

## Erdkreis der Geophysik und Fundamentalsystem der Astronomie

Von J. O. FLECKENSTEIN<sup>1</sup>, Basel

Astronomie und Geodäsie sind nicht nur inhaltlich verwandte, sondern auch in ihrer Messmethodik ähnliche Wissenschaften. Hat der Geodät mit der Schwierigkeit zu kämpfen, dass die Erde nur in roher Näherung ein Rotationsellipsoid darstellt und die weitere Näherungsfigur des Geoids – definiert als Massen-Begrenzungs-niveaufläche des irdischen Schwerefeldes – durch Undulationen gestört wird, so muss der beobachtende Astronom ständig daran denken, dass er seine Messungen nur von einer unregelmässig um eine unregelmässig wackelnde Achse rotierenden Erde aus vornehmen kann. So relativ einfach die Herstellung eines geodätischen Netzes von Punkten erster Ordnung auf der Erdoberfläche wäre, wenn das Niveausphäroid durch Lotabweichungen usw. nicht geändert würde, so einfach wäre auch die Herstellung eines astronomischen Netzes von Fundamentalsternen an der Himmelssphäre, wenn der Erdkreis nicht sowohl durch äussere Störungskräfte von Sonne, Mond und Planeten als auch wegen der inhomogenen Massenverteilung auf der Erde in seiner Rotation gestört würde. Diese Störungen äussern sich in 2 Erscheinungen: 1. Verlagerung der Erdachse, 2. Variation der Rotationsgeschwindigkeit um diese Achse. Sie sollen in diesem Artikel in zwei Teilen gesondert behandelt werden.

### I. TEIL: DIE POLSCHWANKUNGEN DER ERDE

#### 1. Die Kreiseltheorie der Erde

Seit NEWTON betrachten Astronomen, Geophysiker und Geodäten die Erde als einen grossen Kreisel. Wie die mathematische Mechanik zeigt, kann man die Differentialgleichungen für eine rotierende Bewegung (Kreis) formal sofort aus denen der Punktmechanik gewinnen, indem man respektive die Masse  $m$  durch das Trägheitsmoment  $\mathfrak{J}$ , die Kraft  $k$  durch das Drehmoment  $\mathfrak{M}$  und die Translationsgeschwindigkeit  $v$  durch die Drehgeschwindigkeit  $\tilde{\omega}$  ersetzt. Die Grundbeziehungen Impuls  $p = m v$  und Kraft

$$\mathfrak{f} = m \frac{dv}{dt}$$

gehen dann über in die Gleichungen

$$\mathfrak{P} = \mathfrak{J} \tilde{\omega} ; \quad \mathfrak{M} = \frac{d\mathfrak{P}}{dt} = \mathfrak{J} \frac{d\tilde{\omega}}{dt}.$$

Man kann nun den die Drehbewegung charakterisierenden Vektor auf zwei verschiedene Koordinatensysteme beziehen, nämlich auf ein im Raume festes und auf ein in dem Kreisel festes, aber im Raum bewegliches Figurenachsensystem. Für die Differentialoperatoren in diesen beiden Systemen hat EULER die Beziehung abgeleitet

$$\left( \frac{d}{dt} \right)_{\text{fest}} = \left( \frac{d}{dt} \right)_{\text{beweglich}} + [\tilde{\omega} \quad ],$$

so dass man für das Drehmoment den Ausdruck gewinnt

$$\mathfrak{M} = \frac{d\mathfrak{P}}{dt} = \frac{d'\mathfrak{P}}{dt} + [\tilde{\omega} \mathfrak{P}] = \frac{d'\mathfrak{P}}{dt} + [\tilde{\omega} \tilde{\omega} \mathfrak{J}] = \frac{d'\mathfrak{P}}{dt} + \begin{bmatrix} i & j & k \\ A \omega_x & B \omega_y & C \omega_z \end{bmatrix},$$

welcher, in kartesischen Koordinaten ausgeschrieben, die Form des Gleichungssystems annimmt

$$\begin{aligned} M_x &= A \frac{d\omega}{dt} x - (B-C) \omega_y \omega_z, \\ M_y &= B \frac{d\omega}{dt} y - (C-A) \omega_z \omega_x, \\ M_z &= C \frac{d\omega}{dt} z - (A-B) \omega_x \omega_y. \end{aligned} \quad (1)$$

Die Komponenten des Drehmomentes  $\mathfrak{M}$  müssen nach dem Newtonschen Gravitationsgesetz bestimmt werden. Es genügt, nur die Gravitation von Sonne und Mond auf den Erdkreis zu berücksichtigen; es ergibt sich dabei, dass der Mond trotz seiner geringen Masse infolge seiner Erdnähe etwa  $\frac{2}{3}$  der gesamten Anziehungswirkung ausmacht. Die Integration kann aber nur unter gewissen Annahmen über die Komponenten  $A, B, C$  des Trägheitsmomentes

$$M = \int r^2 dm(r)$$

durchgeführt werden, denn die Funktion  $m(r)$  ist im allgemeinen unbekannt, da man die Massenverteilung im Erdinnern nicht kennt. Bei einem homogenen Rotationsellipsoid ergibt sich durch Integration von (1), wenn man von den Komponenten  $\omega_x, \omega_y, \omega_z$  der Rotationsgeschwindigkeit auf die Eulerschen Winkel übergeht und die Drehmomente entsprechend auf sphärische Koordinaten überträgt, für die lunisolare Präzes-

<sup>1</sup> Astronomisch-meteorologische Anstalt der Universität Basel.

sion pro Jahr

$$p_{\tau} = - \frac{d\psi}{dt} = 3 \pi \tau \frac{C-A}{C} \left[ \frac{1}{T_{\odot}} + \frac{m_{\text{I}}}{m_{\odot} + m_{\text{I}}} \cdot \frac{T_{\odot}}{T_{\text{I}}} \right] \cos \varepsilon$$

( $\varepsilon$  = Ekliptikschiefe,  $\tau$  = Sterntag,  
 $T_{\odot} = 366,25 \tau$ ,  $T_{\text{I}} = 27,397 \tau$ )

Das ist der Winkel, um welchen sich die Figuren-  
 achse der Erde um eine feste Achse im Raum dreht.

Die Trägheitsmomente  $A$ ,  $B$ ,  $C$  sind unbekannt.  
 Eine Drehung der Figurenachse im Raum muss sich  
 aber für den Astronomen in einer scheinbaren Drehung  
 des gesamten Himmelszettes um den Äquatorpol der  
 Erde abbilden, so dass der Frühlingspunkt  $H$  als Schnitt  
 von Äquator und der – abgesehen von den Planeten-  
 störungen – im Mittel festen Ekliptik auf dem Äqua-  
 tor «präzedieren» muss (vgl. Abb. 1). Schon HIPPARCH

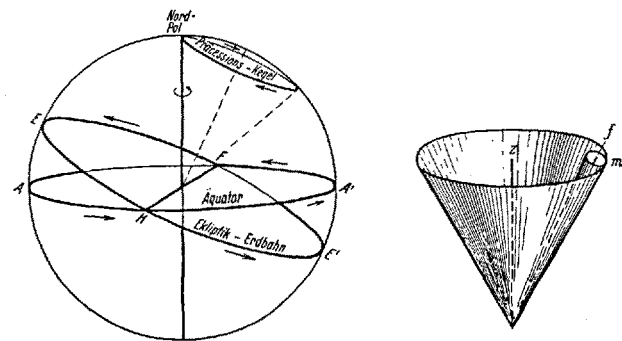


Abb. 1. Präzession, Polhodie- und Herpolhodiekegel.

bestimmte durch Vergleich seines Sternkatalogs von  
 128 v. Chr. mit dem von TIMOCHARIS und ARISTYLL  
 von 290 v. Chr. die jährliche Präzession des Frühlings-  
 punktes zu rund  $40''$ , während die moderne Positions-  
 astronomie dafür den genauen Wert  $p_{\tau} = 50,2638$  ab-  
 geleitet hat. Mit diesem Wert der Präzessionskonstante  
 kann man  $C - A/C = 0,0032548$  bestimmen. Sie ist  
 die fundamentale Konstante zur Reduktion der Stern-  
 örter auf eine bestimmte Epoche und kann selber nur  
 empirisch bestimmt werden. Damit ergibt sich das erste  
 Dilemma der fundamentalen Positionsastonomie:  
 Aus den fix angenommenen Fixsternen leitet man  
 durch Vergleich der Sternörter zu verschiedenen Epo-  
 chen die Präzessionskonstante empirisch her. Die Ei-  
 genbewegungen der Sterne aber wiederum bestimmt  
 man aus den Restbeträgen, welche beim Katalogver-  
 gleich nach Anbringung der Präzession noch übrig-  
 bleiben. Je nach dem stellarstatistischen Modell, wel-  
 ches man zugrunde legt, ergeben sich verschiedene Be-  
 träge für die Eigenbewegungen. Die klassische Prä-  
 zessionskonstante, welche noch heute der Stellarastro-  
 nomie zugrunde liegt, ist nach dem Grundsatz bestimmt  
 worden, von den beobachteten Verschiebungen der  
 Sterne an der Sphäre einen möglichst grossen gemein-  
 samen, der Präzession zur Last zu legenden Term ab-  
 zuspalten, damit die restlichen spezifischen Eigenbe-  
 wegungen der Sterne möglichst klein werden. Damit

Tabelle I

$\alpha = \frac{a-c}{a}$	$g_a$	$\left(\frac{C-A}{C}\right)^{-1}_{\text{astr.}}$	$\left(\frac{C-A}{C}\right)^{-1}_{\text{theor.}}$
1:298	978,0464	309,64	307,08
1:297	978,0577	308,41	305,83
1:296	978,0610	307,17	304,61

ist die Präzessionskonstante ihrer eigentlichen mecha-  
 nischen Bedeutung entkleidet und zu einem formalen  
 Reduktionsfaktor der stellarastronomischen Kataloge  
 geworden.

Eine weitere Unstimmigkeit wird durch den Ver-  
 gleich der geodätischen Konstanten der Abplattung  $\alpha$ ,  
 der geophysikalischen Konstanten der Beschleunigung  
 (am Äquator)  $g_a$ , der astronomischen, aus der Präzes-  
 sionskonstanten gewonnenen  $C/C - A$  und der theo-  
 retischen aus der zweiten Näherung der Theorie der  
 Gleichgewichtsfiguren abgeleiteten Konstanten  $C/C - A$   
 gegeben. Diese Konstanten hängen theoretisch nach  
 dem Schema der Tabelle 1 zusammen.

Der internationale Schwerewert am Äquator von  
 CASSINIS<sup>1</sup> ist  $g_a = 978,0490$ . Dies führt auf einen Abplat-  
 tungswert, der zwischen 1/298 und 1/297, und zwar näher  
 bei 1/298 liegt. Nimmt man dagegen den Wert 307,24, den  
 die Präzessionskonstante liefert, so würde man genö-  
 tigt, für die Abplattung einen Wert in der Nähe von  
 1/296 anzunehmen. Immerhin liefert die Rechnung für  
 die zweite Näherung der Gleichgewichtsfigur – indem  
 man also bis zur 4. Potenz der Rotationsgeschwindig-  
 keit entwickelt – schon einen Wert in der Nähe von  
 1/298. Ob aber bei weiterer Entwicklung nach der Ro-  
 tationsgeschwindigkeit  $(a - c/a)$  gegen 1/297,8 kon-  
 vergiert, ist fraglich, da die Rechnungen noch nicht  
 ausgeführt worden sind, welche dabei aber noch auf  
 der sicher nicht streng zutreffenden Arbeitshypothese  
 beruhen, dass der Erdkreisel eine Gleichgewichtsfigur,  
 und zwar aus reibungsfreier Flüssigkeit repräsentiere.

Bei der Kreiselbewegung sind 3 Achsen zu unter-  
 scheiden: die momentane Rotationsachse, die raum-  
 feste Drehimpulsachse und die körperfeste Figuren-  
 achse. Der Rotationsvektor beschreibt also sowohl um  
 eine raumfeste wie um eine mit dem Körper bewegliche  
 Achse einen Kegel. Für diese Bewegung hat POINSOT  
 eine geniale geometrische Konstruktion gegeben: Da  
 sowohl der raumfeste Kegel der Herpolhodie wie auch  
 der bewegliche Kegel der Polhodie vom gleichen Ro-  
 tationsvektor als Mantellinie beschrieben werden, so  
 rollt der Polhodiekegel  $f$ , ohne zu gleiten, auf dem Her-  
 polhodiekegel  $m$  ab. Bei der Präzession ist die Öffnung  
 des Herpolhodiekegels gerade gleich der doppelten Ek-  
 liptikschiefe, während der Öffnungswinkel des Pol-  
 hodiekegels unmessbar klein, nämlich – nach der

<sup>1</sup> Constantes fondamentales de l'astronomie, Colloques interna-  
 tionaux du C.N.R.S., Artikel von H. JEFFREYS, S. 29–32 (Paris 1950).



Teilkreis jedoch impliziert systematische Teilfehler. Es liefert die Formel für den Meridian

$$z_0 = \delta - \varphi; z_u = 180 - (\varphi + \delta) \text{ also } \varphi = 90 - \frac{1}{2} (z_0 + z_u)$$

direkt, die Instrumentalfehler überdecken aber den jedenfalls nur schwachen Polhöenschwankungseffekt. Seit Beginn des neunzehnten Jahrhunderts hatte nun der amerikanische Coast and Geodetic Survey auf Anregung von Captain TALCOTT die von HORREBOW erdachte Methode bei Breitenbestimmungen angewendet, statt der oberen und unteren Kulmination eines Polarsterns die Kulmination eines Paares südlich und nördlich des Zenits zu beobachten und dabei die absoluten Zenitdistanzen der beiden Sterne ungefähr gleich zu wählen, so dass sie beide noch in dem gleichen Gesichtsfeld des Mikrometers erschienen, wenn man letzteres mit einem Höhenniveau festklemmte. Dann waren in der Tat nur noch Zenitdistanzdifferenzen mit einer Mikrometerschraube zu messen und nach der Formel

$$\varphi = \frac{1}{2} (\delta_s + \delta_n) + \frac{1}{2} (z_s - z_n)$$

die Polhöhe zu bestimmen. Die Horrebow-Talcott-Methode entspricht damit in idealer Weise der Forderung, den Winkel zwischen Schwererichtung (kontrolliert durch das Horrebow-Niveau) und der Rotationsachse der Erde (kontrolliert durch die Sterndeklinationen) mittels einer Differenzenmethode zu bestimmen. Die Mikrometerschraube verkörpert das Maximum mechanischer Präzision; sie leistet prinzipiell die Genauigkeit von  $10^{-7}$  oder  $0''.1$ .

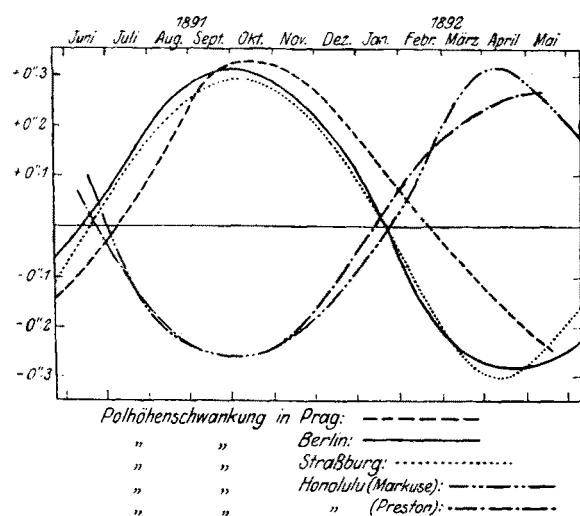


Abb. 3. Polschwankung Berlin-Honolulu.

Im Prinzip benötigt der Nachweis der Polschwankung nur ein Mikrometer und ein Niveau. Es genügt also ein gewöhnliches Passageninstrument, das man im Spezialfall der Horrebow-Talcott'schen Methode auch «Zenitteleskop» nennt, weil man zur Verkleinerung des Refraktionseinflusses möglichst in der Nähe



Abb. 4. Visuelles Passageninstrument (Basel).

des Zenits beobachtet. KÜSTNER hat 1888 mit einem derartigen Passageninstrument zum ersten Male den Polschwankungseffekt als jenseits der inneren Streuung seiner Beobachtungsreihe in Berlin nachweisen können<sup>1</sup>, und als später (1892) gleichzeitige Beobachtungen in Honolulu mit den mitteleuropäischen Stationen den wegen  $180^\circ$  Längenunterschied komplementären Effekt zeigten, war das *Experimentum crucis* für eine reelle Schwankung der Erdachse erbracht (vgl. Abb. 3). Mit der Veränderlichkeit der Polhöhe, wenn auch nur mit einer Jahresamplitude von etwa  $0''.6$ , war eine der Voraussetzungen der beobachtenden Positions-astronomie zusammengebrochen. Denn bei allen Meridiankreisreihen zur Bestimmung von Deklinationen mittels Zenitdistanzmessungen nach der Beziehung

$$\delta = \varphi - z_s, n \begin{pmatrix} \text{sgn } z_s + \\ \text{sgn } z_n - \end{pmatrix}$$

war die Konstanz der Polhöhe  $\varphi$  vorausgesetzt worden; die Änderung wegen Präzession ist nachträglich an die beobachteten Deklinationen anzubringen. Damit ergab sich die zwingende Notwendigkeit – ganz abgesehen von dem geophysikalischen Interesse an der freien Nutation und der geodätischen Wichtigkeit der Kontrolle der Breitenvariation –, laufende Beobachtungen der Polhöenschwankungen vorzunehmen, und zwar womöglich in verschiedenen Längen. In dieser Erkenntnis wurde 1895 die Schaffung des internationalen Breitendienstes mit 6 ziemlich symmetrisch in Länge verteilten Stationen auf dem 39. Breitengrad beschlossen. Die Lage auf demselben Breitengrad ermöglichte die Aufstellung des gleichen Sternprogramms für alle Stationen, die auch sonst mit einheitlichem Instrumententyp und doppelwandigen Beobachtungshütten (Abb. 4) ausgerüstet waren. Von den Stationen (Mizusawa  $\lambda = +141^\circ 1'$ ; Tschardjui  $+63^\circ 5'$ ; Carloforte  $+8^\circ 2'$ ; Gaithersburg  $-77^\circ 2'$ ; Cincinnati  $-84^\circ 4'$  und Ukiah  $-123^\circ 2'$ ) fiel zwar Tschardjui bald

<sup>1</sup> F. KÜSTNER, *Neue Methode zur Bestimmung der Aberrationskonstante nebst Untersuchungen über die Veränderlichkeit der Polhöhe*, Beob. kgl. Sternwarte Berlin, Nr. 3 (1888).

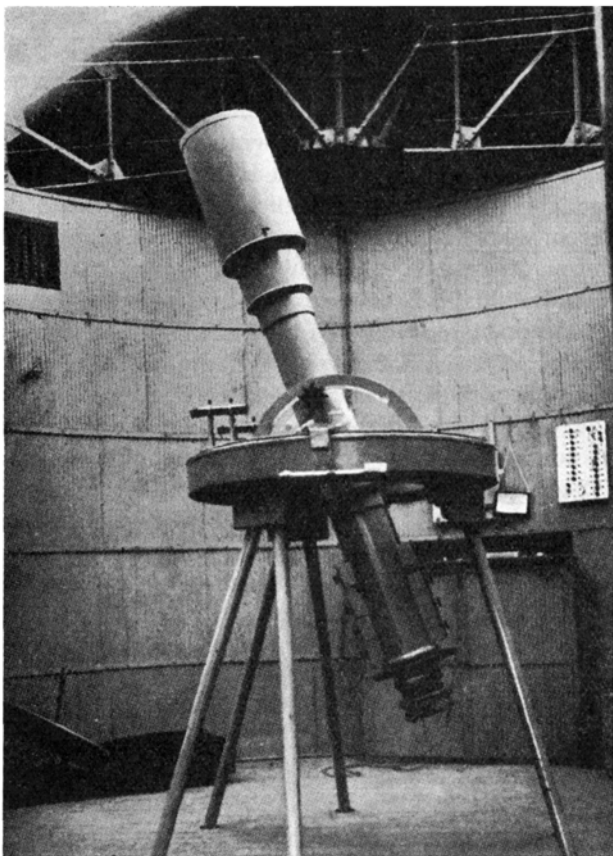


Abb. 5. Das Floating-Zenitteleskop (Mizusawa)  
(aus Publ. Intern. Latitude Service Observatory 1, 1 [1951]).

aus, so dass heute dem internationalen Breitendienst nur noch 5 Stationen unterstehen mit dem Zentralbureau in Turin. Es haben sich allerdings im Laufe der Zeit mehrere Sternwarten freiwillig dem regelmässigen Breitendienst angeschlossen, wie Belgrad, Dehra-Dun, Greenwich, Ottawa, Tokyo, Richmond, Washington und insbesondere die zur Kontrolle wichtigen südlichen Stationen in Canberra und La Plata. Dazu kommen noch die russischen Stationen in Pulkowa, Poltava, Kasan, Gorki und Kitab, die freilich wieder unter sich besonders organisiert sind. Von diesen Instituten beobachtet ein Teil, wie zum Beispiel Washington und Mizusawa, nicht nur visuell am Passageninstrument, sondern auch photographisch an dem besonders konstruierten «Floating Zenith Telescop», wo das Niveau (vgl. Abb. 5) durch einen Quecksilbertrog realisiert wird, in welchem die Achse des Instrumentes ruht, an dessem Okularende die photographische Platte angebracht ist. Das Prinzip beruht auf der photographischen Platte, welche auf Quecksilber schwimmt; ihre Lage kann man fixieren und die Abstände der Spuren der Zenitsterne später vermessen. Die Genauigkeit der Stationen des internationalen Breitendienstes geht heute bis auf 0",10 für die Lage des Erdpols je Beobachtungsabend, so dass durch Kooperation seit 1900 die Bahn des Rotationspols der Erde, also die Pol-

hodiekurve der freien Schwingung, mit hinreichender Genauigkeit festgelegt wird (vgl. Abb. 6). Diese Bahn des Rotationspols in bezug auf den Trägheitspol, als Schnittkurve der Rotationsachse mit der Erdoberfläche, kann wegen der relativen Kleinheit der Polschwankung von rund 10 m gegenüber 40·10<sup>6</sup> m des gesamten Erdumfangs mit ihrer Projektion auf die Tangentialebene an den Erdpol identifiziert werden. Dann kann man die an einem Ort gemessene Polhöhen-schwankung in die Komponenten  $x$ ,  $y$  nach der Formel

$$\Delta\varphi = x \cos \lambda + y \sin \lambda \quad (\lambda = \text{geogr. Länge}) \quad (2)$$

zerlegen. Jede Station des Breitendienstes liefert je Datum, etwa auf je 0,1 Jahr gemittelt, ein  $\Delta\varphi$ , so dass man durch Ausgleichung die endgültigen Koordinaten  $x$ ,  $y$  der Polbahn gewinnen kann. Die Figur stellt die derart aus den 5 Stationen des internationalen Breitendienstes für den Zeitraum 1949–1952 gemittelte Polbahn dar. Es hat sich nun gezeigt, dass für die erste Zeit des Breitendienstes (bis 1935) die Ausgleichung sich besser gestaltet, wenn man noch eine dritte Unbekannte formal einführt, welche nach ihrem Entdecker «Kimuraglied» genannt<sup>1</sup> wird; dieses besitzt eine jährliche Periode. Die Bahnformel für den Pol wird dann geschrieben

$$\Delta\varphi = x \cos \lambda + y \sin \lambda + a \sin(2\odot - \alpha + b).$$

Obwohl das Kimuraglied  $z = z' + \Delta z$  von Station zu Station variiert, gibt es doch einen allen Stationen

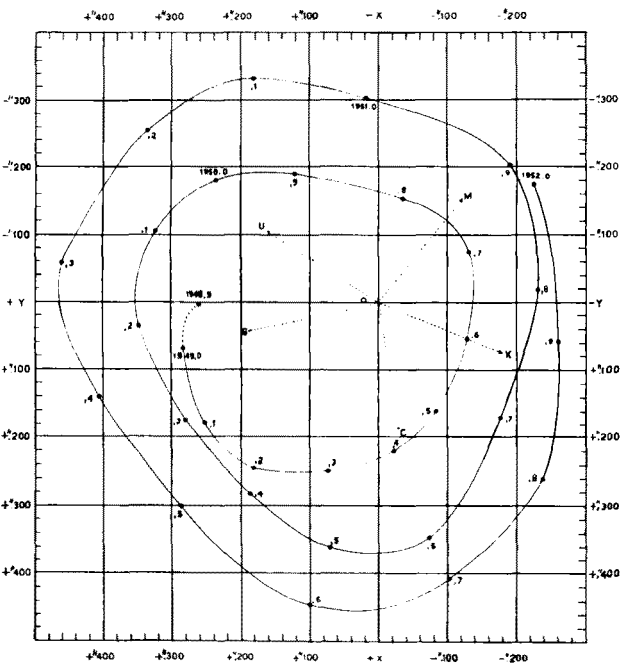


Abb. 6. Bahn des Nordpols der Erde 1949–1952 nach den Resultaten des internationalen Breitendienstes (CECCHINI, Torino, Ufficio centrale, 1952).

<sup>1</sup> H. KIMURA, *New Study of the polar motion and  $z$  for the interval 1890.0–1908.5* (A proposal for the International Geodetic Association). *Astron. Nachr.* 181, 389–402 (1909).

gemeinsamen Term  $z'$ . Für die Zeit zwischen 1922,7 und 1935,0 erhält man beispielsweise folgende Werte mit dem mittleren Fehler von  $0,026$ .

Tabelle II

Jahr	$z'$	Jahr	$z'$
1922	$-0,075$	1929	$+0,043$
1923	$-0,058$	1930	$-0,033$
1924	$-0,058$	1931	$+0,050$
1925	$-0,061$	1932	$-0,047$
1926	$+0,063$	1933	$-0,056$
1927	$+0,030$	1934	$-0,045$
1928	$-0,031$		

Die Kleinheit der Beträge und ihr starkes Streuen um den Mittelwert von  $-0,020$  lässt vermuten, dass das Kimuraglied nur formale Bedeutung hat. Trotzdem hat man gerade die jährliche Periode zum Anlass genommen, das Glied als reell anzusehen, indem man an jährliche Refraktionsanomalien dachte, welche selber wieder von lokalen Varianten  $\Delta z$  überlagert sind. Zeitweilig dachte man sogar an einen geophysikalischen Effekt des Herpendelns des Schwerpunkts der Erde längs der Rotationsachse. Dass der Effekt jedenfalls ausserinstrumentellen Einflüssen seinen Ursprung verdankt, hat in der jüngsten Zeit nochmals HATTORI nachgewiesen, indem sich für das visuelle Passageninstrument und für das Floating-Telescop in Mizusawa für die Zeit von 1943,75–1946,75 das Kimuraglied übereinstimmende Werte, nämlich

$$0,011 \sin(2\odot - \alpha + 305^\circ)$$
$$\pm 4 \qquad \qquad \pm 19$$

bzw.

$$0,013 \sin(2\odot - \alpha + 344^\circ)$$
$$\pm 3 \qquad \qquad \pm 15$$

ergaben<sup>1</sup>. Eine terrestrische Ursache wird aber dadurch ausgeschlossen, dass das  $z$ -Glied sowohl auf der Nord-

wie auf der Südhemisphäre den durchschnittlich gleichen Wert hat. Schon CHANDLER glaubte, dass in dem  $z$ -Glied unbekannte Parallaxen der Breitensterne versteckt seien, die man nur bei einem geringen Teil der Breitensterne aus den Fundamentalkatalogen kannte. Doch würde bei einer solchen Interpretation des Kimuraglies eine durchschnittliche Parallaxe von  $0,128$  folgen, was aber gemäss den stellarstatistischen Prinzipien der mittleren Eigenbewegung von  $0,08$  der Sterne von 6. bis 7. Grössenklasse widerspricht. COURVOISIER und HARZER<sup>1</sup> haben die Sonnenjahresperiode als eine «kosmische Refraktion» erklären wollen, indem der Lichtstrahl von den Sternen in der Sonnenkorona gebrochen werde, der man dann aber einen viel zu grossen Brechungskoeffizienten zulegen musste.

Nachdem man die lokalen Varianten des  $z$ -Gliedes durch geeignete Verbesserungen der Parswerte der Mikrometer zum Verschwinden bringen konnte, die in den älteren Reihen nicht genügend in ihrer Temperaturabhängigkeit untersucht worden waren, neigt man heute dazu, die jährliche Periode des Kimuraglies als eine der typischen  $\delta_\alpha$ -Gänge in den Sternkatalogen aufzufassen. Dass diese mehr formale Auffassung des  $z$ -Gliedes begründet ist, erkennt man beispielsweise aus den Werten, welche sich bei der Ausgleichung der Polhodie des Erdpols (vgl. Abb. 6) ergaben. Die 24 Rektaszensionsstunden eines Jahrs werden in 12 Gruppen von Sternen zu 8 Paaren über je zwei Stunden in  $AR$  zerlegt. Rechnet man für die Gruppenmittel, so rechnet man faktisch für die einzelnen Monate. Die Werte von  $z$  für die einzelnen Gruppen zeigen nun für alle drei Jahre den gleichen Verlauf und variieren nur unwesentlich von Gruppe zu Gruppe, wobei die Abweichung des  $z$  vom Gruppenmittel maximal zu  $0,02$  geht. Das Kimuraglied  $z$  scheint also durch  $\Delta\delta_\alpha$  vorgetäuscht zu sein, während nur die lokalen  $\Delta z$  meteorologisch bedingt sein dürften (Tab. III).

<sup>1</sup> L. COURVOISIER, *Kimuras Phänomen und die jährliche Refraktion der Fixsterne*. Astron. Nachr. 167, Nr. 3990 (1905). – P. HARZER, *Über die kosmische Strahlenbrechung*, Astron. Nachr. 167, Nr. 4025 (1905).

Tabelle III

Gruppe	$z'$ 1949	$\Delta z$	$z'$ 1950	$\Delta z$	$z'$ 1951	$\Delta z$	Mittel $z'$
IV	$+0,088$	$-0,022$	$0,136$	$+0,026$	$+0,106$	$-0,004$	$0,110$
V	$-0,089$	$+0,001$	$-0,066$	$+0,024$	$-0,115$	$-0,025$	$-0,090$
VI	$+0,105$	$-0,001$	$+0,119$	$+0,013$	$+0,093$	$-0,013$	$+0,106$
VII	$-0,001$	$+0,005$	$+0,008$	$+0,014$	$-0,025$	$-0,019$	$-0,006$
VIII	$-0,073$	$-0,007$	$-0,050$	$+0,016$	$-0,074$	$-0,008$	$-0,066$
IX	$-0,151$	$+0,005$	$-0,144$	$+0,012$	$-0,174$	$-0,018$	$-0,156$
X	$-0,144$	$+0,006$	$-0,144$	$+0,006$	$-0,163$	$-0,013$	$-0,150$
XI	$-0,029$	$+0,002$	$-0,024$	$+0,007$	$-0,040$	$-0,009$	$-0,031$
XII	$+0,030$	$+0,000$	$+0,042$	$+0,012$	$+0,019$	$-0,011$	$+0,030$
I	$+0,042$	$-0,007$	$+0,067$	$+0,018$	$+0,039$	$-0,010$	$+0,049$
II	$-0,170$	$+0,009$	$-0,176$	$+0,003$	$-0,191$	$-0,012$	$-0,079$
III	$+0,178$	$-0,011$	$+0,187$	$-0,002$	$+0,201$	$+0,012$	$+0,189$

Tabelle IV

Jahr	Mizusawa	Kitab	Carloforte	Gaithersburg	Ukiah	Mittel
1949/50	− 0",199	+ 0",235	− 0",063	− 0",409	− 0",483	− 0",184
1950/51	− 0",269	+ 0",066	+ 0",005	− 0",426	− 0",257	− 0",176
1951/52	− 0",234	+ 0",151	− 0",030	− 0",414	− 0",365	− 0",178

Es lässt sich nun ein gewisses Abschleifen der Sterndeklinationen und damit ein Verkleinern des  $z$ -Gliedes erreichen, indem man eine neue Aberrationskonstante  $K$  aus den jährlichen Reihen rechnet. Bildet man nämlich die Summe aller Gruppenreduktionen der Deklinationen – indem man vorher die Gruppen noch in je eine  $AR$ -Stunde hälfte – aus den Differenzen  $II_1 - I_2$  usw., so müssen erstens diese Reduktionen eine Jahresperiode aufweisen, in welcher sich die Aberrationskonstante gemäss

$$\Delta\delta = K [\cos \odot (\sin \alpha \sin \delta \cos \varepsilon - \cos \delta \sin \varepsilon) - \sin \odot \cos \alpha \sin \delta]$$

abbildet, und andererseits muss die Gesamtsumme aller Reduktionen sich zu Null aufsummieren:

$$(II_1 - I_2) + (III_1 - II_2) + (IV_1 - III_2) + \dots \\ \dots (XII_1 - XI_2) + (I_1 - XII_2) = 0.$$

Aus den Bestimmungen der Aberrationskonstanten des internationalen Breitendienstes hat sich übrigens dabei übereinstimmend eine Vergrösserung des international bisher angenommenen Wertes von 20",47 um mindestens 0",04 ergeben<sup>1</sup>, was natürlich auch eine Korrektur anderer Konstanten, wie Sonnenparallaxe und Lichtgeschwindigkeit, zur Folge hat. Ob freilich ein solcher Schluss gezogen werden darf, erscheint fraglich, nachdem sich die Schlussfehler für die einzelnen Stationen nicht nur nicht gleich Null, sondern sogar ziemlich gross und voneinander verschieden ergeben haben (Tab. IV).

Die Schlussfehler verraten, dass in den Sterndeklinationen noch etliche Ungenauigkeiten stecken müssen, die sich unter gewissen Umständen aufsummieren können. Bedenkt man, dass durchschnittlich die Deklinationen der Sterne des FK3 eine Genauigkeit von 0",11 besitzen, so wird man die Genauigkeit der Deklinationen des Breitendienstes selbst nach Anbringen aller inneren Glättungen mittels Gruppenreduktionen höchstens auf 0",15 schätzen, während formell mit Effekten in den Hunderstel-Bogensekunden gerechnet wird. Nachdem der internationale Breitendienst geschaffen war, um ständig die Polbahn der Erde zu kontrollieren und die  $\Delta\varphi$  für jeden Beobachtungsort nach Formel (2) zu liefern, damit die gemessenen Deklinatio-

nen an Meridiankreisen wegen Polschwankung verbessert werden können, ergibt sich schliesslich die reziproke Forderung, die Deklinationen derjenigen Sterne, mit deren Hilfe die Polhodie des Rotationspols abgeleitet war, selber zu verbessern. Damit unterliegt der Breiten dienst selbst dem Programm der Reform der Deklinationen des fundamentalen Koordinatensystems, zu dessen Verbesserung er eigentlich eingerichtet worden war.

Absolute Deklinationen kann man nun sowohl durch Zenitdistanzmessungen im Meridian als auch durch Passagenbeobachtungen im ersten Vertikal bestimmen. Erster Vertikal und Meridian sind gleichsam dual zueinander, indem nämlich umgekehrt Passagenbeobachtungen im Meridian und Zenitdistanzmessungen im ersten Vertikal die Rektaszensionen ( $\alpha$ ) der Sterne liefern. Ebenso kann man bei bekannten Deklinationen auch die Polhöhe bestimmen. Die Methode des ersten Vertikals ist in der Tat schon recht früh, besonders in Pulkowa, zur Bestimmung der Breitenvariation benutzt worden. Sie hat sich als gleichwertig erwiesen, trat aber später in den Hintergrund, nachdem das photographische Zenitteleskop das Maximum der Leistungsfähigkeit der Mikrometerschraube (im Laboratorium!) auszunutzen gestattete. Auch zur Bestimmung absoluter Deklinationen wurde das Verfahren des ersten Vertikals angewandt. Da aber wegen der Beziehung

$$\cos \zeta = \sin \delta \operatorname{cosec} \varphi$$

für eine bestimmte Breite  $\varphi$  nur ein Deklinationsgürtel von etwa  $\varphi - \delta < 20^\circ$  in Betracht kommt, so geriet das Verfahren wieder in Vergessenheit, da man im Zeitalter der Zonenkataloge einen möglichst grossen Deklinationsbereich wünschte, der im Meridian in der Tat ein Maximum ist. Während aber der Mikrometerschraube eine prinzipielle Grenze mit  $10^{-7}$  gesetzt ist, lassen sich Passagenbeobachtungen neuerdings durch Verwendung von Quarzuhren auf eine Präzision von  $10^{-9}$  bringen. Damit rückt das Verfahren des ersten Vertikals wieder in den Vordergrund, da es eine Verbesserung von Sterndeklinationen verspricht. Und da die Deklinationen der Sterne des Breitendienstes im allgemeinen zwischen der  $25^\circ$ - und der  $50^\circ$ -Zone liegen, so ist der obige zu enge Deklinationsgürtel für die meisten Observatorien gerade auf den Fall der Breitensterne zugeschnitten. Bei der Tagung der IAU. 1952 (Rom) hat deshalb die Breitenkommission neben der Sternwarte Uccle, welche mit einem modernen Askaniameridiankreis beobachtet, mit der Neube-

<sup>1</sup> *Constantes fondamentales de l'astronomie*, Colloques internationaux du C.N.R.S., Artikel von H. JEFFREYS, S. 29–32 (Paris 1950). – J. O. FLECKENSTEIN, *Die Struve-Niethammersche Methode der Vertikalpassagen zur Bestimmung von Polhöhen schwankungen*, Astron. Nachr. 279, 193–207 (1951).



stimmung der Deklinationen auch die Astronomisch-meteorologische Anstalt in Basel beauftragt, welche seit 1939 in mehreren Etappen das Verfahren des ersten Vertikals zu einer konkurrenzfähigen Komplementär-methode zu HORREBOW-TALCOTT ausgearbeitet hat<sup>1</sup>.

3. Die geophysikalischen Konsequenzen der Polschwankungen

Schon die Betrachtung eines auch nur kurzen Zeitraums der Polhodie des Erdpols führt zur Frage, ob die unregelmässig verschlungene Polbahn eine geschlossene oder offene Kurve bildet, ob also nur periodische oder auch säkulare Polverschiebungen auftreten. Die geologische Spekulation fasst zwar ohne weiteres die «heutigen» Polschwankungen der 10-m-Amplitude nur als ein kurzperiodisches Pendeln um einen langsam abklingenden säkularen Polwanderungsprozess auf. Die Messungen des Breitendienstes in seinen 50 Jahren Bestehens lassen aber bis jetzt noch keinen sicheren Schluss auf eine säkulare Polverschiebung zu. So findet LAMBERT aus dem Material des Breitendienstes zwischen 1900 und 1917 den Wert 0,0067 für eine jährliche Verschiebung längs des Längengrads 90° W, ebenso WANACH aus den Messungen zwischen 1900 und 1925 den Betrag 0,0047 für den Längengrad 42° W. In diesen Beträgen mögen lokale Schollenverschiebungen stecken. Für einzelne Observatorien sind, wie untenstehende Tabelle zeigt, schon seit langem solche lokale Verschiebungen im Sinne der Wegenerschen Theorie nachgewiesen worden.

Tabelle V  
Breitenänderungen

Ort	Dauer in a		je a
		''	''
Paris . . . . .	28	− 1,3	− 0,0046
Mailand . . . . .	60	− 1,5	− 0,0025
Rom . . . . .	56	− 0,2	− 0,0004
Neapel . . . . .	51	− 1,2	− 0,0240
Königsberg . . . .	23	− 0,2	− 0,0008
Greenwich . . . .	58	− 0,5	− 0,0009
Washington . . . .	18	− 0,5	− 0,0028

Die Größenordnung stimmt in der Tat mit den Analysen des Materials des Breitendienstes überein. Immerhin wird der Säkulareffekt, der sich durch das gleiche Vorzeichen bei allen Observatorien verrät, noch durch recht erhebliche lokale Störungen überdeckt werden. Für die Zeit 1949,0–1950,3 hat CECCHINI für die Station Mizusawa eine südliche Verrückung von 0,120 und für Kitab eine nördliche von 0,070 festgestellt. Eine ähnliche Schollenverschiebung von etwa 0,063 nach Norden könnte man auch aus den Polhöhenreihen in Basel zwischen 1939,25 und 1946,40

<sup>1</sup> TH. NIETHAMMER, *Die genauen Methoden der astronomisch-geographischen Ortsbestimmung*, Birkhäusers Lehrbücher und Monographien, Nr. 12 (Birkhäuser, Basel 1947).

ableiten, wenn man die systematische Vergrößerung der Polhöhe als reell ansieht<sup>1</sup>.

Tabelle VI

Zeitintervall	Mittlere Polhöhe 47°32'
1939,1 – 1939,4	26,90 ± 0,029
1939,9 – 1940,4	26,96 ± 0,023
1940,9 – 1941,4	26,96 ± 0,026
1945,85 – 1946,95	27,35 ± 0,009

Es scheinen diese Unstabilitäten der Erdkruste, die sich vor allem in der Seismizität manifestieren, jedenfalls den Säkulareffekt einer Polwanderung weit zu überdecken. Immerhin ist selbst ein durchschnittlicher jährlicher Effekt von nur 10<sup>−3</sup> Bogensekunden in geologischen Epochen von 10<sup>8</sup> Jahren zu einer Polwanderung von etwa 30° fähig. Die von den Geologen geforderte Polverschiebung ist also nicht unmöglich, zumal die jährliche Poländerung in früheren geologischen Zeitaltern eher grösser, etwa 10<sup>−2</sup>, gewesen sein mag.

Die Geologen sind heute zwar mit der Annahme von Polwanderungen vorsichtiger geworden, denn Verschiebungen der Erdachse um Beträge von rund 50° sind geophysikalisch nicht einfach zu fundieren. Während nämlich die Mechanik die von den Astronomen beobachteten Eigentümlichkeiten der Drehbewegung der Erde, die Präzession, Nutation und die freie Nutation, theoretisch erklären kann, steht sie dem Phänomen einer säkularen Achsenverschiebung ohne äussere kosmische Kräfte zunächst hilflos gegenüber. MILANKOVITCH<sup>2</sup> erkannte als erster, dass alle diesbezüglichen Versuche dann fruchtlos bleiben müssen, wenn man ein zu simples Modell für den Erdkreisel annimmt, wo die Eigentümlichkeiten der Erdoberfläche nicht in Rechnung gestellt werden. Angeregt durch die geniale Intuition WEGENERS von dem Schwimmen der Sialkontinentalschollen auf dem Simakern der Erde, untersuchte er die isostatische Lagerung der Kontinentaldecke auf ihrer gegenüber langandauernden Kräften nachgiebigen Unterlage im Magma. Die bei der Rotationsbewegung auftretende dynamische Asymmetrie des Erdkörpers, welche von dem nasenförmigen Überragen der Gebirgsketten auf den Sialkontinentalschollen über das Geoid herrührt, genügt, quantitativ eine Polfluchtkraft hervorzurufen, welche die Sialdecke auf ihrer plastischen magmatischen Unterlage zu einer säkularen Verschiebung zwingt. Die mathematische Analyse zeigt, dass diese Polwanderung längs der Ni-

<sup>1</sup> Ufficio centrale delle latitudine: *Attività del servizio internazionale delle latitudine da 1949,0 al 1952,5*, Roma 1952. — Nach Auskunft des Kantonsgeometers E. BACHMANN hat sich die Umgebung der Sternwarte in Basel in der Zeit von 1913–1950 um etwa 5 mm gesenkt, wie aus 58 Nivellierungspunkten abgeleitet werden kann.

<sup>2</sup> M. MILANKOVITCH, *Das Problem der Verlagerungen der Drehpole der Erde in den exakten und in den beschreibenden Naturwissenschaften*. Publ. math. Université Belgrade 2, 166–188 (1933); s. auch A. FREY, *Exper.* 4, 88 (1948).



veaulinien des Trägheitsfeldes der Sialdecke vor sich geht. Dieses Trägheitsfeld kann roh – aber geophysikalisch hinreichend genau – aus der Massenverteilung der Erdkontinente abgeschätzt werden. Damit gelangt der serbische Gelehrte zu einer dynamisch begründeten Wanderung des Erdpols, welche von der Gegend der Hawaii-Inseln im Pazifik im Präkambrium ausgeht und sich asymptotisch der Petschoramündung in Nordsibirien nähert (vgl. Abb. 7). Der ganze Bogen entspricht mit seinen rund  $100^\circ$  den geologischen Erfordernissen und steht auch sonst gut mit der von WEGENER aus paläontologischen und paläoklimatologischen Gründen geforderten Polbewanderung in Einklang. Für die hypothetische Polfluchtkraft glaubt man einen Hinweis in der gesteigerten Seismizität der Erde am Äquator zu erblicken, indem dort nach der Theorie von MILANKOVITCH eine Stauung der Kontinentalschollen resultieren muss.

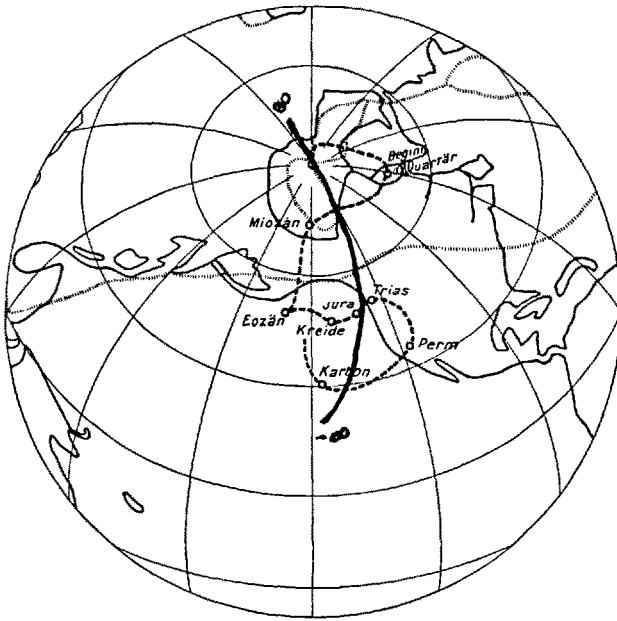


Abb. 7. Säkulare Polbahn nach MILANKOVITCH [aus MILANKOVITCH, *Kanon der Erdbestrahlung* (Beograd 1941)].

Zweifelloos ist auch das Schema einer Zweiteilung der Erde in eine in Kontinentalschollen zerrissene feste Erdoberflächenkruste und einen zähflüssigen magmatischen Kern noch zu grob, um allen geophysikalischen Ansprüchen zu genügen; immerhin genügt es, um die säkulare Polverschiebung als möglich zu erweisen und die Verlängerung der Eulerschen Periode von 307 zu 430 Tagen für die freie Nutation zu erklären. Die Plastizität der Erde bedingt aber für die theoretische Behandlung der Polschwankungen die Einführung von 4 verschiedenen Polen (Abb. 8). Es seien  $P_1$  und  $P'$  zwei sukzessive Stellungen des Rotationspols der Erde auf der Herpolhodiekurve, wie sie vom Breitendienst ständig abgeleitet wird.  $Q_0$  soll der Figurenpol der starren Erde sein. Infolge der Nachgiebigkeit der «fluidalen» Erde gegenüber langandauernden Kräften – kurzandauernden Kräften gegenüber verhält sich die Erde

starr – rückt der Figurenpol nach  $Q_1$  und dann nach  $Q_2$ . Es ist leicht zu sehen, dass für hinreichend kurze Zeiten  $dt$  die Beziehung gilt

$$P_1 P' = (Q_0 P_1) \kappa dt = (Q_1 P_1) \varepsilon dt, \\ P_1 Q_1 : P_1 Q_0 = \kappa : \varepsilon,$$

aus welcher sofort mittels des Righetskoeffizienten die Abweichung des wirklichen Figurenpols vom idealen Pol der starren Erde abgeleitet werden kann. Die vier zu unterscheidenden Pole sind also folgende: 1. Der Pol  $P_1$  bzw.  $P'$  der momentanen Erdachse, der durch die astronomischen Beobachtungen festgelegt wird; 2. der ungestörte Figurenpol (oder Trägheitspol)  $Q_0$ , in welchem sich auch der Rotationspol befinden würde, wenn die freie Schwingung infolge zufälliger Koinzidenz von Rotations- und Hauptträgheitsachse von vorneherein wegfallen würde; 3. der wirkliche Figurenpol  $Q_1$  bzw.  $Q_2$ , der seine Existenz gerade der Nichtkoinzidenz von Rotations- und Hauptträgheitsachse und der Nachgiebigkeit der Erde gegenüber der daraus resultierenden schwachen Zentrifugalkraft verdankt, welche den Figurenpol dem momentanen Rotationspol nachzuziehen trachtet, und 4. der Pol der invariablen Achse konstanten Rotationsmomentes. Diese Achse existiert sowohl in einer plastischen wie in einer starren Erde; sie behält eine konstante Richtung im Raume bei, welche nahezu mit der momentanen Rotationsachse zusammenfällt. Bei einem plastischen Körper müssen natürlich die Kreiselgleichungen neu angesetzt werden; LARMOR und SCHWEYDAR<sup>1</sup> haben gezeigt, wie man das Problem formal auf die Gleichungen des starren Kreisels zurückführen kann. Der Begriff der «Achse» wird bei einem plastischen Körper jedoch dabei verschmiert; die Belgrader Schule von MILANKOVITCH hat sich in der Folge um die mathematische Analyse desselben verdient gemacht.

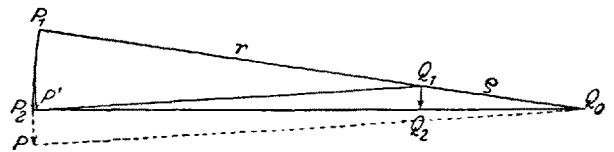


Abb. 8. Bewegung des Rotations- und des Trägheitspols (Verlängerung der Chandlerschen Periode nach NEWCOMB).

Die Verlängerung der Eulerschen Periode zur Chandlerschen gibt auch ein quantitatives Mass für die Rigkeit der Erde. Denkt man sich die Erde als eine homogene starre Kugel mit dem Radius  $a$ , so wäre die genäherte Abplattung einer äusseren Niveaulfläche  $f_1 = \omega^2 a / 2g = 1/578$ , wenn  $\omega$  die Rotationsgeschwindigkeit und  $g$  die Schwerebeschleunigung darstellt. Ist diese Kugel jedoch plastisch (aber homogen), so würde bei der Rotation der äquatoriale Wulst entstehen, der

<sup>1</sup> J. LARMOR, *The relation of the earth's free precessional nutation to its resistance against tidal deformation*, *Proceed. Roy. Soc. London* (Sect. A) 82, 89 (1909). – W. SCHWEYDAR, *Die Bewegung der Drehachse der elastischen Erde im Erdkörper und im Raume*, *Astron. Nachr.* 203, 101 (1916).

durch Eigengravitation anwächst, bis die Gleichgewichtsfigur mit einer Abplattung  $f_2 = 5 \omega^2 a/4 g$  erreicht ist. Die Abplattungen sind den Potentialen  $W$  proportional. Die Änderung des Potentials der starren Kugel  $W$  zum Störpotential der ellipsoidischen plastischen Kugel ist durch  $W + kW$  angegeben. Damit ergäbe sich also

$$\frac{W + kW}{W} = \frac{f_2}{f_1} = \frac{5}{2} = 1 + k, \text{ das heisst } k = 1,5.$$

Nach der Theorie ist der für die Breitenänderung wirksame Wert aber von  $k$  gleich

$$\frac{T_{Ch}}{T_E} = \frac{1 - \frac{C-A}{C}(1-k)}{\left(1 - \frac{C-A}{C}\right)(1-k)} = \frac{307 - (1-k)}{306(1-k)}.$$

Geht man mit den Werten  $T_E = 307^d$  und  $T_{Ch} = 435^d$  in die Gleichung ein, so ergibt sich  $k = 0,276$ . Für die starre Erde ist  $T_E = T_{Ch}$ , also  $k = 0$ , und für die flüssige  $k = 1$ , so dass die Erde etwa zu 70% starr ist. Dies ist aber der vereinte Wert aus dem elastischen Nachgeben der festen Erde und der Beweglichkeit der Ozeane. Für die feste Erde allein muss man etwa 0,21 annehmen. Da  $k$  mit dem Starrheitsmodul  $n$  nach der Formel

$$k = \frac{3}{2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{19n}{2gqa}} \quad (q = \text{mittlere Erddichte})$$

verbunden ist, so muss man, um den obigen Wert 0,21 zu bekommen, den entsprechenden Starrheitsmodul  $n$  der Erde doppelt so gross als den des Stahls annehmen. Diese grosse Starrheit wird vor allem durch die Richtigkeit der Oberflächenkruste geliefert. Im Innern ist die Starrheit der Erde verschwindend. Der Radius des magmatischen Kerns wird etwa als halber Erdradius angenommen. Die Starrheit der darüberliegenden festen Schicht nimmt nach dem Bild der Seismologen nach oben zu ab. Die Erdbeben ermöglichen dabei noch die Erforschung des Details der Diskontinuitäten in der Dichte und der Starrheit dieser festen Schicht.

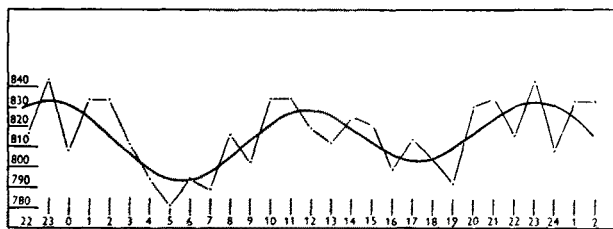


Abb. 9. Mondglieder in der täglichen Polschwankung (La Plata, 1935-1940) (aus Transactions of the Commission 19 of IAU, 1948).

Die Elastizität der Erdoberfläche kann freilich auch aus den Gezeiten abgeleitet werden, welche Sonne und Mond auf die feste Erdkruste ausüben und welche sich in den periodischen Schwankungen der Lotrichtung kundtun. Bis vor einigen Jahren waren diese kurzperiodischen Tagesschwankungen astronomisch nicht nachweisbar; CARNER<sup>1</sup> hat aber aus dem Material der Station in La Plata eine 12stündige Periode mit dem

Stundenwinkel des Mondes mit einer Amplitude von 0,04 ableiten können, so dass der Gezeiteneffekt der Erdkruste in den Beobachtungsbereich der Astronomie zu rücken scheint, nachdem er bisher nur gravimetrisch zu erfassen war (vgl. Abb. 9).

Die Chandlersche Periode ist nicht konstant; sie kann in Extremfällen um 10% vom Mittelwert abweichen. Eine solche Inkonstanz der Frequenz lässt geophysikalische Störungen vermuten, weit mehr, als an sich grössere Schwankungen der Amplitude ver-raten würden. In der Tat besteht die Chandlersche Periode aus mehreren Komponenten verschiedener Periode, welche zu verschiedenen Zeiten mit verschiedener Intensität auftreten und damit die Frequenzverschiebungen hervorrufen.

Als erster stellte WITTING<sup>1</sup> an Hand der Polbewegung von 1890-1915 fest, dass die sogenannte Chandlersche Periode von durchschnittlich 434,8 d mit 0,150 Amplitude nicht nur noch eine jährliche Komponente mit einer Amplitude von 0,089 in  $x$  und 0,066 in  $y$ , sondern auch noch zwei weitere Perioden von 464 d mit einer mittleren Amplitude von 0,035 und von 414 d mit 0,025 Amplitude besitzt. KIMURA<sup>2</sup> hat später die Chandlersche Periode durch folgende Fourierreihe dargestellt:

$$P = 1,179 + 0,018 \cos \left[ \frac{2\pi}{80} (t - t_0) - 66^\circ \right] + \\ + 0,023 \cos \left[ \frac{2\pi}{50} (t - t_0) - 274^\circ \right] + \\ + 0,021 \cos \left[ \frac{2\pi}{26,7} (t - t_0) - 232^\circ \right] + \\ + 0,011 \cos \left[ \frac{2\pi}{22} (t - t_0) - 81^\circ \right].$$

Die in dieser Formel stehenden Unterperioden stehen übrigens in einem ganzzahligen Verhältnis zur zweiten Hauptperiode der Sonnenflecken von 240 a, indem

$$\begin{array}{ll} 80 \cdot 3 = 240 & 27 \cdot 9 = 243 \\ 50 \cdot 5 = 250 & 22 \cdot 11 = 242 \end{array}$$

ist; doch scheinen diese Relationen, und auch die Fourierdarstellung selber, nur formale Gültigkeit zu haben.

Das Material der Polschwankungen ist von WAHL 1939 erneut<sup>3</sup> mit Hilfe des Stumpffschen Periodogrammen analysiert worden. Sein Interferenzspektrum zeigt für die einzelnen Epochen bemerkenswerte Resultate (vgl. Abb. 10). In dem Material von 1890 bis 1920 zeigt sich die jährliche Komponente  $J$  bei  $n = 30$  deutlich, ebenso die Chandlersche Periode  $C$  bei  $n = 25$ . Die beiden Wittingschen Perioden  $W_1$  und  $W_2$  dagegen sind bei  $n = 24$  und  $n = 26$  nur schwach angedeutet. In dem Material von 1920 bis 1938 wird die jährliche Komponente bei  $n = 18$  noch stärker, während die Chandlersche Periode bei  $n = 15$  sich erheblich abgeschwächt hat, die beiden Wittingschen Perioden bei

<sup>1</sup> Festschrift Anders Donner, Helsingfors 1915.

<sup>2</sup> H. KIMURA, Variations in the fourteen months component of the polar motion, Monthly Notices R.A.S. vol. 73, 163-167 (1918).

<sup>3</sup> E. WAHL, Neue Untersuchungen über die Perioden der Polbewegung, Astron. Nachr. 267, 305 (1939).

<sup>1</sup> Transactions of the International Astronomical Union 7, 201-203 (1950), Commission 19.

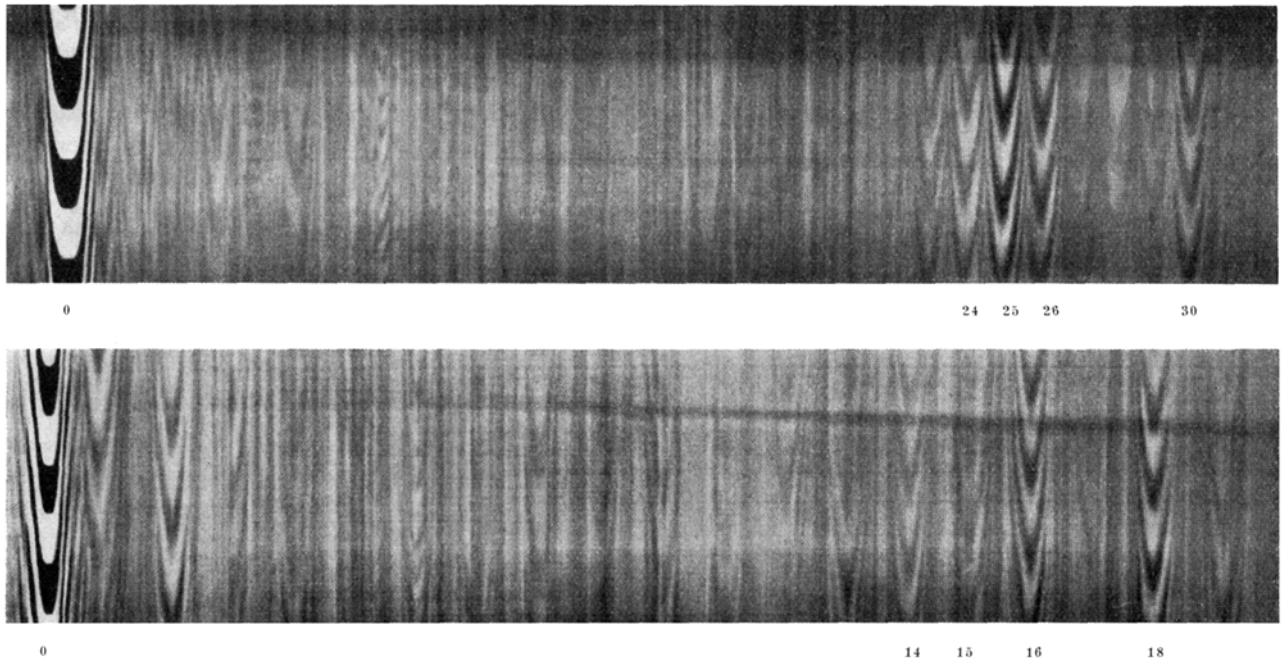


Abb. 10. Periodogramm der Polbewegung (die Stellen 24, 25, 26 und 30 entsprechen sukzessive der Wittingschen Periode 1, der Chandlerschen Periode, der Wittingschen Periode 2 und der Jahresperiode) [aus E. WAHL, Astr. Nachr. 267 (1939)].

$n = 14$  und  $n = 16$  dagegen stärker hervortreten, so dass ihre lang angezeufelte Existenz nun ausser Frage steht.

Die beiden Wittingschen Perioden scheinen also gleichsam «Störperioden» der Chandlerschen zu sein. Die interessante Aufgabe der Geophysik ist es nun, zu erklären, warum verschiedene Perioden in der freien Nutation der Erdachse auftreten und wie viele es überhaupt sein können. Die jährliche Periode ist geophysikalisch leicht zu erklären; 1901 hat schon SPITALER<sup>1</sup> nachgewiesen, dass Luftmassentransporte, die er aus der mittleren Luftdruckverteilung auf der Erde im Januar und Juli errechnete, das Trägheitsmoment der Erde genügend ändern, um die beobachtete Amplitude der Polschwankungen zu erzeugen. Mittels der Isobaren für alle Monate des Jahres auf der ganzen Erde gelang es SCHWEYDAR<sup>2</sup>, den etwas qualitativen Befund von SPITALER zu präzisieren und die Polbahn abzuleiten. Der Trägheitspol ist in der Tat im Januar am meisten nach Westen und im Juli am weitesten nach Osten abgelenkt. Die Jahresperiode ist also eine erzwungene Schwingung, welche sich der freien Nutation überlagert und deren Amplitude und Phase durch die Form und Grösse der jährlichen Massentransporte bedingt. Immerhin bleibt fraglich, ob damit allein die beiden Wittingschen Störperioden erklärt werden können. Man könnte beispielsweise *ad hoc* Elastizitätsänderungen der Erde annehmen und die entsprechenden Korrelationen der Erdbebenstatistik aufsuchen. MELCHIOR<sup>3</sup> hat 1950

darauf aufmerksam gemacht, dass für ein Erdmodell mit Simakern und Sialschale zwei verschiedene Chandlersche verlängerte Eulersche Perioden angenommen werden müssen. Unter der vereinfachenden Annahme, dass Kern und Schale hinsichtlich der Dichte und der Righeit als homogen angesehen werden dürfen (für die Schale Righeitskoeffizient  $\eta_E = 18,83 \cdot 10^{11}$  cgs, für den Kern  $\eta_N = 5,28 \cdot 10^{11}$ ), wird es in der Tat möglich, die Veränderung der Periode und der Amplitude der freien Nutation durch Interferenz der beiden Komponenten, nämlich der Chandlerschen Periode des Erdkerns  $C_N$  und der der Erdrinde  $C_E$ , zu erklären.

Die Leistungsfähigkeit und der Fortschritt der astronomischen Messmethodik werden wohl kaum prägnanter beleuchtet als durch die Möglichkeit, heute aus den Ablesungen an der Archimedischen Mikrometerschraube längs der schon von den vorantiken Kulturvölkern realisierten Richtung des Lotes in der kurzen Zeitspanne eines Astronomenlebens die über Millionen von Jahren wirkenden geophysikalischen Effekte herauslesen zu können. Die Aufdeckung dieser Kreiseffekte freilich zwingt die Positionsastonomie zur ständigen Überwachung und zur erneuten Reduktion ihrer Beobachtungen zur Festlegung des fundamentalen Koordinatensystems. «Die ganze Astronomie ist auf der Unveränderlichkeit der Rotationsachse der Erde bezüglich des Sphäroids begründet», schrieb LAPLACE; und diese Unveränderlichkeit existiert eben nicht. Aber er konnte – sowenig wie die Astronomen des neunzehnten Jahrhunderts – auch nur im entferntesten ahnen, dass ausserdem selbst die relativ konstanteste Bewegung, welche die Mechanik in der Natur realisiert hat, nämlich die Rotation des Erdkreisels, ebenfalls variabel ist.

<sup>1</sup> R. SPITALER, *Die periodischen Luftmassenverschiebungen und ihr Einfluss auf die Lagenänderungen der Erdachse*, Ergänzungsh. Petermanns Mitteilungen, Nr. 137 (1901).

<sup>2</sup> W. SCHWEYDAR, *Zur Erklärung der Bewegung des Rotationspols*, Sitz.-Ber. Akad. Wiss. Berlin 1919, 357–366.

<sup>3</sup> P. MELCHIOR, *Nouvelles recherches théoriques sur les marées de l'écorce et les variations des latitudes*. Bull. géodés. 1952, Nr. 23, 59–66.

## II. TEIL: DIE ROTATIONSSCHWANKUNGEN DER ERDE

## 4. Die Rotation der Erde

Dass die Einheit der Länge kein Naturmass ist, haben schon die geodätischen Messungen des 18. Jahrhunderts ergeben; dass aber auch die Einheit der Zeit ihre Verbindung mit dem Naturmass der Erdrotation als Sterntag lösen müsse, dies anzuerkennen, weigerte sich das 19. Jahrhundert hartnäckig, und es hat bis zum Jahre 1952 gedauert, bis die Astronomen, genötigt durch die Frequenz- und Zeitnormalen der Elektroniker, zur Einführung der sogenannten Ephemeridenzeit gegenüber der Welt- und mittleren Sonnenzeit schritten, welche, empirisch ermittelt, als Repräsentantin der Zeit in den Differentialgleichungen der Himmelsmechanik gelten darf. Eine Kontrolle der Gleichmässigkeit der Erdrotation ist durch jeden Himmelskörper möglich, welcher eine mit der Erddrehung vergleichbare Winkelgeschwindigkeit am Himmel hat, wie Mond, Sonne, Merkur und Venus. Durch Finsternisbeobachtungen aus antiker, ja sogar vorantiker Zeit kennt man weit zurückliegende ekliptikale Koordinaten (Länge und Breite) von Sonne und Mond. Der Versuch, diese Daten nach Berücksichtigung der Störungstheorie mit den modernen in Übereinstimmung zu bringen, scheitert, so dass man entweder das Gravitationsgesetz oder die Gleichmässigkeit der Erdrotation in Zweifel ziehen muss. So hat schon IMMANUEL KANT 1754 darauf aufmerksam gemacht, dass allein infolge der Flutreibung die Rotationsgeschwindigkeit der Erde abnehmen müsse.

Die mittlere ekliptikale Länge etwa des Mondes kann man in der Form schreiben

$$\lambda = \lambda_0 + \lambda_1 t + \lambda_2 t^2 \dots + P(t), \quad (1)$$

wobei  $P(t)$  die periodischen Glieder  $P(t) = P(t + 360^\circ)$  darstellt. Die Ableitung  $d\lambda/dt$  zeigt, dass die Winkelgeschwindigkeit nicht konstant bleibt, sondern säkular anwächst, wie schon HALLEY 1693 bemerkte. Man erkennt übrigens an dem analytischen Ausdruck die Wichtigkeit selbst so roher Finsternisbeobachtungen wie der babylonischen oder anderer keilschriftlicher Angaben wie Sterndistanzen vom Mondrand. Die Potenzreihenentwicklung (1) wird im allgemeinen stark konvergent vorausgesetzt, so dass nur bis zu quadratischen Gliedern entwickelt zu werden braucht. Bei einem Zeitintervall von  $-2000$  bis  $+2000$  wird aber der Koeffizient des quadratischen Gliedes mit  $10^7$  multipliziert, so dass selbst nur eine Änderung der 4. Dezimale im Koeffizienten  $\lambda_2$  noch  $1000''$  oder  $15'$ , also eine Verschiebung um den halben Vollmond, verursacht, welche Genauigkeit natürlich selbst sumerische astrologische Texte noch angeben können. Der Faktor  $\lambda_2$  in

$$d\lambda/dt = \lambda_1 + 2\lambda_2 t$$

ist die säkulare Beschleunigung; er wird heute zu  $11''9$  angenommen und setzt sich folgendermassen zusammen:  $7''4$  von LAPLACE aus der Mondstörung in Länge

infolge säkularer Änderung der Exzentrizität der Erdbahn bestimmt,  $8''4$  Verzögerung der Erdrotation wegen der Flutreibung infolge Mondzeiten,  $0''7$  Verzögerung der Erdrotation wegen Flutreibung infolge Sonnenezeiten,  $-4''3$  Rückeffekt auf die Mondanziehung wegen gravitierender Gezeitenmassen.

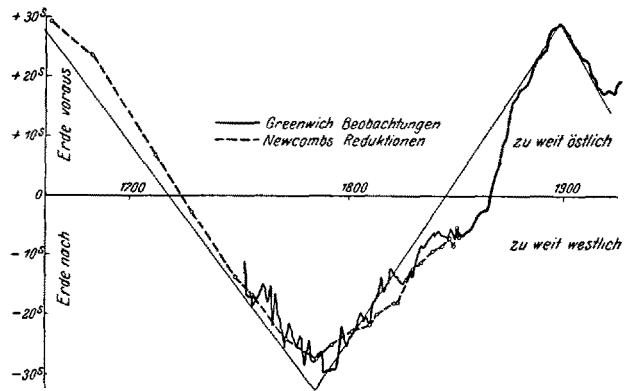


Abb. 11. Zeitkorrektur der Erde aus Mondbeobachtungen. (Nach E. W. BROWN: Transact. Yale Observatory 3, part. IV.)

Aber die Berücksichtigung des Gliedes der säkularen Beschleunigung der Erdrotation von  $11''9$  bringt Theorie und Beobachtung noch immer nicht in Übereinstimmung. Eine Änderung des Koeffizienten würde nicht viel ändern, da die Restglieder periodisch sind. Unter diesen periodischen Gliedern ragt besonders der «great empirical term» der Hansenschen Mondtheorie von 250 Jahren und etwa  $15''$  Amplitude heraus (Abb. 11), was in der Erdrotation eine Zeitschwankung von etwa 1 min bedingt. NEWCOMB hat für den Hansenschen Term den analytischen Ausdruck

$$13'60 \sin(139^\circ T + 104,2)$$

gegeben ( $T$  in Jahrhunderten von 1800,0 ab gerechnet). Die Zahl 250 erscheint dabei im Hinblick auf die Kimuraschen Unterperioden merkwürdig (vgl. S. 446). Nach Anbringen dieses Gliedes bleiben aber die kleinen, unregelmässigen, kurzperiodischen Schwankungen übrig, für welche es zunächst keine Erklärung gibt. Dass es sich dabei nicht um eine zufällige Streuung in den Mondbeobachtungen handelt, hat GLAUERT<sup>1</sup> aus Greenwicher Beobachtungen der Planeten Merkur und Venus, der Sonne und des Mondes aus den Jahren 1865 bis 1914 abgeleitet (Abb. 12). Diese Himmelskörper eignen sich wegen ihrer relativ grossen Winkelgeschwindigkeit zum Vergleich mit den Mondbeobachtungen. Denn die scheinbare Bewegung der Sonne ist etwa  $1/24''$ , während die des Merkur zwischen  $-1/17''$  bis  $1/10''$  und die der Venus zwischen  $-1/40''$  und  $1/17''$  je Sekunde liegt.

Die abgeleiteten restlichen Zeitfehler – also nach Anbringen des Hansen-Newcombschen Terms – verlaufen nun nach GLAUERT bei allen diesen Himmelskörpern gleich, so dass nur entweder ein Fehler in der Gravita-

<sup>1</sup> H. GLAUERT, *The rotation of the earth*, Month. Notic. 75, 489 (1915).

tionstheorie oder eine unregelmässige Erdrotation angenommen werden kann. Die Himmelsmechanik des 19. Jahrhunderts hatte diese offene Frage hinterlassen. Eine andere Frage der Störungstheorie, nämlich die

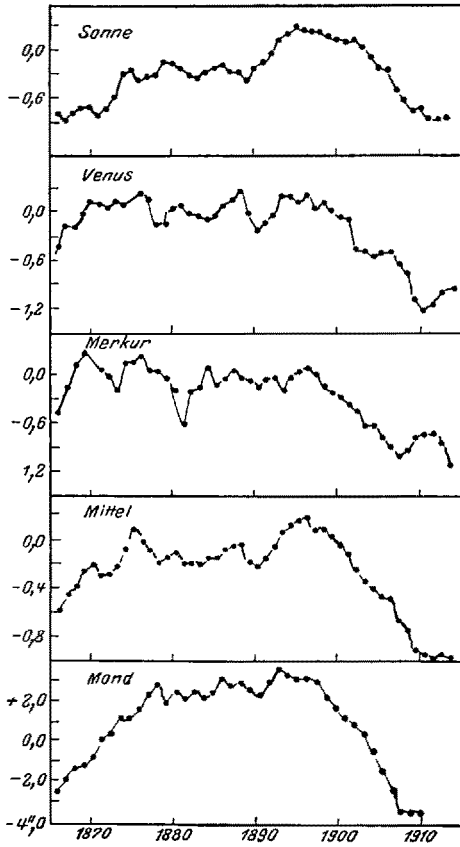


Abb. 12. Zeitkorrektur der Erde aus Sonne, Venus, Merkur, Mond. (Nach H. GLAUERT: Month. Not. 75, 489.)

Perihelverschiebung des Merkur, war dabei durch die Relativitätstheorie schon erledigt worden, als der hartnäckige Widerstand der Astronomen immer noch nicht die Sekunde als den 86400. Teil der konstanten Erdrotation aufgeben wollte. CHARLIER<sup>1</sup> klammerte sich beispielsweise an die Hoffnung, dass, da die Reihenentwicklungen der Störungstheorie nicht gleichmässig konvergieren, indem proportional den berücksichtigten Zeiträumen immer mehr Glieder mitgenommen werden müssen – während man aber *in praxi* so verfährt, als seien die Reihen gleichmässig konvergent –, einmal «eine vollständige Störungsrechnung oder verbesserte Integrationsmethoden die Erklärung dieser Anomalie geben werden». Aber selbst die moderne Mondtheorie von E. BROWN<sup>2</sup>, welche 1475 einzelne Mondungleichheiten berücksichtigt, bringt diese Anomalie nicht zum Verschwinden.

Eine Entscheidung war damit nur durch Beobachtungen zu erbringen, indem die Rotation des Erdkreises an Fixsterne angeschlossen, das heisst der Durch-

gang von Fundamentalsternen durch den Meridian mit der Uhr kontrolliert wurde. Da aber die Schwankungen der Zeitkorrekturen je Jahr in der Grössenordnung von  $10^{-7}$  (0",1) liegen, so ist eine Uhr nötig, welche die Gangkonstanz von  $10^{-8}$  je Tag leistet.

Man hat sich lange abgemüht, thermo- und pressionskonstante Pendeluhr (SHORTT, SCHULER, LEROY) herzustellen, welche dies leisten; das Ziel wurde auch in einzelnen Fällen tatsächlich erreicht. Eine wirkliche Entscheidung der Frage der Konstanz der Erdrotation konnte jedoch erst erbracht werden, als man sich zum Übergang von der Frequenz mechanischer Schwinger wie des Pendels zu den elektromagnetischen Oszillatoren entschloss (Quarzuhr), welche bei genügender Thermokonstanz auf 0°001 C eine Frequenzkonstanz von  $10^{-8}$  je Tag ohne weiteres gestatten<sup>1</sup>.

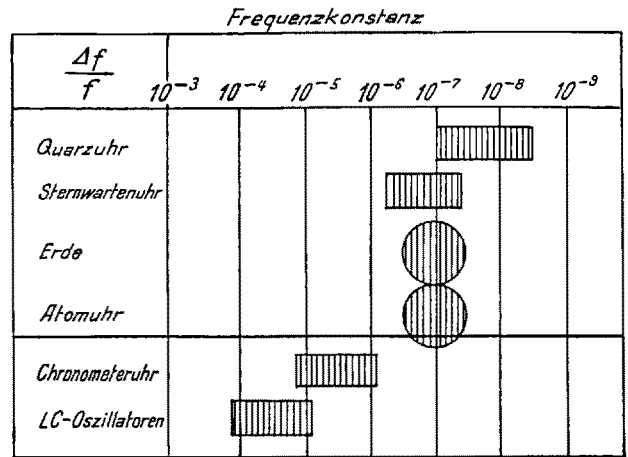


Abb. 13. Frequenzkonstanz der Chronometer. (Nach F. BERGER, Soc. suisse Chronométrie 1951, II/12.)

Der piezoelektrische Effekt, auf welchem die Quarzuhr beruht, ist noch halbmechanisch, indem die frequenzkonstanten Biegungsschwingungen des in kristallographisch vorgeschriebenen Richtungen geschnittenen polaren Quarzhemieders benutzt werden. Man kann statt dessen auch die Molekülschwingungen polarer Tetraederverbindungen, wie  $\text{NH}_3$ , ausnutzen, wo das Stickstoffatom durch die Ebene der drei H-Atome mit noch grösserer Frequenzkonstanz hindurchpendelt<sup>2</sup>. Das Absorptionsspektrum von  $\text{NH}_3$  zeigt im Ultraroten bei den Mikrowellen von  $23,87 \text{ MC} = 1,26 \text{ cm}$  gerade in der bisherigen «toten Zone» des elektromagnetischen Spektrums Absorptionslinien, so dass man prinzipiell statt der noch halbmechanischen Quarzuhr eine rein elektronische Atomuhr erzeugen kann. Bis jetzt benutzt man zwar die Molekülschwingungen nur zur Stabilisierung der Quarzschwingungen; denn die bis anhin konstruierten Atomuhren erreichen noch nicht das theoretisch zu erwartende Optimum (vgl. Abb. 13), welches bei  $10^{-12}$  liegt. Dass für die heutigen

<sup>1</sup> C. L. CHARLIER, *Die Mechanik des Himmels*, Bd. 2 (Leipzig 1907), S. 329.

<sup>2</sup> E. W. BROWN, *An introductory treatise on the lunar theory*, (Cambridge 1896).

<sup>1</sup> E. GUYOT, *La conservation de l'heure avec les horloges à quartz*, Exper. 9, 397 (1953).

<sup>2</sup> G. KLAGES, *Absorption von Mikrowellen in Gasen und Flüssigkeiten*, Exper. 6, 321 (1950).

Quarzuhren die Präzision von  $10^{-9}$  schon bei den fabrikmässig hergestellten Stücken erreicht worden ist, zeigen die Uhren der Firma Ebauches S.A. in Neuchâtel für das Observatorium in Neuchâtel und die Station der PTT. in Châtonnaye (vgl. Abb. 14). Die

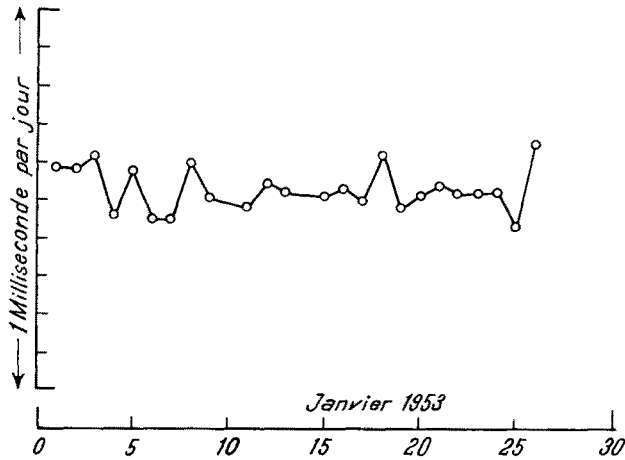


Abb. 14. Vergleich der Quarzuhren von Châtonnaye und Neuchâtel (mit Erlaubnis der Fa. Ebauches S.A., Neuchâtel).

Hochfrequenztechnik hält ihr Versprechen, die elektronische Zeit durch entsprechende Uhren zu realisieren. Damit wird aber zugleich das fundamentale Koordinatensystem der Positionsastronomie, welches mit den Hilfsmitteln der Mechanik, nämlich Pendeluhr und Teilkreis, aufgestellt worden ist, umgestossen. Für die Bestimmung der Korrekturen, welche wegen der Achsenschwankungen längs des Meridians an die Sternkoordinaten angebracht werden müssen, mag die Mikrometerschraube noch gerade ausreichen. Die unregelmässigen Schwankungen des Meridians selber aber können nur und müssen mit den Hilfsmitteln der Elektronik erfasst werden, nachdem heute die technische Realisation der Zeit eine Angelegenheit der Hochfrequenztechnik geworden ist.

### 5. Die Realisierung der Weltzeit und der internationale Zeitdienst

Die Einheitsmarke am Fixsternhimmel, mit welcher die tägliche Rotation der Erde gemessen wird, ist der Frühlingspunkt, als Schnitt von Äquator und Ekliptik. Der Stundenwinkel ( $t$ ) des Frühlingspunktes ist die Sternzeit ( $\theta$ ), so dass die Rektaszensionen der Fixsterne durch  $\alpha = \theta + t$  gegeben werden (vgl. Abb. 2). Der Frühlingspunkt und damit die Rektaszensionen der Sterne unterliegen ebenfalls dem Präzessions- und Nutationseffekt der Erdachse. Ferner wirken sich auch die Polschwankungen der freien Nutation in Längenschwankungen aus. Im Moment der Meridianpassage, den man mittels Mikrometerfäden am Passageninstrument pointiert, ist die Sternzeit gleich der Rektaszension des Sternes. Passagenbeobachtungen von Fundamentalsternen liefern also Zeitbestimmungen;

umgekehrt gewinnt man mittels genauer Zeitangaben auch die Rektaszensionen von anderen Sternen.

Heute gelingt es, mit einem guten Passageninstrument, ausgerüstet mit selbstregistrierendem Mikrometer und automatischer Nachführung, je Einzelstern eine Genauigkeit von  $\pm 0.015$  zu erzielen, so dass man je Abend auf ein paar Millisekunden (absolut!) herunterkommen kann<sup>1</sup> (Abb. 15). Die thermo- und pres-sionskonstanten Leroy-, Schuler- oder Shorttuhren halten gerade diese Genauigkeit. So konnten schon kurz nach der Jahrhundertwende die Zeitdienstanlagen Sekundenkontakte der Pendeluhr drahtlosemitten und Kabel vermeiden; und schon die Kabeltelegraphie hatte ein halbes Jahrhundert vorher auf die astronomische Geodäsie geradezu revolutionierend gewirkt, indem man vermittels elektrischer Signale für die verschiedenen Stationen die Gleichzeitigkeitsmomente willkürlich erzeugen konnte, die man früher an kosmischen Objekten, wie Sternbedeckungen durch den Mond oder Verfinsterung der Jupitertrabanten, abwarten musste. Die geodätischen Längenbestimmungen wurden damit sehr vereinfacht, da sie die Komplikationen der Vorausberechnung von Mond- und Satellitenörtern gemäss der Himmelsmechanik überflüssig machten.

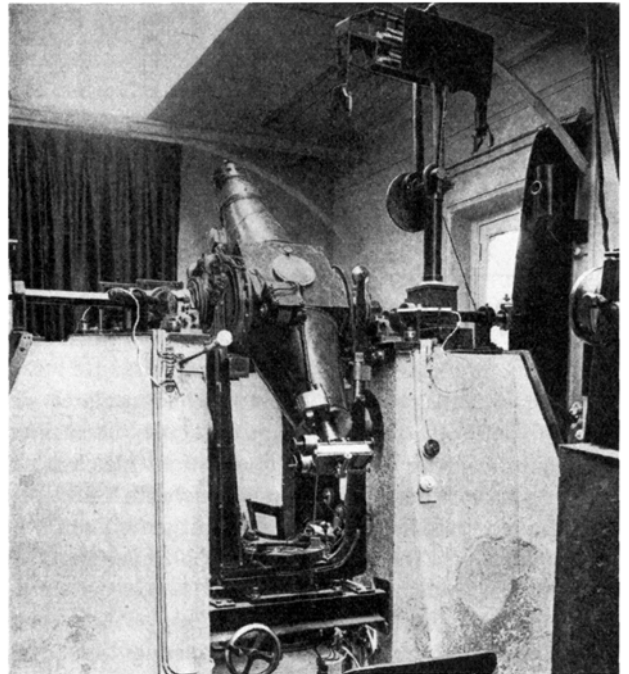


Abb. 15. Passageninstrument Bouty ( $\varnothing = 10,5$  cm,  $f = 123$  cm) des Bureau international de l'heure in Paris.

Auf den Zeitsendestationen werden die Sekundenimpulse der Uhren durch eine Lochscheibe, welche Licht freigibt und von entweder durch Pendel oder heute durch Quarzstabilisatoren gesteuerte Synchron-

<sup>1</sup> TH. NIETHAMMER und J. O. FLECKENSTEIN, *Steigerung der Genauigkeit bei astronomischen Durchgangsbeobachtungen*, Exper. 1, 328 (1945).



motoren gedreht wird, auf eine Photozelle gegeben, deren Elektronenstrom das Gitter eines Röhrensenders im Rhythmus der Uhren auflädt und die Sekundensignale emittiert. Vermittels Zahnradschaltung lassen sich auch Minuten- und Stundensignale usw. erzeugen (Abb. 16). Im Zeitalter der Pendeluhrn dienten diese Zeitsignale zwar auch für die wissenschaftlichen Längenbestimmungen der Geodäten, ihr Hauptzweck aber bestand in der Befriedigung des zivilen Bedarfs an Chronometereichungen. Dem schon 1913 gegründeten internationalen Zeitdienst schwebte freilich als Hauptziel die technische Realisation der Weltzeit vor.

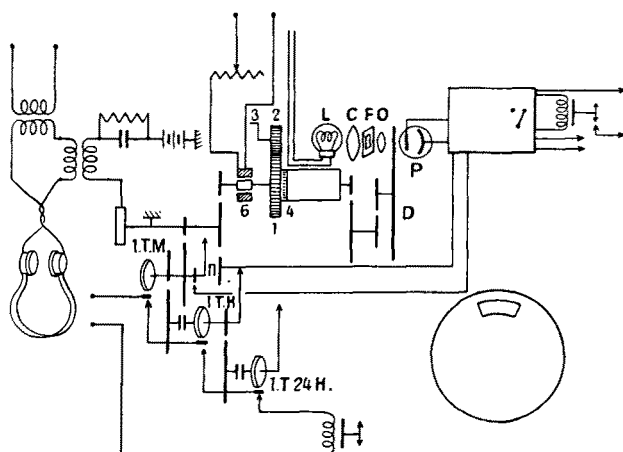


Abb. 16. Sender rhythmischer Zeitsignale (Belin, Paris)  
D = Lochscheibe, L = Lampe, C = Kondensor, F = Spalt,  
O = Objektiv, P = Photozelle.

Dieses Ziel hoffte man in zwei Schritten zu erreichen. Eine Anzahl von Sternwarten übernahm die Aufgabe, die internationalen Zeitsignale von Paris, Rugby, Washington usw. mit Meridianbeobachtungen zu vergleichen und von Fundamentalsternen und ihren Korrekturen, welche heute nur noch in die Millisekunden gehen, abzuleiten. Jede Station, die damit zu einer genauen Kontrolle ihrer Uhren gezwungen ist, leitet für sich die «heure demi-définitive» nach folgendem Schema ab. Es sei die aus den astronomischen Beobachtungen abgeleitete Korrektur für die Uhr  $i$  des Observatoriums  $\Delta'_i$ . Dann gilt für die einzelnen Uhren

$$(1) + \Delta'_1 = (2) + \Delta'_2 = (3) + \Delta'_3 = \dots = (m) + \Delta'_m,$$

wo  $(m)$  das Mittel der Zeitangaben aller Uhren und  $\Delta'_m$  die Korrektur einer fiktiven «mittleren Uhr» darstellt.

Man kann die Sekundenkontakte jeder Uhr auf einer (heute quartzesteuerten) Chronographentrommel registrieren und erhält damit automatisch die relativen Stände und Gänge der Uhren (Abb. 17). Treibt man den Chronographen mit der Leituhr (1) (in der Abb. 17 die Nulllinie), so erhält man also graphisch (1-2), (1-3) usw. Wenn  $p$  die Gesamtzahl der Uhren des Observatoriums ist, so hat man

$$M = \frac{(1) - (2) + (1) - (3) + (1) - (4) + \dots}{p} = (1) - (m)$$

woraus  $\Delta'_m = M + \Delta'_1$  folgt. Vermittels der Meridianbeobachtungen kann man die Korrektur  $\Delta'_1$  direkt auf Sternzeit beziehen und erhält so als «heure demi-définitive» jedes Observatoriums

$$(m) + \Delta_m = M + \Delta_1.$$

Das Bureau international de l'heure<sup>1</sup> veröffentlicht laufend die Werte der  $\Delta$  in 0,001. In seinen Angaben sind natürlich die Korrekturen wegen der Laufzeiten angebracht. Hier haben nun die Untersuchungen von JOUAUST und STROYKO<sup>2</sup> ein geophysikalisch bisher unerklärliches Ergebnis gezeigt: Für die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Kurzwellen ergeben sich 274 000 km/s, für die der langen Wellen dagegen 250 000 km/s.

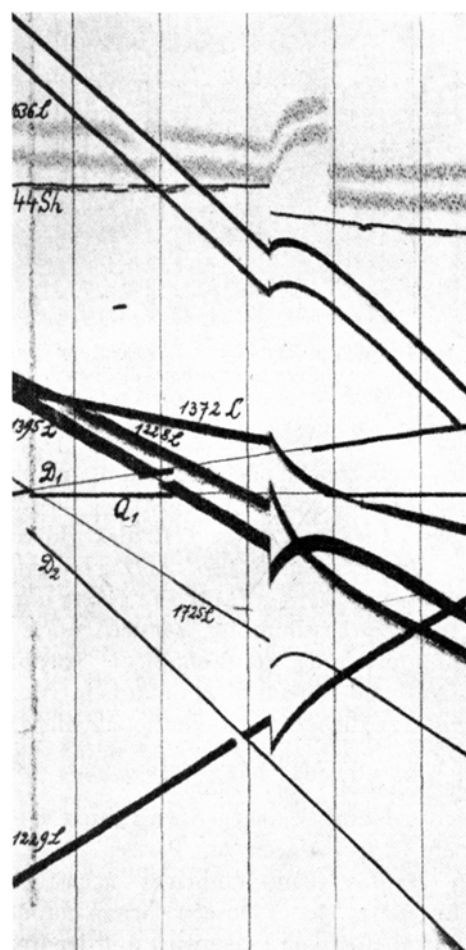


Abb. 17. Kontinuierliche Registrierkurven von Sekundenkontakten der Uhren des Bureau international de l'heure. Die Unstetigkeiten rühren von Erdbeben her, auf welche die Quarzuhr  $Q_1$  und die Stimmgabeluhren  $D_1, D_2$  nicht reagieren.

Sekundenimpulse von überseeischen Zeitsendern sind zur Untersuchung der Ionosphäre sehr geeignet; denn die Kurzwellen gelangen von dort nur durch Reflexion an den ionosphärischen Schichten nach Europa.

<sup>1</sup> Bulletin Horaire du Bureau international de l'heure.

<sup>2</sup> N. STROYKO und R. JOUAUST, C. r. Acad. Sci. Paris 200, 2149 (1935).



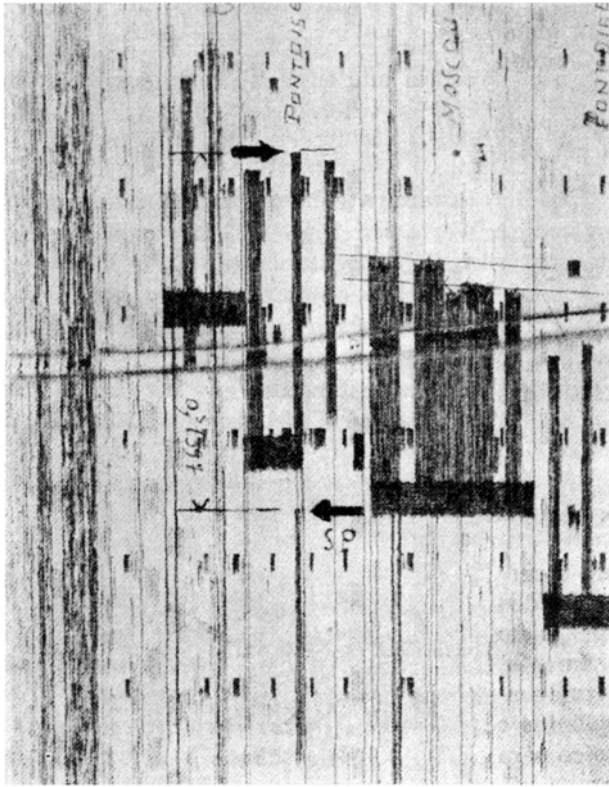


Abb. 18. Signalempfänge (Pontoise und Moskau) auf dem Cylindre Belin des Bureau international de l'heure.

Nicht nur am Oszillographen, sondern auch an den Signaleinsätzen, welche nach dem Empfang auf quarzgesteuerten Chronographen registriert werden und dabei eine Länge von etwa  $2/10$  des Umfangs der Trommel aufweisen, kann also der Zustand der Ionosphäre untersucht werden (Abb. 18). Nicht nur für die Zwecke der Zeitbestimmung, sondern auch für die Ionosphärenforschung hat deshalb die Station Beltsville des National Bureau of Standards in Washington einen kontinuierlichen Sekundensignaldienst (WWV) auf den Frequenzen von 2,5; 5,0; 10,0; 15,0; 20,0; 25,0; 30,0; 35,0 MC übernommen.

Die Heure définitive dagegen wird heute von 21 verschiedenen Observatorien im Pariser Zentralbureau aus den Heures demi-définitives nach folgendem Prinzip abgeleitet. Jedes Observatorium empfängt das gleiche Signal etwa von Greenwich mit der Emissionszeit  $i$ . Es werden dann zunächst für jedes Observatorium die einzelnen  $i$  graphisch gegenüber der entsprechenden Zeit von Paris  $pa$  ausgeglichen. Es sei nun  $P_i$  die Abweichung des einzelnen  $i$  vom Mittel aller  $i$  (einschliesslich Paris  $pa$ ), während  $P_{pa}$  nur die Abweichung für Paris allein ist. Dann besteht die Beziehung

$$pa + P_{pa} = i + P_i \text{ oder } i - pa = P_{pa} - P_i.$$

Nun nimmt man für eine bestimmte Zeit (etwa 0<sup>h</sup> Weltzeit) das Mittel aus allen  $n - 1$  ausgeglichenen Kurven  $i - pa$ ; nach ihrer Definition müssen dann

auch die  $P_i$  sich herausheben, so dass für  $\Sigma P_i = 0$

$$P_{pa} = \sum \frac{(i - pa)}{n}.$$

bleibt. Damit erhält man sogleich

$$P_i = P_{pa} - (i - pa).$$

Die Werte der einzelnen Differenzen  $i - pa$  sind nun mit den zufälligen Fehlern der Signalaufnahme in Paris und in dem jeweiligen Observatorium behaftet. Unter der Annahme, dass die verschiedenen zufälligen Fehler sich für die Gesamtheit der Observatorien herausheben, während das Mittel ihrer gegenseitigen Abweichungen, bezogen auf das gleiche Signal, sich für Paris zu  $\delta_{pa}$  ergibt, wird die Heure définitive des Signals

$$H = pa + P_{pa} + \delta_{pa}.$$

Diese Standardzeit bezieht sich auf ein mittleres fiktives Observatorium; sie realisiert die Weltzeit.

Sobald man für die Standardzeit eine Genauigkeit höher als 0<sup>se</sup>01 erreichen will, muss man die Längenschwankungen der Ortsmeridiane infolge der freien Nutation der Erde berücksichtigen, welche sich in dem Betrage

$$\Delta\lambda_i = \frac{1}{15} (x \sin \lambda_i - y \cos \lambda_i) \operatorname{tg} \varphi_i$$

auswirken. Die Koordinaten  $x, y$  der Polkurve werden in den Bulletins des Breitendienstes (vgl. S. 441) regelmässig gegeben, so dass mit

$$\Delta\lambda = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \Delta\lambda_i$$

die definitive Weltzeit, bezogen auf das mittlere Weltobservatorium, sich zu

$$H_d = H + \Delta\lambda$$

ergibt.

Bezeichnet man nun mit  $E_i$  den systematischen Fehler der Bestimmung der Heure demi-définitive eines Observatoriums  $i$  und mit  $K_i$  die Reduktionsgrösse der Länge  $\lambda_i$  auf die Länge des mittleren Weltobservatoriums, so hat man je Tag (Beobachtungsabend)

$$(i' - pa) + E_i' + K_i + \Delta\lambda_i' = (i - pa) + E_i + K_i + \Delta\lambda_i = \sum \frac{i - pa}{n} + \Delta\lambda,$$

denn für das mittlere Observatorium ist *per definitionem*  $\Sigma K_i = 0$ .

Also resultiert nach der obigen Formel

$$E_i + K_i = P_i + \Delta\lambda - \Delta\lambda_i$$

Addiert man nun gliedweise alle einzelnen  $K_i$  für ein ganzes Jahr, so erhält man

$$K_i = \Sigma P_i + \Sigma (\Delta\lambda - \Delta\lambda_i)$$

unter der Annahme, dass bei einer Jahresperiode sich je Station die systematischen Fehler  $E_i$  kompensieren.

Hieraus kann man nun

$$E_i = P_i - K_i + (\Delta\lambda - \Delta\lambda_i)$$

ableiten. Diese Werte zeigt das Diagramm (Abb. 19) für die einzelnen Zeitstationen, wo die  $E_i$  zu Gruppen von je 5 Tagen zusammengefasst sind. Die Kurven streuen in der Tat nur noch zufällig um die jeweiligen Nulllinien (N = Neuchâtel).

Diese Weltzeit ist durch Glättung scheinbar zu einer fast invariablen Grösse im Sinne der klassischen Himmelsmechanik geworden. Es fragt sich aber, ob der raffinierte Glättungsprozess die feineren Effekte nicht einfach überdeckt, welche man nur an langen Beobachtungsreihen auf einer und derselben Station erkennen kann.

Die Qualität der einzelnen Stationen ist, wie ein Blick auf das Diagramm zeigt, verschieden. Doch darf man sich nicht von den Kurven täuschen lassen, denn die einzelnen Stationen haben verschiedenes Gewicht<sup>1</sup>. Es gibt Stationen, welche die  $E_i$  nur aus einem Zeitzeichensender je Tag (Rugby GBR 10<sup>h</sup>00<sup>m</sup>) ableiten, während Paris 95 Sendestationen empfängt.

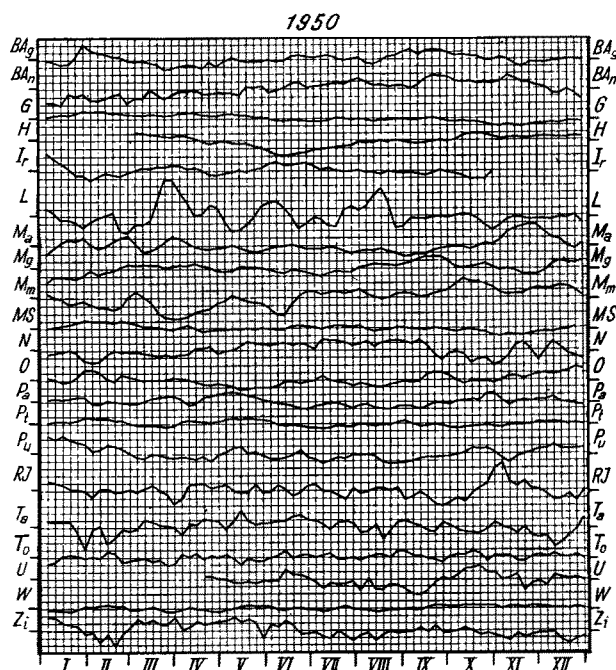


Abb. 19. Zeitbestimmungen der 21 Stationen des Service international de l'heure im Jahre 1950 (Einheit 0<sup>s</sup>02.)

Früher waren Greenwich, Paris und Potsdam weitaus die besten Stationen; sie müssen erst seit einem Jahrzehnt ihre Plätze mit den Instituten von Hamburg, Moskau, Canberra und Washington teilen. So haben ungefähr gleichzeitig FINCH (Greenwich 1950), UHINK (Potsdam 1949) und STOYKO (Paris 1948)<sup>2</sup> Gangschwankungen in der mittleren Quarzuhr ihrer

Observatorien mit Jahresperiode nachgewiesen, welche an allen Instituten gleich verliefen (vgl. Abb. 20). Damit war die Realität der lange schon vermuteten periodischen Schwankung der Rotationsdauer der Erde bewiesen. STOYKO hat für den Zeitraum 1934-1949 den analytischen Ausdruck

$$\Delta T = 0^s 05509 \sin 2\pi/365 (j + 307,1) + 0^s 005577 \sin 4\pi/365 (j + 65,0)$$

für die Rotationsschwankung abgeleitet<sup>1</sup>. Er berücksichtigt 30 Quarzuhren und 8 thermo- und pressionskonstante Pendeluhr. Man bemerkt, dass die Amplitude der jährlichen Rotationsschwankung noch grösser als die Amplitude der jährlichen Polschwankung ist.

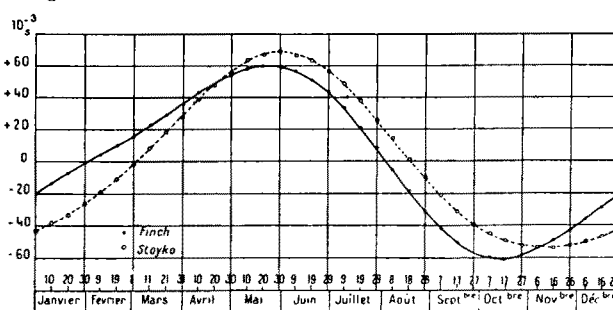


Abb. 20. Jahresschwankung der Rotationsdauer der Erde in Greenwich und Paris.

Damit sind die empirischen Grundlagen für die Korrekturen der Stern- bzw. Weltzeit gegeben, und dem internationalen Zeitdienst kommt damit als Pendant zum Breitendienst die Aufgabe zu, die Rotationsschwankungen ständig unter Kontrolle zu halten. Während die Himmelsmechanik imstande ist, die Reduktion der wahren Sonnenzeit auf die mittlere bürgerliche Sonnenzeit als Zeitgleichung theoretisch abzuleiten, vermag die Positionsastonomie die Reduktion der Sternzeit des Erdkreises auf die Ephemeridenzeit, welche die astronomischen Jahrbücher und Kataloge bei ihren Angaben meinen, nur empirisch zu geben. Diesem Übelstand könnte man sich freilich entziehen. Die heutigen elektronischen Rechenmaschinen gestatten es, die Störungsrechnung bis zu Gliedern sehr hoher Ordnung relativ schnell durchzuführen, so dass es zweckmässiger erscheint, statt durch Passagenbeobachtungen der Fixsterne von der wackelnden Erde aus die Sternzeit zur Ephemeridenzeit zu korrigieren, theoretisch die mechanische Inertialzeit der Differentialgleichungen durch Planetenorte zu realisieren, an welche umgekehrt die Fundamentalsterne differentiell anzuschliessen sind. Ob freilich die Positionsastonomie auf ihr aus der klassischen Mechanik stammendes und seit NEWTON sanktioniertes Privileg, durch Fixsterne das fundamentale Koordinatensystem zu realisieren, in naher Zukunft verzichten wird, ist sehr fraglich. Die Versuche, sich wegen der stellarsta-

<sup>1</sup> E. GUYOT, *Le service de l'heure en Suisse*, Exper. 5, 373 (1949).

<sup>2</sup> *Constantes fondamentales de l'Astronomie*, Colloques internat. C.N.R.S. Nr. XXV, Paris 1950, S. 71.

<sup>1</sup> Bulletin Horaire [3] 1951.

tistischen Auswahleffekte im lokalen Sternsystem von den Fixsternen prinzipiell zu lösen und das absolute Koordinatensystem durch Spiralnebel zu realisieren, bedeuten schon die ersten Schritte, die *Sphaera stellarum fixarum* der Antike als Bezugssystem zu verlassen. Es scheint alles darauf hinzudeuten, dass in naher Zukunft die Normalfrequenz der Elektronik das *primum mobile* repräsentieren wird.

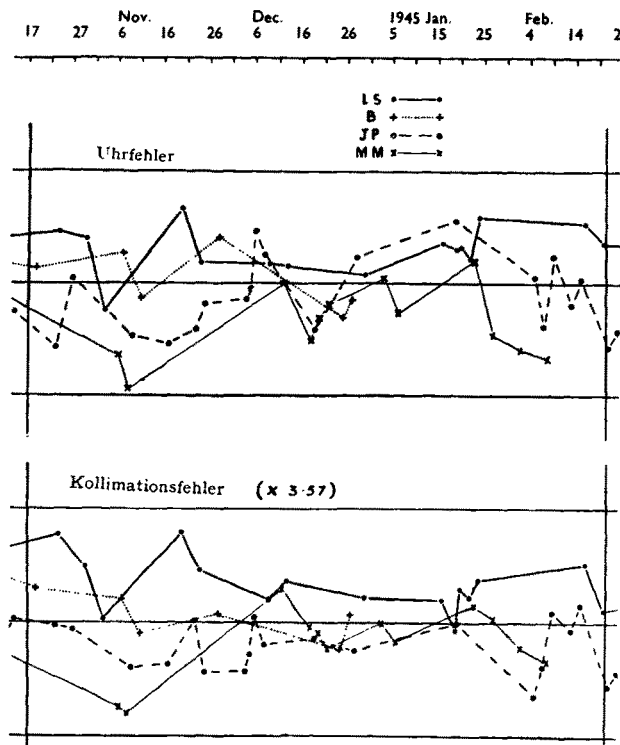


Abb. 21. Uhr- und Kollimationsfehler in Greenwich. (Nach Symms-Penny, Month. Not. 106, 404 (1946). (Einheit 0.01.)

Es nützt indessen wenig – wenn die durch Molekülschwingungen stabilisierte Quarzuhr einmal die Zeit auf  $10^{-10}$  je Tag liefern wird –, wenn die astronomischen Beobachtungsmethoden nicht entsprechend auf elektronische Verfahren umgestellt werden. Die innere Genauigkeit der Passagenbeobachtungen kann man zwar durch photoelektrische Registrierung auf 0.008 bringen; die Schwierigkeit wird aber in der Steigerung der äusseren Genauigkeit liegen, da die Aufstellungsfehler des Instrumentes bisher (Kollimation, Azimut, Achsenneigung) nur mechanisch bestimmt werden können. Man kann zwar Kollimation und Neigung (Quecksilberhorizont) eliminieren; ob es aber gelingt, die heute in der geodätischen Funkortung schon benutzte Methode der Azimutbestimmung mit Achsenprisma, Lochscheibe und Oszillograph auch für die elektronische Kontrolle der Aufstellung von Passageninstrumenten nutzbar zu machen, wird die Zukunft zeigen. Allein die Schwankungen der Kollimation liegen in der Grössenordnung der Schwankungen von Pendeluhrn, wie die Zeitbestimmungen in Greenwich zeigen (Abb. 21).

Auch die Benutzung des photographischen Zenitteleskops (vgl. S. 456), welches vermittels quarzgesteuerter Entgegenführung der Platte aus den Sternspuren eine innere Genauigkeit der Zeitbestimmung von 0.002 erlaubt, bringt das Problem zunächst nicht weiter, weil nicht genügend Fundamentalsterne gerade im Zenit der betreffenden Beobachtungsstationen kulminieren, so dass die immer häufiger werdende Benutzung des Zenitteleskops die Ableitung neuer Kataloge für diese schwachen Sterne verlangen wird. Hierbei wird aber gerade das Struve-Niethammersche Verfahren für die Ableitung von Deklinationen im ersten Vertikal (vgl. S. 443) eine nützliche Rolle spielen.

Von dem Ziel, mit elektronischen Hilfsmitteln ein fundamentales Koordinatensystem der Positions-astronomie herzustellen, sind die Astronomen noch weit entfernt, und vermutlich werden noch geraume Zeit die Sender der unregelmässig schwankenden Erde allein auf weiter Flur ihre kontinuierlichen Sekunden-signale in den Äther senden, bis die Passageninstrumente der Astronomen die Präzision der Normalfrequenz der Elektronik völlig auszunutzen verstehen.

#### 6. Geophysikalische Konsequenzen der Rotationsschwankungen

Die jährliche Periode in den Rotationsschwankungen öffnet den geophysikalisch-meteorologischen Erklärungsversuchen die Türe<sup>1</sup>. Die erste Gruppe dieser Hypothesen operiert wie bei den Polschwankungen mit jährlichen Massenverlagerungen in der Erdatmosphäre oder etwa mit dem jährlichen Abschmelzen von Polareis, Massenverschiebungen auf der Lithosphäre, Kontinentalverschiebungen oder Erdbeben. Aus der Luftdruckverteilung auf der nördlichen Hemisphäre im Februar und im August ergibt sich die Rotationsänderung mit  $2 \cdot 10^{-9}$ . RUDLOFF<sup>2</sup> freilich glaubt den Rotationsschwankungseffekt aus der Wirkung der von der nordhemisphärischen Atmosphäre auf die Festerde ausgeübten Drehkräfte restlos erklären zu können. Aus der Schneeanhäufung in Nordamerika, Europa und Asien ergibt sich sogar nur ein Faktor von  $7 \cdot 10^{-10}$ . Beträchtlich dagegen ist der Einfluss der Schmelze der polaren Eiskappen. Sie hebt den Ozean (bei  $\varphi = 25^\circ$ ) um 15 cm und erzeugt eine Rotationsänderung der Erde von 0.001 je Tag. Das Absinken des zentralasiatischen Hochplateaus ändert das Trägheitsmoment und infolgedessen auch die Rotationsgeschwindigkeit in der nötigen Grössenordnung von  $10^{-8}$ , doch bleibt die Jahresperiode rätselhaft. Wenn man die Kontinentalverschiebungen verantwortlich machen will, so braucht man aber, um einen Effekt von  $10^{-8}$  in der Rotationsgeschwindigkeit hervorzurufen, lineare Verschiebungen der europäischen Scholle von 3,8 km.

<sup>1</sup> Wir folgen im wesentlichen den Ausführungen von N. STOKO, *La variation de la vitesse de rotation de la terre*, in: *Constantes fondamentales de l'Astronomie*, Colloques internat. C.N.R.S. Nr. XXV, Paris 1950.

<sup>2</sup> W. RUDLOFF, *Ann. Meteorologie* 3, 376 (1950).

Eine zweite Gruppe von Hypothesen stützt sich auf eine Bemerkung von LARMOR, nach welcher die Variationen der Rotationsgeschwindigkeit aus Längenänderungen des Erdradius resultieren. Diese Hypothese erscheint keineswegs absurd, wenn man an den Effekt der Magnetostraktion denkt. Der innere Magnetismus der Erde müsste dann auf die Sonnenperiode ansprechen. In der Tat hat man nicht nur eine Korrelation zwischen der Horizontalkomponente der magnetischen Deklination und der Rotationsgeschwindigkeit der Erde gefunden, sondern auch in den Längenschwankungen einzelner Stationen des internationalen Zeitdienstes Perioden von rund 10 Jahren entdeckt<sup>1</sup>, welche mit den Wolfschen Relativzahlen korrelieren (Abb. 22).

Zwischen Änderung der Rotation  $T$  der Erde und des Radius  $r$  hat man die Beziehung

$$\delta r/r = \beta \delta T/T,$$

wo  $\beta = 1/2$  ist, wenn die ganze Erde an dieser Dilatation teilnimmt. Wenn nur die äussere Schale von der ungefähren Dicke von 100 km daran partizipiert, wird dagegen  $\beta = 20$ . Bezeichnet man mit  $\delta t/t$  die Änderung des Uhrgangs, so wird nach STROYKO die Differenz

$$10^3 \left( \delta T/T - \delta t/t \right) = 0,812 \sin(t + 2^h 9) + 0,416 \sin 2(t + 7^h 8). \quad (1)$$

Aus der Amplitude der Jahresschwankung der Erdrotation folgt dann aber  $\beta < 1/8$ , so dass die Annahme einer Längenänderung des Erdradius nur ein Viertel des ganzen Effektes erklärt.

Wenn man auf die meteorologischen Erklärungsversuche verzichten will, so kann man noch auf extraterrestrische Einflüsse zurückgreifen, die wir von der Störungstheorie der Himmelsmechanik her begreifen und welche die dritte Gruppe von Hypothesen repräsentieren. Sobald die Erde nicht mehr als starr, sondern als plastisch angenommen wird, ist die ganze bisherige Himmelsmechanik nur als eine erste Näherung anzusehen – ein Gesichtspunkt, der übrigens heute trotz allen Erfolgen der Geophysik noch keineswegs Gemeingut der Astronomen geworden ist, welche die Himmelsmechanik als abgeschlossen betrachten –, so dass insbesondere für den Fall der Erdrotation eine Korrektur der Lunisolarattraktion angebracht werden muss. Man findet dann für  $dT$

$$\frac{dT}{T} = -2k \frac{M'}{M} \frac{r^3}{D^3} \left( 1 - \frac{3}{2} \cos^2 \delta \right) = -2k \frac{W_p}{r g},$$

wo  $W_p$  das Potential des anziehenden Körpers (am Pol) mit der Masse  $M'$ ,  $D$  seine Distanz und  $\delta$  seine Deklination ist. Für die Änderung des Uhrgangs dagegen hat man

$$\frac{\delta t}{t} = \left( 1 + h - \frac{3}{2} k \right) \frac{W}{g r},$$

wo die Konstante  $h$ , die Elastizitätskonstante (vgl. S. 446), zu 0,6 angenommen wird.

Dann ergibt sich, wenn man nur den Jahresterm der Sonnenperiode und den Monatsterm der Mondperiode mitnimmt,

$$10^3 \left( \frac{\delta T}{T} - \frac{\delta t}{t} \right) = [(1,037 + 0,411 \cos \Omega) - (1,071 + 0,424 \cos \Omega) \cos 2\varphi] \cos 2L + (0,460 - 0,476 \cos^2 \varphi) \cos 2\alpha \quad (2)$$

mit  $\Omega$  als Länge des (aufsteigenden) Mondknotens,  $L$  der Mondlänge und  $\alpha$  als Sonnenrektaszension.

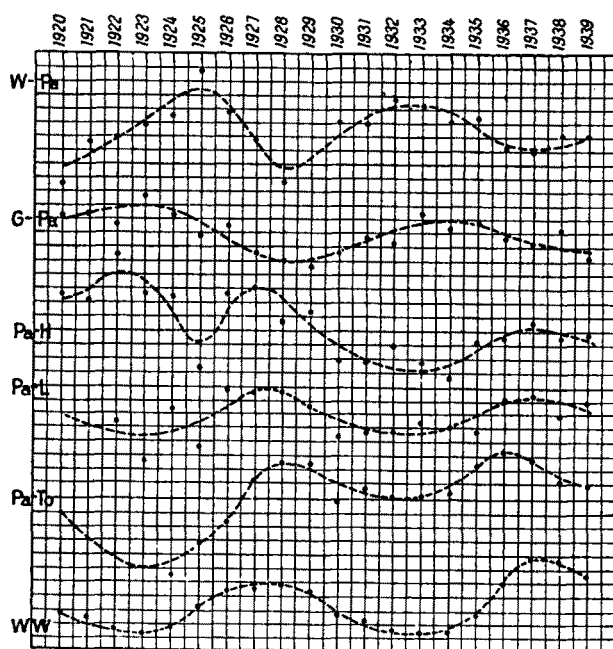


Abb. 22. Periodische Längenschwankungen von Zeitdienststationen nach Stroyko (Einheit 0<sup>s</sup>01).

Vergleicht man nun (1) mit (2), so erkennt man, dass der grösste Teil der Jahresperiode der Rotationsgeschwindigkeit der Erde aus der lunisolaren Attraktion auf die plastische Erde abgeleitet werden kann. Andererseits ändert die Mondperiode auch die Rotation der Erde, und zwar variiert sie die Amplitude des halbjährlichen Gliedes für Quarzuhren um 0<sup>s</sup>025 · 10<sup>-3</sup> und um 0<sup>s</sup>044 · 10<sup>-3</sup> für Pendeluhren.

Vom Mond stammende Gezeiteneffekte sind schon 1931 von BROWN und BROUWER<sup>1</sup> aus dem Vergleich der Registrierungen von Quarzuhren und Shortt-Pendeluhren auf dem Loomisschen Chronographen herausgeschält worden. Der Effekt dürfte auf Gezeiten der Erdkruste hindeuten, die einer Änderung des Erdradius um 27 cm (für  $\varphi = 45^\circ$ ) entsprechen (Abb. 23).

Längenschwankungen infolge einer Wegenerschen Schollendrift sind vom Zeitdienst bisher noch nicht

<sup>1</sup> N. STROYKO, *Sur les variations périodiques des longitudes*, C. r. Acad. Sci. Paris 204, 1577 (1937).

<sup>1</sup> E. W. BROWN und D. BROUWER, *Analysis of records made on the Loomis Chronograph by three Shortt Clocks and a Crystal Oscillator*, Month. Notic. 91, 575 (1931).

mit Sicherheit nachgewiesen worden. Die 10jährige Periode in den relativen Längen der Stationen scheint dagegen reell zu sein. Eine Magnetostriktion von 3 m, also ein  $dr/r$  von  $5 \cdot 10^{-7}$ , erscheint freilich enorm. Dürfen überhaupt aus den Zeitbestimmungen, in welche die Rektaszensionsfehler im vollen Betrag eingehen, derartig weitreichende geophysikalische Schlüsse gezogen werden, nachdem selbst ein FK3-Katalog in den  $\Delta\delta_\alpha$  Gänge mit einer Amplitude von  $0,15$  aufweist? Gerade die Jahresperiode ist verdächtig, weil sie zugleich eine Periode in 24 Rektaszensionsstunden ist. Die Fundamentalsterne des FK3 beziehen sich meist auf mitteleuropäische Observatorien des 19. Jahrhunderts. Da auf diesen ungefähr auf der gleichen Breite durchschnittlich überall zur gleichen Lokalzeit beobachtet wird, so bleibt  $\Delta\delta_\alpha$  ziemlich klein. SROYKO hat aber an einem instruktiven Beispiel gezeigt<sup>1</sup>, wie sehr sich der Gang der  $\Delta\delta_\alpha$  bemerkbar macht, wenn man eine südliche Station, wie Buenos Aires, auf die nördlichen bezieht (Abb. 24). Für den Katalog EICHELBERGER ist die jährliche Amplitude  $0,028$ , für FK3 aber  $0,054$ . Zugleich sieht man, wie verschieden der Gang der  $\Delta\delta_\alpha$  in den beiden Katalogen ist, indem  $\Delta\delta_{\alpha E} - \Delta\delta_{\alpha FK3}$  selber wieder eine Periode gleicher Grösse und Amplitude hat.

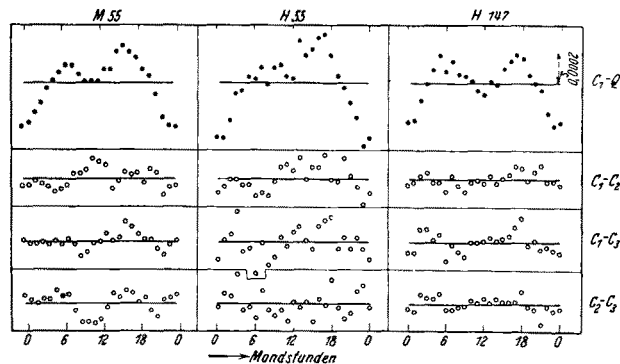


Abb. 23. Mondzeitliche Schwankungen des Uhrganges zwischen Pendel- und Kristalluhr. Darunter: Differenzen der Pendeluhren gegeneinander. (Nach BROWN und BROUWER.)

Damit schliesst sich auch für die Rektaszensionen der Fundamentalsterne, welche den Effekt der Rotationsschwankungen herausbringen sollen, der Problemkreis zu einem ähnlichen gordischen Knoten wie bei dem System der Deklinationen, welche den Effekt der Breitenschwankung herauszupräparieren haben. Der klassischen Positionsastronomie immanente Methoden dürften nur eine Lockerung, kaum eine Entwirrung des Knotens bringen; diese versprechen vorderhand nur elektronische Beobachtungsverfahren. Eine Lösung des Knotens durch die Aufstellung eines neuen Fundamentalsystems mit einer Genauigkeit von  $0,01$  in Deklination und  $0,001$  in Rektaszension wird freilich erhebliche Mühe kosten. Die Stellarastronomie und

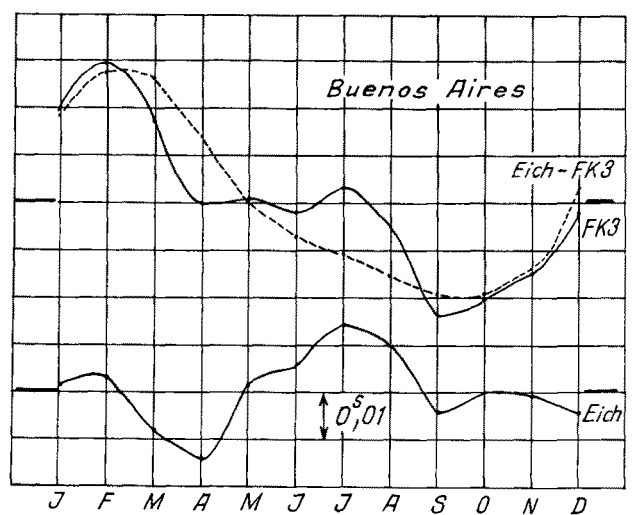


Abb. 24. Gänge der  $\Delta\delta_\alpha$  in verschiedenen Katalogen und auf Observatorien beider Hemisphären.

insbesondere die Geophysik verlangen aber heute eine derartige Präzision. Um aber Refraktionsanomalien von  $0,01$  zu vermeiden, werden wohl auch die Positionsastronomen wie die Astrophysiker auf die Höhen müssen; oder man beschränkt sich überhaupt nur auf zenitale Beobachtungen und häuft dementsprechend die Beobachtungsstationen. Dieser zweite Weg wird

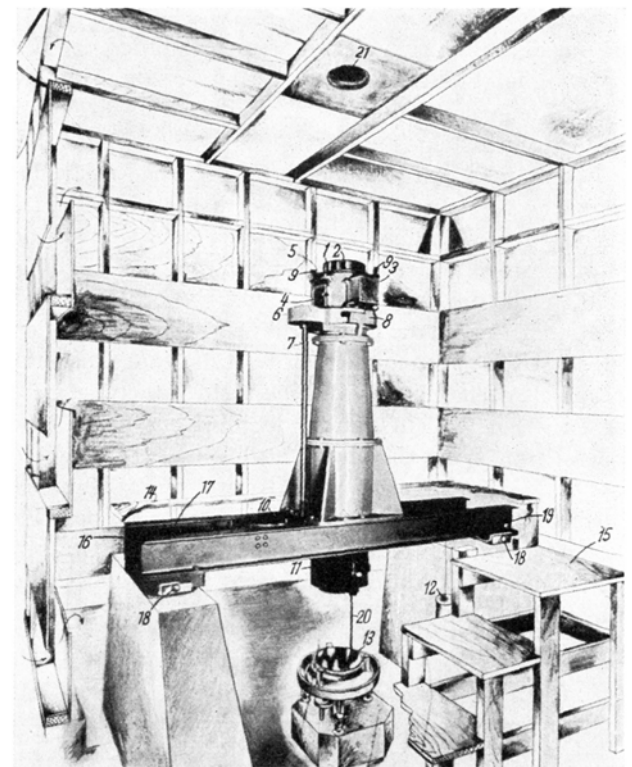


Abb. 25. Photographisches Zenitteleskop. 1 Drehkopf; 2 Objektivfassung; 3 Plattenmechanismus; 4 Plattenzugang; 5 Polierte Flächen; 6 Gehäuse; 7 Antriebswelle; 8 Anschläge; 9 Justiermikroskope; 10 Antrieb; 11 einfahrbare Haube; 12 Gegengewicht; 13 Quecksilberhorizont; 14 Bedienungsplattform; 15 Bedienungstreppe; 16 Drehkopfumlegemotor; 17 Bremse; 18 Ausrichterschrauben; 19 Justierschrauben; 20 Fokussierstab; 21 Dachöffnung. [Reproduktionen nach «Askaniawarte», Nr. 41 (1952).]

<sup>1</sup> Commun. Mém. Comité nat. franc. astron. 1948, 113.

heute durch das immer weiter in die Beobachtungspraxis eindringende Zenitteleskop gewiesen. Wenn jedoch nicht einmal die Mathematik als eine Formalwissenschaft einen Königsweg kennt, wie sollte dann der Astronomie als einer Realwissenschaft ein Prinzipienpfad geschenkt sein, der *per aspera* des Gestrüpps geophysikalischer Effekte, wie das feine Wackeln der Erdachse und das Schlottern ihrer Rotation, mühelos *ad astra* des absoluten Fundamentalsystems führt?

#### Summary

About 300 years ago NEWTON estimated quantitatively the effect of the precession of the earth-top; 200 years ago BRADLEY discovered aberration and nutation; and 100 years ago BESSEL determined the parallax of a fixed star for the first time. Each of these discoveries set a new problem for position astronomy, for the astronomer relates his observations to an earth rotating on its own axis, so that the newly discovered effect always demands an improvement of the position of the stars. The whole of astronomy, as LAPLACE formulates it, depends upon the invariability of the earth's axis.

For more than 50 years it has been known that the earth moves irregularly ( $0''.6$  in  $1\frac{1}{2}$ 2) owing to the non-coincidence of the axis of inertia and the axis of rotation. To account for this variation of latitude, the International Latitude Service has been set up to improve the star co-ordinates inspite of this axis effect. The Latitude Service set up by the International Astronomy Union together with the Union Internationale de Géophysique

et Géodésie includes 6 permanent stations on the  $39^{\text{th}}$  latitude. For about 7 years it has been known definitely that the speed of rotation of the earth round its axis is variable ( $0''.1$  *per annum*) so that the star co-ordinates have to be corrected by an international latitude service. While the variation of latitude can be determined with a micrometer screw (precision  $10^{-7}$ ) the variations in rotation require a crystal clock (precision  $10^{-8}$ ). The finest effect of the mechanics, the variations of rotation of the earth-top, can only be demonstrated by the aid of electronics.

Although these variations of the earth-top really fall into the field of geophysics, where they lead to the interesting problem of secular variations of the earth-pole and continental drift, they are also very important for position astronomy. For the short period of time of observations in meridian, these effects have to be controlled by the finest technique known to science, which is the electronic. The fundamental star catalogues calculated by the mechanical techniques of the last century (pendulum clock and divided circle) have to be corrected today by "electronics".

None of the present star position catalogues, which are deduced by finer effects of the methods of middling and smoothing the calculus of least squares, surpass the exactitude of  $0''.1$ , although  $0''.01$  is required for the stellar astronomic and geophysical theories. We are now forced to reject the models of a rigid body for the earth-top and to regard it as a fluid body, while the electronic precision of modern position astronomy also enforces a reform of the theories of classical stellar mechanics and classical geophysics.

## Brèves communications - Kurze Mitteilungen Brevi comunicazioni - Brief Reports

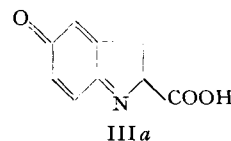
Les auteurs sont seuls responsables des opinions exprimées dans ces communications. - Für die kurzen Mitteilungen ist ausschliesslich der Autor verantwortlich. - Per le brevi comunicazioni è responsabile solo l'autore. - The editors do not hold themselves responsible for the opinions expressed by their correspondents.

### The Biogenesis of the Ergot Alkaloids

The unique moiety common to all known ergot alkaloids is the lysergic (or isolysergic) acid residue, the structure (I) of which has been demonstrated by JACOBS<sup>1</sup> and STOLL<sup>2</sup>. It is of some interest as well as possible significance that this molecule can be derived in a natural fashion from reasonable precursors by application of generally accepted biogenetic steps and plausible, slight modifications thereof.

Recently HARLEY-MASON<sup>3</sup> has presented convincing evidence that 5-hydroxyindoles<sup>4</sup> may well arise in

natural systems from tyrosine, *via* 2,5-dihydroxyphenylalanine. Since it is known that indole may be biochemically converted to tryptophan, ROBINSON<sup>1</sup>, on the basis of HARLEY-MASON's observations, has made the reasonable suggestion that the hydroxyindoles are the progenitors of hydroxytryptophans and that tyrosine may actually be the parent of both hydroxyindoles and indole itself. Since tyrosine is found associated with the



alkaloids of ergot<sup>2</sup>, the possibility that 5-hydroxytryptophan (II)<sup>3</sup> (or an equivalent) be available for the biosynthesis of lysergic acid is more than a remote one. II

<sup>1</sup> W. A. JACOBS and L. C. CRAIG, J. Amer. Chem. Soc. **60**, 1701 (1938).

<sup>2</sup> A. STOLL, A. HOFMANN, and F. TROXLER, Helv. chim. Acta **32**, 506 (1949).

<sup>3</sup> J. HARLEY-MASON, Chem. and Ind. **1952**, 173.

<sup>4</sup> R. J. S. BEER, K. CLARKE, H. G. KHORANA, and A. ROBERTSON, J. Chem. Soc. **1949**, 885. - M. M. RAPPORT, J. Biol. Chem. **180**, 961 (1949). - E. STEDMAN and G. BARGER, J. Chem. Soc. **1925**, 247. - H. WIELAND and F. VOCKE, Ann. Chem. **481**, 215 (1930).

<sup>1</sup> R. ROBINSON, Chem. and Ind. **1952**, 358.

<sup>2</sup> S. FRÄNKEL and J. RAINER, Biochem. Z. **74**, 167 (1916).

<sup>3</sup> A. EK and B. WITKOP, J. Amer. Chem. Soc. **75**, 501 (1953).