Sie würden aus einer Ketten-Netz-Ausgleichung für die Knotenplatten der Kreise systematische Fehler sowohl in α als auch in δ liefern können, für alle anderen Felder gäben sie jedoch nur entweder $\Delta\alpha$ oder $\Delta\delta$. Bei Wiederholung könnten unter den mehrfach genannten Bedingungen absolute Eigenbewegungen gewonnen werden.
3. Aufnahmen der 140 ausgewählten Felder des Pulkowoer Plans (s. Protokoll der Besprechungen in Pulkowo am 16.3.1973 mit Dr. STEINERT). Die Aufnahme dieser Felder sollte in jedem Programm zusätzlich vorgesehen werden, bei einer vollständigen Überdeckung ist sie ohnehin darin enthalten. Das Hauptobservatorium Pulkowo wird höchstwahrscheinlich die Auswertung dieser Platten der 140 Felder übernehmen.

Literatur:

- [1] ANDERSEN, J. Astron. and Astrophys. 13 (1971), S. 40
- [2] DEUTSCH, A.N. Utilisation des objets extra-galactiques pour l'établissement d'un système absolu des mouvements propres des étoiles.
Trans. IAU 8 (1954), S. 789
- [3] DIECKVOSS, W. Conference on the role of Schmidt-Telescope in Astronomy (1972)
- [4] EBNER, H. Genauigkeitsuntersuchung zur photogrammetrischen Sternkoordinatenbestimmung durch Blockausgleichung.
Dt.geodät. Komm., R. C, München (1969) 141
- [5] FATČICHIN, N.V. Rezul'taty opredelenija absoljutnych sobstvennych dviženij zvezd otnositel'no galaktik.
Trudy 18. astrometr. Konf. SSSR, Leningrad 1972, S. 53-60
- [6] FRICKE, W. Fundamental systems of positions and proper motions.
Mitt. astron. Recheninst., Ser. A (1972) 62

- [7] HECKMANN, O.;
DIECKVOSS, W.; KOX, H. Eigenbewegungen in der Umgebung von α Persei.
Astron. Nachr., Berlin 283 (1957), S. 109-117
- [8] HERK, G. VAN Conference on the role of Schmidt-Telescope in
Astronomy (1972)
- [9] HERK, G. VAN ;
HINS, C.H. A catalogue of fundamental declinations derived
from azimuth observations at a station on the
Earth's equator.
Ann. Sterrewacht, Leiden 18 (1938), S. 5
- [10] KREININ, H.;
MURRY, S. Absolute determinations of equatorial star declina-
tions by micrometric measurements.
Trudy 18. astronom. Konf. SSSR, Leningrad 1972,
S. 133-142
- [11] MICHAÏLOV, A.A. Astron. Ž. (1973) (im Druck)
- [12] SANDIG, H.U. Jenaer Rdsch. (1973) (im Druck)
- [13] VASILEVSKIS, S.; et al. Catalogue of proper motions of 8790 stars with
reference to galaxies.
Publ. Lick Obs. 22 (1971) 2
- [14] WRIGHT, W.H. On a proposal to use the extragalactic nebulae in
measuring the proper motions of stars, and in
evaluating the precessional constant.
Proc. amer. philos. Soc. 94 (1950), S. 1-12
- [15] YASUDA, H. A method for determining the systematic corrections
to a fundamental catalogue by use of the differential
meridian observations of planets.
Publ. astron. Soc. Japan 16 (1964), S. 45

[Faint, illegible text, likely bleed-through from the reverse side of the page]

[Faint, illegible text, likely bleed-through from the reverse side of the page]

Präzession, Weltzeit, Ephemeridenzeit und Rotation der Erde

von

WLADIMIR K. HRISTOV ¹⁾Summary

First of all the different precessional values as given by NEWCOMB—ANDOYER and NEWCOMB—HRISTOV are deduced. For ANDOYER little inaccuracies are indicated. As to the mean elements of the virtual solar orbit (Earth's orbit), the mean tropical length of the Sun is given and the older value of the precession is noted. The connection between sidereal time and mean time is demonstrated. The ephemerid time and in addition to that the fluctuation by $j = 0, 1, 2$ are deduced. A direct movement of the line of apsides of the Moon should yet be added. Regarding the rotation of the Earth as an absolute rigid body the author indicates the error in the Explanatory Supplement to the Ephemeris. Finally, the correct mode of deducing the velocity of rotation of the Earth in the system Earth—Moon is given.

1. Präzession

Wir beschäftigen uns zunächst mit dem für unser Thema wichtigen Begriff der **P r ä z e s s i o n**. Es sei eine Anzahl von sogenannten Fundamentalsternen gegeben mit ausgeglichenen Rektaszensionen (bis auf eine additive Konstante - die Korrektur des Äquinoktiums). Im Laufe des Jahres ist die Sonne samt geeigneten Sternen mit dem Meridiankreis beobachtet worden, und man hat die beobachteten Deklinationen und **Rektaszensionen** der Sonne erhalten. Die aufgestellten Beobachtungsgleichungen enthalten zwei Unbekannte: die Korrektur der Schiefe der Ekliptik und die des Äquinoktiums mit jeweils einem Koeffizienten, der den Sinus bzw. den Cosinus der Rektaszension der Sonne enthält. Es ist klar, daß die Beobachtungen um die Solstitien bzw. Äquinoktien wesentliche Beiträge zur Bestimmung der Schiefe der Ekliptik bzw. der Korrektur des Äquinoktiums liefern werden. Die Fundamentalsterne geben die Möglichkeit, durch die sogenannten Zonenbeobachtungen mit Meridiankreisen - Beobachtungen von Streifen zwischen zwei Parallelkreisen - Sternkataloge aufzustellen.

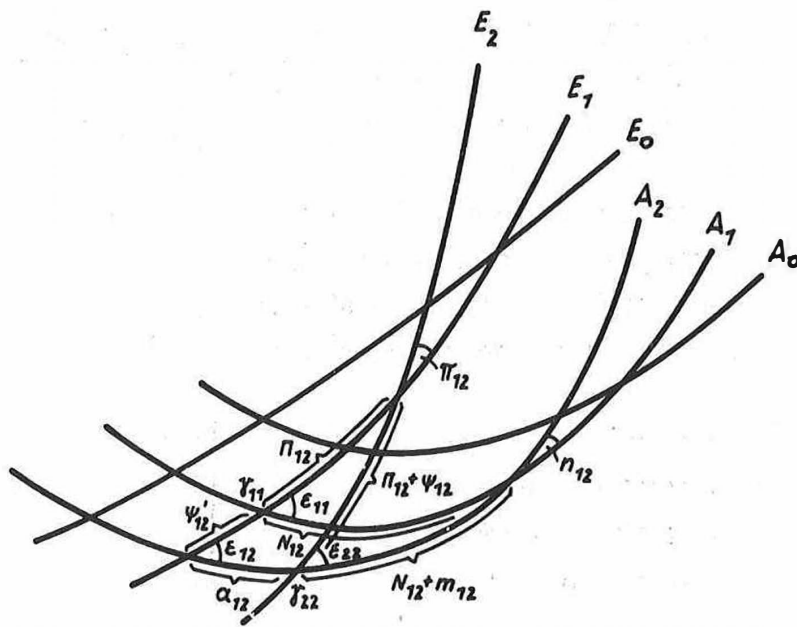
¹⁾ Zentrallaboratorium Höhere Geodäsie der Bulgarischen Akad. d. Wissenschaften, Sofia

Es seien zwei Sternkataloge für zwei zeitlich weit auseinander liegende Epochen gegeben. Die Koordinaten ein und desselben Sterns werden sich voneinander infolge der P r ä z e s s i o n und der E i g e n b e w e g u n g e n unterscheiden; letztere bestehen aus verschiedenen Komponenten: der Pekuliarbewegung, der parallaktischen Bewegung und der von der Drehung der Galaxis herrührenden Komponente. Nur durch eine plausible Bearbeitung können die Korrekturen der Präzessionsgrößen abgeleitet werden. Gewöhnlich werden in die Beobachtungsgleichungen neben den verschiedenen Unbekannten auch eine Korrektur für die Lunisolar-Präzession und eine weitere, unbestimmte Korrektur für die planetarische Präzession in Rektaszension eingeführt. Was diese rätselhafte Korrektur darstellt, ist bisher nicht eindeutig geklärt worden. Die Frage der Präzession ist vom Beobachtungsstandpunkt aus nicht nur ungelöst, sondern auch ziemlich unklar infolge der empirischen Korrektur, deren theoretische Herkunft nicht eindeutig bestimmt werden konnte. Man kann annehmen, daß Klarheit bezüglich der Präzession erreicht wird, wenn sie durch Beobachtungen von außergalaktischen Objekten abgeleitet wird, wobei die mit den Eigenbewegungen verbundenen unangenehmen Erscheinungen entfallen.

Zur Präzession kommt noch eine kleine relativistische Korrektur hinzu. Es ist interessant, daß sogar dort, wo wir Übereinstimmung zwischen den verschiedenen Präzessionsgrößen haben könnten, dies nicht exakt erreicht worden ist.

Seit der Conférence Internationale des Etoiles Fondamentales in Paris (1896) werden allgemein verwendet: die Präzession nach S. NEWCOMB, die Nutation nach S. NEWCOMB mit der Nutationskonstanten $9''21$, die Aberrationskonstante $20''47$ und die Sonnenparallaxe $8''80$. Für die Präzession gibt H. ANDOYER im Bulletin Astronomique 18 (1911), S. 67-76 in seinem Artikel "Les formules de la précession d'après S. NEWCOMB" alle Präzessionsgrößen für die Fundamentelepoche 1850,0 und das tropische Jahrtausend als Einheit an.

Der Verfasser ist von den gleichen Ausgangsdaten für die Lage einer beliebigen Ekliptik und eines beliebigen Äquators bezüglich der Fundamentelekliptik 1850,0 ausgegangen, wobei er mit drei Dezimalstellen mehr als ANDOYER gerechnet hat. Das Ergebnis ist das folgende (erste Reihe NEWCOMB—ANDOYER und zweite Reihe NEWCOMB—HRISTOV):



$$(1) \quad 0 \rightarrow 1,850, \quad 1 \rightarrow 1,850 + t, \quad 2 \rightarrow 1,850 + t + \theta.$$

$$(2) \quad \begin{cases} \text{A. } \pi_{12} = (\underline{173^{\circ}29'40''} + 32863'' t + 56'' t^2) - \\ \text{H. } \pi_{12} = (\underline{173^{\circ}29'40''00000} + 32863''30222 t + 57''45272 t^2 + 6''23445 t^3) - \\ \text{A.} & - (\underline{8691''} + 55'' t) \theta + \\ \text{H.} & - (\underline{8691''00000} + 53''68301 t - 9''21163 t^2) \theta + \\ \text{A.} & + (\underline{3''}) \theta^2 \\ \text{H.} & + (\underline{3''00000} + 3''07811 t) \theta^2 \end{cases}$$

$$(3) \quad \begin{cases} \text{A. } \pi_{12} = (\underline{471''41} - 6''80 t + 0''57 t^2) \theta - \\ \text{H. } \pi_{12} = (\underline{471''41000} - 6''80000 t + 0''56846 t^2) \theta - \\ \text{A.} & - (\underline{3''40} - 0''57 t) \theta^2 + \underline{0''05} \theta^3 \\ \text{H.} & - (\underline{3''40000} - 0''56846 t) \theta^2 + \underline{0''05000} \theta^3 \end{cases}$$

$$(4) \quad \begin{cases} \text{A. } \psi'_{12} = (\underline{50368''38} + 49''30 t - 0''04 t^2) \theta - \\ \text{H. } \psi'_{12} = (\underline{50368''38000} + 49''29958 t - 0''02860 t^2) \theta - \\ \text{A.} & - (\underline{107''13} + 1''48 t) \theta^2 - \underline{1''53} \theta^3 \\ \text{H.} & - (\underline{107''13000} + 1''47035 t) \theta^2 - \underline{1''53000} \theta^3 \end{cases}$$

$$(5) \begin{cases} \text{A. } \epsilon_{12} = (23^{\circ}27'31''68 - 468,37 t - 0,88 t^2 + 1,83 t^3) + \\ \text{H. } \epsilon_{12} = (23^{\circ}27'31''68000 - 468,37453 t - 0,87673 t^2 + 1,82928 t^3) + \\ \text{A. } + (6,52 - 9,20 t) \theta^2 - 7,73 \theta^3 \\ \text{H. } + (6,52123 - 9,19902 t) \theta^2 - 7,73046 \theta^3 - [0,01579 \theta^4] \end{cases}$$

$$(6) \begin{cases} \text{A. } \psi_{12} = (50245,30 + 222,27 t + 0,26 t^2) \theta + \\ \text{H. } \psi_{12} = (50245,30222 + 222,27147 t + 0,28011 t^2) \theta + \\ \text{A. } + (111,13 + 0,26 t) \theta^2 + 0,10 \theta^3 \\ \text{H. } + (111,13573 + 0,28011 t) \theta^2 + 0,10094 \theta^3 \end{cases}$$

$$(7) \begin{cases} \text{A. } a_{12} = (134,17 - 188,69 t - 0,14 t^2) \theta - \\ \text{H. } a_{12} = (134,16716 - 188,68896 t - 0,15049 t^2) \theta - \\ \text{A. } - (237,99 + 1,57 t) \theta^2 - 1,66 \theta^3 \\ \text{H. } - (237,99770 + 1,58058 t) \theta^2 - 1,65983 \theta^3 \end{cases}$$

$$(8a) \begin{cases} \text{A. } \epsilon_{11} = 23^{\circ}27'31''68 - 468,37 t - 0,88 t^2 + 1,83 t^3 \\ \text{H. } \epsilon_{11} = 23^{\circ}27'31''68000 - 468,37453 t - 0,87673 t^2 + 1,82928 t^3 \end{cases}$$

$$(8b) \begin{cases} \text{A. } \epsilon_{22} = (23^{\circ}27'31''68 - 468,37 t - 0,88 t^2 + 1,83 t^3) - \\ \text{H. } \epsilon_{22} = (23^{\circ}27'31''68000 - 468,37453 t - 0,87673 t^2 + 1,82928 t^3) - \\ \text{A. } - (468,37 + 1,75 t - 5,49 t^2) \theta - \\ \text{H. } - (468,37453 + 1,75346 t - 5,48784 t^2) \theta - \\ \text{A. } - (0,88 - 5,49 t) \theta^2 + 1,83 \theta^3 \\ \text{H. } - (0,87673 - 5,48784 t) \theta^2 + 1,82928 \theta^3 \end{cases}$$

$$(9) \begin{cases} \text{A. } N_{12} = 90^{\circ} - (23035,54 + 139,72 t + 0,06 t^2) \theta - \\ \text{H. } N_{12} = 90^{\circ} - (23035,54688 + 139,72236 t + 0,06746 t^2) \theta - \\ \text{A. } - (30,24 - 0,27 t) \theta^2 - 18,00 \theta^3 \\ \text{H. } - (30,24246 - 0,26225 t) \theta^2 - 17,99793 \theta^3 \end{cases}$$

$$(10) \begin{cases} \text{A. } m_{12} = (46071,09 + 279,44 t + 0,12 t^2) \theta + \\ \text{H. } m_{12} = (46071,09337 + 279,44472 t + 0,13492 t^2) \theta + \\ \text{A. } + (139,72 + 0,12 t) \theta^2 + 36,32 \theta^3 \\ \text{H. } + (139,72236 + 0,13492 t) \theta^2 + 36,32558 \theta^3 \end{cases}$$

$$(11) \begin{cases} \text{A. } n_{12} = (20051,12 - 85,29 t - 0,37 t^2) \theta - \\ \text{H. } n_{12} = (20051,12474 - 85,29466 t - 0,36217 t^2) \theta - \\ \text{A.} \quad \quad - (42,65 + 0,37 t) \theta^2 - 41,80 \theta^3 \\ \text{H.} \quad \quad - (42,64733 + 0,36217 t) \theta^2 - 41,80135 \theta^3 \end{cases}$$

Erläuterungen: Wir stellen uns die erste Ekliptik mit der Fundamentalekliptik und die zweite mit der ersten zusammenfallend vor; entsprechend wird mit den Äquatoren verfahren, d.h., wir haben $t = 0$, $\theta = t$ gesetzt. Die Bewegung ist, wie man sieht, mit den unterstrichenen Größen, den Ausgangsgrößen, gegeben; alle anderen können auf rein geometrischem Wege abgeleitet werden. Es stellt sich heraus, daß bei ANDOYER die letzte Ziffer, d.h. die Hundertstel, nicht überall richtig ist.

Und noch etwas kommt hinzu. Es besteht eine dynamische Abhängigkeit zwischen der Präzession des Äquators und der Säkularstörung der Ekliptik, die von NEWCOMB nicht genügend hervorgehoben worden ist. Wenn wir die Säkularstörung der Ekliptik und die Lunisolarpräzession beibehalten, so sind infolge dieser Abhängigkeit die Geschwindigkeiten der lunisolaren Schiefe bestimmt. Der Verfasser hat sie abgeleitet und in (5) die Werte mit Wellenlinien gekennzeichnet. Beispielsweise ist es in ϵ_{12} bei der erhöhten Genauigkeit nicht zulässig, mit $6,52000_0$ zu arbeiten, sondern es muß $6,52125_5$ eingesetzt werden.

Wir gehen zur Fundamentelepoche 1900,0 und zur Einheit tropisches Jahrhundert über, indem wir die Genauigkeit durch Ab r u n d u n g reduzieren:

$$(12) \quad 0 \rightarrow 19,00, \quad 1 \rightarrow 19,00 + T, \quad 2 \rightarrow 19,00 + T + \tau$$

$$(13) \quad \Pi_{12} = (173^{\circ}57'03,31 + 3286,909 T + 0,5839 T^2 + 0,00623 T^3) - \\ - (869,336 + 0,5276 T + 0,00921 T^2) \tau + (0,0315 + 0,00308 T) \tau^2$$

$$(14) \quad \pi_{12} = (47,107 - 0,0674 T + 0,00057 T^2) \tau - (0,0337 - 0,00057 T) \tau^2 + \\ + 0,00005 \tau^3$$

$$(15) \quad \psi'_{12} = (5037,084 + 0,4930 T - 0,00003 T^2) \tau - \\ - (1,0720 + 0,00147 T) \tau^2 - 0,00153 \tau^3$$

$$(16) \quad \epsilon_{12} = (23^{\circ}27'08,26 - 46,845 T - 0,0060 T^2 + 0,00183 T^3) + \\ + (0,0606 - 0,00920 T) \tau^2 - 0,00773 \tau^3$$

$$(17) \quad \Psi_{12} = (5025,642 + 2,2230 T + 0,00028 T^2) \tau + (1,1115 + 0,00028 T) \tau^2 + \\ + 0,00010 \tau^3$$

$$(18) \quad a_{12} = (12,473 - 1,8870 T - 0,00015 T^2) \tau - (2,3808 + 0,00158 T) \tau^2 - 0,00166 \tau^3$$

$$(19a) \quad \epsilon_{11} = 23^{\circ}27'08,26 - 46,845 T - 0,0060 T^2 + 0,00183 T^3$$

$$(19b) \quad \epsilon_{22} = (23^{\circ}27'08,26 - 46,845 T - 0,0060 T^2 + 0,00183 T^3) - (46,845 + 0,0120 T - 0,00549 T^2) \tau - (0,0060 - 0,00549 T) \tau^2 + 0,00183 \tau^3$$

$$(20) \quad N_{12} = 90^{\circ} - (2304,253 + 1,3973 T + 0,00007 T^2) \tau - (0,3023 - 0,0026 T) \tau^2 - 0,0180 \tau^3$$

$$(21) \quad m_{12} = (4608,507 + 2,7946 T + 0,00013 T^2) \tau + (1,3973 + 0,00013 T) \tau^2 + 0,03633 \tau^3$$

$$(22) \quad n_{12} = (2004,686 - 0,8533 T - 0,00036 T^2) \tau - (0,4267 + 0,00036 T) \tau^2 - 0,04180 \tau^3$$

Diese Werte sind mit geringen Abweichungen auch in den "Grundlagen der Sphärischen Astronomie" von A. KOPFF und F. GONDOLATSCHE im Astronomisch-Geodätischen Jahrbuch 1951 zu finden.

NEWCOMB hat 1901 folgende Formel für die Schiefe der Ekliptik vorgelegt:

$$(23) \quad \epsilon_{11} = 23^{\circ}27'08,26 - 46,845 T - 0,00059 T^2 + 0,00183 T^3.$$

In den letzten beiden Gliedern gibt es kleine Abweichungen gegenüber (19a); sie sind darauf zurückzuführen, daß ich mit mehr Dezimalstellen gerechnet und dann abgerundet habe.

Die Internationale Astronomische Union hat 1964 in Hamburg die Werte

$$(24) \quad \left\{ \begin{array}{l} \Psi_{12} (1900) = 5025,64, \\ \epsilon_{12} (1900) = 23^{\circ}27'08,26, \\ N (1900) = 9,210, \\ \pi_{\odot} = 8,79405 (8,794), \\ A = 20,4958 (20,496) \end{array} \right.$$

angenommen. Für die Präzession sind dies eigentlich abgerundete Werte von NEWCOMB. Wie kann man daraus alle Präzessionsgrößen mit beliebigen Dezimalstellen erhalten?

2. Mittlere Elemente der scheinbaren Bahn der Sonne (der Erde)

Indem wir von den periodischen Störungen der Erde und von der Mittelpunkts-
gleichung absehen, haben wir nach den Tafeln von NEWCOMB (veröffentlicht in den
Astronomical Papers, Vol. VI, Part I, 1895, Tables of the Motion of the Earth on
its Axis around the Sun) für die mittlere Länge L_{\odot} der Sonne, bezogen auf das
instantane mittlere Äquinoktium, d.h. für die mittlere tropische Länge,

$$(25) L_{\odot} = 279^{\circ}41'48,04 + 129\ 602\ 768,13 T + 1,089 T^2$$

oder

$$(26) L_{\odot} = 279^{\circ}41'48,04 + 3548,330407 d + 1,089 T^2 .$$

Als Fundamentalepoche ist

$$(27) 1900 \text{ Januar } 0,12^h \text{ Greenwich}$$

angenommen, wovon die mittleren Sonnentage d und die julianischen Jahrhunderte T
zu je $36\ 525^d$ gezählt werden, da das julianische Jahr $365,25^d$ beträgt. Ich verweise
unter anderem darauf, daß der mittlere Sonnentag $86\ 400^s$ (mittlere Sekunden) zählt.

Der Koeffizient

$$(28) 129\ 602\ 768,13 = 3548,330\ 4074 \cdot 365,25$$

ist die hundertjährige *t r o p i s c h e* Bewegung, worin demnach die allgemeine
Präzession in Länge eingeschlossen ist. Außerdem enthält dieser Koeffizient die
Säkulärstörung in der mittleren Länge der Epoche.

NEWCOMB gibt auch die tägliche mittlere *s i d e r i s c h e* Bewegung

$$(29) n = 3548,192\ 8323 - 0,000\ 001\ 103 T,$$

die wir durch Multiplikation mit $36\ 525$ in die säkulare mittlere siderische Bewe-
gung umwandeln:

$$(30) n = 129\ 597\ 743,20 - 0,0403 T$$

oder, integriert in bezug auf die Zeit,

$$(31) 129\ 597\ 743,20 T - 0,020 T^2.$$

Das zweite Glied ist hier theoretischer Herkunft. Es ist notwendig, bei Ψ_{12} und m_{12}
vom tropischen zum julianischen Jahrhundert überzugehen, weshalb wir (17) und (21)
mit

$$(32) \frac{365,25}{365,2422} = 1,000\ 0214$$

multiplizieren; wir erhalten

$$(33) \Psi_{12} = 5025,75 \tau_j + 1,111 \tau_j^2,$$

$$(34) m_{12} = 4608,67 \tau_j + 1,397 \tau_j^2.$$

Wir vergleichen (25) mit (31) und bilden die Differenz

$$(35) \begin{array}{r} 129\ 602\ 768,13\ T + 1,089\ T^2 - \\ - 129\ 597\ 743,20\ T - 0,020\ T^2 \\ \hline 5\ 024,93\ \tau_j + 1,109\ \tau_j^2 \end{array}$$

Das ist die alte allgemeine Präzession von NEWCOMB in Länge. Der Vergleich zwischen der alten und der neuen Präzession (33) von NEWCOMB in Länge zeigt:

$$(36) \begin{array}{r} \text{neue Prüz.} \quad 5025,75 \tau_j + 1,111 \tau_j^2 \\ \text{alte Prüz.} \quad \underline{5024,93 \tau_j + 1,109 \tau_j^2} \\ \text{Differenz} \quad + 0,82 \tau_j + 0,002 \tau_j^2 \end{array}$$

Es ist interessant, daß NEWCOMB 1895 "The Elements of the Four Inner Planets and the Fundamental Constants of Astronomy" und 1877 "A New Determination of the Precessional Constant" veröffentlicht hat; also hat er sich in kurzer Zeit verschiedener Werte der Präzessionskonstanten bedient. Meiner Ansicht nach ist das so zu verstehen: Die Sonnenbeobachtungen sind mit der alten Präzession von NEWCOMB auf ein und dasselbe Äquinoktium reduziert. Nach der Integration hat NEWCOMB eine verfälschte siderische Bewegung (29) bzw. (30) erhalten - einschließlich der Säkularstörung in der mittleren Länge der Epoche -; daraufhin kehrte er zur tropischen Bewegung (25) zurück und beseitigte den Fehler der Präzession.

Die scheinbare Ekliptikallänge der Sonne erhält man aus der wahren, indem man die Aberration anbringt:

$$(37) (\lambda' - \lambda) = -20,496 - 0,343 \cos(\lambda_\odot - T_\odot).$$

NEWCOMB benutzt seinen Wert 20,50 in (25) und (26) und schreibt

$$(38) L_\odot = 279^\circ 41' 27,54'' + 129\ 602\ 768,13\ T + 1,089\ T^2$$

bzw.

$$(39) L_\odot = 279^\circ 41' 27,54'' + 3548,330\ 4074\ d + 1,089\ T^2.$$

3. Sternzeit und mittlere Zeit

Die Sternzeit ist der Stundenwinkel des wahren Frühlingspunktes, gerechnet von der oberen Hälfte des Meridians aus. Die mittlere Zeit ist (seit dem 1. Januar 1925) der Stundenwinkel der mittleren Äquatorsonne, gerechnet von der unteren Hälfte des Meridians aus. Die mittlere Greenwich-Zeit heißt Weltzeit.

NEWCOMB geht von der ersten, der mittleren Ekliptikalsonne - (38) bzw. (39) - zur zweiten, der mittleren Äquatorsonne, einer rein fiktiven Sonne, über, indem er das quadratische Glied der Präzession, einschließlich- und zwar unbegründet - der Retardation - $0,020 T^2$, beseitigt und es durch das quadratische Glied der allgemeinen Präzession in der Rektaszension ersetzt:

$$(40) \alpha_m = 279^{\circ}41'27,54 + 129\ 602\ 768,13 T + 1,393 T^2$$

bzw.

$$(41) \alpha_m = 279^{\circ}41'27,54 + 3548,330\ 4074 d + 1,393 T^2 .$$

Es sei darauf hingewiesen, daß im quadratischen Glied eine kleine Diskrepanz auftritt, wie man aus dem Vergleich von (34) mit (40) ersieht. Die Differenz zwischen neuer und alter Präzession beträgt

$$(42) + 1,397 T^2 - 1,393 T^2 = + 0,004 T^2 .$$

Aus (40) und (41) erhalten wir

$$(43) \alpha_m = 18^h38^m45,836 + 8640\ 184,542 T + 0,929 T^2 ,$$

$$(44) \alpha_m = 18^h38^m45,836 + 236,555\ 36049 d + 0,929 T^2 .$$

Die beiden mittleren Sonnen gehen 1900 gleichzeitig durch den Frühlingspunkt und divergieren dann schwach.

Wir leiten nun die Länge des tropischen Jahres ab. Die Änderung der mittleren Länge der Sonne für einen mittleren Tag ist nach (26)

$$(45) dL_{\odot} = 3548,330\ 4074 + 2 \cdot 1,089 \cdot \frac{1}{36525} T = 3548,330\ 4074 + 0,0000\ 5963 T ,$$

woraus für die Länge des tropischen Jahres folgt

$$(46) \frac{360 \cdot 60 \cdot 60}{3548,330\ 4074 + 0,0000\ 5963 T} = 365,242\ 19879 - 0,000\ 00614 T = \\ = 365^d5^h48^m45,9747 - 0,5305 T = 31\ 556\ 925,9747 - 0,5305 T .$$

Daraus erhält man einen mittleren Tag zu

$$(47) \frac{366,24219879}{365,24219879} = 1 + 0,002\ 737\ 9093 = 1 + \mu \text{ Sterntagen}$$

unf. einen Sterntag zu

$$(48) \frac{365,24219879}{366,24219879} = 1 - 0,002\ 730\ 4336 = 1 - \nu \text{ mittleren Tagen.}$$

In den Jahrbüchern ist die Größe S_0 (wahre Sternzeit) um O^h Weltzeit tabuliert worden, nämlich (44) minus 12^h plus der Nutation in AR:

$$(49) S_0 = 6^h 38^m 45^s,836 + 236^s,555\ 36049\ d + 0^s,0929\ T^2 + \text{Nut. in AR,}$$

wo d eine ganze Zahl plus $1/2$ ist.

Nun kann man die aus der Zeitbestimmung abgeleitete Ortssternzeit s in mittlere Ortszeit

$$(50) m = (s - S_0) - \nu (s - S_0) + \nu \lambda$$

umwandeln, wo λ die konventionelle geographische Länge ist, gerechnet von Greenwich, ostwärts positiv. Selbstverständlich kann die Zeitbestimmung auch mit einer Uhr nach mittlerer Zeit erfolgen.

Der Übergang zur Weltzeit TU_2 wird wie folgt durchgeführt:

$$(51) \begin{cases} TU_0 = m - \lambda, \\ TU_1 = TU_0 + \Delta\lambda, \\ TU_2 = TU_1 + \Delta T_S, \end{cases}$$

wo $\Delta\lambda$ den Einfluß der Polschwankung und ΔT_S die Saisonungleichheit in der Rotation der Erde bezeichnen. - Wir verweisen darauf, daß die Weltzeit alle Merkmale - mit Ausnahme der Saisonungleichheit - der nichtgleichmäßigen Drehung der Erde trägt.

4. Ephemeridenzeit

Die Sternzeit und die damit verbundene mittlere Zeit werden von der Rotation der Erde bestimmt. Diese erfolgt aber nicht gleichmäßig; ihre Geschwindigkeit nimmt infolge der Reibung der ozeanischen Flutwellen an den Ufern der Kontinente allmählich ab und weist außerdem infolge Massenverschiebungen im Erdinneren Schwankungen auf. Um Zeit im physikalischen Sinne des Wortes - Inertialzeit - zu erhalten, ist in der Astronomie am 1. Januar 1960 die sogenannte *Ephemeridenzeit* M^* , verbunden mit der bestimmbaren Bewegung der Erde um die Sonne, eingeführt worden. Sie wird definiert als die Zeitskala der Sonnentafeln von NEWCOMB. Für die mittlere tropische Länge der Sonne haben wir nach (25)

$$(52) L_{\odot} = 279^{\circ}41'48,04 + 129\ 602\ 768,135 T + 1,089 T^2.$$

Die Fundamentalepoche ist

$$(53) 1900 \text{ Januar } 0,12^{\text{h}}00^{\text{m}}00,000 \text{ Ephemeridenzeit.}$$

Der Moment (53) erscheint zu Beginn des Jahres 1900, als die geometrische mittlere tropische Länge der Sonne

$$(54) L_{\odot} = 279^{\circ}41'48,04$$

betrug, wobei es sich um die Definition der Fundamentalepoche handelt.

Die Linearglieder

$$(55) 129\ 602\ 768,13 T, 3\ 548,330\ 4074 d$$

führen uns, wie wir in (46) gesehen haben, zum tropischen Jahr 1900 von

$$(56) s = 31\ 556\ 925,9747$$

Ephemeridensekunden; diese Definition der E p h e m e r i d e n s e k u n d e n wurde 1964 in Hamburg angenommen. Daraus ergibt sich der Ephemeridentag zu 86 400 Ephemeridensekunden.

Ein Fehler in (54) verursacht eine Verschiebung des Anfangs der Zeitskala, und ein Fehler in (55) bzw. (56) führt zu einer Änderung der Zeiteinheit. Diese Änderungen beeinflussen nicht den Charakter der Zeitskala als Inertialzeit, sofern sie einmal diese Eigenschaft besessen hat. Ganz anders verhält es sich mit dem quadratischen Glied

$$(57) + 1,089 T^2,$$

das g e n a u abgeleitet werden muß. Jeder Fehler darin verursacht eine Abweichung der Zeitskala von einer Inertialskala. Nicht ohne Grund haben wir die Präzessionsgrößen mit so vielen Details betrachtet.

Die Beobachtungen der Sonne können nicht unmittelbar zur Ableitung der Inertial-Ephemeridenzeit dienen, da die Sonne sich sehr langsam in der Ekliptik bewegt, indem sie nur 1" in rund 24^{h} durchläuft. Um die Ephemeridenzeit als Inertialzeit mit größerer Genauigkeit zu erhalten, müssen wir uns dem Himmelskörper mit der größten täglichen Bewegung, nämlich dem Mond, zuwenden, d.h. dem schon früher angewandten Verfahren, die Greenwich-Zeit auf hoher See durch Beobachtungen des Mondes mit dem Sextanten zwischen hellen Sternen zu bestimmen.

Wir gehen von den Tafeln von BROWN (Tables of the Motion of the Moon, Vol. I-III, 1918) aus, nämlich von der mittleren Länge des Mondes, einschließlich eines Sinus-

gliedes:

$$(58) L_{\alpha} = 270^{\circ}26'11,71 + 481\ 267^{\circ}53'26,06 T + 7,14 T^2 + 0,0068 T^3 + 10,71 (140^{\circ},0 T + 270^{\circ},7).$$

Hier ist das Sinusglied mit einer Periode von 257 Jahren ein rein empirisches Glied; damit hat man eine annähernde Berücksichtigung der Erdschwankungen erreicht.

Die Skala der Inertialzeit der Tafeln von BROWN - mit einer kleinen Bemerkung wegen des Sinusgliedes - stimmt nicht völlig mit derjenigen nach den Tafeln von NEWCOMB überein. Das Säkularglied $+ 7,14 T^2$ enthält die säkulare Akzeleration des Mondes von $+ 6,03 T^2$, die von der säkularen Verringerung der Exzentrizität der Erdbahn herrührt, und das Säkularglied $+ 1,11 T^2$ der allgemeinen Präzession in Länge, jedoch nicht die Gravitationsretardation des Mondes infolge der ozeanischen Flutwellen. Eben infolge dieser Flutwellenreibung verlangsamt sich die Rotation der Erde, und das Moment ihrer Bewegungsgröße nimmt ab. Die Flutwellen werden infolge der Reibung nach vorn (nach Osten) geschoben und teilen dem Mond eine tangentielle östliche Kraftkomponente mit, wodurch das Moment der Bewegungsgröße zunimmt. Es kommt zu einer schwachen Verkleinerung der mittleren siderischen Bewegung, d.h. einer Retardation in der mittleren Länge. Außerdem tritt, wie der Verfasser nachgewiesen hat, eine direkte Bewegung der Apsidenlinie auf, die von anderen Autoren offenbar nicht bemerkt worden ist.

Um die Zeitskala beim Mond auf die bei der Sonne zu reduzieren und außerdem die unbekanntes säkulare Gravitationsretardation des Mondes abzuleiten, ist man auf folgende Weise vorgegangen. Man geht in die beiden Tafeln des Mondes und der Sonne mit der bekannten Weltzeit ein, die eine Zeit mit zunehmender Sekunde plus einer Fluktuation B der Erde ist; damit werden die Positionen des Mondes und der Sonne berechnet und mit den beobachteten Örtern verglichen. DE SITTER und SPENCER JONES haben aus jahrhundertelangen Beobachtungen die folgenden mittleren tropischen Längen des Mondes und der Sonne festgelegt:

$$(59) L_{\alpha} = L_{BR} - 10,71 \sin (140^{\circ},0 T + 240^{\circ},7) + 4,65 + 12,96 T + 5,22 T^2 + B'',$$

$$(60) \begin{cases} L_{\odot} = L_{\odot NEW} + 1,00 + 2,97 T + 1,23 T^2 + 0,0748040 B''; \\ \frac{n_{\odot}}{n_{\alpha}} = 0,074\ 48040, \quad \frac{n_{\alpha}}{n_{\odot}} = 13,3689. \end{cases}$$

Aus (59) gewinnen wir gemäß dem Vorschlag von SPENCER JONES

$$(61) B'' = L_{\alpha Obs} - L_{BR TU} - 10,71 \sin (140^{\circ},0 T + 240^{\circ},7) + 4,65 + 12,96 T + 5,22 T^2.$$

Aus (60) erhält man als Diskrepanz zwischen der Beobachtung (Obs) und den Tafeln von NEWCOMB, in die wir mit der bekannten Weltzeit TU eingegangen sind,

$$(62) \Delta L_{\odot} = L_{\odot Obs} - L_{\odot NEW TU} = + 1,00 + 2,97 T + 1,23 T^2 + 0,0748040 B''.$$

Die Ursache dieses Divergierens liegt darin, daß wir in die Tafeln von NEWCOMB mit dem Argument Weltzeit statt mit der betreffenden Inertialzeit eingegangen sind. Wenn wir berücksichtigen, daß für die Änderung der tropischen Länge der Sonne um $1''$ $24,349480$ notwendig sind, können wir die obige Diskrepanz beseitigen, indem wir die Weltzeit M genau mit

$$(63) \Delta T = 24,349\ 480 \Delta L_{\odot} = + 24,349 + 72,318 T + 29,950 T^2 + 1,82144 B''$$

korrigieren, womit wir die Ephemeridenzeit M^* gewinnen:

$$(64) M^* = M + \Delta T, \quad ET = UT + \Delta T.$$

Aus (59), analog (62), erhalten wir

$$(65) \Delta L_{\kappa} = L_{\kappa \text{ Obs}} - L_{\text{BR TU}} = + 4,65 + 12,96 T + 5,22 T^2 - 10,71 \sin(140^{\circ},0 T + 240^{\circ},7) + B''.$$

Zwecks Eliminierung der Fluktuation B multiplizieren wir (62) mit n_{κ}/n_{\odot} :

$$(66) \frac{n_{\kappa}}{n_{\odot}} \Delta L_{\odot} = \frac{n_{\kappa}}{n_{\odot}} (L_{\odot \text{ Obs}} - L_{\odot \text{ NEW TU}}) = \\ = 13,3689 (+ 1,00 + 2,97 T + 1,23 T^2 + 0,0748040 B'') = \\ = + 13,37 + 39,70 T + 16,44 T^2 + B''.$$

Wir vermerken, daß der Einfluß der ungleichmäßigen Weltzeit auf die Bewegung der Sonne in (66) sich mit der Einwirkung auf die Bewegung des Mondes (65) ausgleicht, da wir in beiden Relationen die Fluktuation B'' haben und infolgedessen die Differenz zwischen (65) und (66) Null sein müßte:

$$(67) (L_{\kappa \text{ Obs}} - L_{\kappa \text{ BR TU}}) - \frac{n_{\kappa}}{n_{\odot}} (L_{\odot \text{ Obs}} - L_{\odot \text{ NEW TU}}) = \\ = - 8,72 - 26,74 T - 11,22 T^2 - 10,71 \sin(140^{\circ},0 T + 240^{\circ},7).$$

Das tritt aber aus folgenden drei Gründen nicht ein: wegen des Vorhandenseins des empirischen Sinusgliedes in den Tafeln von BROWN, des Unterschiedes in den Skalen der Inertialzeit bei der Sonne und beim Mond nach den Tafeln von NEWCOMB und BROWN und wegen der Vernachlässigung des säkularen Gravitationsgliedes - der Retardation in der Bewegung des Mondes.

In (67) ist es ohne Bedeutung, mit welcher Zeit wir in die beiden Tafeln eingegangen sind, da die Effekte sich aufheben müssen. Nehmen wir an, daß wir in die Tafeln mit der Ephemeridenzeit ET eingegangen sind, wodurch die Differenz $L_{\odot \text{ Obs}} - L_{\odot \text{ NEW ET}}$ verschwindet. Folglich bekommen wir aus (67) die Korrektur der Tafeln von BROWN für den Mond zu der Skala der Ephemeridenzeit, indem wir das von den Flutwellen herrührende Gravitationsglied berücksichtigt haben.

$$(68) \quad L_{\text{BR korrr}} = L_{\text{BR ET}} = L_{\text{BR}} - 8;72 - 26;74 T - 11;22 T^2 - \\ - 10;71 \sin (140^{\circ}, 0 T + 240^{\circ}, 7).$$

Wir verbinden (68) mit (58) und erhalten die korrigierte mittlere tropische Länge des Mondes mit dem Argument Ephemeridenzeit

$$(69) \quad L_{\text{ET}} = 270^{\circ}26'2;99 + 481 267^{\circ}52'59;32 T - 4;08 T^2 + 0;0068 T^3.$$

Die Beschleunigung $7;14 T^2$ hat sich in eine Verzögerung von $4;08 T^2$ umgewandelt; folglich verursachen die Flutwellen eine wirkliche, bisher nicht bekannte Gravitationsverzögerung des Mondes von $11;22 T^2$.

Mittels (68) kommen wir zu der sogenannten verbesserten Ephemeride des Mondes (Improved Lunar Ephemeris, ILE), die 1960 - 1971 Verwendung fand. 1966 wurde jedoch ein Fehler im Koeffizienten Nr. 182 der Mondtheorie von BROWN entdeckt. Später wurden die BROWNSchen Sonnenperturbationen von ECKERT neu berechnet. Diese drei verbesserten Ephemeriden des Mondes tragen entsprechend die Nummern $j = 0$, $j = 1$ und $j = 2$. Seit 1972 wird in den Jahrbüchern die Ephemeride des Mondes mit $j = 2$ angegeben.

Nach Meinung des Verfassers sollte auch noch eine Korrektur der direkten Bewegung der Apsidenlinie des Mondes angebracht werden, die von der Gravitationswirkung der Flutwellen herrührt. Trotz der vielen Bemühungen, die Tafeln von BROWN zu verbessern, fand diese Korrektur keine Berücksichtigung, offenbar weil man sie nicht bemerkt hat.

Nach BROWN gilt:

mittlere Länge des Mondes:

$$(70) \quad L_{\text{q}} = 270^{\circ}26'11;71 + 481 267^{\circ}53'26;06 T + 7;14 T^2 + 0;0068 T^3;$$

mittlere Länge des Perigäums:

$$(71) \quad T_{\text{q}} = 334^{\circ}19'46;40 + 4069^{\circ}2'2;52 T - 37;17 T^2 - 0;045 T^3;$$

Nach der Improved Lunar Ephemeris gilt:

mittlere Länge des Mondes:

$$(72) \quad L_{\text{q}} = 270^{\circ}26'2;99 + 481 267^{\circ}52'59;32 T - 4;08 T^2 + 0;0068 T^3;$$

mittlere Länge des Perigäums:

$$(73) \quad T_{\text{q}} = 334^{\circ}19'46;40 + 4069^{\circ}2'2;52 T - 37;17 T^2 - 0;045 T^3.$$

Je nach der Art und Weise, nach der die Fluktuation B abgeleitet wird, nämlich aus welcher Ephemeride des Mondes, bekommen wir verschiedene ΔT und verschiedene Ephemeridenzeiten:

$$(74) \begin{cases} ETO = UT2 + \Delta T_0, & j = 0; \\ ET1 = UT2 + \Delta T_1, & j = 1; \\ ET2 = UT2 + \Delta T_2, & j = 2. \end{cases}$$

Ich habe die Ableitungen ausführlich besprochen, um zu zeigen, daß an vielen Stellen quadratische Glieder auftreten. Ihre Genauigkeit ist von besonderer Bedeutung, da, wie ich schon sagte, jeder Fehler eine scheinbare Akzeleration oder Retardation der Zeit verursacht, die damit aufhört, inertial zu sein. Ferner wollte ich zeigen, von welcher großer Bedeutung die Ephemeride des Mondes bei der Ableitung der Fluktuation ist, die nur aus langen Serien von Mondbeobachtungen genau erhalten werden kann.

In (75) und (76) ist ΔT für den Anfang des Jahrhunderts (ΔT wird in den Jahrbüchern für die Mitte des Jahres angegeben) tabellarisch zusammengestellt.

	ΔT_0	I	II	III	
(75) {	1900,5	-3 ⁸ ,662			
	1901,5	-2,359	+1 ⁸ ,303	+255	
	1902,5	-0,801	+1,558	-323	-578
	1903,5	+0,434	+1,235	+131	+454
	1904,5	+1,800	+1,366		

	ΔT_1	I	II	III	
(76) {	1900,5	-4 ⁸ ,228			
	1901,5	-2,869	+1 ⁸ ,359	+125	(-157)
	1902,5	-1,385	+1,484	+ 22	-103
	1903,5	+0,121	+1,506	- 27	- 49
	1904,5	+1,600	+1,479		(+ 5)

Nach der Formel von STIRLING

$$(77) f'(\Delta T) = f^I(\Delta T) - \frac{1}{6} f^{III}(\Delta T) + \frac{1}{30} f^V(\Delta T)$$

berechnen wir die jährliche Ableitung von ΔT_1 und erhalten

	ΔT_1	$\Delta T_1'$	I	
(78) {	1901,5	-2 ⁸ ,869	+1 ⁸ ,443	(+141)
	1902,5	-1,385	+1,508	+65
	1903,5	+0,121	+1,497	-11

Die Interpolation von ΔT_1 für einen gegebenen Moment kann entweder nach (76) oder nach (78) geschehen.

Die Ephemeridenzeit kann auch eine andere Interpretation erhalten: als Stundenwinkel der Ephemeriden Sonne von der unteren Hälfte des Ephemeridenmeridians. Die Ephemeriden Sonne ist eine weitere fiktive Äquatorsonne, die sehr nahe an der mit der mitt-

leren Zeit verbundenen liegt, und der Ephemeridenmeridian ist ein sich gleichmäßig im Raum drehender Meridian, nahe dem Meridian von Greenwich.

5. Rotation der Erde als absolut starrer Körper

Wir nehmen an, daß die Erde ein ungestörter, absolut starrer Körper mit unveränderlichen Inertialmomenten ist. Auf den ersten Blick könnte es möglich erscheinen, die Rotationsgeschwindigkeit der Erde aus der Länge des tropischen Jahres 1900 und der Präzession abzuleiten, wie es im Explanatory Supplement to the Astronomical Ephemeris, London 1961, p. 76, geschehen ist. Für die Rotationsgeschwindigkeit ω wird angegeben

$$(79) \quad \omega = \frac{2 \pi}{86\,400} \left(s + \frac{86\,400}{s} - \frac{\mu}{1500} \right),$$

wobei nach (56)

$$(80) \quad s = 31\,556\,925,9747$$

und

$$(81) \quad \mu = (\Psi_{12})' \cos \varepsilon_{22} - (a_{12})' \sin^2 \varepsilon_{22}$$

oder auch

$$(82) \quad \mu = (\Psi_{12}')' \cos \varepsilon_{22} - (a_{12}')'.$$

Aus (15), (18) und (19b) gewinnen wir

$$(83) \quad \frac{d}{d\tau} \Psi_{12} = 5037,084 - 2,144 \tau,$$

$$(84) \quad \frac{d}{d\tau} a_{12} = 12,473 - 4,761 \tau,$$

$$(85) \quad \varepsilon_{22} = 23^{\circ}27'08,26'' - 46,845 \tau.$$

Im Endergebnis erhält man

$$(86) \quad \omega = (7,292\,115\,1467 \cdot 10^{-5} - 0,000\,000\,0005 \cdot 10^{-5} \tau) \text{ rad/s.}$$

Im Explanatory Supplement wird

$$(87) \quad \omega = 7,292\,115\,1467 \cdot 10^{-5}$$

angegeben. Der Fehler liegt dort in der Verwechslung der Begriffe Ephemeridensekunde und mittlere Sekunde: Die Rotationsgeschwindigkeit der Erde bezieht sich auf mittlere Sekunden, deren Anzahl geringer als die der Ephemeridensekunden ist. NEWCOMB hat die

Elemente der Erdbahn aus Beobachtungen vor allem während des 19. Jahrhunderts abgeleitet, als die mittlere Sekunde kürzer als die jetzige war, und die Möglichkeit einer Änderung der Sekunde nicht in Betracht gezogen. Der gleiche Fehler ist in dem Paper der 15. Generalversammlung der UGGI (Moskau, 1971) "Publication spéciale du Bulletin Géodésique, Geodetic Reference System 1967" wiederholt worden.

6. Rotation der Erde im System Erde - Mond

Die Größe (63), in der wir von der Fluktuation B absehen,

$$(88) \Delta T = + 24,349 + 72,318 T + 29,950 T^2$$

ist die Korrektur der Weltzeituhr, der die Berechnung der Erdrotation zugrunde liegt, bezüglich der Uhr, die die Ephemeridenzeit anzeigt. Wir erhalten den Gang der Erduhr für einen Tag, indem wir (88) differenzieren und

$$(89) dT = \frac{1}{36\,525}$$

setzen; damit gewinnen wir

$$(90) d\Delta T = + 0,001\,980 + 0,001\,640 T.$$

Somit nimmt der Ertag innerhalb eines Jahrhunderts um $0,00164$ zu.

Um die Verminderung der Rotationsgeschwindigkeit der Erde bezüglich (86) zu finden, müssen wir (90) mit

$$(91) - \frac{2\pi}{861642^2} = - 8,463 \cdot 10^{-10}$$

multiplizieren; wir erhalten

$$(92) d\omega = - 0,000\,000\,1676 \cdot 10^{-5} - 0,000\,000\,1388 \cdot 10^{-5} T.$$

Wir wollen nun auch die Fluktuation B berücksichtigen. Dazu gehen wir von der v o l l s t ä n d i g e n Größe ΔT aus, wie sie aus den Jahrbüchern jeweils für die Mitte des Jahres hervorgeht. Zuerst berechnen wir die jährliche Ableitung nach der Formel von STIRLING für die Mitte des Jahres. Um die Verminderung der Rotationsgeschwindigkeit ω der Erde gegenüber (86) zu erhalten, müssen wir $(\Delta T)'$ mit

$$(93) - \frac{2\pi}{86\,164^2 \cdot 365,24} = 0,02317 \cdot 10^{-10}$$

multiplizieren. Wenn wir beispielsweise durch Extrapolation für 1900,5

$$(94) (\Delta T_1)' = + 1,302$$

setzen, erhalten wir

$$(95) \quad d\omega = - 0,000\ 000\ 3017 \cdot 10^{-5} \text{ rad/s.}$$

Das ist der Fehler in der Rotationsgeschwindigkeit der Erde im Explanatory Supplement.

Um die mittlere Sekunde, ausgedrückt in Ephemeridensekunden, zu bekommen, müssen wir $(\Delta T)'$ mit

$$(96) \quad \frac{1}{365,24 \cdot 86\ 164} = 0,003\ 178 \cdot 10^{-5}$$

multiplizieren und zu 1^s addieren. Aus (94) erhalten wir

$$(97) \quad 1^s + 0,000\ 000\ 041\ 38.$$

Wie man sieht, führt die Ermittlung der Rotationsgeschwindigkeit ω der Erde über die Bestimmung von $\Delta T = ET - UT$ und von hier aus über die Ableitung $(\Delta T)'$.

Nach Meinung des Verfassers bestehen zwei Möglichkeiten zur weiteren Verbesserung der Ergebnisse: Zu den präzisen Bestimmungen der Weltzeit mittels automatischer Beobachtungen von Sterndurchgängen mit genauen Koordinaten müßten andererseits Atomuhren und schwere künstliche Erdsatelliten hinzukommen mit genauen Gravitationstheorien der Bewegung.

Es sollte hier gezeigt werden, wie diffizil das Problem der Erdrotation ist, daß man auch die scheinbar unbedeutenden Einflüsse und Fehlerquellen beachten muß und wie deren Entdeckung allmählich weiter fortschreitet.

Analyse von Zeitbestimmungen zur Ableitung von Schwankungen
der Rotationsgeschwindigkeit der Erde

von

LJUDMILA WEBROVA ¹⁾ und MANFRED MEINIG ²⁾

Summary

The time systems UT1 obtained from time determinations in Potsdam and Prague were analysed separately in order to derive the seasonal variations in rotational velocity of the Earth. In the investigation period of 10 years the amplitudes of the annual terms show corresponding systematic differences for several years for both stations. On the other hand the semi-annual term shows smaller variations from year to year than the annual term mainly caused by meteorologic effects. The comparison of the results for both stations shows that only small differences exist between Potsdam and Prague. These differences are supposed to be partly due to different observational methods and programs.

1. Einleitung

Der Vergleich der Ergebnisse verschiedener Observatorien ist ein wesentlicher Bestandteil der Arbeiten zur Untersuchung des Rotationsverhaltens der Erde und der damit verbundenen astronomischen und geophysikalischen Phänomene. Um zu gesicherten Aussagen über den Informationsgehalt in langen Beobachtungsserien zu gelangen, ist es notwendig, die Daten der verschiedenen Beobachtungsstationen nach einheitlichen Gesichtspunkten zu behandeln. Durch die enge Zusammenarbeit zwischen den Stationen Potsdam und Prag besteht die Möglichkeit zu einer vergleichenden Analyse der an beiden Orten erhaltenen Zeitbestimmungen.

Aus den wegen der Polbewegung korrigierten Beobachtungsergebnissen der Jahre 1962 - 1971 wurden die rotationsgebundenen Zeitsysteme UT1 in bezug auf ein gleichförmiges Zeitsystem für beide Stationen nach den gleichen Richtlinien ermittelt. Für Potsdam wurden außerdem getrennt für die beiden verwendeten Instrumententypen (Astrolab und Passageinstrumente) zwei weitere Zeitsysteme UT1_A und UT1_P berechnet. Dadurch ergab sich die Möglichkeit, nicht nur die Ergebnisse zweier Stationen zu vergleichen, sondern außerdem Hinweise darüber zu erhalten, ob auftretende Differenzen ihren Ursprung im System Beobachter/Instrument haben oder ob sie auf äußeren Ursachen beruhen, die für die jeweilige Station charakteristisch sind.

 1) Astronomisches Institut der ČSAV, Praha 2, Budečska 6

2) Akademie der Wissenschaften der DDR, Zentralinstitut für Physik der Erde
 DDR-15 Potsdam, Telegrafenberg A 17

2. Einheitliche Analyse der Zeitsysteme UT1

Aus den astronomischen Zeitbestimmungen wird die Weltzeit UTO erhalten, die außer den Unregelmäßigkeiten der Erddrehung noch Schwankungen infolge der Polbewegung enthält. Die Umrechnung in das wegen Polschwankung korrigierte Zeitmaß UT1 erfolgt mit Hilfe der Formel

$$UT1 - UTO = \frac{1}{15} (x \sin \lambda - y \cos \lambda) \tan \varphi ,$$

wobei φ und λ die geographische Breite und Länge der Station sind. x und y sind die auf den international festgelegten Referenzpol CIO (Conventional International Origin) bezogenen Polkoordinaten.

Um die Rotationsschwankungen der Erde zu ermitteln, muß UT1 auf ein gleichförmiges Zeitsystem bezogen werden. Dafür eignet sich die über eine definierte Relation mit der Atomzeit verbundene Zeitskala UTC (Universal Time Coordinated), die auf beiden Stationen durch Quarzuhrengruppen und Präzisionszeitvergleiche mit ausreichender Genauigkeit realisiert wurde. Für den vor der Einführung von UTC liegenden Zeitraum wurde das Zeitsignal MSF als Bezugssystem verwendet, das in einer ähnlichen Beziehung wie UTC mit der Atomzeit verbunden ist. Diskontinuitäten in den Bezugszeitsystemen wurden vor der Analyse eliminiert.

Aus den Beobachtungen wurden äquidistante Normalwerte auf folgende Weise ermittelt. Zunächst wurden die Einzelwerte und die dazugehörigen Beobachtungsepochen zu übergreifenden Mittelwerten zusammengefaßt. Für die Systeme Prag/Passageinstrument (Pr), Potsdam/Astrolab (Pt_A) und Potsdam/Passageinstrumente (Pt_P) wurden Zehnermittel gebildet, während für das System Potsdam/Astrolab und Passageinstrumente (Pt), das im Vergleich zu den drei anderen Systemen etwa die doppelte Anzahl von Beobachtungen enthält, Zwanzigermittel verwendet wurden. Durch Interpolation wurden äquidistante Werte für jeden 5. Tag gewonnen, die einer parabolischen Ausgleichung nach dem Ansatz

$$UT1 - UTC = S + G t + K t^2$$

unterzogen wurden. Die zu berechnenden Größen S , G und K charakterisieren den Kurvenverlauf in Abhängigkeit von der Zeit t für den betreffenden Ausgleichungsabschnitt. Die Ausgleichung erfolgte jeweils über einen Zeitraum von 50 Tagen mit starker Überlappung, wobei jede Ausgleichungsperiode gegenüber der vorhergehenden um 5 Tage verschoben wurde. Für die weiteren Untersuchungen wurden nur die Ergebnisse für die Mitte der jeweiligen Ausgleichungsperiode verwendet.

3. Ableitung der jahreszeitlichen periodischen Rotationsschwankungen

Im Verlauf der Wertereihen $UT1 - UTC$ treten neben den jahreszeitlichen Schwankungen auch langperiodische und unregelmäßige Änderungen der Erdrotation auf, die für kurze Zeitabschnitte als mehr oder weniger gleichmäßiger Gang betrachtet werden können. Um diesen Trend bei der folgenden Analyse unwirksam zu machen, wurden nicht die S -Werte, sondern die Größen G bzw. K verwendet. Durch harmonische Analyse

wurden von 1962 bis 1971 für jedes Jahr die Parameter für das Jahres- und das Halbjahresglied bestimmt. Bei der Verwendung von G ergeben sich die Größen für die Rotationsschwankungen durch Integration der aus der harmonischen Analyse erhaltenen Kurve. Werden der Analyse die K-Werte zugrunde gelegt, muß zweimal integriert werden, um die Parameter der Rotationsschwankung zu erhalten. Die auf beiden Wegen gewonnenen Ergebnisse zeigten gute Übereinstimmung, so daß im folgenden nur auf die Ergebnisse aus den G-Werten zurückgegriffen wird. Für weitere ähnliche Untersuchungen wird es nach den vorliegenden Erfahrungen genügen, nur die G-Reihe zu verwenden.

Die jahreszeitlichen Rotationsschwankungen lassen sich in folgender Form darstellen:

$$SV = A_1 \sin(t + F_1) + A_2 \sin(2t + F_2).$$

Dabei bedeuten

- A_1, F_1 = Amplitude und Phase des Jahresgliedes,
- A_2, F_2 = Amplitude und Phase des Halbjahresgliedes,
- t = Bruchteil des BESSELSchen Jahres.

Die Ergebnisse für die vier untersuchten Systeme sind in den Tab. 1 bis 4 zusammengestellt.

4. Schlußfolgerungen aus den Ergebnissen der Analyse

Ein Vergleich der Ergebnisse für die verschiedenen Jahre zeigt, daß die Amplituden des Jahresgliedes von Jahr zu Jahr stärkere Schwankungen aufweisen als die des Halbjahresgliedes (Tab. 5). Die Differenzen zwischen den beiden Stationen sind im allgemeinen kleiner als diejenigen zwischen den einzelnen Jahren, was darauf hindeutet, daß die von Jahr zu Jahr vorkommenden Änderungen tatsächlich in erster Linie die Rotationsschwankungen betreffen und weniger durch solche Einflüsse hervorgerufen werden, die sich nur auf die Beobachtungen einer Station auswirken. Da die Amplitude des Jahresgliedes im Durchschnitt ca. dreimal so groß ist wie die des Halbjahresgliedes, läßt sie sich relativ genauer bestimmen.

Aus dem Vergleich der Ergebnisse der vier untersuchten Systeme ergibt sich, daß durch gleichmäßig auf mehrere Instrumente einer Station wirkende Fehlereinflüsse die Beobachtungen nicht wesentlich verfälscht werden, da die Streuungen zwischen Potsdam und Prag nicht größer sind als zwischen Astrolab und Passageinstrument in Potsdam (Tab. 6). Es kann daher angenommen werden, daß auch die Differenzen zwischen beiden Stationen in erster Linie durch z. T. unterschiedliche Beobachtungsmethoden und Beobachtungsprogramme entstehen.

Tab. 1. Prag

Jahr	A ₁	F ₁	A ₂	F ₂
1962	0,0233	306,62	0,0098	116,28
63	0,0275	351,91	0,0063	44,94
64	0,0364	319,03	0,0130	85,87
65	0,0227	336,26	0,0109	95,55
66	0,0190	333,97	0,0069	84,99
67	0,0217	328,13	0,0087	151,41
68	0,0165	336,45	0,0052	141,96
69	0,0206	325,23	0,0062	115,30
70	0,0328	313,75	0,0079	76,32
71	0,0078	350,85	0,0154	127,97

Tab. 2. Potsdam

Jahr	A ₁	F ₁	A ₂	F ₂
1962	0,0201	10,22	0,0116	124,78
63	0,0204	21,65	0,0118	95,40
64	0,0327	341,77	0,0108	111,45
65	0,0147	352,09	0,0099	161,88
66	0,0259	325,69	0,0033	148,09
67	0,0222	328,05	0,0058	129,45
68	0,0186	337,18	0,0042	127,37
69	0,0257	342,97	0,0074	147,65
70	0,0310	323,49	0,0145	153,00
71	0,0151	346,08	0,0070	124,26

Tab. 3. Potsdam/Astrolab

Jahr	A ₁	F ₁	A ₂	F ₂
1962	0,0234	38,80	0,0126	136,65
63	0,0227	358,72	0,0152	102,02
64	0,0312	338,70	0,0106	106,89
65	0,0160	343,91	0,0066	135,45
66	0,0291	301,34	0,0045	209,68
67	0,0313	321,41	0,0067	103,57
68	0,0229	321,95	0,0069	101,53
69	0,0282	327,69	0,0075	135,36
70	0,0337	314,93	0,0142	147,89
71	0,0145	345,04	0,0105	132,71

Tab. 4. Potsdam/Passageinstrumente

Jahr	A ₁	F ₁	A ₂	F ₂
1962	0,0258	336,38	0,0117	115,21
63	0,0209	32,62	0,0107	86,58
64	0,0337	346,56	0,0106	116,15
65	0,0158	4,13	0,0136	176,25
66	0,0285	344,39	0,0053	118,19
67	0,0133	342,44	0,0030	189,25
68	0,0199	1,33	0,0032	171,88
69	0,0216	21,98	0,0068	168,31
70	0,0316	345,77	0,0062	157,79
71	0,0194	353,11	0,0032	87,76

Tab. 5. Streuung der Amplituden

Station/Instrument		Jahres- periode	Halbjahres- periode
Potsdam/Astrolab	Pt _A	±0,0066	±0,0036
Potsdam/Passageinstr.	Pt _P	0,0070	0,0039
Potsdam/Astr. + Pass.	Pt	0,0062	0,0036
Prag/Passageinstr.	Pr	0,0081	0,0033

Tab. 6. Streuung der Amplitudendifferenzen

Verglichene Systeme	Jahres- periode	Halbjahres- periode
Pt - Pr	±0,0037	±0,0030
Pt _A - Pr	0,0047	0,0031
Pt _P - Pr	0,0039	0,0021
Pt _A - Pt _P	0,0047	0,0030

Faint, illegible text at the top of the page, possibly a header or title.

Second block of faint, illegible text in the middle of the page.

Third block of faint, illegible text in the lower middle of the page.

Short-Period Inequalities in UT1 (1955.5 - 1973.0)

by

GUNTHER ZIMMERMANN¹⁾Summary

In this paper the author describes the method of evaluating the amplitudes and phase angles of short-periodic fluctuations in UT1. The periods found by IIJIMA and OKAZAKI in the values of (UT1 - AT) are examined for their reality.

An investigation into the short-periodic fluctuations of the Earth's axial rotation needs no apology today. This question has attracted much attention since possible connections to seasonal changes of mean temperature in northern Eurasia [5], to the change of the nuclear component of cosmic radiation [2, 3] and to the western geomagnetic drift [6] have been detected.

Some years ago IIJIMA and OKAZAKI have calculated the spectrum of short-period inequalities in UT1 from 1955.5 - 1969.0 [4]. The terms with amplitudes over one millisecond which were found by these authors are made up in Table 1. It seemed interesting to prove whether the periods are all real and to look for their persistency.

Table 1

Period [years]	Amplitude [msec]
0.485	1.58
0.5	8.55
0.645	1.39
0.86	2.21
1.0	21.50
1.36	3.30
1.375	3.91
2.135	9.54
3.175	4.10
4.0	4.75

1) Inst. für Angewandte Geodäsie, BRD - 06 Frankfurt/Main, Kennedyallee 151

The following equation of condition was fitted to the data of (UT1 - AT) published by the BIH:

$$a + \sum_{m=1}^M b_m t^m + \sum_{n=1}^N (c_n \sin \frac{2\pi}{p_n} t + d_n \cos \frac{2\pi}{p_n} t) + (UT_1 - AT) = 0,$$

where the given periods p_n ($n = 1, 2, \dots, N$) and the time t - counted from any epoch - are both reckoned in years.

The polynomial $\sum_{m=1}^M b_m t^m$ acts as a filter, separating secular and long-time terms from short-periodic fluctuations. The degree M was chosen such that the "standard error of a single adjusted observation" (s.e.) became 1 millisecond or so. Moreover, the value of M has only a small effect on the amplitudes of the short-periodic terms, provided that the time t_{\max} is sufficiently large. This is shown by the data given in Table 2.

If for a certain value of M the observation interval t_{\max} is reduced, the amplitudes of the periodic terms increase due to an opening of the polynomial filter. This may be shown by the result of an analysis of 147 observations from 1969.0 to 1971.0, given in the last columns of Table 2.

Table 2 (5-day interval)

Period [years]	1279 observations 1955.5 - 1973.0						147 observations 1969.0 - 1971.0	
	Epoch 1964.0				1961.0		1970.0	
	M=3, N=3		M=5, N=3		M=8, N=4		M=8, N=3	
	c	d	c	d	c	d	c	d
[msec]								
0.25					- 0.68	+ 0.24		
0.333	+ 0.89	- 0.53	+ 0.20	- 0.36	+ 0.20	- 0.38	- 1.47	- 0.45
0.5	- 6.23	+ 5.79	- 7.68	+ 5.68	- 7.69	+ 5.68	- 9.39	+ 7.12
1.0	+20.91	-10.12	+18.84	- 8.86	+18.84	- 8.86	+22.22	-11.55
s.e.	± 7.4		± 1.6		± 1.6		± 0.3	

Figs. 1 and 2 display the residuals of the afore-mentioned analysis of the observations in the years 1969 and 1970. Periodic oscillations of 0.25 - 0.3 years mean period and variable amplitude exist, probably identical to the fluctuations detected by BELOTSERKOVSKY [1].

As to the reality and persistency of the periods in Table 1, the results of the authors' analysis are given in Table 3.

Table 3 (5-day interval)

1279 observations 1955.5 - 1973.0				
Epoch 1964.0				
Period [years]	M=8,	N=10	Amplitude	Phase [deg]
	c	d [msec]		
0.485	+ 4.40 ± 1.50	- 3.16 ± 1.51	5.42 ± 1.44	125.6 ± 16.2
0.5	+ 3.94 ± 1.51	+ 2.74 ± 1.51	4.80 ± 1.49	55.2 ± 17.8
0.645	+ 2.49 ± 0.64	+ 2.18 ± 0.64	3.31 ± 0.68	48.9 ± 11.5
0.86	- 0.56 ± 0.64	- 1.09 ± 0.64	1.23 ± 0.70	207.1 ± 33.0
1.0	+18.89 ± 0.64	- 8.51 ± 0.63	20.72 ± 0.70	114.2 ± 1.9
1.36	+ 2.41 ± 1.39	- 1.73 ± 1.38	2.97 ± 1.41	125.7 ± 27.1
1.375	- 2.78 ± 1.39	+ 1.29 ± 1.38	3.06 ± 1.41	294.8 ± 26.3
2.135	- 0.79 ± 0.62	+ 1.11 ± 0.62	1.36 ± 0.70	324.5 ± 29.6
3.175	- 0.09 ± 0.62	- 0.11 ± 0.62	0.14 ± 0.70	218.9 ± 287.5
4.0	- 0.65 ± 0.62	+ 0.24 ± 0.62	0.69 ± 0.70	290.2 ± 58.3
s.e.		± 2.2		

From these data the following conclusions may be drawn:

1. The periods of 4.0 and 3.175 years are not realistic.
2. The periods of 0.485 and 0.5 years as well as of 1.36 and 1.375 years by their superposition give rise to fluctuations of variable amplitude. The beat period is more than 32 years.
3. The other periods are well established and persistent, as is demonstrated by their small standard errors.

References

- [1] BELOTSERKOVSKY, D.Y. Trans. Conf. on Rotation of the Earth, Kiev 1963
- [2] DANJON, A. Sur la variation continue de la rotation de la Terre.
C.R. Acad. Sci. Paris 254 (1962), p. 2479
- [3] DANJON, A. La rotation de la Terre et le Soleil calme.
C.R. Acad. Sci. Paris 254 (1962), p. 3058
- [4] IIJIMA, S.; Spectrum of short period inequalities in UT1.
OKAZAKI, S. Paper to the XIVth Assembly of IAU (1970)
- [5] PAVLOV, N.N.; On variations of the seasonal annual term of the
STARITSYN, G.V. Earth's axial rotation during 1960 and 1961.
Astron. Zh. 39 (1962), p. 123
- [6] ROCHESTER, M.G. Geomagnetic westward drift and irregularities
in the Earth's rotation.
Philos. Trans. roy. Soc. A 252 (1960), p. 531

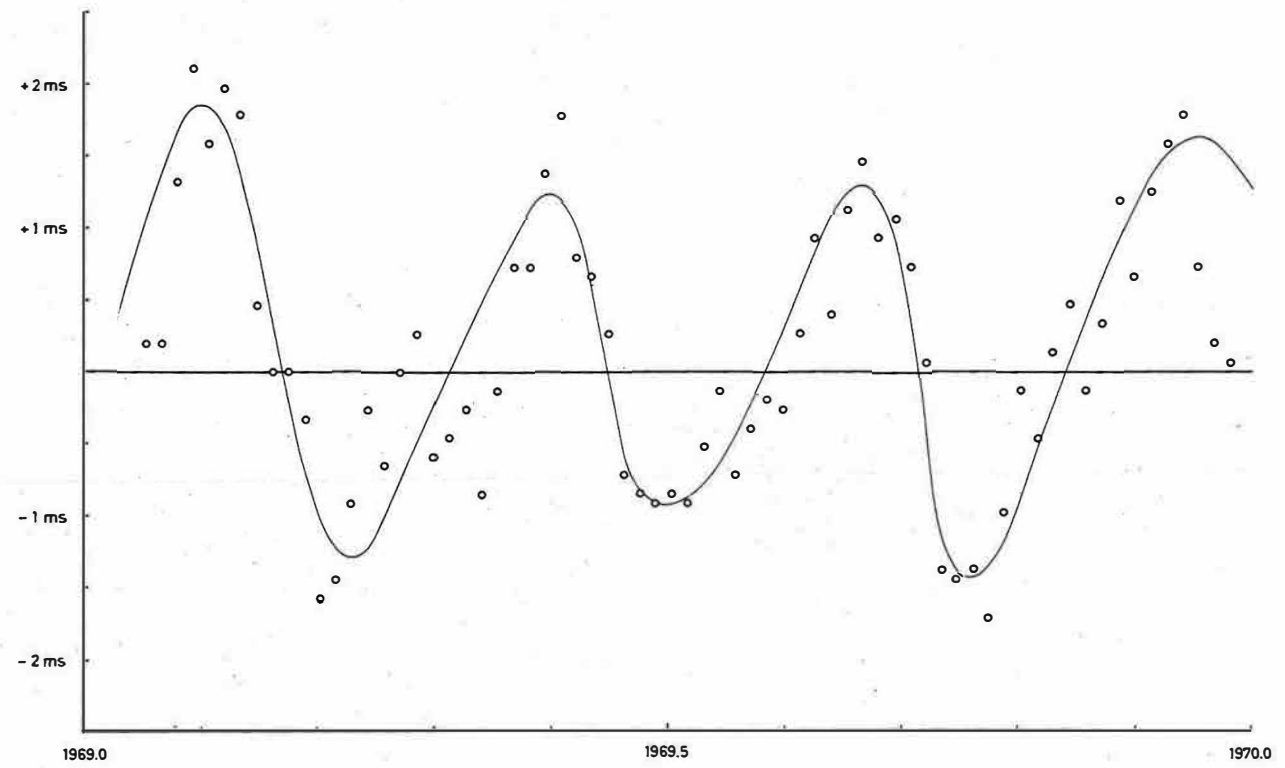


Fig. 1

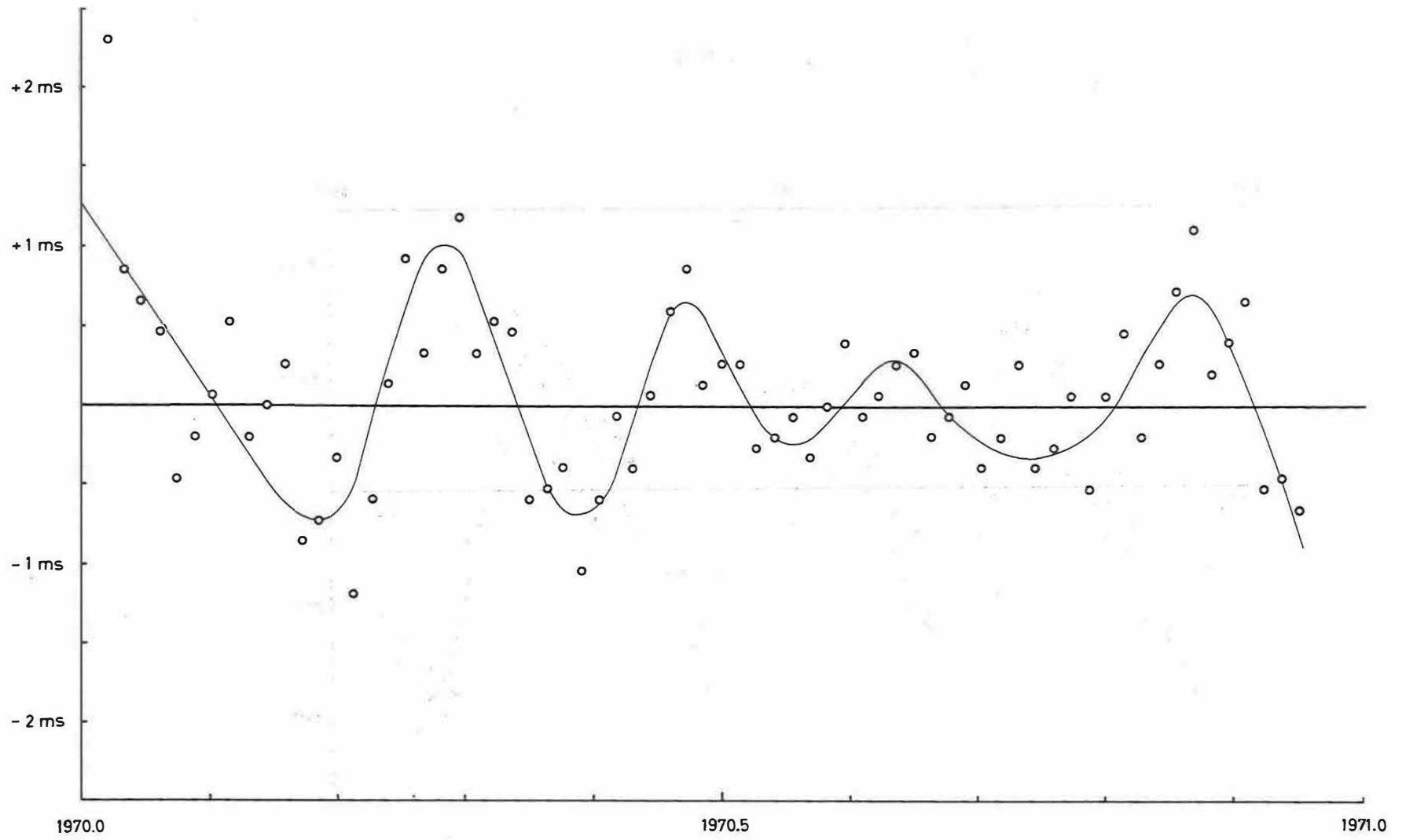


Fig. 2

CHANDLER Wobble and Free Diurnal Nutation Derived from Latitude Observations

by

YA. S. YATSKIV¹⁾Summary

From the investigation on the rotation of the Earth with liquid compressed core it follows that, besides the CHANDLER wobble with a period of some 434 days, there must exist another free nutation with an almost diurnal period between $23^{\text{h}}54^{\text{m}}$ and $23^{\text{h}}57^{\text{m}}$ sidereal time. These phenomena offer the unique opportunity of checking the models of the Earth's internal constitution. The paper deals with the power spectra of pole coordinates (1846 - 1971) and latitude observations at Poltava, Pulkovo, Washington and Paris from the point of view of the existence of more than one natural frequency in the CHANDLER wobble and the precise determination of the free diurnal nutation period, respectively.

The CHANDLER wobble and the free diurnal nutation are of great interest for geophysics since the study of these phenomena may contribute substantially to an understanding of the internal constitution of the Earth.

However, for the full interpretation of these phenomena the following problems need further clarification:

- 1) the choice of the model for a determination of the CHANDLER wobble and the estimation of the parameters of this model;
- 2) the estimation of the form and the power density of the input spectrum as well as the explanation of the excitation mechanism feeding the CHANDLER wobble;
- 3) the accurate determination of the free diurnal nutation parameters and their comparison with theoretically computed values.

During recent years these problems have been an object of extensive consideration. For a determination of the CHANDLER wobble the so-called damped model was proposed by H. JEFFREYS. This model has been generally recognized and discussed by MUNK and MACDONALD (1960) [8]. According to some authors (YASHKOV 1964 [11], COLOMBO and SHAPIRO 1968 [2], GAPOSHKIN 1972 [6]) a model with at least two natural periods is necessary for determining the CHANDLER wobble. The choice of that model as indicated by COLOMBO and SHAPIRO may overcome the well-known dissipation

1) Astronomisches Hauptobservatorium der Ukrainischen Akademie der Wissenschaften
Kiew 127

problem since it leads to a high damping factor $Q > 100$. For other authors (FEDOROV and YATSKIV 1964 [4], PEDERSEN and ROCHESTER 1972 [9]) the two-compound model of the CHANDLER wobble is not appropriate and the determination of the damping factor Q cannot be accurately obtained using the available ILS-IPMS data. It was one of the reasons for the new determination of the polar position by FEDOROV et al. in 1972 [5].

A total of 92 series of latitude observations carried out from 1890 through 1969 at 72 observatories has been utilized. For the origin of the system of coordinates the mean pole of the epoch of observation was adopted. Because of this the suitable filters were applied to get the periodic part of latitude variation in the region of frequency from 0.77 to 2 cycles per year. The data of polar motion from 1846 to 1890 (RYKHLOVA 1970 [10]) and the polar position reported by BIH for 1970 and 1971 [1] were reduced to the same system. Using the well-known TUKEY's method the power spectrum of the total set of the polar position mentioned above (from 1846 to 1971 at 0.1-year intervals) was computed by the author in collaboration with RYKHLOVA and KORSUN (YATSKIV et al. 1972 [13]). The results cannot be used in support of the hypothesis of the existence of two natural frequencies in the CHANDLER band.

Fig. 1 shows the component m_1 of polar motion after removal of the seasonal variation. One can see that the changes in amplitude of the CHANDLER wobble are very irregular. During the interval of time from 1900 to 1971 these changes look like a beat phenomenon. As a result the two-component model of the CHANDLER wobble was proposed. The absence of this beat phenomenon in the earlier observations (1846 to 1900) can be explained as due to:

- 1) the uncertainty of the data of polar motion derived from observations before the organization of ILS;
- 2) the unfitness of the two-component model for determination of the CHANDLER wobble over the long interval of time.

Really, the standard error of the polar position from 1846 to 1895 derived by RYKHLOVA is five times as much as that of the polar position produced by IPMS. However, the fact that the double peak in the CHANDLER band has not been revealed from the earlier observations could not be ascribed to this error (YATSKIV et al. 1972 [13]).

So we can conclude that the process of polar motion is not a stationary one in the statistical sense. It is also illustrated by Figs. 2 - 4, where the power spectra of the CHANDLER wobble are shown for three different intervals of time. - The splitting of the CHANDLER peak does not occur when analysing the data of polar motion from 1846 to 1946.

According to MUNK and MACDONALD's procedure we have determined the parameters of the CHANDLER wobble by fitting the expression (1) to the computed raw and smoothed spectra.

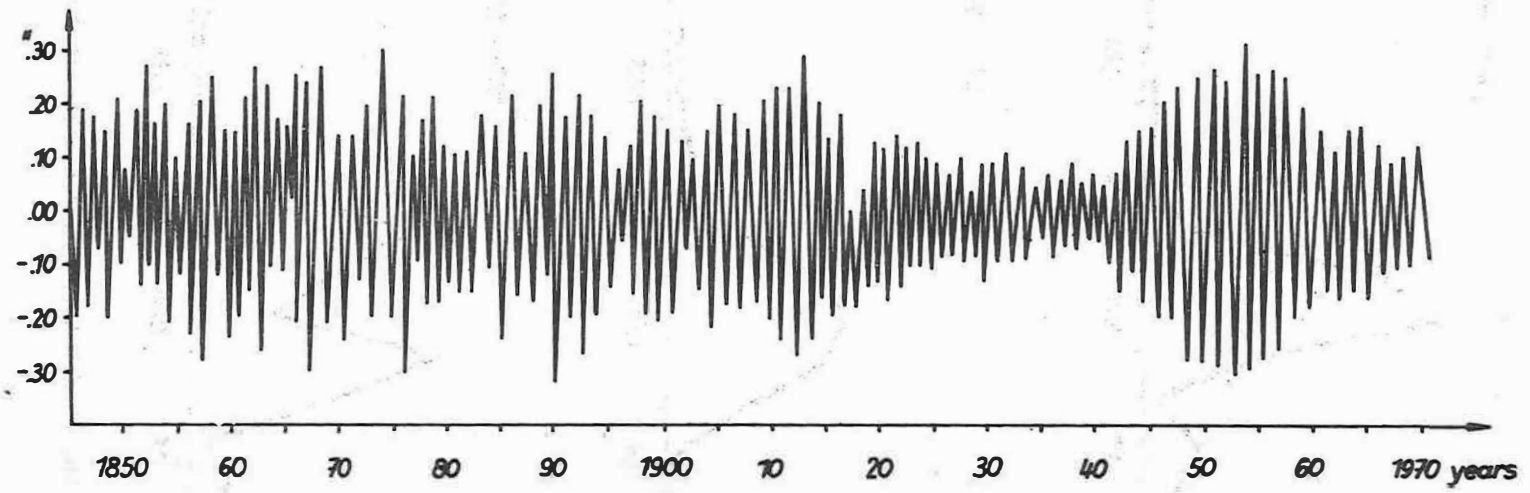


Fig. 1. Component m_1 of polar motion after removal of the seasonal variation

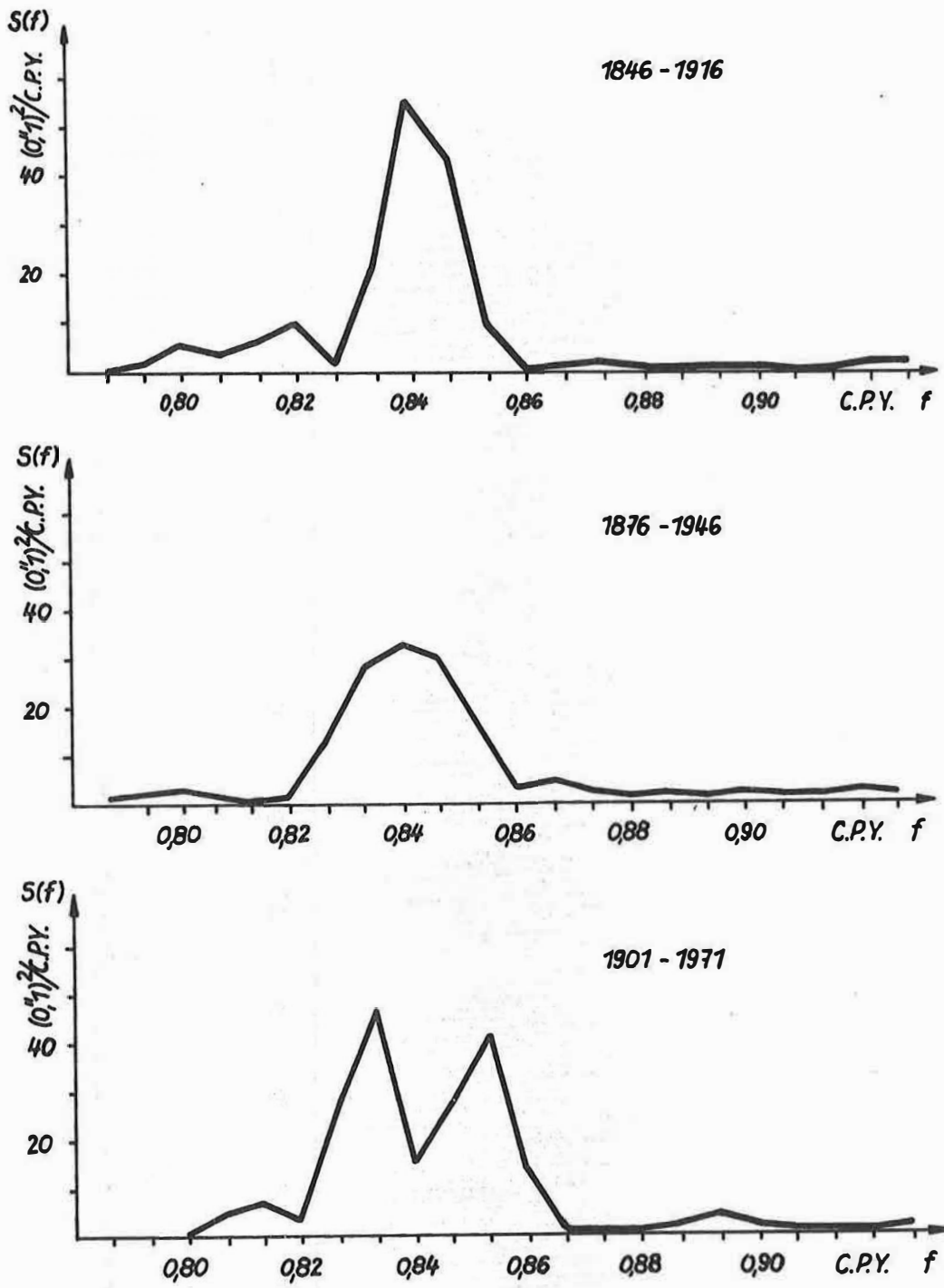


Fig. 2 - 4. Power spectra of the CHANDLER wobble for three different intervals of time

$$(1) I^2(f) = \frac{f_0^2}{(\alpha/2\pi)^2 + (f - f_0)^2} = \frac{S_0^+(f)}{S_1^+(f)}$$

Here $S_0^+(f)$ and $S_1^+(f)$ are the output and input spectra respectively, f_0 is the central frequency, α denotes the damping time, and $I^2(f)$ is the power transmission for circular positive polarization. Taking into account that S_{11} , S_{22} and $-S_{12}$ are nearly equal, we can assume $S^+ = S_{11}$ and restrict ourselves to the analysis of m_1 component. Assuming that the input spectrum is flat over the narrow range of frequencies contained in the CHANDLER wobble the fitting has been done by iterative method. The results are given in Tables 1 and 2 for different intervals of time and even as well as odd harmonics separately.

The sharpness of the peak is conveniently portrayed by the dimensionless parameter

$$Q = \frac{\pi f_0}{\alpha}$$

The value Q gives information about the rate at which energy is dissipated at the CHANDLER frequency provided the apparent damping is not due to the exciting impulses of a non-random kind. As one can see from Tables 1 and 2 the values of Q are in the range from 27 to 155. The large values are poorly determined, and it seems that the real value Q lies between 40 and 60. So there is a discrepancy between the value of Q for wobble and for the free oscillations of the Earth. According to MUNK and MACDONALD it may indicate the oceans and the core as the possible sources of damping or the computed Q is not due to damping but associated with the excitation of the CHANDLER wobble by the impulses of a non-random kind.

The value of f_0^{-1} obtained for different intervals of time, each a more than 50 year subdivision of the original 125 year record, appears to be fairly constant. The standard error of f_0^{-1} is about 0.006. The best estimate of the CHANDLER period is 1.187 ± 0.005 .

According to Tables 1 and 2 the input spectrum has a power density of about $0.4 (0.01)^2/\text{c.p.y.}$ The obtained values of S_1 appear to be fairly constant, apart perhaps from the value $0.8 (0.01)^2/\text{c.p.y.}$ for the time interval from 1846 to 1896. This interval corresponds to the period of the largest uncertainty of polar position. So our estimate of S_1 is twice smaller as compared to the value determined by MUNK and MACDONALD.

From the investigation of the rotation of the Earth with liquid compressed core it follows that besides the CHANDLER wobble there must exist another free nutation with an almost diurnal period. The existence of this phenomenon was confirmed by the analysis of terrestrial tides. According to MELCHIOR "tesseral waves allow the checking of the resonance effect produced by the earth's liquid core according to POINCARÉ's idea and JEFFREYS - VICENTE or MOLODENSKY's theory. The result of observations confirms the theoretical model" (MELCHIOR 1972 [7]).

It seems very important to obtain the diurnal nutation parameters from the astronomical observations. POPOV and many other authors have revealed the nutational waves with transformed periods of about 463 sidereal days and 204 mean days from latitude and time observations. The comparison of the obtained results was carried out by the author (YATSKIV 1972 [12]). The situation may be summarized as follows: There are several oscillations in the frequency region near the free diurnal nutation which may be interpreted as an effect of this nutation. The total power of these oscillations is very small as compared to the power of the CHANDLER wobble (the amplitude of diurnal nutation is about 0.01). The values of the initial phase of nutational waves derived from different series of observations differ essentially. In contradiction with MOLODENSKY's theory the anticlockwise nutational rotation cannot be excluded from consideration. As an example, the power spectrum in the vicinity of the frequency of the free nutation derived from latitude observations at Pulkovo from 1905 to 1941 is shown in Fig. 5 (EMETZ and YATSKIV 1971 [3]). Instead of only one period predicted by the theory (204 mean days) there are three significant periods in observations at Pulkovo (219, 208, 194 m.d.).

The more detailed analysis of latitude observations at Pulkovo, Washington and Poltava led us to the conclusion that three variations with the periods 194, 204 and 211 mean days might be due to the free diurnal nutation of the Earth. All the variations except those with the period 194 m.d. indicate the clockwise nutational rotation.

The above periods correspond to the following diurnal periods expressed in units of sidereal time:

$$\begin{aligned} &23^{\text{h}}56^{\text{m}}32^{\text{s}}.3, \\ &23^{\text{h}}56^{\text{m}}53^{\text{s}}.9, \\ &23^{\text{h}}57^{\text{m}}07^{\text{s}}.9. \end{aligned}$$

MOLODENSKY's value for his second Earth model is equal to $23^{\text{h}}56^{\text{m}}54^{\text{s}}$.

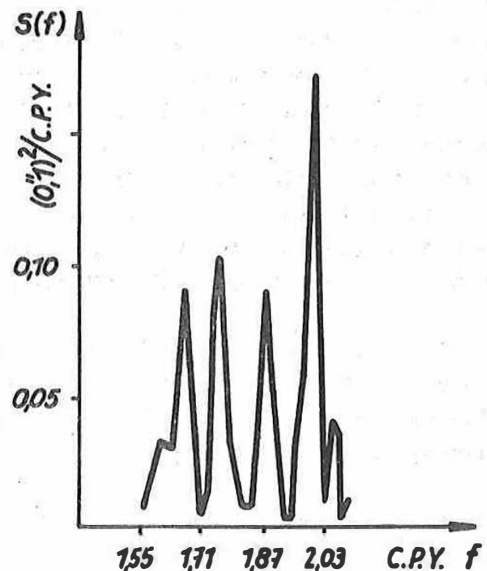


Fig. 5. Power spectrum in the vicinity of the frequency of the free nutation derived from latitude observations at Pulkovo 1905 - 1941

References

- [1] Bur. internat. Heure [BIH] Ann. Rep. 1969, 1970, 1971, ed. by B. GUINOT,
M. FEISSEL, M. GRANVEAUD.
Paris 1970, 1971, 1972
- [2] COLOMBO, G.; SHAPIRO, I.I. Nature 217 (1968), p. 156-157
- [3] EMETZ, A.I.; YATSKIV, YA.S. Astrometriya i Astrofizika, Kiev (1971) 13
- [4] FEDOROV, E.R.; YATSKIV, YA.S. Astron. Zh. 41 (1964) 4, p. 764-768
- [5] FEDOROV, E.R.; et al. Dvizhenie polyusa zemli s 1890.0 do 1969.0.
Kiev: Naukova Dumka 1972
- [6] GAPOSHKIN, E.M. Rotation of the Earth, ed. by P. MELCHIOR and
S. YUMI (UAI Symp. No 48), p. 19-32.
Dordrecht: D. Reidel Publ. Comp. 1972
- [7] MELCHIOR, P. Tectonophysics 13 (1972)
- [8] MUNK, W.H.; MACDONALD, G.J.F. The rotation of the Earth.
Cambridge: Cambridge University Press 1960
- [9] PEDERSEN, G.P.H.; ROCHESTER, M.G. Rotation of the Earth, ed. by P. MELCHIOR and
S. YUMI (UAI Symp. No 48), p. 33-38.
Dordrecht: D. Reidel Publ. Comp. 1972
- [10] RYKHLOVA, L.V. Koordinaty polyusa zemli za 1846.0 do 1891.5 gody.
Soobshch. gosudarstv. astron. Inst. P.K. Shtern-
berga, Moskva (1970) 163, p. 3-10
- [11] YASHKOV, V.YA. Astron. Zh. 41 (1964) 4, p. 759-763
- [12] YATSKIV, YA.S. Rotation of the Earth, ed. by P. MELCHIOR and
S. YUMI (UAI Symp. No 48), p. 200-205.
Dordrecht: D. Reidel Publ. Comp. 1972
- [13] YATSKIV, YA.S.; et al. Astron. Zh. 49 (1972) 6, p. 1311-1318

Table 1. Parameters of CHANDLER wobble

Interval	f_0^{-1}	α	$\frac{S_1}{[(0.01)^2 \text{c.p.y.}]}$	Q
Unsmoothed spectra				
1846 to 1896				
even	1.190 ± 0.011	0.096 ± 0.034	0.81 ± 0.18	27 ± 10
odd	1.188 ± 0.016	0.088 ± 0.058	0.77 ± 0.28	30 ± 20
weighted average (w.a.)	1.189 ± 0.009	0.094 ± 0.029	0.80 ± 0.15	28 ± 9
1846 to 1906				
even	1.191 ± 0.009	0.037 ± 0.047	0.35 ± 0.13	71 ± 90
odd	1.190 ± 0.015	0.069 ± 0.043	0.56 ± 0.24	38 ± 23
w.a.	1.191 ± 0.008	0.055 ± 0.031	0.40 ± 0.12	40 ± 22
1846 to 1916				
even	1.191 ± 0.011	0.047 ± 0.037	0.38 ± 0.17	56 ± 44
odd	1.188 ± 0.011	0.048 ± 0.046	0.46 ± 0.21	54 ± 52
w.a.	1.189 ± 0.008	0.047 ± 0.029	0.41 ± 0.13	55 ± 34
1846 to 1926				
even	1.188 ± 0.009	0.026 ± 0.043	0.26 ± 0.13	101 ± 168
odd	1.191 ± 0.009	0.023 ± 0.045	0.23 ± 0.11	115 ± 228
w.a.	1.189 ± 0.006	0.025 ± 0.031	0.24 ± 0.08	106 ± 135
1846 to 1936				
even	1.190 ± 0.007	0.031 ± 0.034	0.25 ± 0.11	86 ± 95
odd	1.188 ± 0.011	0.034 ± 0.039	0.26 ± 0.14	79 ± 91
w.a.	1.189 ± 0.006	0.032 ± 0.026	0.26 ± 0.09	82 ± 66
1846 to 1946				
even	1.190 ± 0.009	0.049 ± 0.030	0.35 ± 0.15	54 ± 32
odd	1.189 ± 0.007	0.044 ± 0.023	0.33 ± 0.10	60 ± 36
w.a.	1.189 ± 0.006	0.046 ± 0.020	0.34 ± 0.08	57 ± 24
1846 to 1956				
even	1.187 ± 0.007	0.060 ± 0.025	0.54 ± 0.14	44 ± 18
odd	1.186 ± 0.010	0.063 ± 0.038	0.56 ± 0.22	42 ± 25
w.a.	1.187 ± 0.006	0.061 ± 0.021	0.54 ± 0.12	43 ± 15
1846 to 1966				
even	1.187 ± 0.006	0.044 ± 0.018	0.41 ± 0.12	60 ± 26
odd	1.187 ± 0.009	0.051 ± 0.033	0.49 ± 0.22	51 ± 34
w.a.	1.187 ± 0.005	0.046 ± 0.016	0.43 ± 0.10	56 ± 21
Smoothed spectrum with 18 degrees of freedom				
1846 to 1971	1.188 ± 0.013	0.084 ± 0.032	0.73 ± 0.20	31 ± 12

Table 2. Parameters of CHANDLER wobble

Interval	r_0^{-1}	α	S_i [$(0.01)^2$ c.p.y.]	Q
1851 to 1921				
even	1.193 \pm 0.009	0.021 \pm 0.049	0.25 \pm 0.11	123 \pm 283
odd	1.189 \pm 0.007	0.025 \pm 0.043	0.32 \pm 0.11	107 \pm 186
w.a.	1.190 \pm 0.006	0.023 \pm 0.032	0.29 \pm 0.08	112 \pm 156
1861 to 1931				
even	1.188 \pm 0.013	0.040 \pm 0.029	0.31 \pm 0.14	67 \pm 48
odd	1.187 \pm 0.005	0.048 \pm 0.046	0.24 \pm 0.07	54 \pm 52
w.a.	1.187 \pm 0.005	0.042 \pm 0.024	0.25 \pm 0.06	61 \pm 35
1871 to 1941				
even	1.180 \pm 0.006	0.039 \pm 0.024	0.31 \pm 0.08	68 \pm 42
odd	1.183 \pm 0.006	0.042 \pm 0.023	0.34 \pm 0.08	63 \pm 33
w.a.	1.181 \pm 0.004	0.040 \pm 0.016	0.32 \pm 0.06	65 \pm 26
1881 to 1951				
even	1.187 \pm 0.013	0.054 \pm 0.034	0.41 \pm 0.20	49 \pm 32
odd	1.187 \pm 0.006	0.032 \pm 0.031	0.31 \pm 0.08	82 \pm 81
w.a.	1.187 \pm 0.005	0.042 \pm 0.024	0.32 \pm 0.08	54 \pm 30
1891 to 1961				
even	1.187 \pm 0.013	0.051 \pm 0.033	0.49 \pm 0.21	52 \pm 34
odd	1.187 \pm 0.006	0.017 \pm 0.065	0.32 \pm 0.13	155 \pm 592
w.a.	1.187 \pm 0.005	0.044 \pm 0.030	0.37 \pm 0.11	52 \pm 34
1901 to 1971				
even	1.185 \pm 0.016	0.046 \pm 0.040	0.45 \pm 0.24	57 \pm 49
odd	1.187 \pm 0.006	0.027 \pm 0.042	0.36 \pm 0.13	99 \pm 155
w.a.	1.187 \pm 0.006	0.037 \pm 0.029	0.38 \pm 0.11	61 \pm 47

On the Annual Component of the Polar Motion¹⁾

by

A.A. KORSUN²⁾, S.P. MAYOR²⁾, L.V. RYKHOVA³⁾ and YA.S. YATSKIV²⁾

The analysis of polar motion reveals the well-known CHANDLER wobble, annual and semi-annual terms. The latter is much smaller than the annual term, which is due to seasonal shifts in the air-mass. The various results for the annual components of polar motion and for the relative meteorological and hydrological factors obtained up to about 1960 have been reviewed by MUNK and MACDONALD (1960) [3]. Nevertheless, the problem of correct interpretation of the annual variation is far from being completely solved. The reason appears to be due to the limited meteorological data available at that time and to the nonuniform astronomical data.

Very substantial amounts of air pressure data have become available since 1960 (SIDORENKOV 1973 [5]). Moreover, the new determination of the polar motion in a uniform system was realized by FEDOROV in 1972 [1]. A total of 92 series of latitude observations carried out from 1890 to 1969 at 72 observatories have been utilized. As the origin of the system of polar coordinates the mean pole of the epoch of observation has been adopted. The polar coordinates from 1846 to 1890 (RYKHOVA 1970 [4]) and those reported by the BIH for 1969 - 1971 were reduced to the same system.

The annual variation in the polar motion is amplified because of its proximity to the resonant period of the CHANDLER wobble. So we decided to use three kinds of filters for deriving the annual term from the total set of polar positions (from 1846 to 1971 at 0.1 year interval), namely, the filter proposed by IJIMA (1965) [2], the modified IJIMA filter and a suitable band-pass filter.

In each case the following formula was used for determining the annual term:

$$Z_{ai} = \sum_{j=-m}^m k_j Z_{i+j},$$

where Z_i are the polar coordinates x_i or y_i ($i = 1, 2, \dots, 1260$). The procedure

¹⁾ The full paper with the tables will be published in "Astrometriya i Astrofizika", Kiev 1974.

²⁾ The Main Astronomical Observatory of the Ukrainian Academy of Sciences, Kiev 127, USSR

³⁾ Sternberg Astronomical Institute, Moscow V -234, USSR, 13, University Prospect

of computing the coefficients k_j is as follows.

IIJIMA's filter

$$z'_i = \frac{1}{20}(2 z_i + 2 z_{i+1} + \dots + 2 z_{i+4} + z_{i+5}) ;$$

$$z_{ai} = \frac{1}{12} \left[2 (z_i - z'_i) + 2 (z_{i+10} - z'_{i+10}) + \dots + \right. \\ \left. + 2 (z_{i+20} - z'_{i+20}) + (z_{i+30} - z'_{i+30}) \right]$$

or

$$z_{ai} = \sum_{j=-35}^{35} k_j z_{i+j} .$$

The modified IIJIMA filter

$$z_{ai} = \frac{1}{24} \left[2 (z_i - z'_i) + 2 (z_{i+10} - z'_{i+10}) + \dots + \right. \\ \left. + 2 (z_{i+50} - z'_{i+50}) + (z_{i+60} - z'_{i+60}) \right]$$

or

$$z_{ai} = \sum_{j=-65}^{65} k_j z_{i+j} .$$

Band-pass filter

$$z_{ai} = \sum_{j=-135}^{135} k_j z_{i+j} ,$$

$$k_j = \frac{2 \sin f_q j \Delta t}{\pi j \Delta t} \cos f_0 j \Delta t H_j ,$$

where

$$f_0 = \frac{1}{1.2} \text{ cycles per year is the frequency of the CHANDLER wobble,}$$

$$2 f_q \text{ is the width of the filter } (f_q = 0.034906),$$

$$\Delta t \text{ is the unit interval of a record;}$$

$$H_j = 0.42 + 0.50 \cos \frac{\pi j}{135} + 0.08 \cos \frac{2 \pi j}{135} .$$

The frequency responses of the above filters are shown in Fig. 1. As one can see, both IIJIMA's and the modified IIJIMA filters have the undesirable side bands, associated with the sharp edges at the two ends of k_j . So it turns out that the spectral peak of the CHANDLER wobble centred near 0.84 c/year frequency is not adequately reduced. The band-pass filter seems to be most suitable for determination of the annual term.

For every year we have determined the four numbers m_1^C , m_1^S , m_2^C , m_2^S by the least-squares procedure, fitting the expression (1) to the filtered coordinates, x_a , y_a :

$$(1) \quad x_{ai} = m_1^C \cos \Theta + m_1^S \sin \Theta, \quad -y_{ai} = m_2^C \cos \Theta + m_2^S \sin \Theta,$$

where Θ is the longitude of the mean sun measured from the beginning of the year. According to MUNK and MACDONALD's procedure we have done the conversion from linear components to circular vectors and derived the parameters of the annual ellipse of the pole of rotation. Some results are shown in Figs. 2 - 4.

The results obtained lead us to the following conclusions:

1. The parameters of the annual ellipses fluctuate. The maximum departure of the semi-major axis from its mean value is approximately ± 30 per cent.
2. The variations of the parameters obtained for the time interval from 1900 to 1971 are twice as small as those obtained for the previous years. It can be explained as due to the uncertainty of the polar coordinates derived from the observations previous to the organization of the ILS.
3. The band-pass filter can be regarded as the most suitable filter for determining the annual motions of the poles of rotation and excitation.

References

- [1] FEDOROV, E.P., et al. Dvizhenie polyusa Zemli s 1890.0 to 1969.0. Kiev: Naukova Dumka 1972
- [2] IIJIMA, SH. On the yearly trend of the periodic components of the polar motion. Ann. Tokyo astron. Observ. 2nd ser., Mitaka-Tokyo 2 (1965) 4, p. 154-194
- [3] MUNK, W.H.; MACDONALD, G.I.F. Rotation of the Earth. Cambridge: Univ. Press 1960
- [4] RYKHLOVA, L.V. Koordinaty polyusa Zemli za 1846.0 - 1891.5 gody. Coobshch. gosudarstv. astron. Inst. P.K. Shternberga, Moskva (1970) 163, p. 3-10
- [5] SIDORENKOV, N.S. Izv. AN SSSR, Fizika atmosfery i Okeana 2 (1973) 4

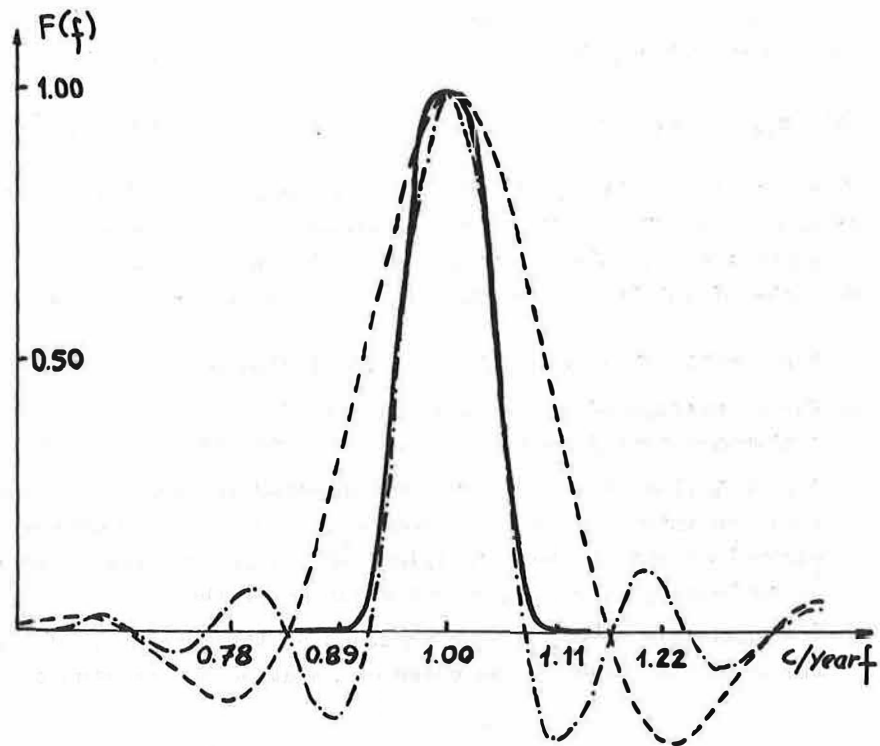


Fig. 1. Frequency responses of the filters

Solid line: band-pass filter, dashed line: IIJIMA's filter,
dash-dot line: modified IIJIMA filter

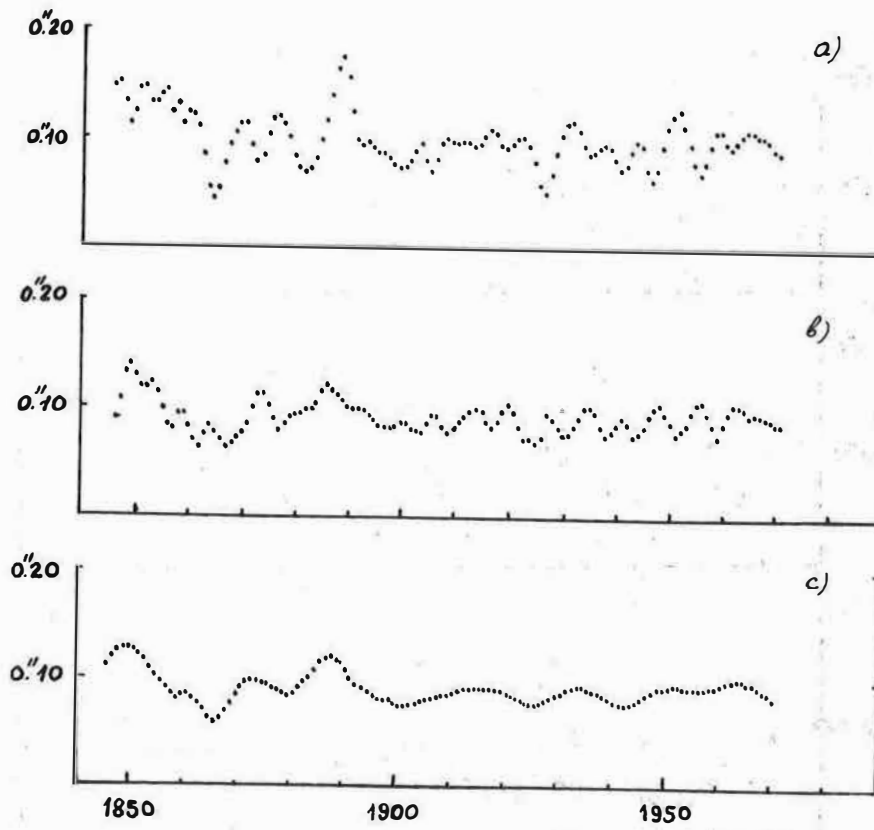


Fig. 2. Semi-major axis of the annual ellipse of rotation
a) IJIMA's filter, b) modified IJIMA filter,
c) band-pass filter

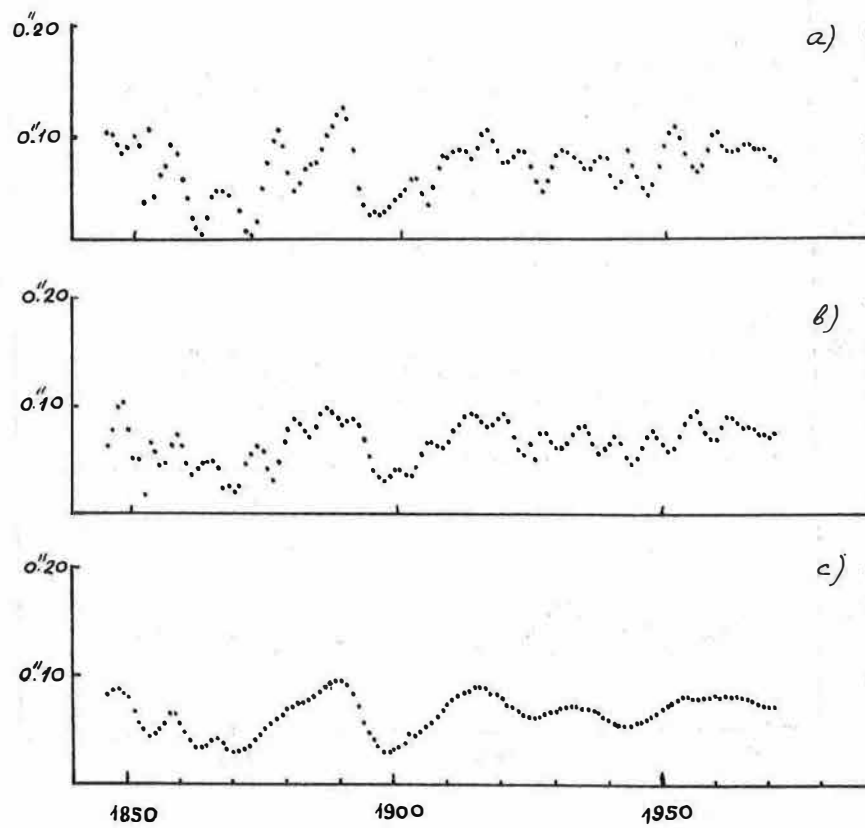


Fig. 3. Semi-minor axis of the annual ellipse of rotation
a) IIJIMA's filter, b) modified IIJIMA filter,
c) band-pass filter

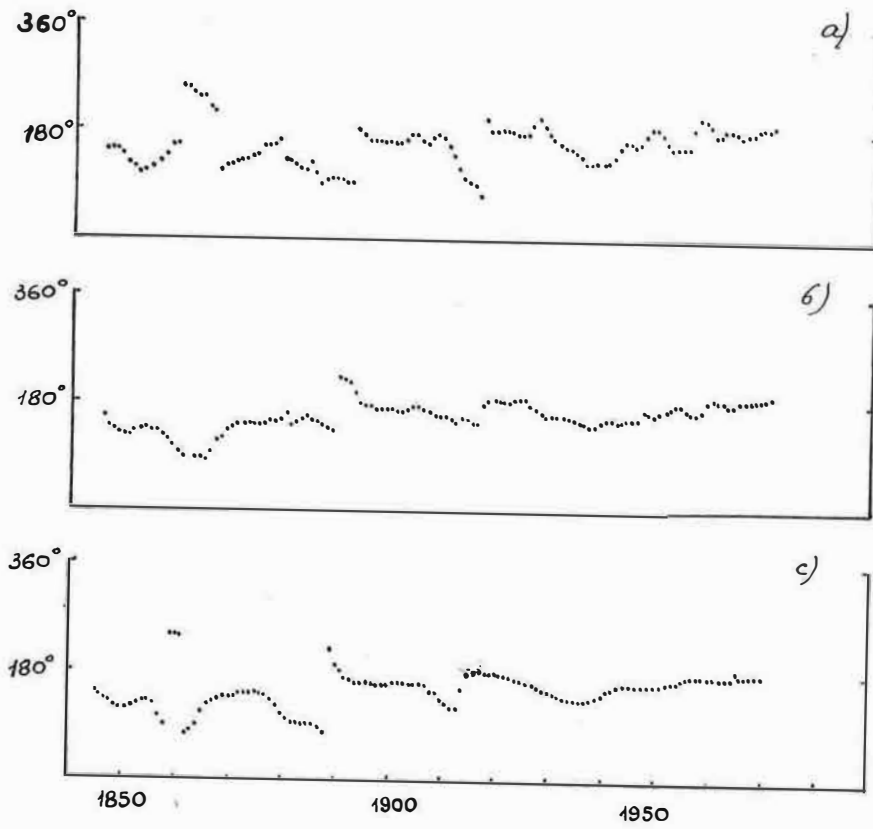


Fig. 4. Eastern longitude of the semi-major axis of the annual ellipse of rotation
a) IIJIMA's filter, b) modified IIJIMA filter,
c) band-pass filter

Zur Ermittlung kurzperiodischer Schwankungen in den
geodätisch-astronomisch bestimmten Breiten von Potsdam

von

JOACHIM HÖPFNER ¹⁾

Summary

The latitude values obtained at Potsdam station during the period 1957.8 to 1962.0 with a DANJON astrolabe were subjected to a statistical correlation analysis. With its estimates a spectral analysis was performed. The estimated power spectrum shows two well-defined peaks. Variations of diurnal and semi-diurnal periods correspond to them.

Seit Anfang Oktober 1957 werden auf der geodätisch-astronomischen Beobachtungsstation Potsdam Beobachtungen mit einem Astrolab DANJON ausgeführt. Aus gruppenweisen Beobachtungen werden simultan die Ergebnisse für die Universalzeit und die geographische Breite erhalten [7]. Die durchgeführten Untersuchungen beziehen sich auf die geographische Breite. Speziell wurden die erhaltenen zeitabhängigen Einzelwerte $\varphi(t_1)$ für die diskreten Zeitpunkte t_1 dem statistischen Verfahren der Korrelationsanalyse unterworfen und anschließend eine Spektralanalyse vorgenommen [2, 5].

Das Beobachtungsprogramm für das Astrolab umfaßt 12 Gruppen mit je 24 bis 29 Fundamentalsternen. Nach Möglichkeit werden in einer Nacht zwei Gruppen beobachtet; im Zeitraum von 1957 bis 1967 waren es öfter auch drei Gruppen. Jeden Monat wird die Kombination der Gruppen gemäß deren Reihenfolge gewechselt, so daß nach Ablauf eines Beobachtungsjahres ein Zyklus, d.h. alle 12 Gruppen, beobachtet sind [7, 8, 9]. Um dies zu veranschaulichen, sind in Abb. 1 die Breitenwerte für Ende September/Anfang Oktober 1958 graphisch dargestellt.

Man kann voraussetzen, daß die Verteilungsfunktion der Breite näherungsweise normal ist. Damit liegt das Modell des stationären GAUSSschen Zufallsprozesses vor, das durch seinen Erwartungswert und seine Autokorrelationsfunktion vollständig beschrieben wird.

Werden die zeitlichen Abweichungen vom mittleren Zeitabstand Δt ($\Delta t = 1^h 59^m 7^s$) für die Einzelwerte $\varphi(t_1)$ der beobachteten aufeinanderfolgenden Gruppen vernachlässigt, so kann die Wertereihe der Breite als eine unvollständige äquidistante Zeitfolge angesehen werden. Auf Grund des Beobachtungsprogramms [7] erreicht die maximale Abweichung $25^m 8$, während die durchschnittliche Abweichung nur $9^m 2$ beträgt. Die Vernach-

¹⁾ Akademie der Wissenschaften der DDR, Zentralinstitut für Physik der Erde
 DDR-15 Potsdam, Telegrafenberg A 17

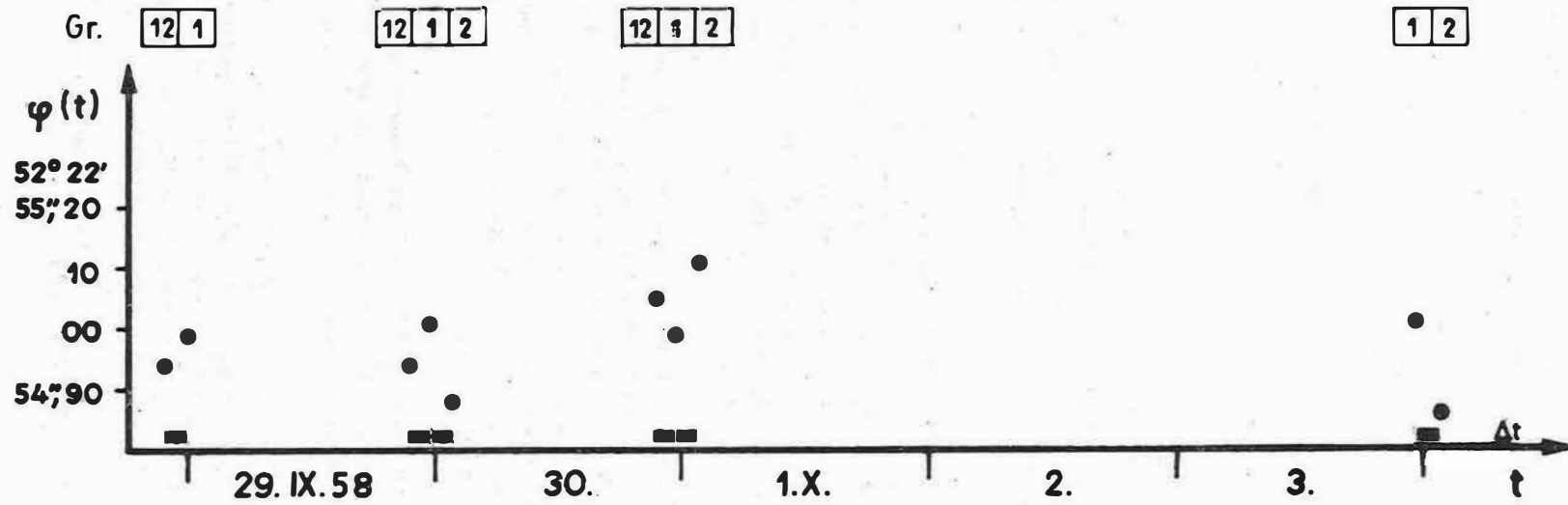


Abb. 1. Die Breiten von Potsdam für Ende Sept./Anfang Okt. 1958

lässigung der auftretenden Abweichungen wurde als zulässig eingeschätzt, zumal da die Zeit zwischen zwei beobachteten Sterndurchgängen maximal $11^m,0$ sein kann. Bei dem dargestellten Beispiel (Abb.1) handelt es sich demnach um folgende diskrete Zeitfolge unvollständig quasi-äquidistanter Breitenwerte:

$$\begin{aligned} &\varphi(t_{00}), \quad \varphi(t_{01}), \\ &\varphi(t_{12}), \quad \varphi(t_{13}), \quad \varphi(t_{14}), \\ &\varphi(t_{24}), \quad \varphi(t_{25}), \quad \varphi(t_{26}), \\ &\quad \quad \varphi(t_{61}), \quad \varphi(t_{62}). \end{aligned}$$

Der Zeitabstand Δt bestimmt die als NYQUIST-Frequenz ν_N bezeichnete höchste Frequenz einer Schwingung, die noch bei äquidistanten Beobachtungen erfaßt wird. Je geringer er ist, um so geringer ist deshalb der Informationsverlust über einen Zufallsprozeß. Indem die Einzelwerte unmittelbar zur Analyse verwendet werden können, gehen auf diese Weise keine Informationen verloren.

Die Polkoordinaten im CIO-System (Conventional International Origin) enthalten säkulare und langperiodische Polbewegungen [3, 6]. Sie wurden zur Reduktion der Einzelwerte $\varphi(t_i)$ wegen des Einflusses der genannten Polbewegungen benutzt. Mit den vorbehandelten Einzelwerten wurden Schätzwerte der Autokorrelationsfunktion $C(\tau)$ für diskrete Verschiebungsschritte τ berechnet. Hierbei ist die Zeitdifferenz τ Null bis ein Vielfaches des mittleren Zeitabstandes Δt :

$$(1) \quad \tau = r \cdot \Delta t \quad (r = 0, 1, 2, 10, 11, 12, 13, 14, 22, 23, 24, 25, 26, \dots, m) .$$

Da die diskrete Zeitfolge der quasi-äquidistanten Einzelwerte der Breite sehr lückenhaft ist, wie aus Abb. 1 ersichtlich, kommen die τ -Werte im Abstand Δt nur zum Teil vor. Das hat zur Folge, daß die Anzahl der Produkte n , die bei der Berechnung der Schätzwerte $C(\tau)$ zu bilden ist, unterschiedlich ausfällt. Die Formel für die empirische Autokorrelationsfunktion lautet

$$(2) \quad C(\tau) = \frac{1}{n} \sum_t [\varphi(t) - \bar{\varphi}(t)] [\varphi(t + \tau) - \bar{\varphi}(t + \tau)] ,$$

worin $\bar{\varphi}(t)$ bzw. $\bar{\varphi}(t + \tau)$ die Zentrierfunktion bedeutet. Die unvollständige quasi-äquidistante Zeitfolge muß ausreichend lang sein, um die fehlenden Werte für die Schätzung von $C(\tau)$ nach Formel (2) einfach vernachlässigen zu können, ohne daß ein zu großer Fehler entsteht. Außerdem muß die maximale Verschiebung τ_m wegen Endlichkeit der Zeitfolge begrenzt werden, damit genügend genaue Schätzungen erhalten werden. Sie wurde auf kleiner als 10 % des Zeitraumes des jeweils zugrunde gelegten Datenmaterials festgelegt.

Zur Schätzung des Energiespektrums $P(\nu_q)$ aus der empirischen Autokorrelationsfunktion $C(\tau)$ wurde die FOURIER-Summentransformation benutzt. Die empirischen (unnormierten) Energiedichten ergeben sich hierbei für die diskreten Frequenzen

$$(3) \quad \nu_q = \frac{q}{m} \nu_N$$

mit

$$(4) \quad q = 0, 1, 2, 3, \dots, m$$

und

$$(5) \quad \nu_N = (2 \Delta t)^{-1} \quad (\text{NYQUIST-Frequenz})$$

nach

$$(6) \quad P(\nu_q) = \left[C(0) + 2 \sum_{r=1}^{m-1} C(\tau) \cos \left(\pi q \frac{r}{m} \right) + C(\tau_m) \cos(\pi q) \right] \frac{1}{m} .$$

Man kann wegen des endlichen Definitionsbereiches

$$0 \leq |\tau| \leq \tau_m$$

von $C(\tau)$ nur die Schätzung eines geglätteten Energiespektrums erhalten. Die Glättung erfolgte durch die Fensteroperation mit dem HANNING-Fenster in der Form

$$(7) \quad \begin{cases} P^*(0) = 0,50 P(0) + 0,50 P(\nu_1) & \text{für } q = 0, \quad \nu_0 = 0, \\ P^*(\nu_q) = 0,50 P(\nu_q) + 0,25 [P(\nu_{q-1}) + P(\nu_{q+1})] & \text{für } q = 1, \dots, (m-1), \\ P^*(\nu_N) = 0,50 P(\nu_N) + 0,50 P(\nu_{m-1}) & \text{für } q = m, \quad \nu_m = \nu_N . \end{cases}$$

Für die Schätzung des Energiespektrums kann auch noch ein anderer Weg eingeschlagen werden, indem nur die empirischen Autokorrelationskoeffizienten $C(\tau)$ für die Verschiebungsschritte

$$(8) \quad \tau = r \cdot \Delta t \quad (r = 0, 12, 24, 36, \dots)$$

der FOURIER-Summentransformation unterzogen werden. Dies entspricht einem neuen mittleren Zeitabstand

$$(9) \quad \Delta t^* = 12 \Delta t .$$

Hieraus folgt für die NYQUIST-Frequenz

$$(10) \quad \nu_N^* = (24 \Delta t)^{-1} .$$

Da die Frequenzen der ganztägigen und halbtägigen Perioden somit größer als die NYQUIST-Frequenz sind, tritt für diese der Aliasing-Effekt auf. Das heißt, daß speziell die M_2 -Tide von 12,42stündiger Periode im Energiespektrum den Pik der M_{Sf} -Tide von 14,76tägiger Periode verstärken wird, während die O_1 -Tide von 25,82stündiger Periode einen Pik bei einer Periode von 14,19 Tagen erzeugt [1, 4].

Den bisherigen Untersuchungen liegt das Datenmaterial der Breite aus dem Beobachtungszeitraum 1957.8 bis 1962.0 zugrunde [7, 8, 9]. In dieser Zeit waren drei Beobachter eingesetzt. Die Rechnungen wurden unter Benutzung der Formeln (1) bis (7) für vier Zeitabschnitte und den Gesamtzeitraum ausgeführt. Nachstehend ist die Verteilung der Breitenwerte auf die Zeiträume und die Beobachter zusammengestellt:

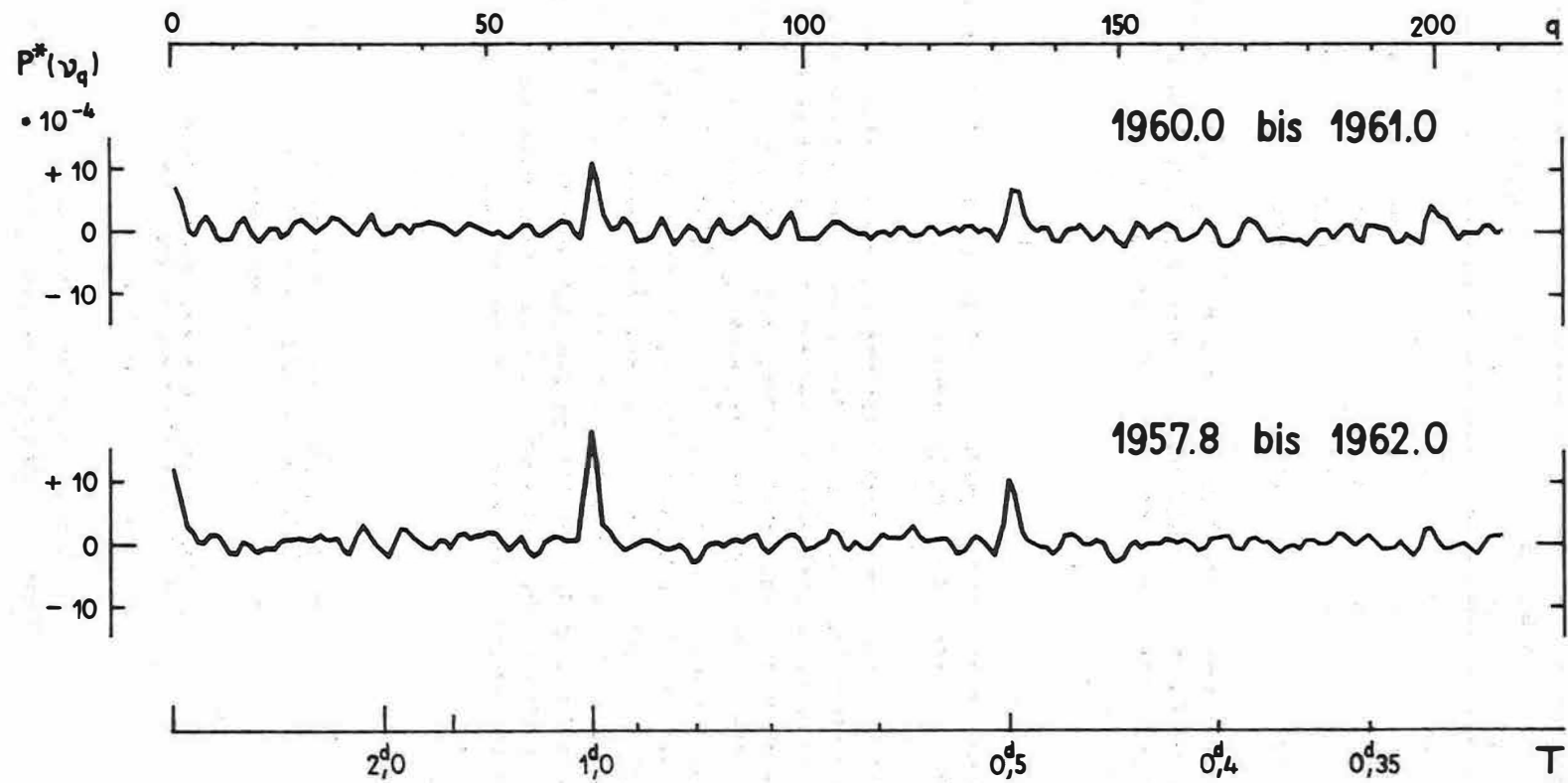


Abb. 2. Energiespektren der Breiten von Potsdam

Zeitraum	Beobachter			gesamt
	1	2	4	
1957.8 bis 1959.0	106	60	86	252
1959.0 1960.0	-	135	151	286
1960.0 1961.0	-	103	126	229
1961.0 1962.0	-	115	116	231
1957.8 1962.0	106	413	479	998

Die geglätteten empirischen (unnormierten) Energiespektren $P^*(\nu_q)$ haben den gleichen Verlauf, der mit wachsender Anzahl der Breitenwerte glatter ist. Abb. 2 zeigt die Spektren für einen Zeitabschnitt (1960.0 bis 1961.0) und für den Gesamtzeitraum. Auf der T-Achse ist die Periodendauer

$$(11) \quad T = (\nu_q)^{-1}$$

in Tagen angegeben. Wie zu ersehen, treten zwei gut definierte Piks auf. Ihnen entsprechen Schwankungen von Tagesperiode und von Halbtagesperiode.

Da das angewandte Verfahren der statistischen Analyse auf kurze Perioden anspricht und da der Untersuchungszeitraum entweder nur ein Jahr oder rd. vier Jahre umfaßt, müßte das Ergebnis mit großer Wahrscheinlichkeit kurzperiodischen Charakters sein. Bei der Tagesperiode dürfte es sich um die freie tägliche Nutationsperiode der Polbewegung und die ganztägigen Perioden der gezeitenbedingten Lotschwankungen, vor allem von der K_1 -Tide herrührend, handeln. Als Halbtagesperiode müßten die halbtägigen Perioden der gezeitenbedingten Lotschwankungen, davon hauptsächlich der M_2 -Tide, in Erscheinung treten [1, 3, 4]. Weitere Effekte sind nicht ausgeschlossen. Die genaue Interpretation der erhaltenen Perioden bedarf detaillierter Studien. Auf Grund der entsprechenden Ergebnisse für die theoretische Funktion der Gezeiten werden sich bereits gewisse Rückschlüsse ziehen lassen, da die gleichen Fehler, die durch das Verfahren wegen des hierfür unvollständigen Datenmaterials bedingt sind, ebenso auftreten müssen.

Literatur

- [1] BARTELS, J. Gezeitenkräfte. In: Handbuch der Physik, hrsg. v. S. FLÜGGE, Bd. XLVIII: Geophysik II. Berlin/Göttingen/Heidelberg: Springer-Verlag 1957
- [2] BLACKMAN, R.B.; TUKEY, J.W. The measurement of power spectra from the point of view of communications engineering. New York: Dover Publ. 1958
- [3] HÖPFNER, J. Planetare Dynamik der Erde - ein Überblick. Vermessungstechnik, Berlin 21 (1973) 6, S: 215-218, und 7, S. 264-266

- [4] MUNK, W.H.;
MACDONALD, G.J.F. The rotation of the Earth. A geophysical discussion.
Cambridge: University Press 1960
- [5] TAUBENHEIM, J. Statistische Auswertung geophysikalischer und meteo-
 rologischer Daten.
Leipzig: Akadem. Verl.-Ges. Geest & Portig 1969
- [6] VICENTE, R.O.; YUMI, S. Coordinates of the pole (1899-1968) referred to the
Conventional International Origin.
Publ. internat. Latitude Observ. Mizusawa I (1969)
1, S. 41-50
- [7] ... Beobachtungsergebnisse im Internationalen Geophysikalischen
 Jahr 1957/1958.
Arb. geod. Inst. Potsdam (1964) 1
- [8] ... Astronomische Zeit- und Breitenbestimmungen. Emp-
 fangszeiten von Zeitsignalen. 1959/1960.
Arb. geod. Inst. Potsdam (1964) 4
- [9] ... Astronomische Zeit- und Breitenbestimmungen. Emp-
 fangszeiten von Zeitsignalen. 1961/1962 .
Arb. geod. Inst. Potsdam (1965) 10

Untersuchungen zur Erregung der CHANDLER-Periode

von

HORST JOCHMANN ¹⁾

Summary

The excitation function of the annual period of the polar motion was derived from the observed periodical path of the pole by means of the differential equations of this motion. The solution of the said system of differential equations showed that 70 to 100 per cent of the amplitude of the CHANDLER wobble have the same excitation function as the annual period.

Die freie Nutation des Poles wird durch verschiedene Ursachen, die gleichzeitig andere Bewegungsformen des Rotationspols hervorrufen, erregt. Die wirkungsvollste Erregung erfährt die freie Nutation durch periodische Ereignisse, deren Frequenz nahezu mit der Frequenz der freien Schwingung ($\beta = 2\pi/430$) übereinstimmt. Auf Grund der Differentialgleichungen der Polbewegung,

$$(1) \quad \frac{dx}{dt} + \beta \eta = \beta y(t) \quad \frac{d\eta}{dt} - \beta \xi = -\beta x(t)$$

$$\left(\xi = \frac{\omega_x}{\omega_0}, \quad \eta = \frac{\omega_y}{\omega_0}, \quad \omega_0 \approx \omega_z \approx \text{const} \right),$$

in denen die Erregerfunktionen $y(t)$ und $x(t)$ als Variationen des Trägheitspols dargestellt sind, können mit den durch Beobachtungen gegebenen periodischen Polbewegungen

$$(2) \quad \begin{cases} \eta = A \sin(\alpha t + \gamma_A) + K \sin(\beta t + \gamma) \\ \xi = B \sin(\alpha t + \gamma_B) + K \cos(\beta t + \gamma) \end{cases}$$

die entsprechenden Erregerfunktionen

$$(3) \quad y(t) = a \sin(\alpha t + \gamma_a), \quad x(t) = b \sin(\alpha t + \gamma_b)$$

ermittelt werden.

¹⁾-----
Akademie der Wissenschaften der DDR, Zentralinstitut für Physik der Erde,
DDR-15 Potsdam, Telegrafenberg A 17

Die der freien Schwingung am nächsten liegende Periode der Polbewegung ist die Jahresperiode ($\alpha = 2\pi/365$), deren Erregerfunktion nach der Theorie den größten Einfluß auf die Amplitude der CHANDLER-Periode ausüben müßte. Wäre (2) in aller Strenge eine Lösung von (1), dann müßte die entsprechende Erregerfunktion die Ursache für die periodische Funktion mit der Frequenz α und die Amplitude K der freien Schwingung sein. Dies kann von vornherein nicht angenommen werden, da noch Erregerfunktionen mit anderem zeitlichem Verlauf einen Beitrag zur Amplitude der freien Schwingung liefern.

Da es auf Grund von (2) und (1) möglich ist, die Erregerfunktion (3) zu isolieren, könnte man die durch sie verursachte Amplitude der freien Schwingung ermitteln, wenn Anfangswerte der Lösung bekannt sind.

Bei Anwendung der Erregerfunktionen (3) auf die Differentialgleichungen (1) ist es nicht möglich, Anfangswerte zu definieren. Man umgeht diese Schwierigkeit, indem man die Wirkung jeder Erregerfunktion für sich betrachtet und die dabei aus (1) erhaltenen Lösungen linear überlagert. Man erhält

$$(4) \quad \frac{1}{\beta} \frac{d\xi_1}{dt} + \eta_1 = a \sin(\alpha t + \gamma_a), \quad \frac{1}{\beta} \frac{d\eta_1}{dt} - \xi_1 = 0$$

mit den Lösungen

$$(5) \quad \begin{cases} \eta_1 = \frac{\beta^2 a}{\beta^2 - \alpha^2} \sin(\alpha t + \gamma_a) + K_1 \sin(\beta t + \gamma_1), \\ \xi_1 = \frac{\alpha \beta a}{\beta^2 - \alpha^2} \cos(\alpha t + \gamma_a) + K_1 \cos(\beta t + \gamma_1). \end{cases}$$

Bei Beginn der Wirkung der Erregerfunktion $y(t)$ werden Inertial- und Rotationspol zusammenfallen, d.h.

$$\xi_1 = 0 \quad \text{und} \quad \eta_1 = 0.$$

Dies tritt zu einem Zeitpunkt

$$t_0 = -\frac{\gamma_a}{\alpha} - n_1 \pi$$

ein, da $y(t) = 0$ gelten muß. Damit haben wir die zur Bestimmung von K_1 und γ_1 notwendigen Anfangswerte von (5), mit denen sich

$$(6) \quad \gamma_1 = \frac{\beta}{\alpha} \gamma_a + n_1 \pi, \quad K_1 = \frac{\alpha}{\beta} \frac{a}{\frac{\alpha^2}{\beta^2} - 1}$$

ergeben. Ähnlich erhält man für $x(t)$

$$(7) \quad \gamma_2 = \frac{\pi}{2} + \frac{\beta}{\alpha} \gamma_b + n_2 \pi, \quad K_2 = \frac{\alpha}{\beta} \frac{b}{\frac{\alpha^2}{\beta^2} - 1}.$$

Aus der Superposition der Lösungen beider Differentialgleichungssysteme erhält man für die Amplitude der CHANDLER-Periode

$$(8) \quad K^2 = K_1^2 + K_2^2 + 2 K_1 K_2 \cos (\gamma_2 - \gamma_1) .$$

(8) liefert zwei Lösungen von K , je nachdem ob $n_2 - n_1$ eine gerade oder ungerade Zahl ist.

Die Analyse einer sechsjährigen Polbewegung (1962 - 1968) ergab als Erregerfunktion mit jährlicher Periode

$$(9) \quad \begin{cases} y(t) = 0,048 \sin (\alpha t + 10^\circ) , \\ x'(t) = 0,022 \sin (\alpha t + 150^\circ) . \end{cases}$$

Aus (9) wurden nach vorstehender Ableitung folgende Werte für die Amplitude der CHANDLER-Periode erhalten:

$$K = \begin{cases} 0,102 , \\ 0,166 . \end{cases}$$

Aus der Analyse der Polbewegung ergab sich

$$K_{\text{obs}} = 0,145 .$$

Mindestens 70 % der festgestellten Amplitude werden demnach durch die Erregung der Jahresperiode erzeugt. Anzunehmen ist jedoch, daß die Amplitude der CHANDLER-Periode nahezu vollständig durch die Funktionen (9) erregt wird, da nach der Theorie der Einfluß von Erscheinungen, deren Periode um große Beträge von der Periode der Eigenschwingung abweicht, stark vermindert wird und ein gewisser stochastischer Charakter zur Kompensation ihres Einflusses führt. Die Nulldurchgänge der Erregerfunktionen (9) stimmen etwa mit den von TEICH [1] angegebenen Werten des Luftmassenausgleichs in der Atmosphäre überein, so daß ein meteorologischer Ursprung der Amplitude der CHANDLER-Periode nicht vollkommen ausgeschlossen werden kann.

Literatur

- [1] KLEIN, F.; SOMMERFELD, A. Über die Theorie des Kreisels.
Leipzig: B.G.Teubner 1897
- [2] TEICH, M. Beitrag zum Problem der allgemeinen Zirkulation, insbesondere der mitteltroposphärischen Hochdruckgebiete der nördlichen Nordhemisphäre.
Abh. meteorolog. u. hydrolog. Dienst DDR 5 (1955) 36

On the Relative Displacements of the Zeniths
of Astronomical Observatories

by

NIKOLAY T. MIRONOV and ALLA ALEKSEEVNA KORSUN ¹⁾

Summary

The present paper deals with the angles between the plumb-lines at different points of the Earth's surface. Variations of the angles derived from systematic latitude and time observations may be due to crustal displacements and changes in direction of gravity as well as to the errors of the adopted proper motions of the observed stars and certain instrumental errors. Using the variations of the angles, the wanderings of the zeniths have been obtained in two coordinate systems: one attached conventionally to the vertical lines at Greenwich and Washington, the other to those at several observatories. The results are completely independent of the polar motion and irregular variations in the speed of the Earth's rotation. The obtained results are discussed.

A.JA. ORLOV has shown that slow non-periodic variations of the mean latitudes were of non-polar character. He obtained his results by means of comparing directly latitude variations of the observatories whose longitudes were nearly the same or differed by 180° [3]. It is obvious that those latitude variations which are due to the polar motion should be identical for such stations. Therefore, the correlation coefficients between the polar components of latitude variations should be about unit.

Using the data taken from [1], we calculated 83 correlation coefficients for both the periodic components and slow non-periodic variations of the mean latitudes. If $|\lambda_1 - \lambda_j| \approx 180^\circ$, the latitude at one of the observatories was taken with opposite sign. Then in all cases the polar motion will give a positive contribution to the correlation coefficient. To estimate the statistical significance of the results a significance level of $q = 0.05$ was adopted. The histogrammes of the correlation coefficients are shown in Fig. 1.

As it was expected, the correlation coefficients r of the periodic components of latitude variations are significant and positive ($0.6 < r < 1$). For the non-periodic components we have both negative and positive coefficients r' ($-0.9 < r' < +0.9$).

¹⁾ Astronomisches Hauptobservatorium der Ukrainischen Akademie der Wissenschaften
Kiev 127

So one can see that the slow non-periodic variations of the mean latitudes cannot be explained as due to the non-periodic motion of the Earth's rotational axis relative to the pencil of the plumb-lines. These variations are apparently accounted for by the changes of the angles between the plumb-lines at different points of the Earth's surface. The question is how large the changes of the angles are. They should be taken into account in studying the rotation of the Earth, the secular polar motion and continental drift. However, the separation of the two last phenomena by methods used up to now is difficult.

Meanwhile, systematic latitude and time observations at the points $A_1, A_2 \dots, A_N$ of the Earth's surface are able to give variations of the angles between the plumb-lines at these points for the time interval $\Delta t = t - t_0$. For this purpose the following equations may be used:

$$(1) \Delta S_{ij} = S_{ij}(t) - S_{ij}(t_0) = -\cos a_{ij} \Delta \varphi_i - \cos a_{ji} \Delta \varphi_j + k_{ij} \Delta(T_i - T_j),$$

where φ_i, T_i and φ_j, T_j are respectively the latitude and the local time observed at the points A_i and A_j at the same physical moment; a_{ij} and a_{ji} are respectively the azimuths of the arc S_{ij} at these points.

$$(2) \cos a_{ij} = \frac{\cos \varphi_i \sin \varphi_j - \sin \varphi_i \cos \varphi_j \cos(\lambda_i - \lambda_j)}{\sin S_{ij}};$$

$$(3) \cos a_{ji} = \frac{\sin \varphi_i \cos \varphi_j - \cos \varphi_i \sin \varphi_j \cos(\lambda_i - \lambda_j)}{\sin S_{ij}};$$

$$(4) k_{ij} = -k_{ji} = \frac{\cos \varphi_i \cos \varphi_j \sin(\lambda_i - \lambda_j)}{\sin S_{ij}},$$

when $T_i - T_j = \lambda_i - \lambda_j$.

If the number of the points is N the number of the angles will be $C_N^2 = \frac{N(N-1)}{2}$. The variations of these angles are completely independent of the polar motion and variations in the speed of the Earth's rotation.

Having used the systematic latitude and time observations at 12 observatories [4], we obtained monthly means ΔS_{ij} of 66 angles for the time interval 1968.2 - 1971.12 ($t_0 = 1968.2$). In some cases ΔS_{ij} amounts to $0.6 \div 0.8$.

Fig. 2 shows the changes of arcs connecting the zeniths of Washington (W) and Tokyo (To), Mizusawa (MZP, MZA). The same curves were derived for other stations. For example, the variations of arcs between the zeniths of Potsdam on the one hand and Washington, Richmond, Mizusawa, Tokyo, Hamburg, Neuchâtel, Besançon, Alger, Paris and Herstmonceux on the other hand were obtained. We do not demonstrate these curves since they have no common trend similar to that observed in Fig. 2.

The changes so revealed may be both real and fictitious. The former are due to the crustal movements and variations in the direction of gravity, etc. The latter may result from errors of the adopted proper motions of the observed stars and certain instrumental errors. But it is to be stressed once more that variations of the angles are completely independent of the polar motion and variations in the speed of the Earth's rotation.

Using the variations of the independent angles, the wanderings of the zeniths have been obtained in two coordinate systems. The first system of rotating axes - denoted by GW - is attached conventionally to the vertical lines at Greenwich and Washington by means of the following conditions: The longitude and latitude at Greenwich and latitude at Washington are constant. The second system - denoted by MN - is attached to the pencil of vertical lines at 12 observatories. The following conditions have been imposed on the displacements ρ_i of the zeniths Z_i in the system MN:

$$(5) \quad \sum_{i=1}^{12} \rho_i^2 = \min,$$

where \sum is a summation over all values of i from 1 to 12.

Supposing that at the initial moment the axes of these systems coincided, we then derived three small angles u, v, w between these axes at any other moment. Their maximum values are $u = 0^{\circ}70$; $v = 0^{\circ}20$; $w = 0^{\circ}90$. Hence it follows that displacements of the zeniths in the GW system should be considerably affected by the variations of the plumb-lines at Greenwich and Washington.

The motion of the zeniths in the MN system looks as random wandering within a certain circle. Richmond has the largest radius of such a circle equal to $0^{\circ}35$. Paris has the smallest one, being $-0^{\circ}10$. No similarity of the displacements has been revealed for the stations situated near to one another.

The variations of the length of the arc S_{ij} between the zeniths Z_i and Z_j with difference of longitude equal to 0° or 180° is

$$(1') \quad \Delta S_{ij} = -\cos a_{ij} \Delta \phi_i - \cos a_{ji} \Delta \phi_j,$$

since in this case

$$|\cos a_{ij}| \gg |k_{ij}| \ll |\cos a_{ji}| \quad [2].$$

Introducing the variations of the mean latitudes $\Delta \phi_i$ and $\Delta \phi_j$ in this expression, we shall obtain slow changes of the length of the arc S_{ij} . If the variations of the mean latitudes $\Delta \phi_i$ are due to the polar motion the arc S_{ij} will not change, that is $\Delta S_{ij} = 0$.

Using data published in [1, 5, 6], we have calculated the changes of the arcs between the zeniths of Ukiah and Gaithersburg on the one hand and several observatories on the other. The calculations show that from 1957.5 to 1971.5 S_{ij} change considerably and similarly. The lengths of arcs connecting the zeniths of Ukiah with those of Kitab, Kazan, Gorky, Poltava, Pulkovo all were shortening (Table 1). When the arcs between the zeniths of Richmond, Washington and Gaithersburg are getting shorter the arcs between the zeniths of Gaithersburg and Ottawa, Irkutsk, Blagoveshensk are getting longer and vice versa (Table 2). These results cannot be explained by the errors

of the proper motions of the observed stars since the programmes of the above observatories differ from one another. Nor can this fact be ascribed to the errors of the proper motions of the stars observed at the International Latitude Stations since the similar changes in S_{ij} should have been revealed at both international stations, namely, Ukiah and Gaithersburg. The results indicate that the zenith of Ukiah was gradually shifting to the north, and the direction of displacement at Gaithersburg was changing.

Two curves are shown in Fig. 3: variation of the mean latitude of Ukiah (with opposite sign) and the mean of all ΔS_{ij} . The same values for Gaithersburg are given in Fig. 4. In both cases the curves $-\Delta\phi$ and ΔS_{ij} nearly coincide with one another. From this coincidence one can conclude that variations of the mean latitude at Ukiah and Gaithersburg are really of a non-polar character. The definition of the Conventional International Origin of the polar coordinates is known to be based on the supposition that the zeniths of the five International Latitude Stations form an "invariable constellation", which is in contradiction with the results obtained in this paper. We consider this fact as an explanation of the so-called relative secular motion of the CIO and the mean pole of the epoch of observation.

References

- [1] FEDOROV, E.P.; et al. Dvizhenie poljusa Zemli s 1890.0 po 1969.0.
Kiev: "Naukova Dumka" 1972
- [2] FEDOROV, E.P.; Rotation of the Earth.
KORSUN, A.A.; Dordrecht-Holland: D. Reidel Publ. Comp. 1972
MIRONOV, N.T.
- [3] ORLOV, A.JA. Dvizhenie poljusa Zemli 1939-1949 gg.
DAN AN SSSR, N.S. 78 (1951) 4
- [4] ... AnnualReports BIH for 1968-1971.
Paris 1969-72
- [5] ... AnnualReports of the IPMS, 1968-70.
Mizusawa 1970-72
- [6] ... Monthly Notices of the IPMS, 1971-72.
Mizusawa 1971-72

Table 1

to = 1964.5

Epoch	Kitab	Kazan	Gorky	Poltava	Pulkovo
1957.5	+0!066	+0!022	+0!090	+0!050	+0!047
58	+ .115	+ .065	+ .092	+ .087	+ .086
59	+ .145	+ .076	+ .136	+ .107	+ .120
60	+ .054	- .037	+ .101	+ .020	+ .024
61	+ .005	- .094	+ .041	- .033	- .007
62	+ .010	- .028	+ .047	- .040	+ .002
63	+ .018	- .010	+ .033	- .008	+ .012
64	.000	.000	.000	.000	.000
65	- .022	- .048	- .022	- .040	- .047
66	- .027	- .048	- .005	- .038	- .055
67	- .070	- .050	- .021	- .046	- .077
68	- .187	- .121		- .088	- .159
69	- .158	- .142		- .114	- .165
70	- .158	- .131		- .073	- .141
1971.5	- .148	- .150		- .082	- .097

Table 2

to = 1964.5

Epoch	Richmond	Washington	Ottawa	Irkutsk	Blagoveshensk
1957.5	-0!063	-0!108	-0!013		
58	- .036	- .109	- .004	-0!035	
59	- .052	- .101	+ .055	+ .014	+0!031
60	- .079	- .106	+ .098	+ .060	+ .067
61	- .076	- .061	+ .085	+ .034	+ .049
62	- .051	- .042	+ .044	+ .013	+ .020
63	- .025	- .024	+ .021	- .007	+ .003
64	.000	.000	.000	.000	.000
65	- .001	- .014	+ .012	+ .013	+ .001
66	- .026	- .026	+ .022	+ .038	+ .035
67	- .084	- .073	+ .063	+ .100	+ .082
68	- .094	- .096	+ .076	+ .129	+ .082
69	- .092	- .103		+ .140	+ .081
70	- .144	- .123		+ .138	+ .086
1971.5	- .130	- .107		+ .117	+ .041

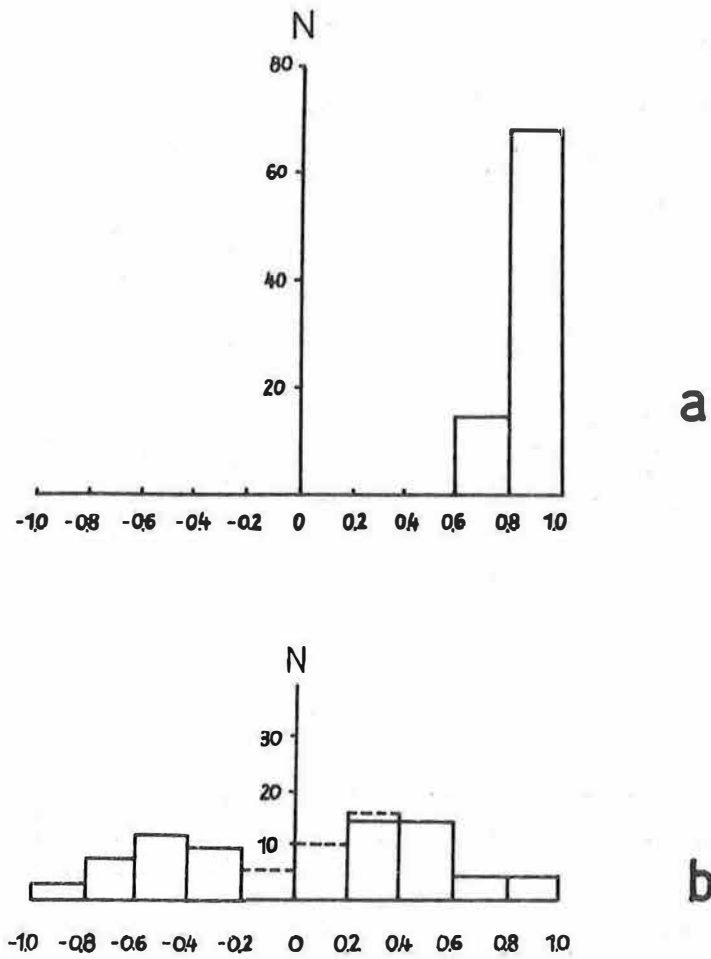


Fig. 1. Histograms of correlation coefficients r of the periodic components of latitude variations (a) and of correlation coefficients r' of the slow variations of the mean latitudes (b)

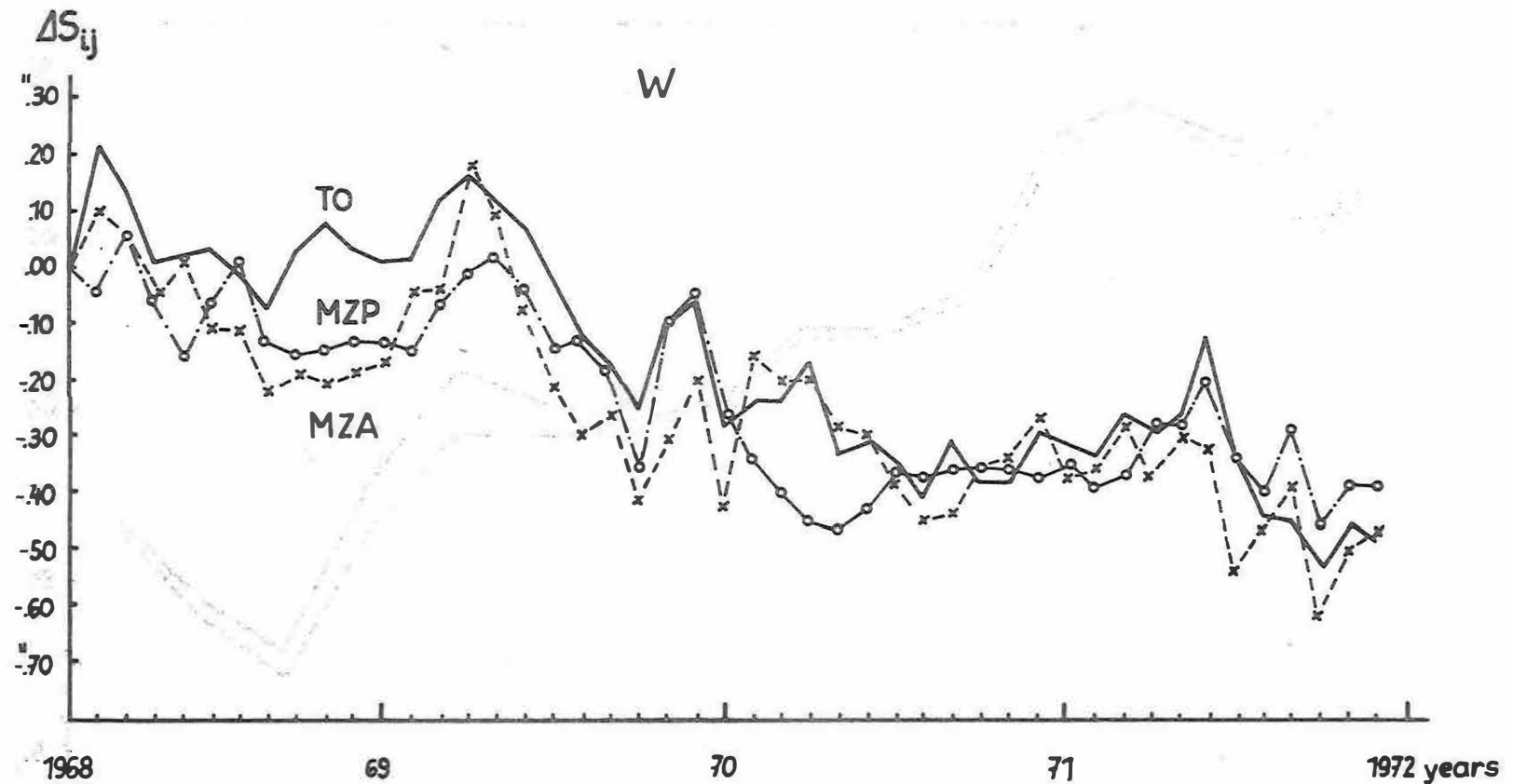


Fig. 2. Changes of the arcs between the plumb-lines of Washington (W), and Tokyo (To), Mizusawa (MZA, MZP)

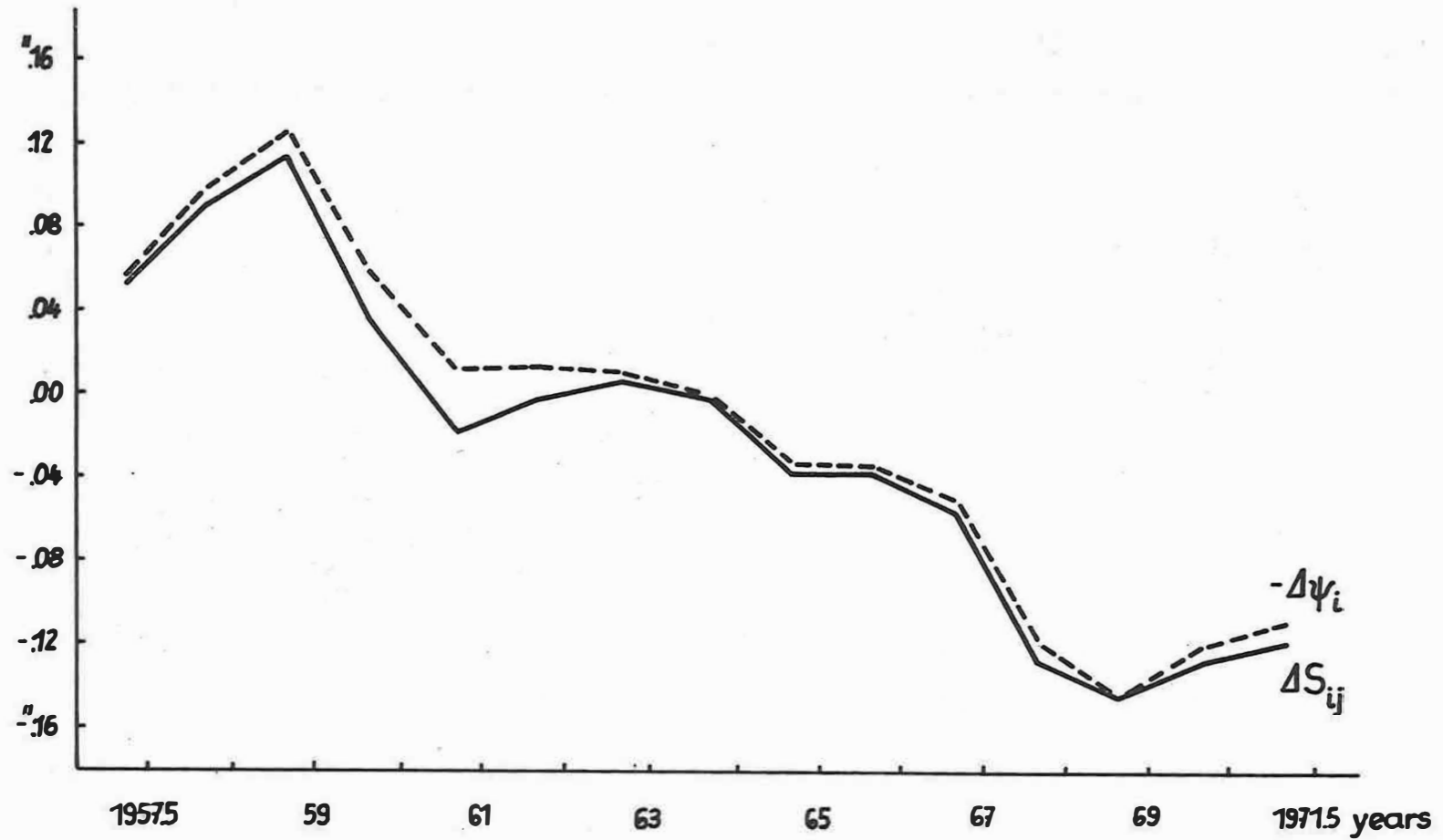


Fig. 3. Variation of the mean latitude of Ukiah - $\Delta\psi_i$ and the mean from ΔS_{ij} of Table 1

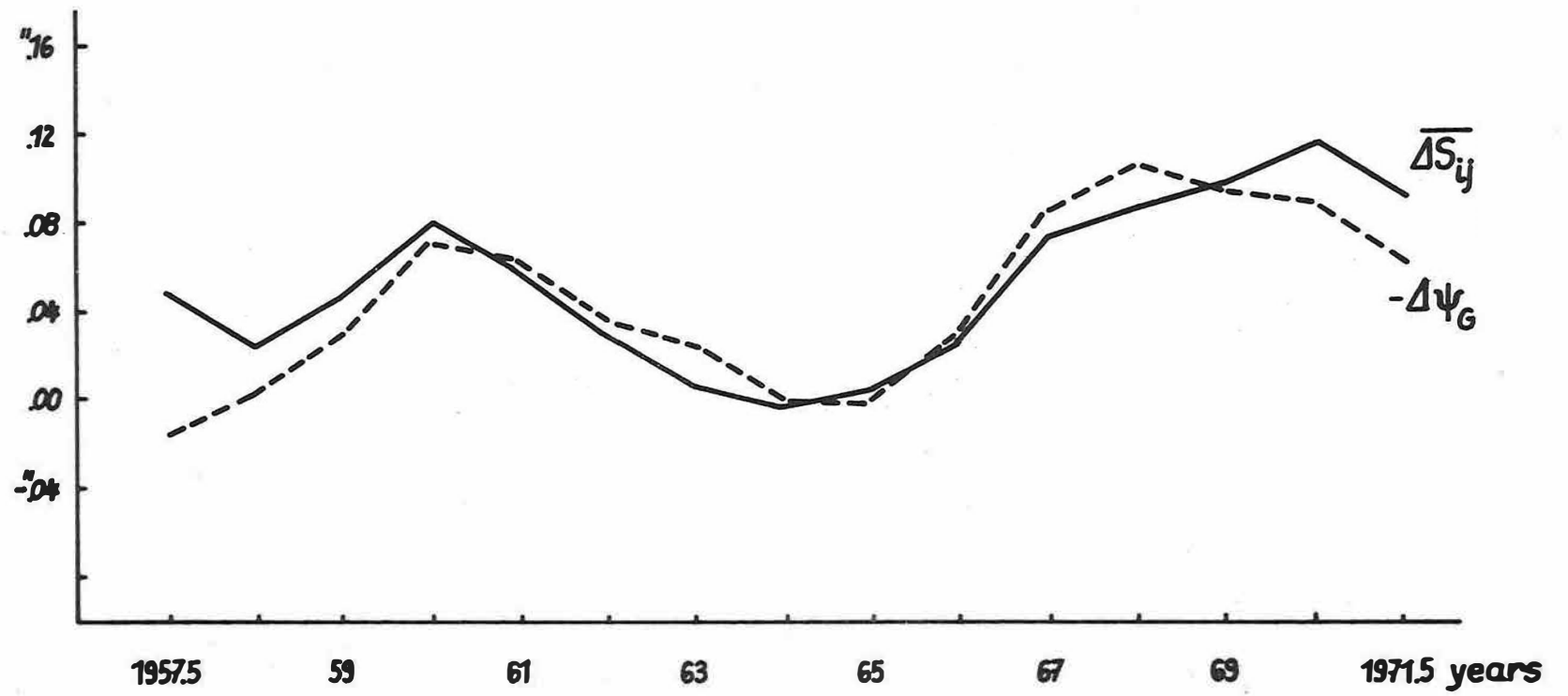


Fig. 4. Variation of the mean latitude of Gaithersburg $-\Delta\psi_G$ and the mean from ΔS_{ij} of Table 2

Year of measurement (1974, 1975, 1976, 1977, 1978, 1979)

1974 1975 1976 1977 1978 1979



Results of the Earth-Tide Observations at the Antarctic Station Vostok, 1969

by

MARTIN MANFRED SCHNEIDER and DIETRICH SIMON ¹⁾Summary

In 1969, the tidal variations of gravity and tilt were measured at the Soviet innercontinental Antarctic station Vostok using a gravimeter GS 11 and a horizontal pendulum. The obtained mean value of the gravimeter factors of the diurnal tides is 1.20. The fluctuations of air pressure are proved to produce fictitious gravity changes according to a conversion coefficient of 6 ... 8 $\mu\text{Gal}/\text{mbar}$. An instrumental effect is made probable. The tilt measurements show a diminishing factor almost equal to unity. A considerable thermal component must be assumed in the tilt of the snow surface.

The distribution of continents and oceans on the Earth's surface enables earth-tide stations to be installed only to a limited degree in mid-latitudes of the southern hemisphere. Therefore, the Antarctic continent, which is almost completely situated within the polar circle, deserves special interest as to tidal investigations. From theoretical point of view, in high latitudes there exist favourable presuppositions to the measurement both of the vertical component of the long-period tidal constituents and of the horizontal components of the diurnal constituents, as the amplitudes have a maximum value at the pole. The vertical components of the diurnal and semidiurnal tides vanish there, but the amplitudes of the diurnal constituents remain measurable even in higher latitudes.

In the past decade, there were made successful attempts to observe the Earth's tides quantitatively in the Antarctic. In 1969, during the 14th Soviet Antarctic Expedition, first records of tidal gravity variations and of tidal tilt were made at the innercontinental station Vostok. This station is situated at a distance of 1300 km from the pole on the Central Antarctic Plateau, the height above sea-level being 3488 m. The thickness of the inland ice-cap in the surroundings of the station is 3700 m. The wintering station Vostok is in operation all the year round.

¹⁾ Akademie der Wissenschaften der DDR, Zentralinstitut für Physik der Erde, DDR-15 Potsdam, Telegrafenberg A 17

The choice of this site had been made on the consideration that the tidal effects may be systematically falsified, *inter alia*, by three objective factors. These are (1) the daily temperature fluctuations at the measuring site and the Earth's surface, (2) the fluctuations of the atmospheric pressure with diurnal and semidiurnal periods, and (3) the tides of the oceans. At Vostok, these interfering meteorological effects are relatively small during the polar night, whose length is four months. Furthermore, the station is situated in the centre of the Antarctic continent, more than 1100 km off the coast of the southern polar oceans, thus the indirect effect of the maritime tides may be expected to be small. On the other hand, there exist peculiar problems in practically carrying out the measurements, due to the uncommon climatic conditions, to the extraordinary electrostatic phenomena, and to the lack of an invariably fixed place to install the highly sensitive instruments on, or in, the névé covering the polar ice-cap. As has already been reported, these difficulties have been surmounted to a great extent by careful preparation of the measuring devices and by an adequate observational technology [6, 7, 8]. The construction of the gravimetric laboratory, the gallery dug into the snow, and the instruments used are shown in Figs. 1, 2, 3. The scheme of the measuring site is given in Fig. 4.

There have been obtained evaluable tidal records with the gravimeter GS 11 no. 140 from July till December 1969. Besides this, in the same period one of the authors succeeded in recording one component of the tidal tilt by means of a TOMASCHEK—ELLENBERGER horizontal pendulum for 28 two-days intervals. Examples of the recordings are reproduced in Figs. 5 and 6.

The data of the gravity tides have been evaluated with the DOODSON—LENNON and VENEDIKOV methods of harmonic analysis. Preliminary results have already been reported in a previous paper [8] (Table 1). The theoretical amplitudes of the diurnal constituents at Vostok are about 40 %; on the other hand, those of the semidiurnal ones exhibit only about 10 % of the corresponding values in Central Europe. Therefore, the most reliable evidence may be expected for the greatest diurnal tides, K_1 and O_1 , the harmonic constants of which, according to the different analyses, are compiled in Table 1.

The most essential result of these earth-tide measurements, which have been made for the first time in the interior of the Antarctic continent, is the fact that the obtained mean value of the gravimeter factor 1.20 corresponds to that determined at stations on the northern hemisphere. There is great importance attached to this fact when taking into account that the influence of the oceanic tides may really be considered to be small at Vostok station. On the other hand, the harmonic constants of the observed diurnal and semidiurnal tides at the Antarctic coastal stations Molodozhnaya [2] and Syowa [3] show remarkable contributions of the oceanic tides.

Based on the experience collected at other earth-tide stations [9], an attempt has been made to prove the existence of contributions in the observational results of the gravity tides at Vostok station which are caused by meteorological effects.

For this purpose the hourly measured values of atmospheric pressure and air temperature at Vostok have been used. (The temperature of the immediate environs of the gravimeter itself, i.e. within the laboratory especially built 4 m beneath the snow surface, has been automatically regulated to a constant value of ± 0.5 °C in order to reduce any direct thermal interference to a minimum.)

The drifts of the recorded gravity values and of the meteorological data have been determined by PERTZEV's method [4]. Comparing the differences of the drifts taken for five-hour intervals a distinct correlation between the gravimetric and the barometric values is shown. This is not always the case for the air temperature (Fig. 7). The influence of the temperature fluctuations on the observed gravity data cannot be examined unless the predominating interference of the air pressure variations has been eliminated. Corresponding work is in preparation.

In applying a successfully tested method [9] the correlation between the gravimetric and barometric data has been investigated. There results an empirical conversion coefficient of 6 ... 8 $\mu\text{Gal}/\text{mbar}$. According to this effect the fluctuations of air pressure produce fictitious changes in gravity which widely exceed the width of the tidal variations (amplitudes of K_1 and O_1 at Vostok are 17 μGal and 12 μGal resp.). Unfortunately, it cannot be unequivocally clarified whether this effect is an instrumental one or whether it is caused by the elastic compression of the polar ice-cap under the regional load of the atmospheric pressure. The experimental result allows either explanation. There is no significant lag of one drift curve behind the other.

Assuming a variable compression of the inland ice to be the cause of the non-periodic gravity changes it ought to be expected that the vertical movements of the surface under the action of the atmospheric pressure distribution are of the order of 50 - 100 cm. This amount widely exceeds the values which are estimated for the solid earth (e.g. [11]). The relative changes of the thickness of the ice, $\Delta h/h$, would be of the order of 10^{-4} . This would correspond to a YOUNG's modulus of approximately 160 kp/cm^2 . The values for Greenland glacier ice referred to in literature are about 70 000 kp/cm^2 [1]. The discrepancy cannot be explained by different physical qualities of Antarctic and Greenland ice only. The preponderance of an instrumental effect is therefore made probable even if (1) the porous névé layer, which is more than 100 m thick, can be deformed by varying air pressure load more easily than the underlying compact ice, and (2) the gravimeter system is constructed such as to be compensated for pressure changes. The fluctuation of the conversion coefficient about an average value may be understood as the consequence of temporally different local deviations of the air pressure from uniform regional load distribution. A pure instrumental effect would produce a constant conversion coefficient.

In spite of the good correlation of the air pressure and the gravimeter drift variations there arise difficulties when precisely determining the corresponding corrections which have to be applied to the harmonic constants of the individual tidal analyses. The reason lies in that the amplitudes of the air pressure waves

at Vostok station are on an average 3 - 4 times smaller than in Europe, but at the same time, on the one hand, the tidal amplitudes are also considerably smaller, and on the other hand the conversion coefficient is relatively high. This means that e.g. an air pressure wave with an amplitude of only 0.1 mbar - that is 2 ‰ of the width of the pressure fluctuations at Vostok and corresponds just to the accuracy of the readings - produces a change already of approximately 5 % in the gravimeter factor of the greatest diurnal constituent, K_1 . The air pressure conditioned contribution to the observed amplitude of the semidiurnal constituent, S_2 (theoretical amplitude 1.4 μ Gal), is even about 30 %; it is produced by a corresponding pressure wave with an amplitude of no more than 0.07 mbar. An additional uncertainty of the correctional terms for all tidal constituents results from the relatively great fluctuations of the conversion coefficient.

By means of the fluctuations of the amplitudes of the constituent K_1 for successive central days of the harmonic analysis the portion independent upon air pressure variations has been empirically estimated, as shown in Fig. 8. The greatest deviations of the individual results of monthly analyses according to DOODSON--LENNON from the vectorially averaged value appear whenever the pressure waves calculated by the same method show maximum amplitudes. Similar statements have been made when investigating the smaller diurnal tides, O_1 and Q_1 .

As the drifts of the air pressure and the gravity variation data obtained at Vostok do not show any significant phase lag, the material lends itself also to the immediate elimination of the barometric contributions before the harmonic analysis, using the estimated conversion coefficient applied to the pressure variations. The main problem in applying this procedure is to determine accurately the time fluctuation of the conversion coefficient.

Besides the gravity tides there exists interest in the tidal tilt at Vostok, though the volume of the data obtained under some practical difficulties is small. The observed values have been analysed by VENEDIKOV's method. The resulting amplitudes are too great. The diminishing factor of the most reliably calculated constituent, O_1 , is almost equal to unity. A great mean error is caused by the unfavourable measuring conditions. The reason for the falsification of the real amplitude values has to be looked for in meteorological influences, for the experimental work was not able to be started until the end of the polar night, and the daily temperature variations of the snow surface are 10 - 15 °C in the time of day-and-night change and during the polar day. The small depth of the measuring site below the snow surface renders the existence of a great thermal component in the tilt of the névé layer understandable. The critical reevaluation of the tidal tilt data has to take this suggested thermal effect into account.

Besides the observations of the long-period gravity tides at the South Pole [10], the measurements of tides at Vostok have been the first ones of this kind in the interior of the Antarctic. Following a standing resolution of the Scientific Committee on Antarctic Research (SCAR) of the ICSU, a renewal of the studies made at Vostok is important to the investigation of the global earth-tidal effects [5].

Longer observational series are the precondition to warrant more geophysical evidence of the tidal data. For this end, the experience already collected has to be the base for future experimental work. In particular, any interference due to thermal effects has to be avoided during the measurements or, at least, adequately eliminated from the observed data. Surely, the polar night offers the best measuring conditions in this respect. That is extremely important to the tidal tilt observations, since the thermo-elastic effects of the diurnal temperature variations at the snow surface practically disappear at this time. Considering the climatic situation at Vostok it is not even easy, but a solvable technical problem to provide the preconditions necessary for the tidal measurements until the beginning of the polar winter in the course of an expedition.

Table 1. Harmonic constants, Vostok 1969, GS 11 nr. 140

Time interval	Method of analysis	Gravimetric factor		Phase	
		O_1	K_1	O_1	K_1
23. 7. - 23. 8.69	DOODSON—	1.199	1.058	+ 8 ^o 6	+ 6 ^o 5
19. 8. - 19. 9.69	LENNON	1.241	1.189	- 2.6	+ 9.1
29. 8. - 29. 9.69		1.263	1.285	- 0.8	+ 6.6
31.10. - 1.12.69		1.166	1.190	+ 1.4	+ 7.5
9.11. - 10.12.69		1.127	1.213	+ 4.1	+ 6.9
Vector average		1.196	1.187	+ 2 ^o 0	+ 7 ^o 3
		± 56	81	4.4	1.2
23. 7. - 10.12.69	VENEDIKOV	1.215	1.195	+ 2.9	+ 6.3
all 132 obs. days		± 50	38	2.4	1.8
23. 7. - 10.12.69	VENEDIKOV	1.208	1.217	+ 1.7	+ 6.1
114 selected days		± 52	39	2.5	1.8

Phase > 0 means lag of theoretical tide behind observed one

References

- [1] LAVROV, V.V. Voprosy fiziki i mehaniki l'da. Trudy Arkticheskogo i Antarkticheskogo nauchno-issledovatel'skogo instituta, Leningrad 247 (1962), p. 75
- [2] LINDNER, K.; WIRTH, H. Bericht der DDR-Teilnehmergruppe an der 10. Sowjetischen Antarktisexpedition, Überwinterung 1965. Geodät. u. geophys. Veröff., R. III (1968) 7, p. 31-66
- [3] NAKAGAWA, I.; KAKINUMA, S.; YANAI, K.; ENDO, Y. Observation of Tidal Variation of Gravity made in Syowa Station, Antarctica. Comm. Obs. roy. Belg. A (1970) 9, p. 16-19
- [4] PERTZEV, V.P. On the Calculation of the Drift Curve in Observations of Bodily Tides. Marées terr., Bull. Inform. (1957) 5, p. 71-72
- [5] SCAR Manual, Published by Scientific Committee on Antarctic Research, Second Edition, p. 65. Cambridge 1972
- [6] SCHNEIDER, M.M. Methodische Fragen und Erfahrungen bei Erdgezeitenmessungen an der sowjetischen Überwinterungsstation Wostok in der zentralen Antarktis. Marées terr., Bull. Inform. (1970) 59, p. 2853-2868
- [7] SCHNEIDER, M.M. Bericht über die Überwinterung an der Station Wostok während der 14. Sowjetischen Antarktisexpedition 1968 - 1970. Geodät. u. geophys. Veröff., R. III (1971) 23
- [8] SCHNEIDER, M.M. Erste Beobachtungen der Schweregezeiten in der zentralen Antarktis. Gerlands Beitr. Geophysik, Leipzig 80 (1971) 6, p. 491-496
- [9] SIMON, D. Beiträge zur Korrektur von klinometrischen und gravimetrischen Gezeitenregistrierungen. Geodät. u. geophys. Veröff., R. III (1969) 13
- [10] SLICHTER, L.B.; HAGER, C.L.; TAMBURRO, M.B.; O'CONNELL, R.V. The Long-Period Earth at South Pole. Antarctic J. United States, Washington 4 (1969) 5, p. 2-4
- [11] TOMASCHEK, R. Tides of the Solid Earth. In: Handbuch d. Physik, hrsg. v. S. FLÜGGE, Bd. 48: Geophysik II, p. 837. Berlin/Göttingen/Heidelberg: Springer-Verlag 1957



Fig. 1. Construction of the gravimetric laboratory

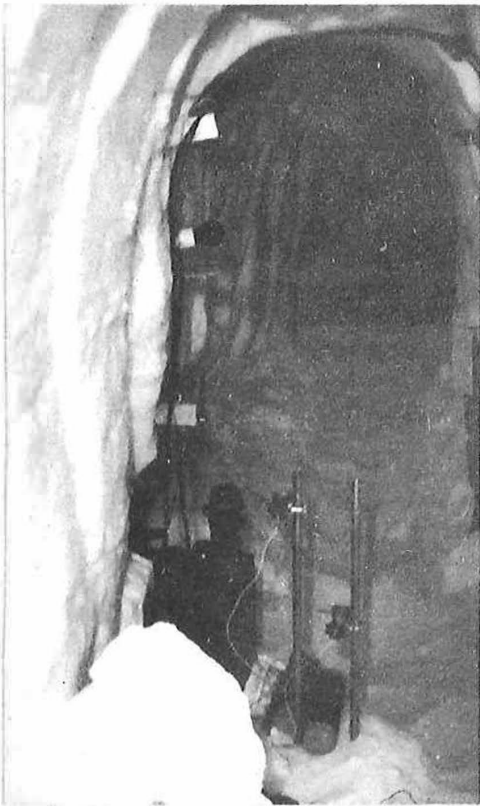


Fig. 2. Gallery with the horizontal pendulums used for tidal tilt measurement

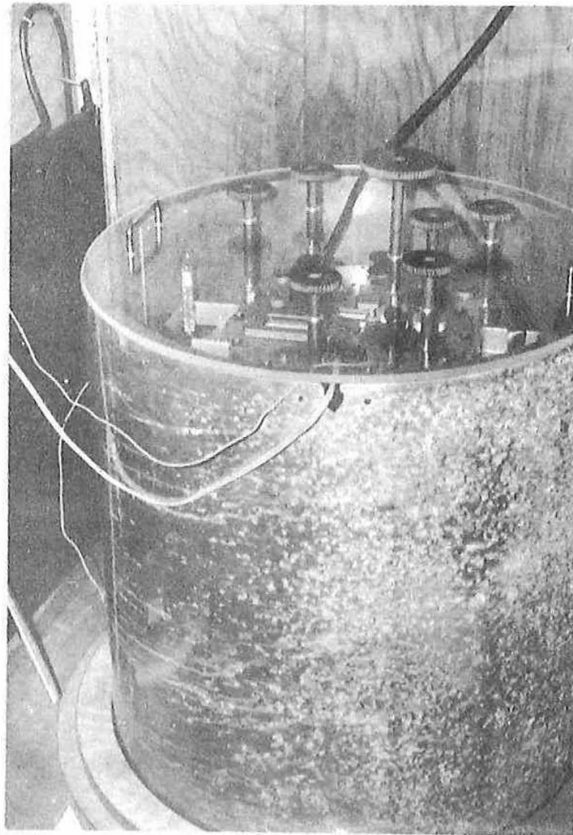


Fig. 3. Gravimeter GS 11 for tidal measurements, thermally screened

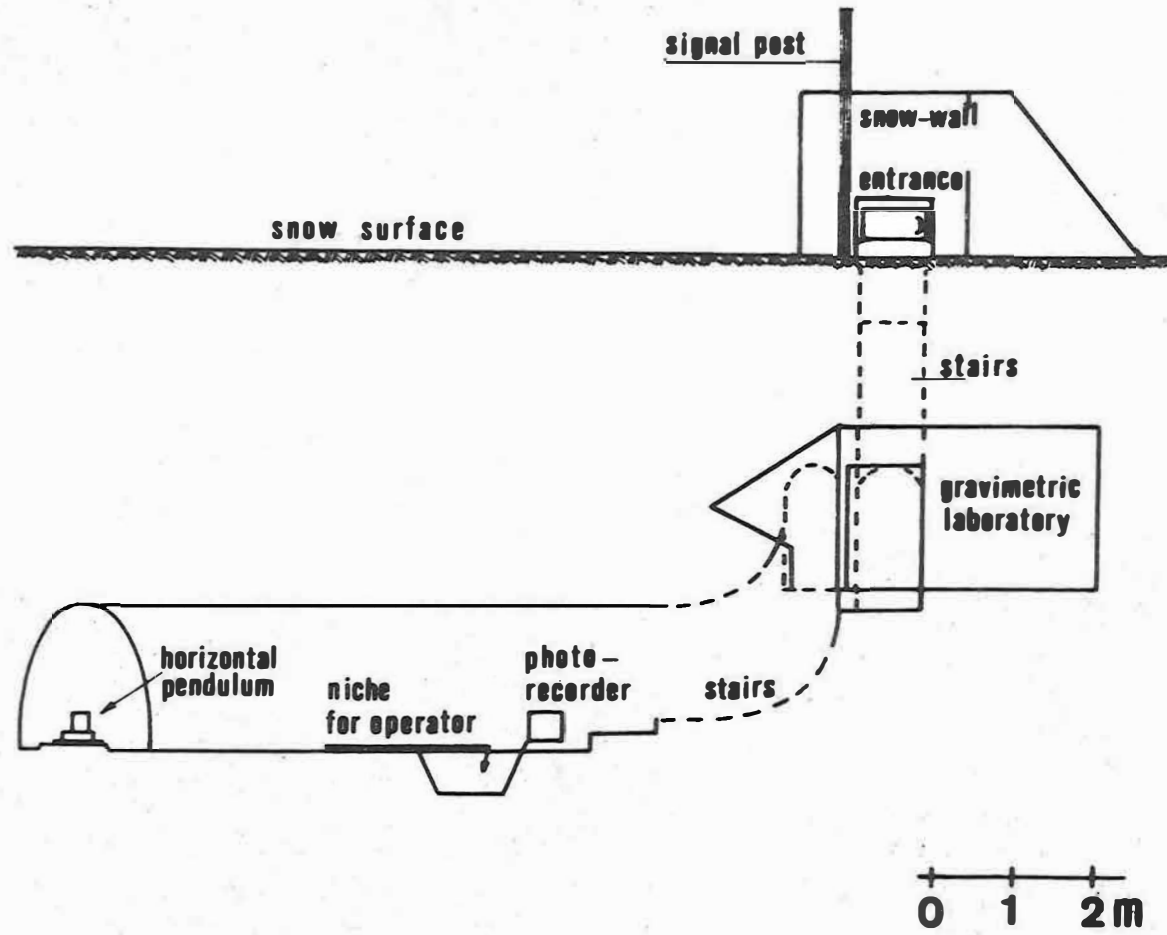


Fig. 4. Vertical projection of the tidal laboratory

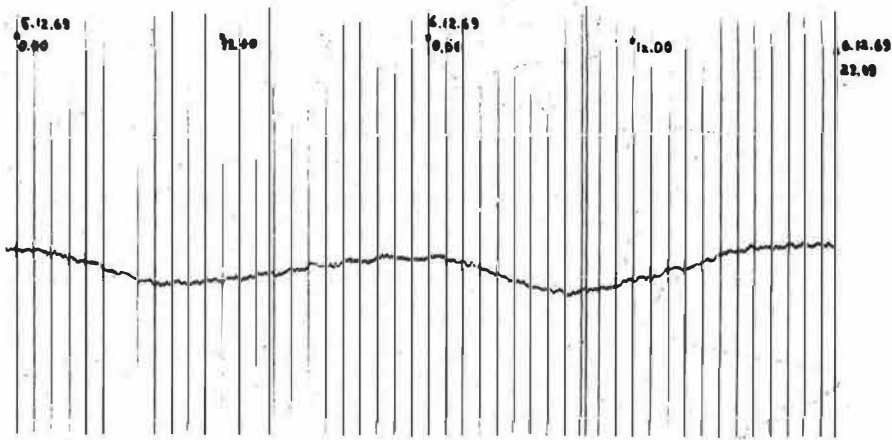


Fig. 5. Record of the tidal variation of gravity, Gravimeter Gs 140 (zonal time)

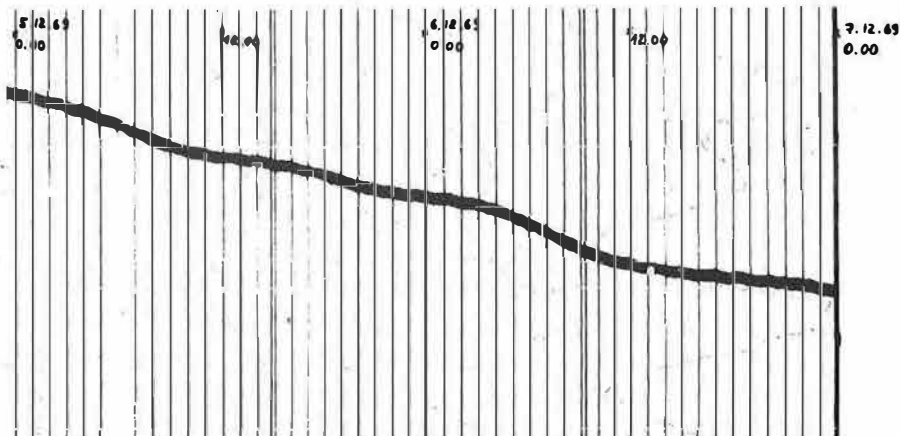


Fig. 6. Record of the tidal tilt, horizontal pendulum 104 (zonal time);
 $T = 31,57 \pm 0,01$ s

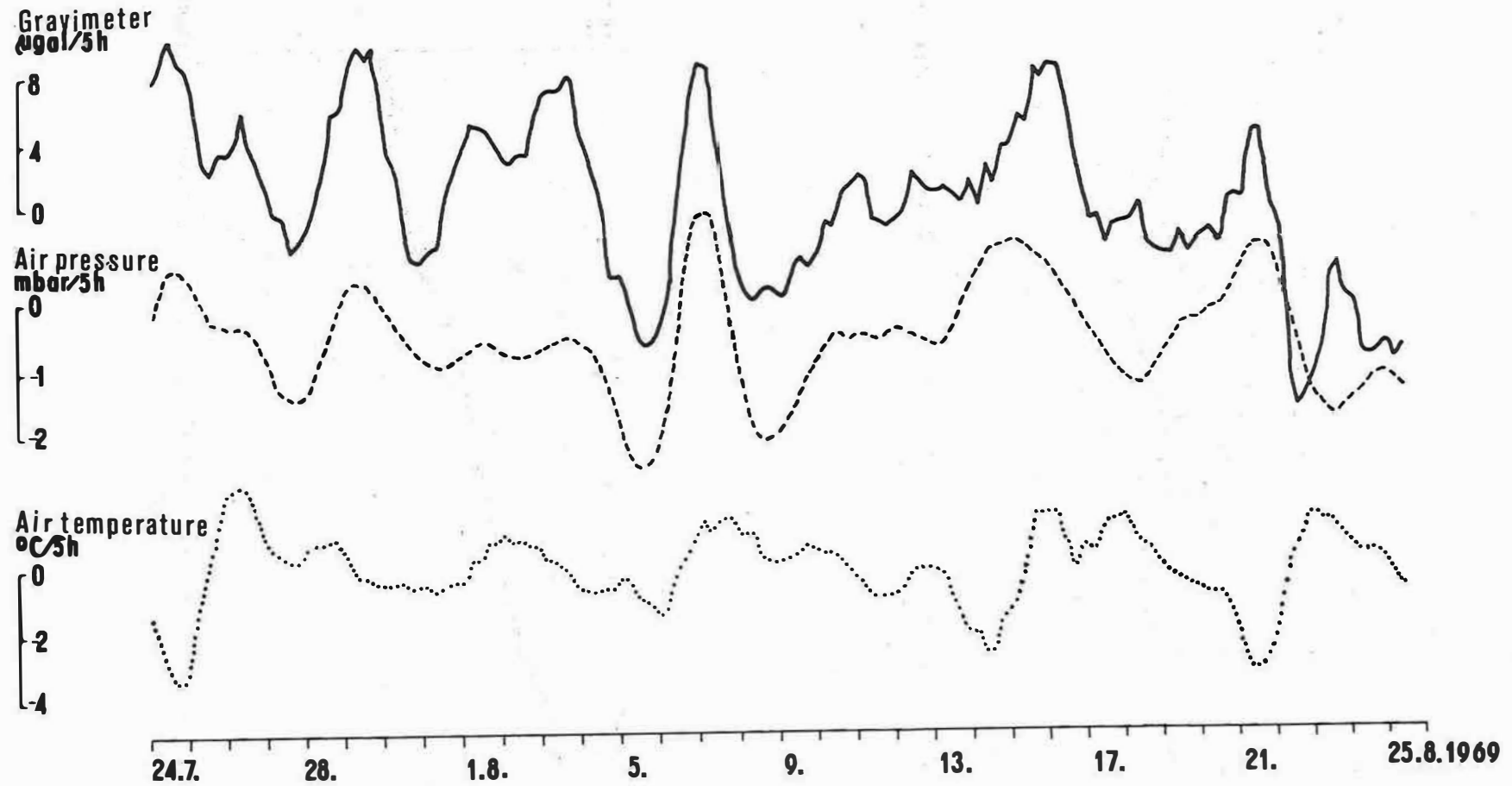


Fig. 7. Drift differences of gravimeter GS 11 records, taken for five-hour intervals, compared with corresponding values of temperature and pressure of the open air, calculated by PERTZEV's method [4]

Tide K1

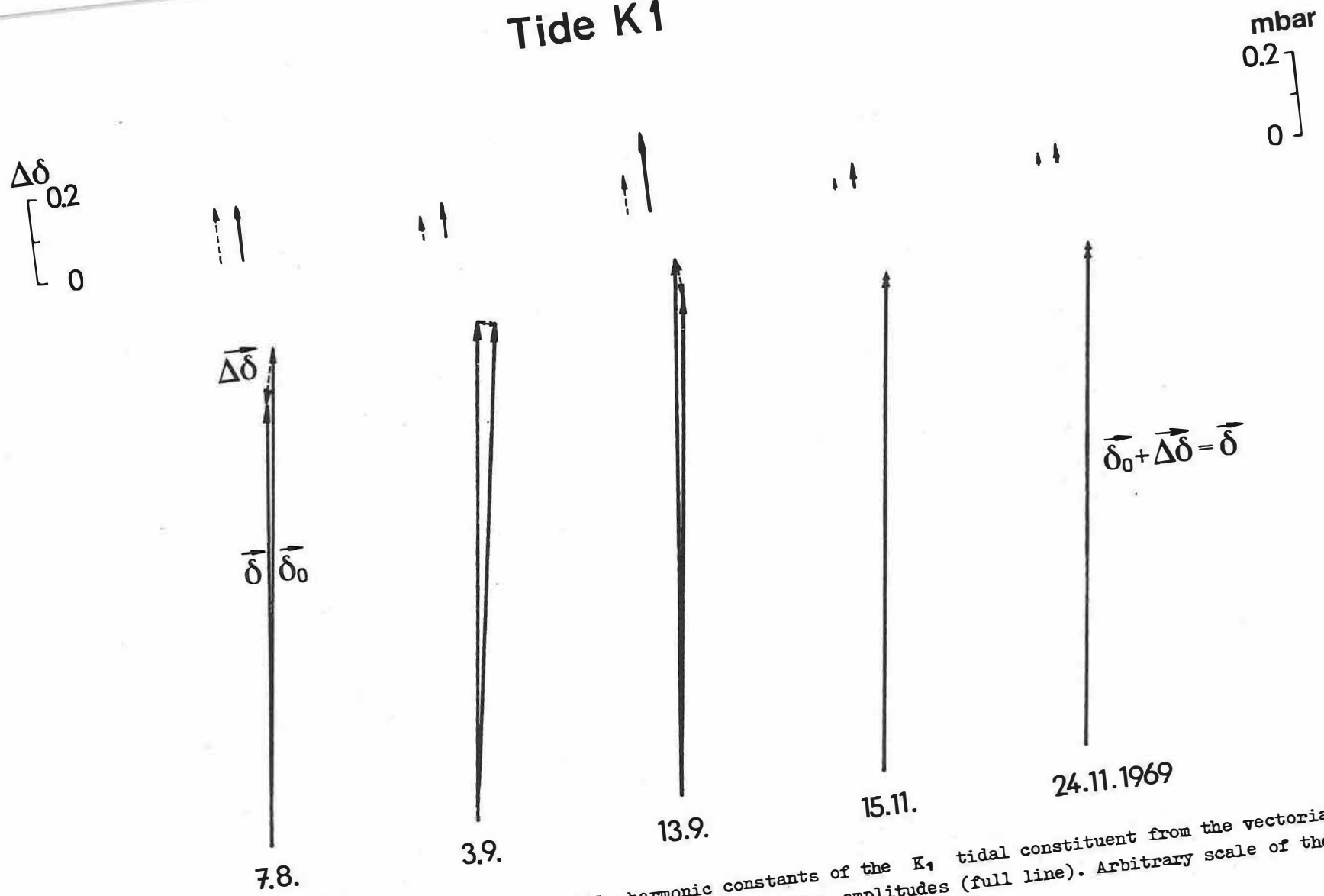


Fig. 8. Deviations $\Delta\delta$ (dotted line) of the monthly harmonic constants of the K_1 tidal constituent from the vectorially averaged value, δ_0 , compared with the corresponding air pressure amplitudes (full line). Arbitrary scale of the pressure values

Faint vertical text on the left side of the page, possibly bleed-through from the reverse side.



Faint vertical text on the right side of the page, possibly bleed-through from the reverse side.

On the Distribution of the Gravimeter Factors Obtained from Earth-Tide Observations
in Europe

by

JAN PICHA and LUMIR SKALSKÝ¹⁾

Summary

The gravimeter factors δ , obtained from earth-tide observations in Europe for the main waves M_2 , S_2 , O_1 and K_1 , are compared. The used data give no idea as to an evident geographical distribution of these parameters. Provisionally it is suggested to apply the results of one or several suitably selected stations in Europe in order to obtain tide corrections for precise gravity measurements.

Full text was published in *Studia geophysica et geodaetica*, Praha 17 (1973) 4.

¹⁾ Geophysikalisches Institut der Tschechosl. Akad. d. Wiss., Božni II, 14131 Praha 4 -
Spořilov, ČSSR

Faint, illegible text at the top of the page, possibly a header or title.

Faint, illegible text in the upper middle section, possibly a section heading.

Large block of faint, illegible text in the middle of the page, possibly a main body of text.

Faint, illegible text at the bottom of the page, possibly a footer or concluding text.

Beobachtungen mit einem Draht-Strainmeter in der Station Tiefenort

von

HANS HARWARDT¹⁾ und DIETRICH SIMON¹⁾

Summary

In 1971, March, a wire-strainmeter test model was installed at Tiefenort Earth-tide station in a depth of 300 m below the Earth's surface. The instrument is 20 m long and directed in N—S, its sensibility is $6 \cdot 10^{-10}$ /mm. The records were analysed in conformity with VENEDIKOV's method. To determine the constants of the comparison function PERCEV's method was used. 9 independent series of dates provided a good reproducibility for the amplitudes of the harmonic constants M_2 and O_1 . The strain records of 18 months were investigated in relation to influences of atmospheric pressure and to secular strain constituents.

Strainmeter dienen zur Messung von Bodendeformationen als Relativbewegung zweier Pfeiler, die fest mit dem Untergrund verbunden sind. Aus Strainmessungen können Aussagen über elastische Eigenschaften und den inneren Aufbau der Erde durch die Registrierung von Erdbebenwellen, Eigenschwingungen der Erde und Erdgezeiten gewonnen werden. Darüber hinaus ist auch für volkswirtschaftliche Belange die Überwachung der lokalen und regionalen Feinbewegungen der Erdkruste - z.B. für die Sicherung von technischen Großbauten - von Bedeutung. Die verschiedenen Arten der Strainmeter unterscheiden sich vor allem durch das Längennormal; für das Draht-Strainmeter verwendet man vorwiegend Invardraht.

Im März 1971 wurde ein Draht-Strainmeter als Versuchsinstrument in der Erdgezeitenstation Tiefenort, 300 m unter der Erdoberfläche, aufgebaut. Der prinzipielle Aufbau geht aus Abb. 1 hervor. Die Meßpunktbolzen (a, b) sind in Nischen (A, B) verankert, die aus dem Steinsalz herausgebohrt wurden. Als Längennormal dient ein 21 m langer Invardraht (I), der in einer Drahtspannvorrichtung (1) durch ein Gewicht (2) in horizontaler Richtung gespannt wird. Die Verbindung von Spannvorrichtung und Gewicht erfolgt durch Kreuzfedergelenke (3). Für den elektrischen Teil wird ein induktiver Meßwertaufnehmer (4) verwendet. Die maximal erreichbare Empfindlichkeit beträgt $2 \cdot 10^{-10}$ /mm. Zur Herstellung kleiner reproduzierbarer Längenänderungen für die laufende Kontrolle der Empfindlichkeit des Strainmeters dient eine magnetostriktive Einrichtung (5). Die Orientierung des Instrumentes ist N—S.

1) Akademie der Wissenschaften der DDR, Zentralinstitut für Physik der Erde
DDR - 15 Potsdam, Telegrafenberg A 17

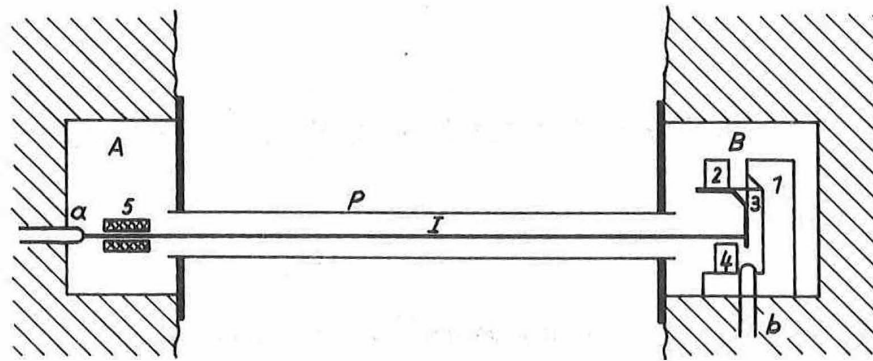


Abb. 1. Prinzipskizze des Draht-Strainmeters

Das Strainmeter hat in dieser Ausführung bereits in den Jahren 1965/1966 in einem an der Erdoberfläche gelegenen Keller in Freiberg registriert. Die meteorologischen und andere Störeinflüsse waren jedoch so groß, daß es z.B. nicht möglich war, kontinuierlich die M_2 -Tide zu beobachten. Wesentlich günstigere Bedingungen liegen für die Untertageaufstellung in Tiefenort vor. Nach einer Einlaufzeit von 4 Monaten wurden zur weiteren thermischen Isolierung des Instrumentes der Meßdraht (I) mit einem Plastrohr (P) und die Nischen (A, B) mit Wattelagen versehen. Seit August 1971 liefert das Instrument auswertbare Strainregistrierungen mit einer mittleren Empfindlichkeit von etwa $6,0 \cdot 10^{-10}$ /mm. Zur Auswertung dieser Meßreihen auf Gezeiteneffekte hin sei daran erinnert, daß das Gezeitenphänomen auf der nachgiebigen Erde in erster Näherung mit Hilfe der drei dimensionslosen Zahlen h , k und l beschrieben werden kann. Die beiden LOVEschen Zahlen h und k lassen sich aus Gravimeter- und Lotschwankungsbeobachtungen gewinnen, wenn die entsprechenden Meeresgezeitenbeiträge bekannt sind.

Zur Bestimmung der SHIDASchen Zahl l werden als weitere Beobachtungsinstrumente mindestens zwei Strainmeter benötigt, die in den Azimuten Nord—Süd und Ost—West registrieren müssen (MAAZ 1965 [3]). Leider standen auf der Station Tiefenort nur die Meßreihen eines einzigen, N—S-orientierten Strainmeters zur Verfügung. Die Analyse der Strainregistrierungen dieses ersten Versuchsinstrumentes vom August 1971 bis Dezember 1972 lieferte jedoch wichtige Informationen

1. über die Reproduzierbarkeit der Analysenresultate und der Eichwerte,
2. über die Langzeitstabilität der Meßanlage,
3. über Nichtgezeiteneffekte wie unregelmäßige Bodendeformationen und seismische Ereignisse,
4. über Art und Größe der meteorologischen Geräteeffekte.

Diese Erfahrungen werden bei der Entwicklung eines zweiten, verbesserten Draht-Strainmeters berücksichtigt.

Die geringen Abweichungen der gemessenen Empfindlichkeitswerte von einem Mittelwert von $6,0 \cdot 10^{-10}$ /mm ließen vermuten, daß die Empfindlichkeitsänderung stetig erfolgte und von August 1971 bis Dezember 1972 kaum mehr als 4 % betrug. Eine unab-

hängige Antwort auf diese Frage kann anhand der Monatsresultate der M_2 -Tide gegeben werden, wenn die Empfindlichkeit im gesamten Meßzeitraum willkürlich konstant gesetzt wird. Tab. 1 zeigt das Ergebnis von zwei unabhängigen Monatsanalysen nach dem Verfahren von PERCEV. Die Amplituden wurden in mm Registrierausschlag angegeben. Sie können durch Multiplikation mit dem o.g. mittleren Eichwert von $6,0 \cdot 10^{-10}$ /mm in die übliche Dimension umgerechnet werden. Man erkennt, daß sich die Amplituden im Laufe eines Vierteljahres nur geringfügig änderten.

Tab. 1

Zentraltag	Tide M_2	Tide O_1
2. 5. 1972	19,96 mm $6,2^\circ$	6,78 mm $- 1,8^\circ$
19. 7. 1972	19,71 mm $6,2^\circ$	6,85 mm $+10,2^\circ$

Um eine größere Zahl von vergleichbaren Monatsanalysen zu erhalten, wurde dieser "Empfindlichkeitstest" unter Verwendung des Analysenverfahrens von VENEDIKOV wiederholt. Diese Methode ermöglicht die harmonische Analyse von lückenhaften Meßreihen. Zur Anwendung dieses Ausgleichsverfahrens auf die Strainmeter-Registrierungen wird eine Vergleichsfunktion benötigt, deren spektrale Zusammensetzung mit der der Beobachtungskurve sowohl hinsichtlich der Amplituden als auch phasenmäßig weitgehend übereinstimmt. Bei der Auswertung von Gravimeter- und Lotschwankungsbeobachtungen werden als Vergleichsfunktionen die zeitlichen Variationen der entsprechenden Komponenten des Gezeitenbeschleunigungsfeldes auf einer rotierenden, starren Erde benutzt. Auf dieser starren Erde wäre die Verzerrung jedoch Null, so daß diese Möglichkeit der Konstruktion einer Vergleichskurve bei der Analyse von Strainmeter-Aufzeichnungen entfällt. Zwischen der N-S-Komponente des Gezeitenbeschleunigungsfeldes und den gezeitenbedingten Abstandsänderungen zweier Punkte in diesem Azimut besteht jedoch ein Zusammenhang. Phasenmäßig würden ihre Partialwellen völlig übereinstimmen, wenn kein Meeresgezeitenbeitrag zum Gesamteffekt vorhanden wäre, meteorologische u.a. Störungen entfielen und der Einfluß der Gezeitenreibung vernachlässigt werden könnte (LECOLAZET 1961 [2]).

Die Umrechnung der Amplituden erfolgt im Falle der ganztägigen Wellen durch Multiplikation mit zwei verschiedenen Faktoren A_1 bzw. A_1' . Von den 52 Teilwellen der ganztägigen Komponente werden 48 mit A_1 und 4 amplitudenmäßig kleine Wellen mit A_1' multipliziert (LECOLAZET 1961 [2]). A_1 läßt sich näherungsweise aus den Strainmeter-Beobachtungen bestimmen, wenn man eine Filtermethode zu ihrer harmonischen Analyse benutzt (hier z.B. das PERCEV-Verfahren). A_1' kann wegen der geringen Amplituden der 4 in Frage kommenden Tiden experimentell nicht ermittelt werden. Im vorliegenden Falle wurde ein einheitlicher Faktor A_1^+ aus den Ergebnissen der PERCEV-Analysen der Tide O_1 für alle 52 Partialwellen abgeleitet, wobei wegen $A_1' \neq A_1$ ein kleiner Fehler in Kauf genommen werden mußte. Analog wurde bei der Umrechnung der 27 halbtägigen Wellen vorgegangen. Hier sind eigentlich 24 Tiden

mit A_2 und 3 kleinere Wellen mit A_2' zu multiplizieren. Statt dessen wurde aus den PERCEV-Resultaten der Welle M_2 ein Näherungswert für A_2 abgeleitet, mit dem alle 27 Partialwellen multipliziert wurden, um die resultierende Kurve aus den insgesamt 79 Partialwellen der DOODSON-Entwicklung mit der Beobachtungskurve vergleichbar zu machen.

Infolge der Normierung der beobachteten Amplituden auf die entsprechenden Werte der Vergleichskurve müssen bei der Anwendung des VENEDIKOV-Verfahrens auf die Strainbeobachtungen für die Amplituden von M_2 und O_1 Werte in der Nähe von 1,0 herauskommen. Tab. 2 zeigt anhand von 9 unabhängigen Analysen die gute Reproduzierbarkeit der Monatsresultate zumindest bei den thermisch wenig gestörten Tiden M_2 und O_1 . Der Anstieg der normierten Amplituden beider Wellen weist auf ein Anwachsen der Registrierempfindlichkeit von etwa 4 - 5 % hin, das auch durch genauere Eichungen mit einer höheren Verstärkerstufe vor Beginn und nach Abschluß der Meßperiode bestätigt wird. Dabei wurden im März 1971 der Eichwert $6,2 \cdot 10^{-10}/\text{mm}$ und im Dezember 1972 $6,0 \cdot 10^{-10}/\text{mm}$ erhalten.

Die Monatsresultate beider Tiden weichen nur wenig von den Ergebnissen einer Gesamtanalyse des vorliegenden Datenmaterials (422 Beobachtungstage) nach VENEDIKOV ab, die ebenfalls in Tab. 2a mitgeteilt werden. Den Verfassern sind aus der Literatur keine Strainmeter-Beobachtungen mit ähnlich guter Reproduzierbarkeit der Monatsresultate bekannt. Bemerkenswert ist ferner, daß die normierten Amplituden der Tiden N_2 , S_2 , Q_1 , P_1 und OO_1 nur wenig von 1,0 abweichen. Demnach stimmen die Amplitudenverhältnisse der beobachteten Strain-Tiden $M_2 : N_2 : S_2$ und $O_1 : Q_1 : P_1 : OO_1$ nahezu mit denen der entsprechenden theoretischen Gezeitenbeschleunigungskomponenten überein. Lediglich die Tiden K_1 und S_1 sind stärker durch Temperatureffekte gestört, was auch im Falle geringer Temperaturvariationen in untertägigen Meßräumen verständlich ist. Der verwendete Invardraht besitzt nämlich einen thermischen Ausdehnungskoeffizienten von $\alpha \approx 0,5 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$. Bei den Phasenwerten konnte im Falle der M_2 -Tide eine gute Reproduzierbarkeit der Monatsresultate erreicht werden (s. Tab. 2b). Der positive Wert von ω_1 erklärt sich wohl daraus, daß bei der Bildung der Meeresezeitensumme die Beiträge von Süd- und Ostkomponente nach OZAWA einander entgegengesetzt gleich sein müssen. So ist zu erwarten, daß in der Ostrichtung die resultierende Verzerrung aus direktem und indirektem Effekt eine Phasenverspätung gegen die theoretische Gezeitenbeschleunigungskomponente besitzt.

Die Gangkurve (Abb. 2) zeigt in der Zeit von November 1971 bis März 1972 eine beträchtliche Störung, die durch die Umstellung der Bewetterung im ganzen Grubengebiet und damit durch Änderungen des Temperaturregimes verursacht wurde. Vor und nach dieser Zeit verläuft der Gang nahezu gleichmäßig in Richtung wachsender Drahtlänge bzw. Abstandsverringerung der Strainmeter-Endpunkte. Da der Bergmann gewöhnlich eine Querdehnung der Salzpfiler unter der Last des Deckgebirges beobachtet, läßt sich anhand der Gangkurve eine maximale Abstandsverringerung der beiden 21 m voneinander entfernten Steinsalzpfiler angeben. Sie beträgt umgerechnet nicht mehr als $45 \mu\text{m}/\text{Jahr}$. Dabei ist noch zu berücksichtigen, daß ein zwar unbekannter, aber sicher beträchtlicher Teil dieses Effekts durch eine allmähliche Verlängerung des Drahtes erklärt werden kann.

Die ersten Beobachtungen mit diesem Gerät sowie einem Quarzstangen-Strainmeter im Keller des Schlosses Freudenstein in Freiberg (Sa.) hatten temperaturbedingte Jahreswellen mit einer Doppelamplitude bis zu $2 \cdot 10^{-5}$ (Strain) ergeben (HARWARDT 1967 [1]). In der vorliegenden Gangkurve von Tiefenort ist eine solche Jahreswelle nicht sicher nachweisbar. Man kann jedoch abschätzen, daß ihre Doppelamplitude den Wert von 10^{-7} kaum überschreiten dürfte. Damit ergibt sich eine Verkleinerung des Temperatureinflusses durch die Installation im Bergwerk um den Faktor 200. Erst durch diese Verringerung der Temperatureffekte wurden die Strainmeter-Meßreihen für die Gezeitenforschung sowie für die Seismologie auswertbar. Die seismischen Ereignisse wurden vorher durch eine Art thermischen Noise gestört.

Abschließend zeigt Abb. 3 einen Vergleich der Gangdifferenzenkurven der Strainregistrierungen und der lokalen Luftdruckvariationen auf der Erdgezeitenstation Tiefenort. Wie schon früher bei Klinometerbeobachtungen am selben Ort stellte man auch hier fest, daß die luftdruckbedingten Bodendeformationen den lokalen Luftdruckvariationen um etwa 5 - 6 Stunden vorauslaufen. Dieses Ergebnis ist von großer Bedeutung für die Präzisionsgravimetrie; denn man verfügt hiermit über eine unabhängige zweite Methode zur Bestimmung der luftdruckbedingten Bodenbewegungen, die bei präzisionsgravimetrischen Beobachtungen zu berücksichtigen sind. Der Proportionalitätsfaktor für die Umrechnung von Luftdruck- in Strainvariationen beträgt etwa $8 \cdot 10^{-10}$ / mbar, so daß bei einer Luftdruckänderung um 40 mbar Strainänderungen von $3,2 \cdot 10^{-8}$ auftreten.

Literatur

- [1] HARWARDT, H. Fortlaufende Fernregistrierung von Bodendeformationen durch ein Invardraht-Extensometer. Freiburger Forschungsh. C 203 (1967)
- [2] LECOLAZET, R. Le développement harmonique de la marée de déformation. Marées terr., Bull. Inform., Bruxelles (1963) 31, S. 820-828
- [3] MAAZ, R. Zur Bestimmung der SHIDASchen Zahl aus Extensometerbeobachtungen. Marées terr., Bull. Inform., Bruxelles (1965) 39, S. 1402-1437

Tab. 2a

Strainmeter Tiefenort

Analysenergebnisse nach VENEDIKOV, normierte Amplituden

Analysenbereich	Anzahl der Tage	N ₂	M ₂	S ₂	Q ₁	O ₁	P ₁	S ₁	K ₁	OO ₁
1. 9. - 30. 9.71	30	0,730	0,944	1,105	0,912	1,007				
1.10. - 30.10.71	30	0,827	1,008	1,227	1,789	0,978				
15. 3. - 28. 3.72	30	1,022	0,969	0,919	1,112	1,002				
30. 3. - 14. 4.72										
2. 5. - 31. 5.72	30	0,949	1,013	0,768	0,723	1,030				
7. 6. - 30. 6.72	30	0,872	1,024	0,978	1,401	1,003				
3. 7. - 8. 7.72										
9. 7. - 7. 8.72	30	1,085	1,023	0,882	1,778	0,990				
8. 8. - 6. 9.72	30	1,154	1,019	0,960	0,561	1,228				
3.10. - 1.11.72	30	0,925	1,016	0,848	2,001	1,207				
2.11. - 1.12.72	30	1,057	1,043	1,113	1,584	1,032				
16. 8.71 - 1.12.72	422	0,929	0,994	0,950	1,083	1,019	0,930	30,77	0,696	0,991

Analysenergebnisse nach PERCEV, normierte Amplituden (Tab. 1, umgerechnet)

16. 4. - 18. 5.72	32	1,026	1,034	0,939		1,062			0,408	
3. 7. - 4. 8.72	32	1,145	1,021	1,054		1,072			0,641	

Tab. 2b

Strainmeter Tiefenort

Analyseergebnisse nach VENEDIKOV, Phasen

Analysenbereich	Anzahl der Tage	N ₂	M ₂	S ₂	Q ₁	O ₁	E ₁	S ₁	K ₁	OO ₁
1. 9. - 30. 9.71	30	8,6°	5,1°	21,0°	-18,3°	- 3,4°				
1.10. - 30.10.71	30	19,6°	-1,2°	23,0°	23,9°	11,5°				
15. 3. - 28. 3.72	30	1,3°	7,4°	13,0°	8,4°	- 4,5°				
30. 3. - 14. 4.72										
2. 5. - 31. 5.72	30	5,1°	3,9°	7,3°	37,5°	7,6°				
7. 6. - 30. 6.72	30	28,4°	5,0°	14,9°	0,1°	15,2°				
3. 7. - 8. 7.72										
9. 7. - 7. 8.72	30	3,3°	6,2°	-16,6°	1,5°	9,4°				
8. 8. - 6. 9.72	30	18,3°	4,8°	0,3°	43,5°	-1,0°				
3.10. - 1.11.72	30	3,0°	4,9°	-0,9°	0,8°	4,0°				
2.11. - 1.12.72	30	3,6°	5,1°	-1,7°	23,5°	-10,3°				
16.8.71 - 1.12.72	422	8,6°	4,5°	5,0°	2,7°	5,5°	9,5°	-51,0°	-2,3°	-25°

Analyseergebnisse nach FERCEV, Phasen (aus Tab. 1)

16. 4. - 18. 5.72	32	- 7,7°	6,2°	5,0°		- 1,8°			1,9°	
3. 7. - 4. 8.72	32	-11,5°	6,2°	5,4°		10,2°			5,4°	

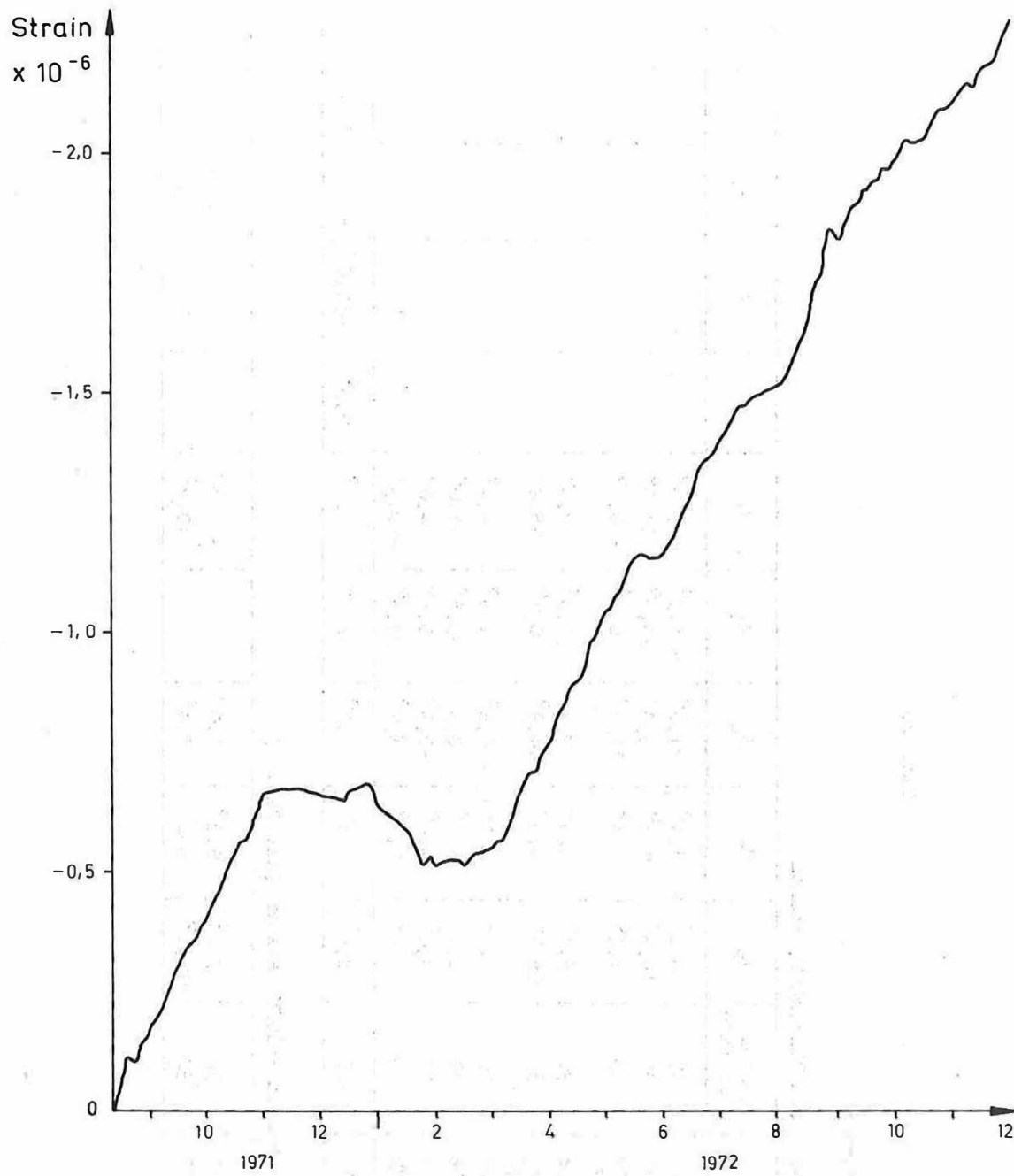


Abb. 2. Gang des Strainmeters
August 1971 - Dezember 1972

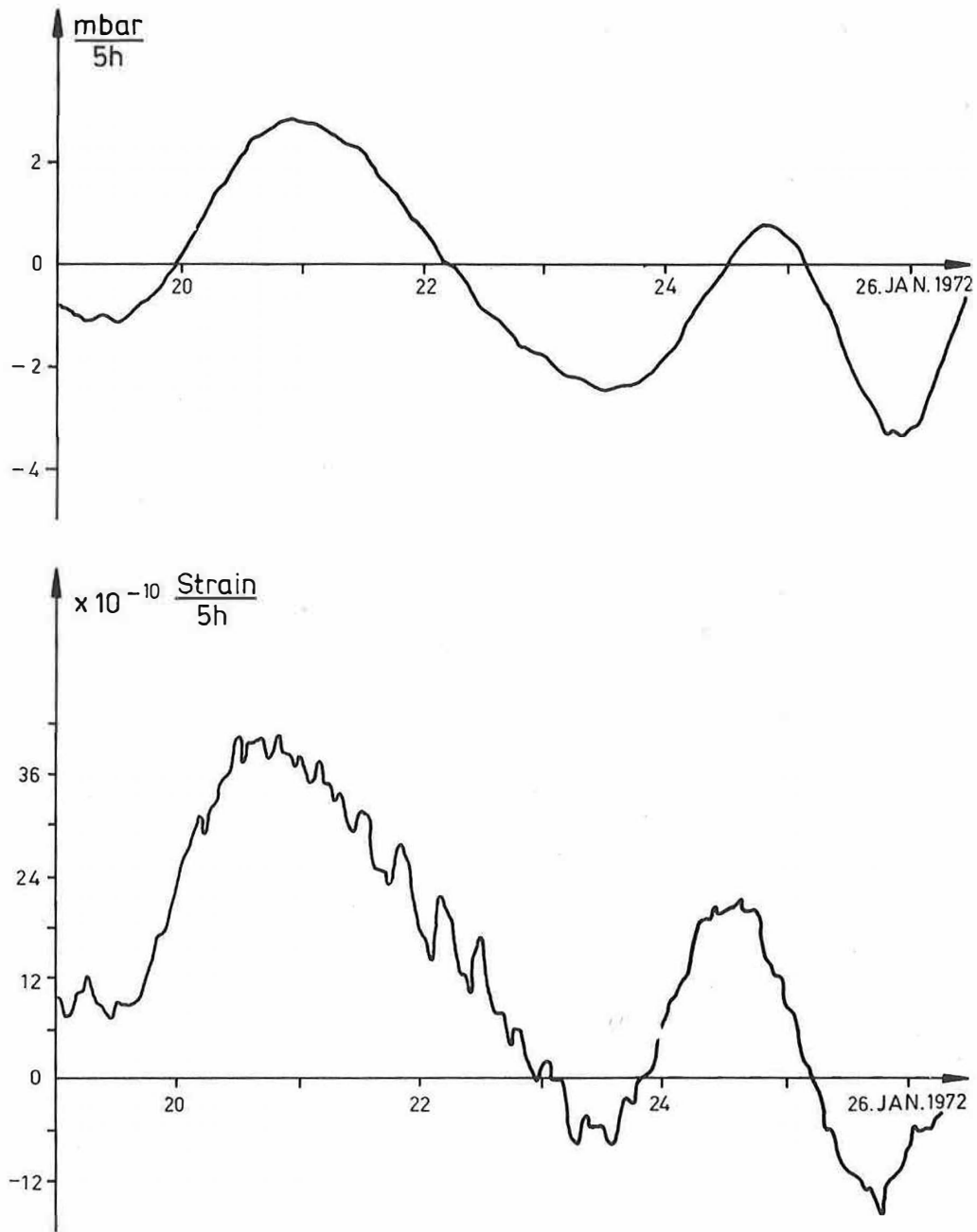


Abb. 3. Vergleich der Gangdifferenzenkurven des Strainmeters von Tiefenort und des lokalen Luftdruckes

Über Ergebnisse von Neigungsbeobachtungen in Tiefenort

von

DIETRICH SIMON ¹⁾

Summary

The tilt at Tiefenort station contains different meteorological disturbances. Direct effects of temperature and atmospheric pressure on the instruments were excluded by installation of the tiltmeters in hermetically sealed boxes and niches. The influence of local barometrical ground deformations depends on the geometry of the salt pillars of the adit. If the pendulums are located on the ground in the centre of the adit, the local ground effect is 20 times smaller than in the walls of the adit. A regional barometrical influence on the tidal results was detected by different methods. This paper contains some investigations concerning the regional pressure variations and methodical studies as to the elimination of the regional barometrical effect.

1. Einführung

Die Reproduzierbarkeit der harmonischen Resultate von Lotschwankungsbeobachtungen hängt bei Tiden vergleichbarer Größe offenbar von ihren Perioden ab. Auf den meisten Erdgezeitenstationen wurden die harmonischen Konstanten der halbtägigen Mondhaupttide M_2 mit der relativ besten Reproduzierbarkeit gemessen. Das gilt sowohl für die E—W- als auch für die N—S-Komponente.

Wesentlich schlechter ist dagegen die Reproduzierbarkeit der ganztägigen Wellen K_1 und O_1 . Die Monatsresultate dieser Tiden schwanken von Zentraltag zu Zentraltag erheblich. Tab. 1 zeigt das an einem Beispiel. Von einer fünfmonatigen Meßreihe der HECKER/SCHWEYDAR-Pendel auf der Station Tiefenort 1960/61 wurden insgesamt je zehn Monatsanalysen nach der Methode von DOODSON angefertigt. Die Zentralstunden der Analysenbereiche der beiden Registrierabschnitte haben zeitliche Abstände von zehn Tagen. Bei den Ganztagestiden der N—S-Komponente lassen sich erheblich größere Schwankungen der Analyseergebnisse beobachten als im Falle der E—W-Komponente. Das ist durch den Amplitudenunterschied der theoretischen Gezeiten beider Azimute zu erklären. Im Falle der Station Tiefenort beträgt das Amplitudenverhältnis der Ganztagestiden $A_{E-W}/A_{N-S} \approx 4/1$.

¹⁾ Zentralinstitut für Physik der Erde der AdW der DDR, DDR - 15 Potsdam, Telegrafenberg A 17

Tab. 1. Harmonische Konstanten Tiefenort 1960/61 (nach BUCHHEIM/PALLAS/SCHNEIDER 1962).
 Analysenmethode: DOODSON; HECKER/SCHWEYDAR-Klinometer

Nord—Süd-Richtung (Pendel S_2)

Zentral- tag	Q_1	O_1	K_1	N_2	M_2	S_2
20.10.60	2,059 -66 ⁰ / ₆	0,672 -20 ⁰ / ₃	1,018 -9 ⁰ / ₈	0,703 -0 ⁰ / ₅	0,629 -6 ⁰ / ₆	0,671 -1 ⁰ / ₈
30.10.60	2,572 -78 ⁰ / ₂	0,606 -22 ⁰ / ₃	0,980 -10 ⁰ / ₃	0,628 ±0 ⁰ / ₀	0,637 -6 ⁰ / ₈	0,680 -2 ⁰ / ₅
9.11.60	2,490 -73 ⁰ / ₃	0,540 -19 ⁰ / ₁	0,925 -11 ⁰ / ₃	0,631 -3 ⁰ / ₅	0,629 -6 ⁰ / ₉	0,659 +1 ⁰ / ₆
19.11.60	1,846 -40 ⁰ / ₄	0,697 -11 ⁰ / ₈	0,820 -12 ⁰ / ₃	0,611 -7 ⁰ / ₃	0,624 -7 ⁰ / ₂	0,680 +2 ⁰ / ₈
29.11.60	1,493 -20 ⁰ / ₉	0,722 -25 ⁰ / ₉	0,814 -11 ⁰ / ₀	0,598 -0 ⁰ / ₄	0,620 -7 ⁰ / ₉	0,665 +0 ⁰ / ₉
9.12.60	1,571 -12 ⁰ / ₆	0,666 -18 ⁰ / ₄	0,822 -6 ⁰ / ₇	0,548 -5 ⁰ / ₉	0,615 -8 ⁰ / ₉	0,641 -2 ⁰ / ₃
19.12.60	0,935 -63 ⁰ / ₆	0,680 -7 ⁰ / ₇	0,832 -0 ⁰ / ₅	0,558 -6 ⁰ / ₂	0,610 -9 ⁰ / ₁	0,642 -3 ⁰ / ₅
29.12.60	1,202 -22 ⁰ / ₁	0,296 +23 ⁰ / ₄	0,993 +0 ⁰ / ₈	0,598 -9 ⁰ / ₇	0,622 -9 ⁰ / ₀	0,620 -1 ⁰ / ₃
9. 2.61	3,856 -42 ⁰ / ₈	1,087 +58 ⁰ / ₉	0,942 -13 ⁰ / ₉	0,549 -4 ⁰ / ₆	0,625 -8 ⁰ / ₂	0,664 +4 ⁰ / ₅
19. 2.61	1,271 +15 ⁰ / ₅	0,497 +25 ⁰ / ₅	0,760 -10 ⁰ / ₉	0,678 -6 ⁰ / ₁	0,609 -7 ⁰ / ₀	0,676 +1 ⁰ / ₈

Ost—West-Richtung (Pendel S_1)

Zentral- tag	Q_1	O_1	K_1	N_2	M_2	S_2
20.10.60	0,381 -3 ⁰ / ₅	0,660 +6 ⁰ / ₉	0,810 -2 ⁰ / ₉	0,846 -4 ⁰ / ₈	0,856 -10 ⁰ / ₅	0,704 -7 ⁰ / ₂
30.10.60	0,438 +31 ⁰ / ₃	0,637 +5 ⁰ / ₁	0,776 -3 ⁰ / ₉	0,899 -0 ⁰ / ₉	0,857 -10 ⁰ / ₉	0,682 -8 ⁰ / ₈
9.11.60	0,280 +38 ⁰ / ₅	0,625 +5 ⁰ / ₄	0,742 -4 ⁰ / ₀	0,869 +1 ⁰ / ₅	0,844 -10 ⁰ / ₅	0,719 -7 ⁰ / ₄
19.11.60	0,499 +6 ⁰ / ₆	0,670 -0 ⁰ / ₉	0,709 +0 ⁰ / ₂	0,818 -2 ⁰ / ₂	0,825 -10 ⁰ / ₄	0,759 -10 ⁰ / ₂
29.11.60	0,319 +19 ⁰ / ₂	0,633 -2 ⁰ / ₃	0,716 +0 ⁰ / ₇	0,887 -4 ⁰ / ₉	0,822 -9 ⁰ / ₃	0,762 -10 ⁰ / ₇
9.12.60	0,305 +26 ⁰ / ₇	0,675 -1 ⁰ / ₈	0,753 +0 ⁰ / ₁	0,883 -5 ⁰ / ₀	0,818 -9 ⁰ / ₅	0,751 -12 ⁰ / ₄
19.12.60	0,325 +9 ⁰ / ₇	0,635 -1 ⁰ / ₃	0,779 -1 ⁰ / ₁	0,858 -2 ⁰ / ₉	0,826 -9 ⁰ / ₅	0,758 -11 ⁰ / ₉
29.12.60	0,662 -15 ⁰ / ₆	0,703 +9 ⁰ / ₈	0,761 -4 ⁰ / ₃	0,771 -6 ⁰ / ₄	0,837 -10 ⁰ / ₂	0,757 -12 ⁰ / ₃
9. 2.61	0,383 -114 ⁰ / ₀	0,826 +2 ⁰ / ₇	0,725 +0 ⁰ / ₈	0,947 ±0 ⁰ / ₀	0,832 -9 ⁰ / ₂	0,797 -10 ⁰ / ₆
19. 2.61	0,385 +9 ⁰ / ₂	0,687 +3 ⁰ / ₁	0,725 +2 ⁰ / ₇	0,860 -5 ⁰ / ₃	0,852 -8 ⁰ / ₇	0,792 -10 ⁰ / ₄

Wenn sich aber die harmonischen Konstanten der einen großen Tide (M_2) auf den meisten Stationen mit relativ guter Reproduzierbarkeit bestimmen lassen, dann können die Schwankungen der Monatsresultate der anderen großen Tiden (K_1 und O_1) nicht die Folge von Eichfehlern sein. Frühere Untersuchungen der Lotschwankungsmeßreihen von Tiefenort haben ergeben, daß für die mangelhafte Reproduzierbarkeit der harmonischen Konstanten dieser Tiden eine Reihe von meteorologischen Effekten verantwortlich gemacht werden müssen (SIMON 1966 [5]).

Könnte man diese Störeffekte experimentell oder durch geeignete Korrektionsverfahren aus den Meßreihen entfernen, so wäre eine wesentliche Steigerung der Beobachtungsgenauigkeit bei den klinometrischen Gezeitenresultaten zu erwarten. Die genaueren Beobachtungsergebnisse könnten dann als Ausgangswerte für eine zuverlässigere Bestimmung des Meeresgezeiteneinflusses oder der dynamischen Wirkungen des flüssigen Erdkerns

dienen. Darüber hinaus wäre es nach der Elimination der meteorologischen Störungen auch leichter möglich, die Wirkungen lokaler und regionaler Einflüsse auf die Erdgezeitenresultate genauer zu untersuchen.

Alle diese Untersuchungen setzen jedoch voraus, daß die meteorologischen Störeffekte zuvor präzise erfaßt und aus den klinometrischen Meßreihen eliminiert werden.

2. Ergebnisse von Untersuchungen der meteorologischen Einflüsse auf Lotschwankungsregistrierungen an der Station Tiefenort

In den Jahren 1969 - 1973 wurden an der Station Tiefenort des Zentralinstituts für Physik der Erde der Akademie der Wissenschaften der DDR eine Reihe von Forschungsarbeiten durchgeführt, die die Feststellung und Elimination meteorologischer Störeffekte betrafen. Im Ergebnis dieser Untersuchungen wurde festgestellt:

1. Barometrische und thermische Gerätestörungen lassen sich auf geeigneten Untertagestationen durch die Installation der Meßgeräte in hermetisierten Meßkammern beseitigen. Temperatureffekte wurden bei allen erprobten Klinometern (Horizontalpendel nach HECKER/SCHWEYDAR, LETTAU, TOMASCHEK, TOMASCHEK/ELLENBERGER und OSTROVSKIJ) festgestellt. Erhebliche barometrische Geräteeffekte traten bei den Klinometern nach LETTAU, TOMASCHEK und TOMASCHEK/ELLENBERGER auf. Im Falle der Neigungsmesser nach HECKER/SCHWEYDAR und OSTROVSKIJ wurden keine Anzeichen für barometrische Geräteeffekte beobachtet (SIMON 1966 [5], 1973 [8]; SIMON/ŠIROKOV/KARTVELIŠVILI 1973 [10]).
2. Unter dem Einfluß der Luftdruckvariationen im Grubengebäude kommt es zu Deformationen der untertägigen Hohlräume (Schlaucheffekt). Die Proportionalitätsfaktoren zwischen Neigungs- und Luftdruckänderungen hängen vom Aufstellungsort der Klinometer ab. In schmalen Pfeilern ergaben Beobachtungen mit Klinometern, die senkrecht zum Stoß in Nischen installiert waren, die größten Werte für die Umrechnungsfaktoren (4,5 ms/mbar). Erheblich kleinere Werte (0,1 ms/mbar) wurden mit Klinometern festgestellt, die auf der Streckensohle in größerer Entfernung vom Stoß aufgestellt waren. Der Einfluß dieser lokalen barometrischen Bodendeformationen läßt sich demnach wesentlich verringern, wenn man von der auf den meisten Stationen gebräuchlichen Installation der Klinometer in Nischen abgeht und die Geräte in Streckenmitte auf der Sohle aufstellt (SIMON/SCHNEIDER 1973 [9]; SIMON/ŠIROKOV/KARTVELIŠVILI 1973 [10]).
3. Neben diesen lokalen meteorologischen Geräte- und Untergrundeffekten existieren offenbar auch regionale meteorologische Einflüsse. Hinweise darauf wurden bereits von LETTAU (1937) [1], TOMASCHEK (1959) [11], SIMON (1965, 1966) [4, 5] u.a. gegeben. So ergaben auch Korrelationen der Nullpunktsgänge von Neigungsmessern der Station Tiefenort mit den entsprechenden lokalen Luftdruckvariationen Zeitunterschiede zwischen den Meßreihen von mehreren Stunden. Da die Neigungsstörungen in den Registrierungen bis zu zwölf Stunden früher einsetzten als die lokalen Luftdruckänderungen, wurde diese Erscheinung als Hinweis auf regionale barometrische Einflüsse gewertet.

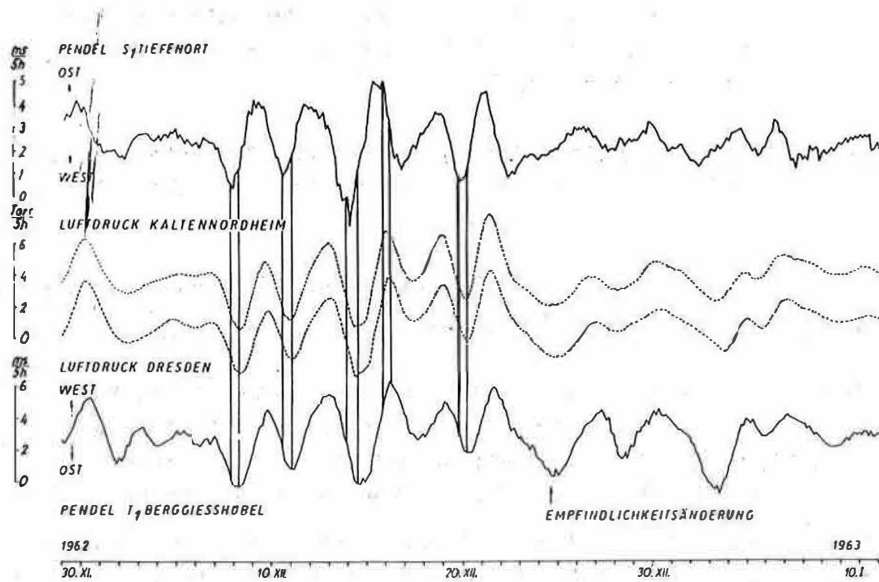


Abb. 1. Vergleich der Gangdifferenzenkurven der Klinometer von Tiefenort und Berggießhübel mit den Luftdruckvariationen der benachbarten Wetterwarten. Die Neigungsstörungen des Pendels S_1 von Tiefenort setzen etwa 10 - 12 Stunden früher ein als die entsprechenden Luftdruckstörungen von Kaltennordheim

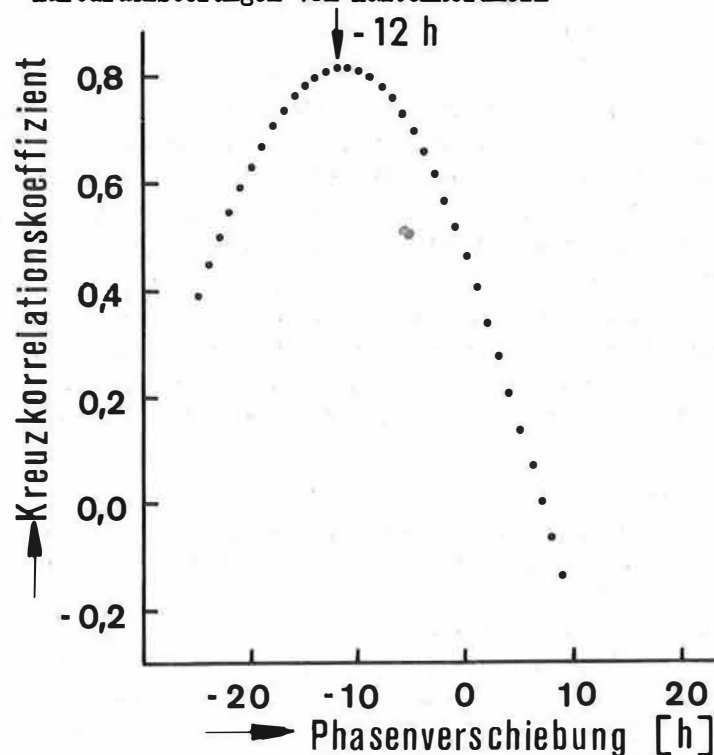


Abb. 2. Kreuzkorrelationsfunktion für den Vergleich der in Abb. 1 dargestellten Neigungsstörungen und Luftdruckvariationen von Tiefenort und Kaltennordheim

Die Zuverlässigkeit der durch Kreuzkorrelation ermittelten Zeitverschiebungen hängt von der Größe des Korrelationskoeffizienten ab. Wird die Korrelation von Neigungs- und Luftdruckvariationen durch das Auftreten von nichtbarometrischen Gerätestörungen (z.B. durch Eingriffe des Beobachters) beeinträchtigt, so sind fehlerhafte Zeitverschiebungswerte zu erwarten. Ein Beispiel für eine Meßperiode mit relativ guter Korrelation wird in Abb. 1 und 2 gegeben. Mit Hilfe der Kreuzkorrelationsfunktion wurde in diesem Falle ein Zeitunterschied von 10 - 12 Stunden zwischen den barometrischen Neigungsstörungen und den entsprechenden lokalen Luftdruckvariationen ermittelt. - Bodenneigungen infolge lokaler oder regionaler Temperatureinflüsse konnten bisher auf der 300 m tiefen Erdzeitenstation Tiefenort nicht nachgewiesen werden.

Im Gegensatz zu den oben erwähnten lokalen Einflüssen lassen sich die Wirkungen der regionalen Luftdruckbelastungen nicht durch experimentelle Maßnahmen verringern oder gar eliminieren. In der vorliegenden Arbeit wird daher der Versuch unternommen, ein geeignetes Korrelationsverfahren zur Beseitigung der regionalen Luftdruckstörungen auszuarbeiten und seine Wirksamkeit an Meßreihen der Station Tiefenort zu erproben. Der erste Teil der Arbeit beschäftigt sich mit der Auswahl einer geeigneten Methode und der dazu erforderlichen Untersuchung der regionalen Luftdruckvariationen. Im zweiten Teil ^{x)} wird das Verfahren auf Beobachtungsmaterial der Station Tiefenort angewandt.

3. Möglichkeiten der Elimination regionaler barometrischer Einflüsse

3.1. Ergebnisse der Störvektorenmethode

Ein empirisches Korrektionsverfahren zur Beseitigung von meteorologischen Störkomponenten aus den harmonischen Resultaten von Gezeitenregistrierungen wurde 1966 ausgearbeitet und auf die barometrisch gestörten Analysenergebnisse der Station Tiefenort angewandt (SIMON 1966, 1969 [5, 6]). Zur Bestimmung der luftdruckfreien Komponenten wurden die stochastischen Schwankungen der quasiperiodischen Luftdruckvariationen benutzt, die bei harmonischen Monatsanalysen der Luftdruckreihen von Zentraltag zu Zentraltag auftraten. Die schwankenden Amplituden der "Luftdruckwellen" wurden mit den Beträgen der Abweichungen $\Delta\vec{\gamma}$ der Analysenergebnisse $\vec{\gamma}_{\text{beob.}}$ von einem empirisch gefundenen luftdruckfreien Anteil $\vec{\gamma}_0$ korreliert. Beispiele für die Anwendung dieses Verfahrens auf die Monatsresultate der Tiden O_1 und K_1 geben Abb. 3 und 4. Die Genauigkeit des Verfahrens hängt davon ab, wie stark die "Störvektoren" $\Delta\vec{\gamma}$ von Zentraltag zu Zentraltag ihre Richtungen und Beträge ändern. Je stärker die Amplituden und Phasen dieser Störwellen schwanken, um so genauer lassen sich die störungsfreien Komponenten $\vec{\gamma}_0$ bestimmen. Da beispielsweise im Falle der Tide S_2 trotz großer Amplituden der $\Delta\vec{\gamma}$ -Komponenten keine nennenswerten Amplituden- und Phasenschwankungen auftraten, war eine Korrektur der Analysenergebnisse mittels der Störvektorenmethode nicht möglich.

^{x)} erscheint voraussichtlich 1974 in "Gerlands Beiträgen zur Geophysik"

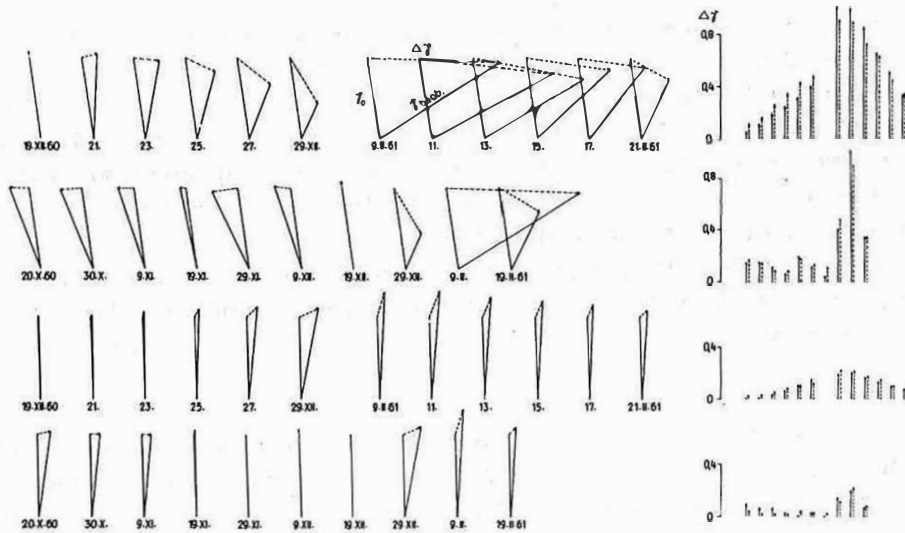


Abb. 3. Beispiele für die Luftdruckkorrektur von Analysenergebnissen der Tide O_1 nach der Störvektorenmethode. Erste und zweite Zeile: Pendel S_2 (N—S); dritte und vierte Zeile: Pendel S_1 (E—W). Zur Bestimmung der luftdruckfreien Komponenten wurden die Amplitudenschwankungen der Luftdruckwellen (rechts im Bild) benutzt. Analyseverfahren: DOODSON

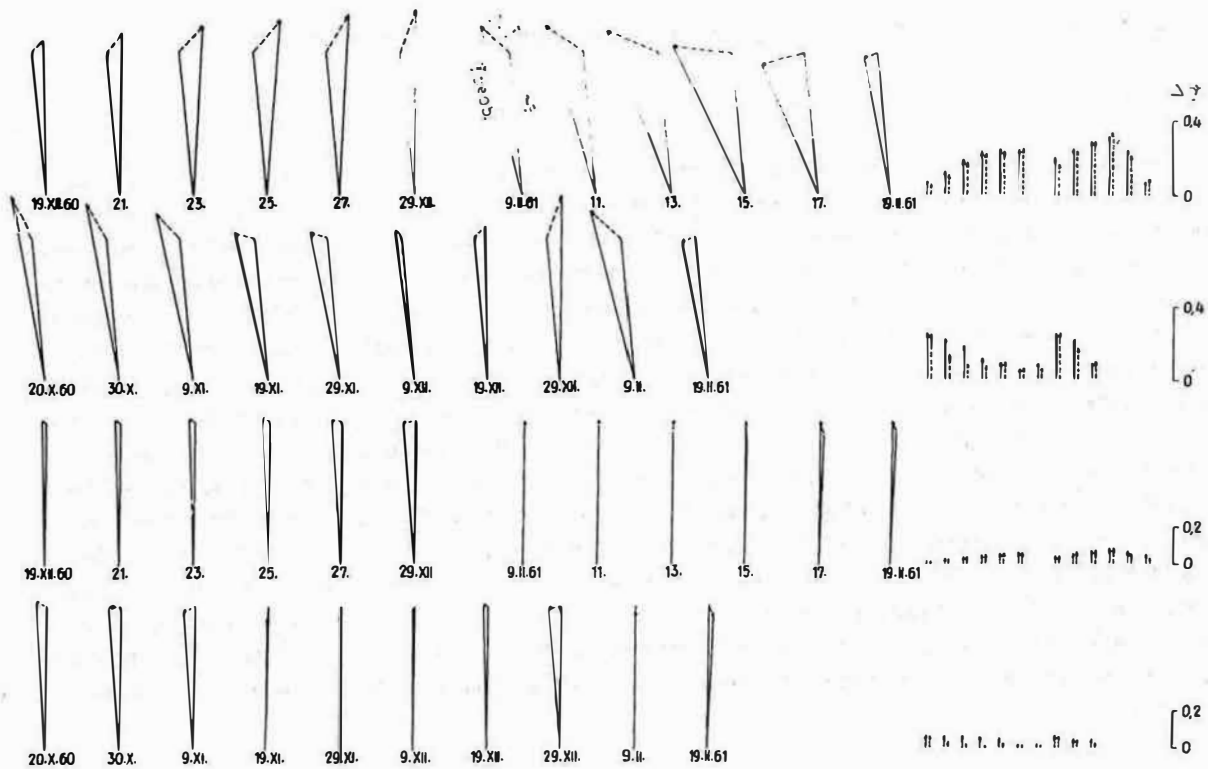


Abb. 4. Beispiele für die Luftdruckkorrektur von Analysenergebnissen der Tide K_1 nach der Störvektorenmethode. Erste und zweite Zeile: Pendel S_2 (N—S); dritte und vierte Zeile: Pendel S_1 (E—W). Zur Bestimmung der luftdruckfreien Komponenten wurden die Amplitudenschwankungen der Luftdruckwellen (rechts im Bild) benutzt. Analyseverfahren: DOODSON

3.2. Die Subtraktionsmethode

Da die Neigungsstörungen und die entsprechenden barometrischen Variationen im Falle der lokalen luftdruckbedingten Bodendeformationen gleichphasig sind, bietet sich hier eine einfachere Methode an. Nach Bestimmung des Umrechnungsfaktors (Regressionskoeffizienten) kann die mit diesem Faktor multiplizierte Luftdruckreihe von den entsprechenden Gezeitenmeßdaten einfach subtrahiert werden (SIMON 1973 [7]). Die Elimination der barometrischen Komponente vor der harmonischen Analyse bewirkt, daß auch die Tiden mit zeitlich unveränderlichen Störvektoren (z.B. S_2) korrigiert werden. Im Gegensatz zur Störvektorenmethode, wo jede Tide einzeln korrigiert werden muß, erfolgt hier die Korrektur aller Tiden gleichzeitig durch einen Rechengang. Die Wirkung einer solchen Korrektur läßt sich übrigens auch gut an den Veränderungen der mittleren quadratischen Fehler studieren, die den Analysenergebnissen vor und nach Abzug der meteorologischen Anteile zugeordnet sind. Tab. 2 bringt hierzu ein Beispiel.

Tab. 2. Harmonische Konstanten Wostok 1969, Gravimeter GS 11 Nr. 140.

Analysenmethode: VENEDIKOV, Zeitintervall: 23.7. - 9.12.1969 (86 ausgewählte Tage)

Ganztags- tiden	Gravimeterfaktor		Phase	
	Beobachtungs- daten	Druckkorr. Daten	Beobachtungs- daten	Druckkorr. Daten
1 - 11 (Q_1)	1,106 ± 0,318	1,120 ± 0,274	0 ^o ,6 ± 16 ^o ,5	- 2 ^o ,9 ± 14 ^o ,0
12 - 21 (O_1)	1,227 ± 0,062	1,209 ± 0,053	3 ^o ,1 ± 2 ^o ,9	2 ^o ,3 ± 2 ^o ,5
22 - 29 (M_1)	1,613 ± 1,327	1,188 ± 1,141	- 0 ^o ,8 ± 47 ^o ,1	- 32 ^o ,4 ± 55 ^o ,0
30 - 40 ($P_1 S_1 K_1$)	1,203 ± 0,044	1,180 ± 0,038	5 ^o ,8 ± 2 ^o ,1	5 ^o ,9 ± 1 ^o ,9
41 - 45 (I_1)	1,796 ± 0,704	1,361 ± 0,606	6 ^o ,2 ± 22 ^o ,5	3 ^o ,3 ± 25 ^o ,5
46 - 52 (OO_1)	0,763 ± 1,016	0,875 ± 0,873	- 29 ^o ,3 ± 76 ^o ,3	17 ^o ,5 ± 57 ^o ,2

1969, Juli, 23 - 31; 1969, August, 1 - 5, 8 - 11; 1969, September, 1 - 12;
1969, Oktober, 3 - 14, 17 - 22, 31; 1969, November, 1 - 5, 8 - 30; 1969, Dezember,
1 - 9.

Das zur Elimination des lokalen barometrischen Deformationseffektes auf der Station Tiefenort ausgearbeitete Rechenprogramm wurde an gravimetrischen Meßreihen getestet, die durch barometrische Gerätestörungen verfälscht waren (Gleichphasigkeit!). Es handelte sich um die von M.M. SCHNEIDER 1969 auf der antarktischen Station Wostok gewonnenen Beobachtungsdaten (SCHNEIDER/SIMON 1973 [3]). Nach Beseitigung der Luftdruckkomponente sind die mittleren quadratischen Fehler der Gravimeterfaktoren δ

aller Tiden um etwa 10 % kleiner. Auch die Gravimeterfaktoren selbst haben nach der Luftdruckkorrektur plausiblere Werte angenommen. Ähnliches gilt auch für die Phasenverschiebung α und deren Fehler. Die an diesem Beispiel demonstrierte Wirkung der Luftdruckkorrektur auf die Analysenresultate konnte auch im Falle kürzerer Meßreihen beobachtet werden (SCHNEIDER/SIMON 1973 [3]).

3.3. Möglichkeiten einer Anwendung der Subtraktionsmethode im Falle regionaler barometrischer Einflüsse

Wegen der offensichtlichen Vorteile dieser Methode ist die Frage naheliegend, ob es nicht möglich ist, ein ähnliches Verfahren auch zur Elimination der regionalen barometrischen Effekte anzuwenden. Hierzu gehen wir von der Annahme aus, daß die in den Abb. 1 und 2 gezeigte gute Korrelation zwischen den Neigungsstörungen auf der Station Tiefenort und der um 12 Stunden verschobenen lokalen Luftdruckkurve durch die große Ähnlichkeit der letzteren mit dem zeitlichen Verlauf der mittleren Luftdruckwerte im regionalen Belastungsgebiet (Belastungskurve) zu erklären ist, welche die Neigungsstörungen bewirkt. Wäre diese Belastungskurve bekannt, so könnte man die Korrektur in der oben beschriebenen Weise durchführen. Die Belastungskurve müßte also nach einer Multiplikation mit dem entsprechenden Regressionskoeffizienten (Umrechnungsfaktor) von der Meßkurve subtrahiert werden.

3.4. Die Verwendung der zeitlich verschobenen lokalen Luftdruckreihe zur Korrektur; Probleme einer solchen Lösung

Da die regionale Belastungskurve zunächst noch unbekannt ist, muß eine Näherungslösung weiterhelfen. Man könnte die in Abb. 2 mittels der Kreuzkorrelation bestimmte Zeitverschiebung und den entsprechenden Regressionskoeffizienten dazu benutzen, um eine näherungsweise Korrektur der Gezeitendaten unter Verwendung der lokalen Luftdruckreihe durchzuführen. Dabei ergeben sich jedoch einige Probleme:

1. Die Kreuzkorrelationsfunktion besitzt kein scharf ausgeprägtes Maximum. In Abb. 2 weichen die vier größten Werte dieser Funktion um weniger als 1 % voneinander ab. Im Falle der Ganztagestiden würde aber schon eine Verschiebung der Luftdruckreihe um eine Stunde Phasenverschiebungen der entsprechenden Luftdruckwellen um theoretisch etwa $13 - 15^{\circ}$ zur Folge haben. Würde nun bei großer barometrischer Störwelle eine um einen fehlerhaften Betrag verschobene Luftdruckreihe von der Meßkurve abgezogen werden, so bliebe ein erheblicher barometrischer Störanteil in den Analysenresultaten zurück. Tab. 3 zeigt als Beispiel die tatsächlichen Amplituden- und Phasenänderungen von Luftdruckwellen mit O_1 - und K_1 -Perioden, die durch eine Verschiebung der Analysenbereiche in Schritten von einer Stunde verursacht wurden. Es wurden die meteorologischen Daten der wenige Kilometer von Tiefenort entfernten Wetterwarte Kaltennordheim vom 28.1. - 27.2.1961 (Zentraltag 13.2.61) verwendet.

2. Eine weitere Fehlerquelle ist der Einfluß von nichtbarometrischen Gangstörungen auf die Korrelations- und Regressionskoeffizienten. Wenn diese Fehler nicht eliminiert werden, bleiben wiederum barometrische Resteinflüsse in den Analysenergebnissen zurück.
3. Von grundlegender Bedeutung ist schließlich die Frage, ob die harmonischen Komponenten der Luftdruckvariationen mit den Perioden der Tiden K_1 , O_1 und S_2 sich regional gesehen ebenso verhalten wie die zur Korrelation herangezogenen nichtzeitenperiodischen Luftdruckgänge.

Zur Beantwortung dieser Fragen wurde eine Untersuchung der regionalen Luftdruckbewegungen in West- und Mitteleuropa durchgeführt. Als Ausgangsdaten dienten die Beobachtungswerte einer Reihe von europäischen Wetterstationen. Es wurden sowohl die barometrischen Beobachtungsreihen selbst als auch deren zeitenperiodische und nichtzeitenperiodische Komponenten miteinander korreliert. Um hierzu geeignete Meßwerte zur Verfügung zu haben, wurden aus dem Beobachtungsmaterial zwei Meßperioden des Winterhalbjahres 1960/61 ausgewählt, in denen die Störwellenamplituden die größten Beträge des ganzen betrachteten Zeitraumes 1957 - 1968 erreichten.

Tab. 3. Luftdruck Kaltennordheim; Analysenergebnisse von zeitlich verschobenen Meßreihen. Zentraltag: 13.2.1961; Analysenmethode: PERTZEV

Zeitverschiebung [Std.]	O_1		K_1	
	Amplitude [mbar]	Phase	Amplitude [mbar]	Phase
0	0,93	- 83°	0,52	91°
1	0,90	- 70°	0,49	102°
2	0,88	- 56°	0,46	120°
3	0,88	- 41°	0,46	139°
4	0,91	- 27°	0,48	157°
5	0,91	- 15°	0,51	172°
6	0,88	- 3°	0,52	182°
7	0,83	12°	0,49	193°
8	0,82	27°	0,46	210°
9	0,84	43°	0,46	230°
10	0,88	57°	0,47	249°
11	0,90	69°	0,50	264°
12	0,88	81°	0,52	274°
13	0,84	94°	0,48	286°
14	0,81	109°	0,46	303°
15	0,82	123°	0,46	324°
16	0,86	137°	0,46	342°

4. Untersuchung der regionalen Luftdruckbewegungen in Europa

4.1. Zuggeschwindigkeiten und Zugrichtungen der Luftdruckvariationen im Beobachtungszeitraum

Mit Hilfe der Kreuzkorrelationsfunktionen wurden die Zeitverschiebungen zwischen den Luftdruckmessreihen der Wetterwarten Kaltennordheim/DDR, Köln-Bonn/BRD, Aachen/BRD, Uccle/Belgien und Coxyde/Belgien bestimmt. Hierzu verwendete man die Meßdaten der Analysenzeiträume 12.12.60 - 11.1.61 (Zentraltag 27.12.60) und 27.1. - 26.2.61 (Zentraltag 11.2.61). Die Korrelations- und Regressionskoeffizienten in der Umgebung der Maxima sowie die entsprechenden Zeitverschiebungen sind den Tab. 4a-b zu entnehmen. Aus diesen Tabellen geht hervor, daß die Luftdruckvariationen in den betreffenden Beobachtungsperioden entlang der vorgegebenen Strecke eine mittlere Geschwindigkeit von 70 - 80 km/h in östlicher Richtung besaßen. Wie die hohen Korrelationskoeffizienten zeigen, veränderten sich die Barogramme entlang der Strecke von Coxyde nach Kaltennordheim (ca. 500 km) kaum.

Tab. 4a. Ergebnisse der Kreuzkorrelation von Luftdruckreihen verschiedener Wetterwarten. 1. Meßperiode: 12.12.60 - 11.1.61 (Zentraltag: 27.12.60)

Stationen	Extremale Korrelationskoeffizienten	Verspätung des Luftdruckes von Kaltennordheim (Zeitverschiebg. des Extremums [Std.])	Regressionskoeffizient r_S	Regressionskoeffizient r_F
Kaltennordheim - Köln	0,9753 0,9763 0,9747	3	0,904	1,054
Kaltennordheim - Aachen	0,9536 0,9552 0,9540	4	0,864	1,055
Kaltennordheim - Uccle	0,9320 0,9326 0,9179	6	0,808	1,075
Kaltennordheim - Coxyde	0,8959 0,8977 0,8969	7	0,749	1,075
Kaltennordheim - Ostende	0,8926 0,8943 0,8933	7	0,737	1,085

Tab. 4b. Ergebnisse der Kreuzkorrelation von Luftdruckreihen verschiedener Wetterwarten. 2. Meßperiode: 27.1. - 26.2.61 (Zentraltag: 11.2.61)

Stationen	Extremale Korrelationskoeffizienten	Verzögerung des Luftdruckes von Kaltennordheim (Zeitverschiebg. des Extremums [Std.])	Regressionskoeffizient r_S	Regressionskoeffizient r_F
Kaltennordheim - Köln	0,9845	2	1,037	0,935
	0,9845	3	1,037	0,935
	0,9825			
Kaltennordheim - Aachen	0,9742	4	1,052	0,903
	0,9743			
	0,9727			
Kaltennordheim - Uccle	0,9614	5	1,050	0,8818
	0,9622			
	0,9613			
Kaltennordheim - Coxyde	0,9475	6	1,021	0,8815
	0,9488			
	0,9486			

4.2. Zuggeschwindigkeiten und Zugrichtungen der gezeitenperiodischen Luftdruckvariationen

Von den barometrischen Meßreihen einer Anzahl von Wetterwarten in Mittel- und Westeuropa, die sich im Bereich des vermuteten Hauptbelastungsgebietes befinden, wurden je sechs harmonische Analysen nach dem Verfahren von PERTZEV angefertigt. Die Analysenresultate der Luftdruckwellen mit den Perioden von O_1 , K_1 und S_2 sind in den Tab. 5a-c enthalten. Bei den Störwellen von O_1 bemerkt man eine große Ähnlichkeit der Amplituden und ihrer zeitlichen Änderungen auf allen Stationen. Auch zwischen den Phasen dieser auf verschiedenen Stationen beobachteten Wellen gibt es feste Relationen. Zwei der jeweils sechs in Tab. 5a-c mitgeteilten Analysenresultate wurden aus den gleichen Meßreihen gewonnen, die auch als Ausgangsdaten für die Kreuzkorrelationsfunktionen der Tab. 4a-b dienten (Zentraltage 27.12.60 und 11.2.61). Beim Vergleich der Phasenwerte der Welle O_1 (Tab. 5a) mit den Ergebnissen der Kreuzkorrelation zeigt sich eine verhältnismäßig gute Übereinstimmung der Zeitverschiebungswerte (s. Tab. 6). Dabei ist wiederum zu beachten, daß sich die Korrelationskoeffizienten im Bereich des Maximums gewöhnlich nur um Beträge von 1 - 2 ‰ unterscheiden. Ein Fehler des Korrelationskoeffizienten von 3 ‰ würde demnach bereits eine Phasenverschiebung um 15° (≈ 1 h) vortäuschen.

Ein ähnliches Verhalten wie die Störwellen mit O_1 -Periode zeigen die K_1 -Wellen (s. Tab. 5b und 6). Wegen der nahezu sonnentägigen Frequenz der Tide K_1 von $15,041^\circ/h$ wird diese Welle in stärkerem Maße als die Luftdruckvariationen mit

Tab. 5a. Ergebnisse von harmonischen Analysen des Luftdruckes verschiedener Wetterwarten.
Tide O_1 ; Analysenmethode: PERTZEV; Amplituden in mbar

Zentral- tag					Bremen	Bremer- haven	Hamburg	Schleswig
25.12.60					0,46 -47°	0,47 -55°	0,47 -73°	0,38 -81°
27.12.60					0,57 -52°	0,58 -60°	0,62 -75°	0,48 -85°
29.12.60					0,67 -41°	0,65 -49°	0,68 -65°	0,54 -83°
09.02.61					0,88 -80°	0,78 -70°	0,68 -81°	0,72 -58°
11.02.61					1,02 -80°	0,90 -73°	0,81 -83°	0,75 -62°
13.02.61					0,96 -83°	0,86 -78°	0,77 -89°	0,65 -70°
				Bocholt	Münster		Hannover	Potsdam
25.12.60				0,47 -25°	0,50 -27°		0,43 -57°	0,43 -84°
27.12.60				0,48 -25°	0,54 -29°		0,58 -59°	0,60 -86°
29.12.60				0,50 -13°	0,58 -19°		0,66 -50°	0,63 -78°
09.02.61				0,84 -65°	1,00 -76°		0,90 -102°	0,76 -124°
11.02.61				1,03 -64°	1,17 -73°		1,05 -97°	0,76 -124°
13.02.61				0,99 -60°	1,06 -70°		0,96 -99°	0,74 -117°
	Ostende	Coxyde	Uccle	Aachen	Köln		Kalten- nordheim	Karl-Marx- Stadt
25.12.60	0,52 20°	0,46 35°	0,55 7°	0,48 -4°	0,60 -21°		0,49 -36°	0,40 -73°
27.12.60	0,51 30°	0,42 41°	0,55 13°	0,47 -1°	0,61 -14°		0,57 -36°	0,61 -69°
29.12.60	0,49 42°	0,45 52°	0,57 24°	0,51 9°	0,62 -4°		0,62 -25°	0,65 -56°
09.02.61	0,94 -2°	0,89 2°	0,95 -28°	0,97 -54°	0,99 -76°		1,10 -99°	0,90 -135°
11.02.61	1,12 -9°	1,05 -4°	1,11 -28°	1,15 -52°	1,18 -70°		1,23 -91°	0,97 -127°
13.02.61	1,20 -4°	1,11 1°	1,09 -24°	1,09 -46°	1,04 -63°		0,93 -83°	0,81 -126°
					Saar- brücken	Frankfurt	Kassel	Nürnberg
25.12.60					0,54 -25°	0,52 -41°	0,31 -53°	0,29 -53°
27.12.60					0,55 -17°	0,61 -36°	0,44 -51°	0,46 -56°
29.12.60					0,56 -6°	0,63 -23°	0,47 -37°	0,56 -43°
09.02.61					0,92 -80°	1,01 -90°	0,94 -105°	0,91 -116°
11.02.61					1,08 -75°	1,15 -83°	1,11 -99°	0,97 -107°
13.02.61					0,94 -66°	0,98 -75°	0,92 -93°	0,70 -100°

Tab. 5b. Ergebnisse von harmonischen Analysen des Luftdruckes verschiedener Wetterwarten.

Tide K_1 ; Analysenmethode: PERTZEV; Amplituden in mbar

Zentral- tag					Bremen	Bremer- haven	Hamburg	Schleswig
25.12.60					0,35 -143°	0,36 -145°	0,33 -163°	0,35 -174°
27.12.60					0,37 -152°	0,38 -153°	0,36 -173°	0,36 -179°
29.12.60					0,36 -154°	0,36 -154°	0,34 -180°	0,35 -183°
09.02.61					0,31 132°	0,25 139°	0,21 130°	0,20 167°
11.02.61					0,30 134°	0,24 146°	0,22 136°	0,26 173°
13.02.61					0,30 162°	0,29 180°	0,28 172°	0,39 185°
				Bocholt	Münster		Hannover	Potsdam
25.12.60				0,25 -135°	0,27 -129°		0,29 -147°	0,30 -186°
27.12.60				0,30 -133°	0,31 -133°		0,31 -160°	0,32 -200°
29.12.60				0,30 -132°	0,32 -131°		0,29 -159°	0,31 -198°
09.02.61				0,30 120°	0,42 122°		0,26 114°	0,15 92°
11.02.61				0,29 113°	0,41 118°		0,27 111°	0,18 91°
13.02.61				0,17 128°	0,34 131°		0,24 137°	0,20 109°
	Ostende	Coxyde	Uccle	Aachen	Köln		Kalten- nordheim	Karl-Marx- Stadt
25.12.60	0,15 -107°	0,22 -72°	0,21 -91°	0,28 -104°	0,31 -113°		0,35 -147°	0,40 -168°
27.12.60	0,23 -92°	0,31 -69°	0,30 -89°	0,35 -105°	0,38 -116°		0,38 -154°	0,41 -182°
29.12.60	0,24 -86°	0,32 -65°	0,30 -88°	0,36 -102°	0,41 -115°		0,42 -155°	0,44 -184°
09.02.61	0,47 194°	0,43 199°	0,46 171°	0,60 138°	0,38 123°		0,37 98°	0,47 52°
11.02.61	0,43 192°	0,41 197°	0,46 168°	0,60 134°	0,40 114°		0,45 91°	0,46 54°
13.02.61	0,38 216°	0,35 221°	0,39 184°	0,51 138°	0,35 115°		0,52 91°	0,52 51°
					Saar- brücken	Frankfurt	Kassel	Nürnberg
25.12.60					0,23 -132°	0,31 -131°	0,32 -144°	0,29 -173°
27.12.60					0,29 -132°	0,36 -138°	0,36 -152°	0,32 -185°
29.12.60					0,32 -133°	0,38 -140°	0,37 -151°	0,33 -191°
09.02.61					0,38 118°	0,27 100°	0,40 100°	0,45 114°
11.02.61					0,41 111°	0,34 91°	0,42 95°	0,51 106°
13.02.61					0,39 108°	0,34 87°	0,40 96°	0,57 102°

Tab. 5c. Ergebnisse von harmonischen Analysen des Luftdruckes verschiedener Wetterwarten.
Tide S_2 ; Analysemmethode: PERTZEV; Amplituden in mbar

Zentral- tag					Bremen	Bremer- haven	Hamburg	Schleswig
25.12.60					0,17 -136°	0,20 -141°	0,20 -131°	0,18 -133°
27.12.60					0,16 -149°	0,18 -149°	0,18 -140°	0,17 -137°
29.12.60					0,16 -147°	0,18 -147°	0,19 -136°	0,16 -130°
09.02.61					0,27 -116°	0,21 -122°	0,23 -118°	0,23 -120°
11.02.61					0,21 -119°	0,18 -119°	0,21 -119°	0,21 -113°
13.02.61					0,25 -121°	0,22 -121°	0,24 -128°	0,24 -115°
				Bocholt	Münster		Hannover	Potsdam
25.12.60				0,23 -161°	0,19 -144°		0,20 -133°	0,19 -98°
27.12.60				0,24 -170°	0,18 -158°		0,14 -143°	0,17 -97°
29.12.60				0,24 -166°	0,20 -147°		0,16 -134°	0,17 -98°
09.02.61				0,13 -154°	0,18 -131°		0,23 -130°	0,21 -114°
11.02.61				0,13 -163°	0,17 -135°		0,21 -139°	0,21 -112°
13.02.61				0,14 -151°	0,21 -135°		0,24 -138°	0,19 -114°
	Ostende	Coxyde	Uccle	Aachen	Köln		Kalten- nordheim	Karl-Marx- Stadt
25.12.60	0,31 -132°	0,27 -138°	0,29 -139°	0,27 -166°	0,27 -153°		0,27 -103°	0,29 -96°
27.12.60	0,35 -131°	0,28 -140°	0,30 -141°	0,29 -171°	0,29 -164°		0,20 -100°	0,27 -88°
29.12.60	0,35 -133°	0,27 -140°	0,30 -140°	0,29 -165°	0,27 -159°		0,23 -99°	0,29 -86°
09.02.61	0,27 -150°	0,28 -153°	0,24 -149°	0,20 -139°	0,24 -120°		0,26 -100°	0,22 -89°
11.02.61	0,27 -157°	0,27 -155°	0,23 -154°	0,18 -149°	0,22 -117°		0,27 -96°	0,20 -90°
13.02.61	0,23 -160°	0,22 -156°	0,24 -149°	0,20 -143°	0,25 -116°		0,26 -104°	0,18 -103°
					Saar- brücken	Frankfurt	Kassel	Nürnberg
25.12.60					0,23 -145°	0,24 -135°	0,20 -126°	0,25 -117°
27.12.60					0,23 -156°	0,19 -148°	0,12 -139°	0,21 -119°
29.12.60					0,24 -153°	0,20 -143°	0,16 -134°	0,23 -118°
09.02.61					0,33 -128°	0,29 -121°	0,27 -126°	0,30 -114°
11.02.61					0,31 -126°	0,28 -123°	0,25 -127°	0,29 -112°
13.02.61					0,33 -127°	0,30 -130°	0,27 -133°	0,29 -115°

O_1 -Periode durch thermisch verursachte barometrische Komponenten gestört. Letztere sind jedoch im Vergleich zu den ostwärts wandernden Komponenten noch nicht groß genug, um deren West—Ost-Bewegung in den Zeitverschiebungsdaten der Tab. 6 zu verschleiern. Doch treten infolge der thermischen Einflüsse von Station zu Station erhebliche Abweichungen der Amplituden und Amplitudenänderungen auf.

Im Falle der barometrischen S_2 -Störwellen dominiert eindeutig der thermische Einfluß (Tab. 5c). Zuggeschwindigkeiten und Zugrichtungen dieser Wellen hängen von der Lokalzeit, d.h. vom Sonnenstand, ab. Die Amplituden sind in erster Näherung an jedem Zentraltag und an jedem Orte gleich. Zeitweilige Abweichungen von dieser Regel sind möglicherweise auf lokale Unterschiede der mittleren thermischen Regime der Beobachtungsorte im Analysenintervall zurückzuführen.

Das Ergebnis dieser Untersuchungen erklärt nachträglich, warum mit Hilfe der Störvektorenmethode eine Korrektur nicht nur der klinometrischen Tiden O_1 und Q_1 , sondern auch der thermisch gestörten Tide K_1 möglich war (SIMON 1969 [6]).

Tab.6. Vergleich der Phasendifferenzen der Luftdruckwellen verschiedener Wetterwarten mit den Ergebnissen der Kreuzkorrelation ihrer Barogramme

1. Meßreihe: 12.12.60 - 11.01.61 (Zentraltag: 27.12.60)

Stationen	Tide O_1		Tide K_1		Kreuzkorrelation $\Delta\phi$ [h]
	$\Delta\phi$ [°]	$\Delta\phi$ [h]	$\Delta\phi$ [°]	$\Delta\phi$ [h]	
Kaltennordheim - Köln	22	1,6	38	2,5	3
Kaltennordheim - Aachen	35	2,5	49	3,3	4
Kaltennordheim - Uccle	49	3,5	65	4,3	6
Kaltennordheim - Coxyde	77	5,5	85	5,7	7

2. Meßreihe: 27.01.61 - 26.02.61 (Zentraltag: 11.02.61)

Kaltennordheim - Köln	21	1,5	23	1,5	2,5
Kaltennordheim - Aachen	39	2,8	43	2,8	4
Kaltennordheim - Uccle	63	4,5	77	5,1	5
Kaltennordheim - Coxyde	87	6,2	106	7,1	6

4.3. Der Einfluß nichtbarometrischer Gangstörungen auf die Korrelationsergebnisse

Vor einer Korrelation der luftdruckbedingten Neigungsstörungen mit den entsprechenden barometrischen Variationen müssen die Registrierungen auf nichtbarometrische Störeffekte hin untersucht werden. Hierzu ist ein Vergleich der von Gezeitenwellen freien Restkurven erforderlich. Um die unterschiedlich großen gezeitenperiodischen Anteile aus den Meßreihen zu entfernen, wurde auf Neigungs- und Luftdruckdaten das Gangfilterverfahren von PERTZEV (1957 [2]) angewandt. Die resultierenden Gangkurven unterscheiden sich durch die instrumentell bedingten linearen Driftkomponenten der Lotschwankungsregistrierungen. Der Einfluß dieser Effekte auf die Korrelations- und Regressionskoeffizienten läßt sich weitgehend vermeiden, wenn zur Korrelation anstelle der Gangkurven deren 5stündige zeitliche Differenzen benutzt werden (SIMON 1966 [5]). In Abb. 5 und 6 sind die Gangdifferenzenkurven der HECKER/SCHWEYDAR-Klinometer S_1 und S_2 und des Luftdruckes in den untersuchten Meßperioden des Winterhalbjahres 1960/61 dargestellt. Zusätzlich enthalten diese Bilder auch die Gangdifferenzenkurven der durch instrumentelle barometrische Einflüsse (SIMON 1969 [6]) stärker gestörten LETTAU-Klinometer L_1 und L_2 .

In der ersten Meßperiode (5.12.60 - 9.1.61) werden die Kurven der Klinometer S_1 und S_2 stärker durch nichtbarometrische Effekte gestört als in der zweiten. Diese Störungen gehen auf Reparaturarbeiten und die Wiederinbetriebnahme des Klinometers L_1 zurück. Besonders in den Zeitabschnitten 12. - 24.12.60 und 1. - 6.1.61 sind starke nichtbarometrische Effekte zu beobachten, die sich verfälschend auf die Korrelations- und Regressionskoeffizienten auswirken müssen. Tab. 7a bringt die Korrelationsergebnisse der ersten Meßreihe. Die darin enthaltenen geringen Werte der Korrelationskoeffizienten im Falle des Pendels S_1 und die fehlerhaften Zeitverschiebungswerte beider Klinometer lassen sich anhand der o.g. Gerätestörungen leicht erklären. In der zweiten Meßperiode traten weniger nichtbarometrische Gerätestörungen auf (Abb. 6). Die in Tab. 7b enthaltenen Korrelationsergebnisse sind daher als zuverlässiger anzusehen.

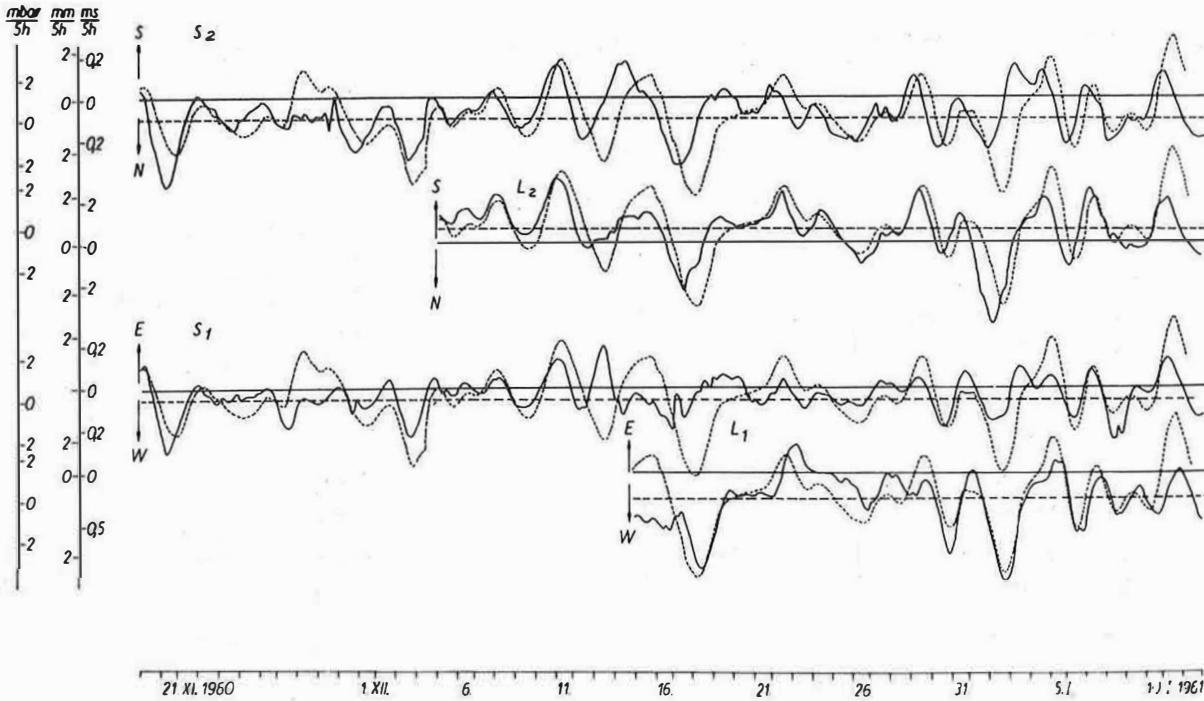


Abb. 5. Station Tiefenort. Meßperiode: November 1960 - Januar 1961. Gangdifferenzkurven der HECKER/SCHWEYDAR-Pendel S_2 , S_1 und der LETTAU-Pendel L_2 , L_1 sowie des örtlichen Luftdrucks (gestrichelt)

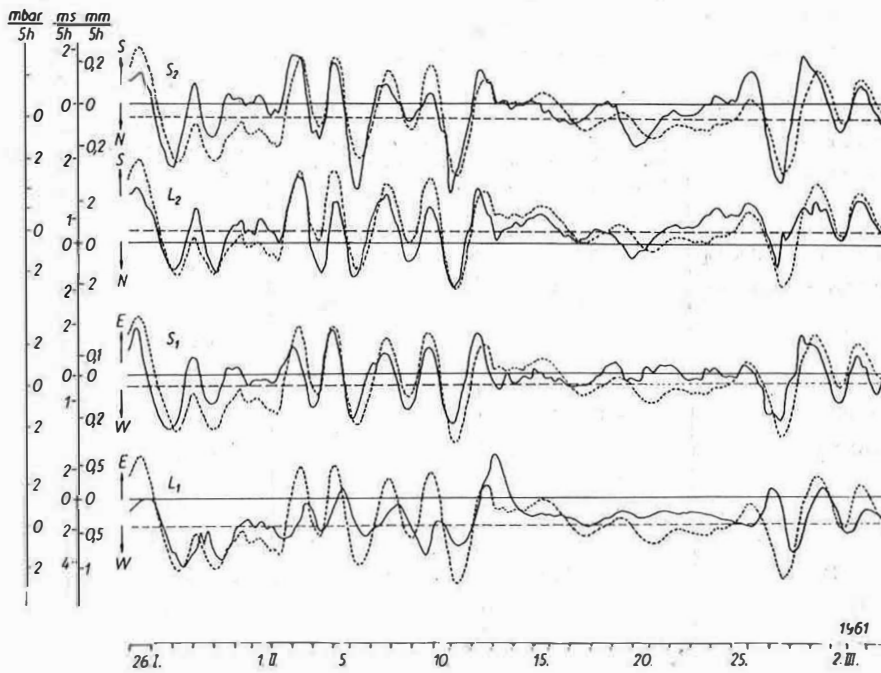


Abb. 6. Station Tiefenort. Meßperiode: Januar - März 1961. Gangdifferenzkurven der HECKER/SCHWEYDAR-Pendel S_2 , S_1 und der LETTAU-Pendel L_2 , L_1 sowie des örtlichen Luftdrucks (gestrichelt)

Tab. 7a. Ergebnisse der Kreuzkorrelation der Gangdifferenzen von Lotschwankungs- und Luftdruckregistrierungen.

S_2 (N—S), S_1 (E—W) HECKER/SCHWEYDAR-Klinometer von Tiefenort

1. Meßperiode: 12.12.60 - 11.1.61 (Zentraltag: 27.12.60)

Klinometer - Wetterstation	Extremale Korrelations- koeffizienten	Zeitvorlauf der Neigungs- störungen [Std.]	Regressions- koeffizient r_S [mbar/ms]	Regressions- koeffizient r_F [ms/mbar]
S_2 - Kaltennordheim	- 0,768	12	- 0,485	- 1,215
S_1 - Kaltennordheim	0,393	13	0,176	0,879
S_2 - Köln	- 0,717	8	- 0,426	- 1,201
S_1 - Köln	0,356	8	0,149	0,850
S_2 - Aachen	- 0,671	7	- 0,384	- 1,169
S_1 - Aachen	0,318	5	0,128	0,787
S_2 - Uccle	- 0,641	5	- 0,350	- 1,175
S_1 - Uccle	0,295	3	0,114	0,763
S_2 - Coxyde	- 0,606	3	- 0,322	- 1,141
S_1 - Coxyde	0,276	1	0,104	0,731
S_2 - Ostende	- 0,596	3	- 0,314	- 1,128
S_1 - Ostende	0,275	1	0,103	0,728

Tab. 7b. Ergebnisse der Kreuzkorrelation der Gangdifferenzen von Lotschwankungs- und Luftdruckregistrierungen.

S_2 (N—S), S_1 (E—W) HECKER/SCHWEYDAR-Klinometer von Tiefenort

2. Meßperiode: 27.1. - 26.2.61 (Zentraltag: 11.2.61)

Klinometer - Wetterstation	Extremale Korrelations- koeffizienten	Zeitvorlauf der Neigungs- störungen [Std.]	Regressions- koeffizient r_S [mbar/ms]	Regressions- koeffizient r_F [ms/mbar]
S_2 - Kaltennordheim	- 0,774	4	- 0,587	- 1,02
S_1 - Kaltennordheim	0,755	4	0,430	1,32
S_2 - Köln	- 0,760	2	- 0,591	- 0,978
S_1 - Köln	fehlt			
S_2 - Aachen	- 0,749	1	- 0,589	- 0,951
S_1 - Aachen	0,649	± 0	0,383	1,100
S_2 - Uccle	- 0,701	- 1	- 0,541	- 0,908
S_1 - Uccle	0,571	- 2	0,329	0,989
S_2 - Coxyde	- 0,703	- 2	- 0,556	- 0,889
S_1 - Coxyde	0,577	- 3	0,340	0,978
S_2 - Ostende	- 0,718	- 2	- 0,553	- 0,931
S_1 - Ostende	0,590	- 3	0,339	1,026

5. Entwicklung einer genaueren Korrektionsmethode unter Verwendung der bei der Untersuchung der regionalen Luftdruckbewegungen erhaltenen Informationen

5.1. Genauere Bestimmung der Zeitverschiebung mit Hilfe der verbesserten Störvektorenmethode

Die eben beschriebenen Unsicherheiten bei der Bestimmung der Zeitverschiebungen zwischen Neigungsstörungen und Luftdruckreihen zeigen die Schwierigkeiten einer Luftdruckkorrektur mit der Kreuzkorrelationsfunktion als einziger Informationsquelle. Ein zuverlässigeres Hilfsmittel bei der Bestimmung der Zeitverschiebungen könnte die Störvektorenmethode werden, wenn die in Abschnitt 4.2. erhaltenen Informationen über die Phasenschwankungen der Luftdruckwellen bei der Ermittlung der Störvektoren berücksichtigt würden. Aus der Tabelle der PERTZEV-Analysen (5a) geht nämlich hervor, daß nicht nur die Schwankungen der Amplituden, sondern auch die der Phasen von Zentraltag zu Zentraltag auf allen Stationen in ähnlicher Weise auftreten und folglich signifikant sind. Sie können daher ebenfalls zur Bestimmung der luftdruckfreien Komponenten der Analysenresultate benutzt werden. So verringert sich beispielsweise die Phasenverspätung der Luftdruckwellen mit O_1 -Periode vom 2. zum 3. Zentraltag auf allen Stationen nahezu einheitlich um 11° . Vom 3. zum 4. Zentraltag stellt man von Westen nach Osten zunehmend eine Verzögerung der Phasenverspätung um 60 bis 80° fest. Von den Störvektoren ist daher zusätzlich zu fordern, daß sie diese Phasenänderungen von Zentraltag zu Zentraltag mitmachen.

Unter Verwendung dieser zusätzlichen Informationen und der Amplitudenschwankungen von Zentraltag zu Zentraltag müßte sich der luftdruckfreie Anteil der Tide O_1 wesentlich genauer bestimmen lassen. Man wird dazu eine Ausgleichungsmethode verwenden können. Liegt das Ergebnis dieser Ausgleichung vor, so ergibt sich aus den Phasendifferenzen der Störvektoren gegen die entsprechenden lokalen Luftdruckwellen die gewünschte Zeitverschiebung. Aus der Ausgleichung erhält man außerdem genauere Proportionalitätsfaktoren für die Umrechnung der Luftdruckwellen in Neigungsstörungen. Abb. 7 erläutert diese Methode an einem Beispiel.

Es wurden die harmonischen Resultate von sechs Monatsanalysen der Registrierungen des Pendels S_2 (N—S-Komponente) und des Luftdrucks der benachbarten Wetterwarte Kaltennordheim/Rhön aus der zweiten Beobachtungsperiode (Januar - März 1961) verwendet. Die Analysenresultate beider Meßreihen (Methode PERTZEV) sind in Tab. 9 enthalten. Beim Phasenvergleich der Störvektoren mit den Luftdrucktiden ist zu beachten, daß das Pendel bei Luftdruckerhöhung nach Süden, d.h. in negativer Richtung, ausschlägt. Das wird übrigens auch durch die negativen Korrelations- und Regressionskoeffizienten der Tab. 4b bestätigt. Zu den Phasenwerten der Luftdruckwellen muß also jeweils noch ein Betrag von 180° addiert werden. Abb. 7 zeigt nun im Falle der Analysenresultate der ersten fünf Zentraltage nahezu übereinstimmend Phasendifferenzen von $9 - 11^\circ$ zwischen den (zeitlich vorausseilenden) Störvektoren $\vec{\Delta\gamma}$ und den entsprechenden Luftdruckwellen $\vec{\Delta p}$. Eine abweichende Phasendifferenz tritt lediglich am 6. Zentraltag auf. Sie ist auf eine von Westen her einwandernde Phasenänderung zurückzuführen, die offenbar Kaltennordheim noch nicht erreicht hat, sich

4.4. Der Einfluß des PERTZEV-Filters auf die Korrelationsresultate

Um zu prüfen, ob sich die Anwendung des PERTZEV-Filters verfälschend auf die Korrelations- und Regressionskoeffizienten auswirkt, wurden ergänzend zu Abschnitt 4.1. auch die Kreuzkorrelationsfunktionen der aus den Luftdruckreihen der verschiedenen Wetterwarten ermittelten Gangdifferenzenkurven berechnet. Tab. 8 bringt eine Gegenüberstellung der dabei erhaltenen Resultate mit den Ergebnissen von Abschnitt 4.1.

Durch die Anwendung des PERTZEV-Filters, das ja auch eine Glättung der Kurven bewirkt, ergaben sich keine zeitlichen Verschiebungen der Maxima. Dagegen verringerten sich die Beträge der maximalen Korrelations- und Regressionskoeffizienten um einige Prozent. Wäre es möglich, die (durch harmonische Analysen bestimmten) gezeitenperiodischen und die linearen Ganganteile der Lotschwankungsregistrierungen direkt von den Meßreihen abzuziehen, so würde man bei der Korrelation von Neigungs- und Luftdruckdaten genauere Regressionskoeffizienten erhalten. Entsprechende Rechenprogramme zur Gezeitensynthese und zur Elimination von Gangkomponenten wurden bereits erfolgreich getestet (SCHNEIDER/SIMON 1973 [3]).

Tab. 8. Ergebnisse der Kreuzkorrelation von Luftdruckreihen und Luftdruck-Gangdifferenzenkurven verschiedener Wetterwarten.

1. Meßperiode: 12.12.60 - 11.1.61 (Zentraltag: 27.12.60)

Stationen		Extremale Korrelationskoeffizienten	Verspätung des Luftdruckes von Kaltennordheim (Zeitverschiebg. des Extremums [Std.])	Regressionskoeffizient r_S	Regressionskoeffizient r_F
Kaltennordheim	O	0,9763	3	0,904	1,054
- Köln	GD	0,9750	3	0,919	1,034
Kaltennordheim	O	0,9552	4	0,864	1,055
- Aachen	GD	0,9468	4	0,862	1,039
Kaltennordheim	O	0,9326	6	0,808	1,075
- Uccle	GD	0,9180	6	0,797	1,057
Kaltennordheim	O	0,8977	7	0,749	1,075
- Coxyde	GD	0,8834	7	0,746	1,045
Kaltennordheim	O	0,8943	7	0,737	1,085
- Ostende	GD	0,8789	7	0,738	1,047

O = Beobachtungswerte, GD = Gangdifferenzen

aber bereits auf die mittlere Luftdruckkurve im Belastungsgebiet auswirkt. Die Störvektoren folgen den Amplituden- und Phasenschwankungen der Luftdruckwellen in guter Näherung. Für die luftdruckfreie Komponente der Tide O_1 wurden die Werte ($|\vec{\gamma}_0| = 0,63$; $\varphi_0 = -8^\circ$) ermittelt. Sie stimmen mit den Ergebnissen der Störvektorenmethode von Abb. 3 (Analysemmethode DOODSON) überein. Der Proportionalitätsfaktor für die Umrechnung von Luftdruckwellen in Neigungsstörungen beträgt $1,02 \text{ ms/mbar}$ in genauer Übereinstimmung mit dem in Tab. 4b gefundenen Wert für den Regressionskoeffizienten (Korrelation S_2 - Luftdruck Kaltennordheim).

Von großer Bedeutung ist die festgestellte Phasendifferenz von $10 - 11^\circ$ zwischen den Luftdruckwellen und den Störvektoren. Nach Tab. 5a bedeutet das, geographisch ausgedrückt, daß die Luftdruckwellen der etwa in der Mitte zwischen den Wetterwarten Köln-Bonn und Kaltennordheim gelegenen meteorologischen Station Gießen mit den Störvektoren der Station Tiefenort gleichphasig sind. Demnach müßten die Luftdruckreihen dieser etwa 120 km westlich von Tiefenort gelegenen Wetterwarte mit der mittleren Luftdruckkurve des Belastungsgebietes in Phase sein. Es ist denkbar, daß sich dieses Gebiet aus Symmetriegründen noch einmal so weit nach Westen, d.h. bis zu den tektonischen Grenzen des Rheintales erstreckt. Der für den Analysenzeitraum der größten Luftdruckwelle (Zentraltag: 11.2.61) per Kreuzkorrelation bestimmte Wert für die Zeitverschiebung erweist sich als zu groß im Vergleich zu dem mit Hilfe der Störvektorenmethode gefundenen Wert von $10 - 11^\circ$ (≈ 1 Stunde); doch scheint der letztere Wert signifikant zu sein.

Tab. 9. Harmonische Konstanten Tiefenort 1961.

Tide O_1 ; Pendel S_2 (N-S) und Luftdruck Kaltennordheim.

Analysenmethode: PERTZEV; Umrechnungsfaktor: $1,02 \text{ ms/mbar}$

Zentraltag	Klinometrische Resultate (unkorrigiert)		Luftdruckwelle mit O_1 -Periode (Amplitude) A [mbar]	Luftdruckwelle normiert auf die theor. Tide O_1 (N-S)		Luftdruckwelle nach Umrechnung in eine Neigungsstörung	
	γ_{beob}	φ_{beob} [°]		A [$\frac{\text{mbar}}{\text{ms}}$]	φ^* [°]	$ \Delta p $	φ^* [°]
09.02.61	1,080	54,3	1,098	0,860	-99	0,877	81
11.02.61	1,098	62,0	1,232	0,965	-91	0,984	89
13.02.61	0,866	64,0	0,931	0,729	-83	0,744	97
15.02.61	0,782	46,1	0,798	0,625	-94	0,638	86
17.02.61	0,767	42,1	0,756	0,592	-84	0,604	96
19.02.61	0,457	34,9	0,532	0,417	-48	0,425	132

Beachten wir nämlich diese Zeitverschiebung nicht und subtrahieren die lokalen Luftdruckwellen nach Multiplikation mit dem Umrechnungsfaktor $1,02 \text{ ms/mbar}$ von den Analysenresultaten, so ergeben sich die in Abb. 7 in Klammern angegebenen Werte für die residualen Komponenten $\vec{\gamma}'_0$. In Abb. 7 sind die entsprechenden $\Delta\vec{\gamma}'_0$ - und $\Delta\vec{\gamma}'_0$ -Vektoren punktiert gezeichnet. Die Störvektoren $\Delta\vec{\gamma}'_0$ verhalten sich zwar hinsichtlich der Amplituden- und Phasenschwankungen genauso wie die lokalen Luftdruckwellen, dafür sind aber die Komponenten $\vec{\gamma}_0$ der Analysenresultate nicht konstant. Diese nach Voraussetzung zeitlich unveränderlichen Vektoren schwanken in Wirklichkeit

zwischen den Grenzen $0,45, -8^{\circ}$, und $0,67, -5^{\circ}$, und sind im Mittel viel zu klein. Mit anderen Worten: Würde von der Lotschwankungsregistrierung die lokale Luftdruckkurve subtrahiert werden, nachdem sie zuvor mit dem Regressionskoeffizienten der nichtgezeitenperiodischen Komponenten multipliziert wurde, so kämen bei der harmonischen Analyse der Restkurve *v i e l z u k l e i n e* und zeitlich stark schwankende Werte für den luftdruckfreien (Gezeiten-)Anteil heraus. Wird dagegen diese Phasenverschiebung berücksichtigt, so erhält man einen zeitlich konstanten und dem Betrage nach plausiblen Wert für $\overrightarrow{\gamma}_0$. Daß dieser den Forderungen der Störvektorenmethode auch im Falle eines umfangreicheren Beobachtungsmaterials genügt, wurde bereits durch die Ergebnisse der Abb. 3 (Analysenverfahren von DOODSON) bewiesen.

Für die Zuverlässigkeit der nach der Störvektorenmethode ermittelten Zeitverschiebungswerte und damit für die Existenz von regionalen barometrischen Einflüssen auf die Gezeitenresultate gibt es ein weiteres schwerwiegendes Argument. Würde es sich nämlich stattdessen um den Einfluß von Bodenneigungen handeln, die durch die lokalen Luftdruckvariationen verursacht und infolge eines Aufzeichnungsfehlers scheinbar eine Stunde zu früh registriert werden, so müßte der gleiche Fehler auch bei der Aufzeichnung der gezeitenbedingten Neigungsänderungen feststellbar sein. Die beobachtete M_2 -Tide würde folglich in den Analysenresultaten einen Phasenvorlauf von 30° gegenüber der theoretischen Welle besitzen. Wie Tab. 1 zeigt, ist das aber keineswegs der Fall. Die an den barometrischen Störkomponenten der Tide O_1 festgestellte Phasendifferenz ist offenbar reell.

Die Berechtigung der oben gemachten Voraussetzung, daß die Störvektorenmethode und die Subtraktionsmethode die gleichen Resultate liefern, wenn der gleiche Umrechnungsfaktor für die Luftdruckvariationen benutzt wird, wurde bereits bei der Auswertung der Gravimeterregistrierungen von Wostok (SCHNEIDER/SIMON 1973 [3]) nachgewiesen. Tab. 10 erläutert das Ergebnis.

Von den Luftdruckreihen, den unkorrigierten Gezeitenmeßreihen und den mittels der Subtraktionsmethode vom Luftdruckeinfluß befreiten Restkurven wurden harmonische Analysen mit den gleichen Analysebereichen durchgeführt. Die Amplituden der Luftdruckwellen multiplizierte man mit dem gleichen Umrechnungsfaktor, der auch bei der Subtraktionsmethode verwendet wurde. Sie stimmten danach mit den Beträgen der vektoriellen Differenzen der Analysenresultate von unkorrigierten und korrigierten Meßreihen überein.

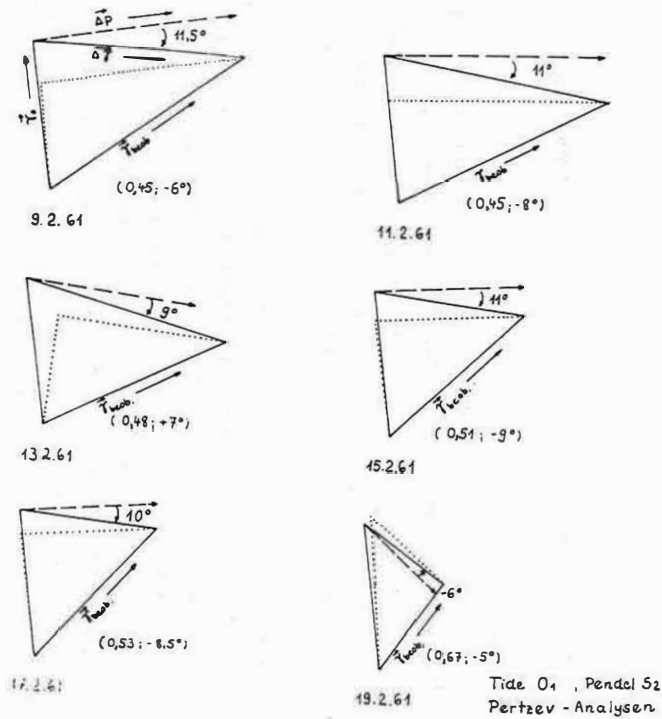


Abb. 7. Station Tiefenort, Pendel S₂ (N—S), Januar—März 1961. Phasenvergleich der Störvektoren $\Delta\gamma$ mit den umgerechneten Luftdruckwellen Δp . Werden die lokalen Luftdruckwellen Δp von den Beobachtungsergebnissen subtrahiert, so ergeben sich die in Klammern angegebenen zu kleinen Werte für den Gezeiteneffekt

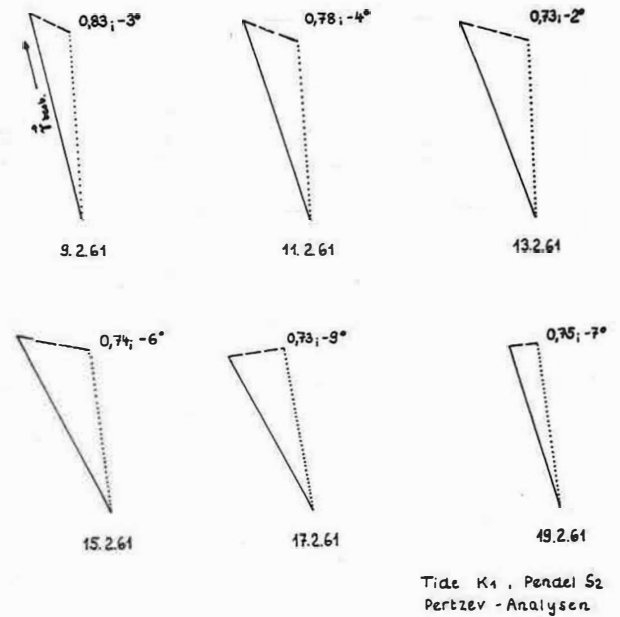


Abb. 8. Station Tiefenort, Pendel S₂ (N—S), Januar—März 1961. Korrektur der Beobachtungswerte der Tide K₁ durch Subtraktion der um 15° phasenverschobenen Luftdruckwellen. Rechts oben: korrigierte Gezeitenresultate

Tab. 10. Station Wostok 1969, Gravimeter GS 11 Nr. 140.

Vergleiche der harmonischen Resultate von Gezeiten- und Luftdruckdaten

Analysen- bereich Nr.	Harmonische Konstanten				Vektorielle Differenz (Betrag) $ \delta_o - \delta_a $	Luftdruck (beobachtet) [mbar]	Luftdruck (umgerechnete Amplituden) [$\Delta\delta p$]
	Beobachtungswerte		Druckkorrigierte Werte				
	$ \delta_o $	ω_o	$ \delta_a $	ω_a			
Ganztagestiden Gruppe 30 - 40 (S_1 P_1 K_1)							
1	1,092	9 ^o ,1	1,044	7 ^o ,3	0,058	0,141	0,057
2	1,228	6 ^o ,6	1,239	6 ^o ,6	0,011	0,026	0,011
3	1,242	4 ^o ,2	1,253	4 ^o ,1	0,012	0,031	0,013
4	1,235	5 ^o ,2	1,230	5 ^o ,0	0,005	0,017	0,007
alle 132 Tage	1,186	6 ^o ,2	1,174	5 ^o ,6	0,020	0,042	0,017
Ganztagestiden Gruppe 12 - 21 (O_1)							
1	1,219	4 ^o ,6	1,184	3 ^o ,7	0,040	0,069	0,040
2	1,238	-2 ^o ,7	1,234	-1 ^o ,5	0,025	0,043	0,025
3	1,361	4 ^o ,8	1,372	-0 ^o ,15	0,116	0,205	0,118
4	1,219	1 ^o ,5	1,179	2 ^o ,5	0,043	0,078	0,045
alle 132 Tage	1,234	2 ^o ,7	1,222	1 ^o ,7	0,027	0,043	0,025

Analysenbereiche: 23.7. - 20.8.1969 (1); 20.8. - 28.9.1969 (2); 13.9. - 28.9. und 3.10. - 26.10.1969 (3); 31.10. - 9.12.1969 (4); 23.7. - 9.12.1969 (alle 132 Beobachtungstage)

5.2. Barometrische Korrektur nach der Subtraktionsmethode unter Verwendung der genaueren Zeitverschiebungswerte

Mit den bei der Korrektur der Tide O_1 nach der Störvektorenmethode erhaltenen Werten für die Zeitverschiebung und den Umrechnungsfaktor lassen sich nun auch die Analysenresultate der anderen Ganztagestiden K_1 und Q_1 korrigieren. Man braucht die lokale Luftdruckreihe nur mit dem Umrechnungsfaktor zu multiplizieren und - entsprechend zeitlich verschoben - von der Gezeitenregistrierung zu subtrahieren.

Die aus der Restkurve erhaltenen Analysenresultate der Ganztagestiden dürften nach Voraussetzung keine Schwankungen von Zentraltag zu Zentraltag mehr zeigen. Dabei muß allerdings berücksichtigt werden, daß die Tide K_1 außer der westöstlich wandernden Luftdruckkomponente, die hier eliminiert werden soll, auch eine lokale thermische Luftdruckwelle enthält. Die Korrektur der Analysenresultate der Tide K_1 mittels der verschobenen lokalen Luftdruckreihe wird also nicht sehr genaue Resultate liefern. Trotzdem soll zum Abschluß der vorliegenden Arbeit (Teil 1) der Versuch unternommen werden, die Wirksamkeit des Verfahrens im Falle von barome-

trisch stark gestörten Analysenresultaten zu zeigen. Die den Wert der Tab. 9 entsprechenden Analysenresultate der Tide K_1 sind in Tab. 11 enthalten. Es soll geprüft werden, ob diese amplituden- und phasenmäßig extrem großen und beträchtlich schwankenden Werte kleinere und zeitlich annähernd konstante Beträge annehmen, wenn man von der Gezeitenmeßreihe die um 1 Std. verschobene und mit dem Faktor 1,02 multiplizierte Luftdruckreihe von Kaltennordheim abzieht. Wegen der Gleichwertigkeit der Subtraktions- und Störvektorenmethode (s. Abschnitt 5.1.) genügt es, die auf die theoretischen Gezeiten der Tide K_1 normierten Luftdruckwellen mit dem Faktor 1,02 zu multiplizieren, ihre Phasenwerte um $180^\circ + 15^\circ$ (≈ 1 h) zu erhöhen und die so berechneten Störvektoren von den Analysenresultaten abzuziehen. In Abb. 8 sind die Ergebnisse der versuchsweisen Korrektur der Tide K_1 dargestellt. Die Amplituden- und Phasenwerte selbst und deren Schwankungen von Zentraltag zu Zentraltag wurden stark reduziert. Aus der Darstellung läßt sich leicht ableiten, daß diese Verbesserung auch im Falle der Tide K_1 nicht eingetreten wäre, wenn man den Phasenverlauf der Störvektoren gegen die lokalen Luftdruckwellen nicht berücksichtigt hätte. In diesem Falle wären v i e l z u g r o ß e Verminderungsfaktoren für die luftdruckfreien Komponenten erhalten worden.

Tab. 11. Harmonische Konstanten Tiefenort 1961.

Tide K_1 , Pendel S_2 (N—S) und Luftdruck Kaltennordheim.

Analysenmethode: PERTZEV; Umrechnungsfaktor: 1,02 ms/mbar

Zentral- tag	Klinometrische Resultate (unkorrigiert)		Luftdruck- welle mit K_1 -Periode (Amplitude) A [mbar]	Luftdruckwelle normiert auf die theor. Tide K_1 (N—S) A [$\frac{\text{mbar}}{\text{ms}}$] φ^* [°]		Luftdruckwelle nach Umrechnung in eine Neigungs- störung $ \Delta p $ φ^* [°]	
	γ_{beob}	φ_{beob} [°]					
09.02.61	0,947	-13,0	0,366	0,204	98	0,208	-82
11.02.61	0,921	-18,6	0,452	0,252	91	0,257	-89
13.02.61	0,918	-21,7	0,522	0,291	91	0,297	-89
15.02.61	0,887	-26,7	0,596	0,331	86	0,338	-94
17.02.61	0,785	-28,3	0,460	0,256	67	0,261	-113
19.02.61	0,756	-17,0	0,249	0,139	70	0,142	-110

Daraus kann unter Berücksichtigung von Tab. 5b gefolgert werden, daß auch im Falle der Tide K_1 die Luftdruckwellen von Gießen und nicht die lokalen Luftdruckvariationen mit den Neigungsstörungen von Tiefenort in Phase sind. Durch die Phasenverschiebung der lokalen Luftdruckwellen bzw. die Zeitverschiebung der lokalen Luftdruckreihen um eine Stunde wurde mit dem Barogramm von Kaltennordheim die Luftdruckkurve von Gießen simuliert. Nach den Ergebnissen der Abschnitte 4.1. und 4.2. dürften die dabei begangenen Fehler gering sein, wenn man von den thermischen Einflüssen absieht.

Damit läßt sich wegen Abschnitt 5.1. das Ergebnis dieser Testrechnung auf die folgende einfache Formel bringen: Wird von der Gezeitenregistrierung die mit dem Regressionskoeffizienten multiplizierte lokale Luftdruckreihe abgezogen, so erge-

- [5] SIMON, D. Über den Einfluß von Luftdruckänderungen und Meeresspiegelzeiten auf die Ergebnisse der harmonischen Analyse von Horizontalpendelaufzeichnungen. *Marées terr.*, Bull. Inform., Bruxelles (1966) 44, S. 2218-2225
- [6] SIMON, D. Beiträge zur Korrektur von klinometrischen und gravimetrischen Gezeitenregistrierungen. *Geodät. u. geophys. Veröff.*, R. III, Berlin (1969) 13
- [7] SIMON, D. Über einige Auswerteprobleme, die bei einer genaueren Gezeiteneliminierung zu lösen sind. Paper, KAPG-Tagung, April 1973 in Bukarest
- [8] SIMON, D. Erdgezeitenbeobachtungen an der Station Tiefenort 1969/73 (I). Forschungsabschlußbericht beim Zentralinstitut für Physik der Erde der AdW der DDR, Potsdam 1973 (unveröff.)
- [9] SIMON, D.; SCHNEIDER, M.M. Analyse der nichtperiodischen Bodendeformationen an der Erdgezeitenstation Tiefenort 1958 - 1973. *Geodät. u. geophys. Veröff.*, R. III, Berlin (im Druck)
- [10] SIMON, D.; ŠIROKOV, J.A.; KARTVELIŠVILI, K.S. The influence of local barometrical ground deformation on tidal results. *Gerlands Beitr. Geophysik*, Leipzig (in Vorbereitung)
- [11] TOMASCHEK, R. Schwankungen tektonischer Schollen infolge barometrischer Belastungsänderungen. *Freib. Forsch.-H.* C 60, Berlin (1959)

