

MAREES TERRESTRES

BULLETIN D'INFORMATIONS

N°69

15 novembre 1974

Association Internationale de Géodésie

Commission Permanente des Marées Terrestres

Éditeur Prof. Paul MELCHIOR

Observatoire Royal de Belgique

3. Avenue Circulaire

1180 Bruxelles

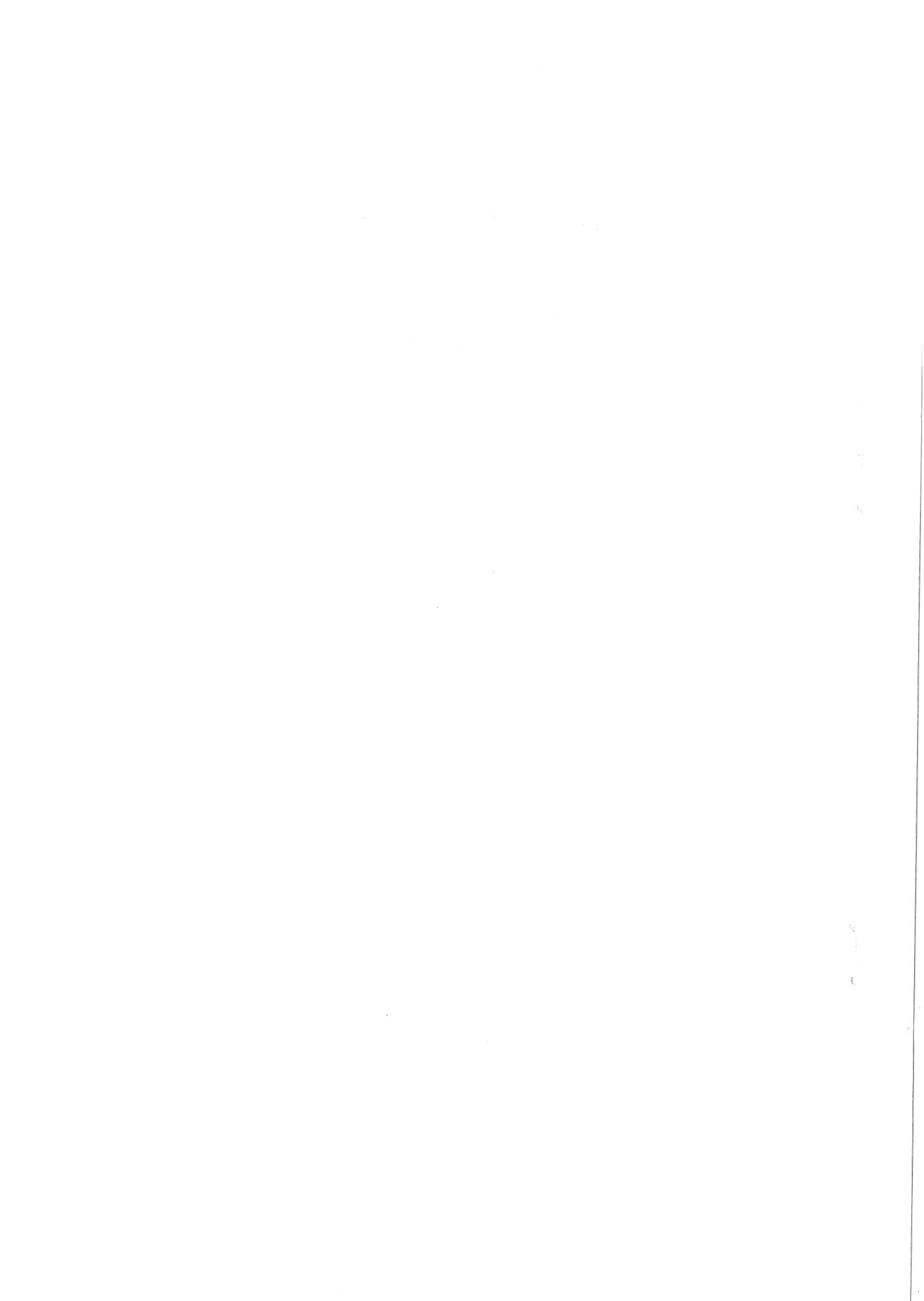


TABLE DES MATIERES N° 69

	p.
N.N. PARIISKII et B.P. PERTSEV (Traduction) Détermination du nombre de Love k d'après les variations de marées de la vitesse de rotation de la Terre aplatie	3840
H.J. DITTFELD Erste Ergebnisse mit dem Gezeitengravimeter GS 15 an der Station Potsdam	3850
L.I. MIRONOVA (Traduction) Inclinaison de marées à Garm en 1970 (Abrégé)	3854
L.I. MIRONOVA, M.V. OKHOTSIMSKAIA, A.V. KHOROMSKII (Traduction) Résultats de la réduction des inclinaisons de marées à la station d'Obninsk pour 1967 à 1968 (Abrégé)	3860
V.K. POLIAKOV (Traduction) Résultats des observations clinométriques dans Zeiskaia	3874
N.N. PARIISKII (Traduction) Correction des accélérations verticales lors des observations des variations de marées de la force de pesanteur	3878
Y.A. CHIROKOV (Traduction) Résultats des observations clinométriques à la station "Safani"	3881
E.I. EVTOUCHENKO (Traduction) Résultats des observations clinométriques à Donbass au point "Torès II"	3885
V.G. BALENKO, A.M. KOUTNII (Traduction) Quelques résultats des observations clinométriques d'après le profil Kiev-Poltava-Artemovsk (Abrégé)	3894
M.S. MOLODENSKII (Traduction) Théorie des marées dans la Terre élastique en tenant compte des termes de l'ordre de l'aplatissement	3904
V.G. GOLOUBITSKII, A.M. KOUTNII (Traduction) Etude de la plate-forme d'étalonnage d' l'Observatoire de Poltava	3913

DETERMINATION DU NOMBRE DE LOVE k D'APRES LES VARIATIONS DE MAREES DE
LA VITESSE DE ROTATION DE LA TERRE APLATIE

N.N. Pariiskii et B.P. Pertsev

Etude des déformations de marées de la Terre. Acad. Naouk SSSR, Inst. de Phys. de la Terre
Schmidt Moscou pp. 19-33

Abrégé.

Ce travail a fait l'objet d'une autre publication (*Fisika Zemli*
n° 3, 1972, pp 11-14) déjà traduite (BIM 64 pp 3381-3385, 1973).

Nous ne reproduirons ici que la traduction de la fin de cet
article qui complète en quelque sorte le précédent.

De la relation

$$2I_0 = A + B + C = 2 \int m_i r_i^2 = 2 \int r^2 dm$$

nous déduisons

$$\delta I_0 = \int_V r^2 \delta dm + \sum_K r_K^2 \int_{\Sigma} \Delta \rho_K H(r_K, \theta) d\Sigma,$$

et puisque

$$\delta dm = r^2 \delta \rho(r) dz d\sigma, \quad d\Sigma = r^2 d\sigma, \quad (25)$$

alors

$$\delta I_0 = \int_V r^4 \delta \rho(r) dz d\sigma + \sum_K r_K^4 \Delta \rho_K \int_{\sigma} H(r_K, \theta) d\sigma.$$

Mais conformément à Molodenskii [10 pages 6 à 9] en tenant
compte de la compressibilité de la matière et des déplacements

$$\delta \rho(z) = \sum_n \delta_n \rho(z),$$

où

$$\delta_n \rho(z) = \left[\rho(z) \mathcal{F}_n(z) + \frac{d\rho(z)}{dz} h_n(z) \right] \frac{a}{g_0} S_n^0(\theta) = \psi_n(z) S_n^0(\theta);$$

$$\mathcal{F}_n(z) = \frac{dh_n(z)}{dz} + \frac{2}{z} h_n(z) - \frac{n(n+1)}{z^2} T_n(z);$$

$$u(z_k, \theta) = \sum_n h_n(z_k) S_n^0(\theta).$$

il vient

$$\delta I_0 = \sum_n \int_0^a z^4 \psi_n(z) dz \int_{\sigma} S_n^0(\theta) d\sigma +$$

$$+ \sum_n \sum_k z_k^4 \Delta \rho_k h_n(z_k) \int_{\sigma} S_n^0(\theta) d\sigma \quad (26)$$

et en vertu de la relation

$$2 \delta I_0 = 2 \delta A + \delta C = 0.$$

Nous obtiendrons à nouveau

$$\delta C - \delta A = \frac{3}{2} \delta C \quad (27)$$

et

$$k_2 = \frac{3}{2} \frac{G \delta C}{V_2(a) a^3} \quad (28)$$

Ainsi on a établi une relation entre la variation du moment d'inertie et le nombre de Love k_2 valable aussi pour une Terre compressible.

Les variations de marées de la vitesse
angulaire de la rotation de la Terre

Les termes à longue période dans le potentiel lunaire de marée ont la forme (Doodson 9) :

$$V_2^0(r, \theta) = \left(\frac{C}{r_c}\right)^3 G_0 H_0 \frac{r^2}{a^2}, \quad (29)$$

$$V_3^0(r, \theta) = \left(\frac{C}{r_c}\right)^4 0,004947 G_0' H_0' \frac{r^3}{a^3} \quad (29')$$

où G_0 et G_0' sont les facteurs géodésiques

$$G_0 = \bar{G}_0 S_2^0(\theta), \quad (30)$$

$$G_0' = \bar{G}_0' S_3^0(\theta). \quad (30')$$

d'où

$$V_2(a) = \left(\frac{C}{r_c}\right)^3 \bar{G}_0 H_0, \quad (31)$$

$$V_3(a) = 0,004947 \left(\frac{C}{r_c}\right)^4 \bar{G}_0' H_0', \quad (31')$$

$$\bar{G}_0 = \frac{3}{4} \frac{M_c}{M_\oplus} \frac{g a^4}{c^3} = \frac{3}{4} M_c \frac{a^2}{c^3}; \quad (32)$$

$$\bar{G}_0' = 2 \cdot 1,11803 \bar{G}_0; \quad (32')$$

C est la distance moyenne de la Lune; $r_c = a/\sin \pi_c$ est la distance à l'époque donnée

$$H_0 = \frac{2}{3} (1 - 3 \sin^2 \delta_c); \quad (33)$$

$$H_0' = \sin \delta_c (3 - 5 \sin^2 \delta_c) = \left(\frac{4}{3} + \frac{5}{2} H_0\right) \sin \delta_c; \quad (33')$$

δ_c est la déclinaison de la Lune déterminée par

$$\sin \delta_c = \cos \varepsilon \sin \beta_c + \sin \varepsilon \cos \beta_c \sin \lambda_c,$$

où β_c et λ_c sont la latitude écliptique et la longitude de la Lune et ε l'obliquité de l'équateur. Les coordonnées de la Lune (β_c , λ_c , $\sin \pi_c$) sont données dans la théorie de Brown [11] en séries de fonctions trigonométriques. En les utilisant, Doodson a obtenu

$$V_2^0(a) = \bar{G}_0 \sum_i A_i \cos\left(\frac{2\pi}{T_i} t + \beta_i\right) \quad (34)$$

et

$$V_3^0(a) = \bar{G}'_0 \sum_i A'_i \cos\left(\frac{2\pi}{T'_i} t + \beta'_i\right). \quad (34')$$

donnant les amplitudes A_i et A'_i pour 99 termes à longue période ainsi que les constantes pour le calcul des périodes T_i , T'_i et des phases initiales β_i et β'_i .

Avec les relations (28), (32) et (34) :

$$\delta C = \frac{2}{3} \frac{1}{G} k_2 V_2^0(a) a^3 = \frac{1}{2} M_c \frac{a^5}{c^3} k_2 \sum_i A_i \cos\left(\frac{2\pi}{T_i} t + \beta_i\right),$$

ou

$$\delta C = \sum_i \delta C_i = K k_2 \sum_i A_i \cos\left(\frac{2\pi}{T_i} t + \beta_i\right), \quad (35)$$

où

$$K = \frac{1}{2} M_c \frac{a^5}{c^3}. \quad (36)$$

En vertu de la loi de conservation du moment de quantité de mouvement $C\omega = \mathcal{L}^*$, la variation correspondante de la vitesse angulaire de la rotation de la Terre $d\omega$ et de la durée du jour sera δS

$$\delta \omega = \sum_i \delta \omega_i = -\omega \frac{\delta C}{C} = -\frac{\delta S}{S} = -\omega \frac{\sum \delta S_i}{S}, \quad (37)$$

où

$$\delta S_i = \frac{K k_2 S}{c} A_i \cos\left(\frac{2\pi}{T_i} t + \beta_i\right) = \delta \bar{S}_i \cos\left(\frac{2\pi}{T_i} t + \beta_i\right). \quad (38)$$

La variation périodique de la correction des horloges ΔS_i sera

$$\Delta S_i = \int_0^t \frac{\delta S_i}{S} = \delta \bar{S}_i \frac{T_i}{2\pi S} \sin\left(\frac{2\pi}{T_i} t + \beta_i\right). \quad (39)$$

et l'amplitude des variations dans la correction des horloges

$$\delta \bar{S}_i = \frac{K k_2 S}{c} A_i, \quad \Delta \bar{S}_i = \delta \bar{S}_i \frac{T_i}{2\pi}. \quad (40)$$

En posant

$$\begin{aligned} M_\oplus &= 5,976 \cdot 10^{27}, \\ M_\oplus / M_\oplus &= 1:81,30, \\ a/c &= 6,3710 \cdot 10^8 \text{ cm}, \\ c &= 3,844 \cdot 10^{10} \text{ cm}, \\ C &= 8,11 \cdot 10^{44} \text{ r.cm}^2, \\ S &= 8,64 \cdot 10^4 \text{ cex}, \\ M_\oplus &= 7,351 \cdot 10^{25} \text{ r}, \\ K &= 6,800 \cdot 10^{37}, \\ k_2 &= 0,300. \end{aligned}$$

nous obtiendrons les amplitudes

$$\delta \bar{S}_i = \frac{K k_2 S}{c} A_i = 2,172 A_i \text{ m/cex}. \quad (41)$$

L'onde de deux semaines M_f (075555) (période 13,66 jours) —
 $A = 0,15642$ et $\delta \bar{S}(075555) = 0,340$ msec donne la plus grande amplitude.

Pour l'onde mensuelle M_m (065455) (période 27,55 jours)
 $A = 0,08254$ et $\delta \bar{S}(065455) = 0,179$ msec. Pour l'onde semi-annuelle
 S_{sa} (0575555) (période 182,62 jours) $A = 0,07287$ et $\delta \bar{S}(057555) =$
 $0,158$ msec.

Les amplitudes correspondantes des termes périodiques dans la correction des horloges seront :

pour l'onde semi-mensuelle principale ΔS (075555) = 0,739 Msec
 pour l'onde mensuelle principale ΔS (065555) = 0,785 Msec
 pour l'onde semi-annuelle principale ΔS (057555) = 4,59 Msec.

TABLE 1

Variations de la durée des jours et de la correction des horloges

Groupe	Indice de l'onde	Argument	A_i	Variation diurne de l'argument en degrés	Période T_i jours	$\delta \bar{S}_i$ Msec	$\Delta \bar{S}_i$ Msec
S_a	056554	$h - p_1$	0,01176	0,9856	365,26	0,026	1,511
S_{sa}	057555	$2h$	0,07287	1,9713	182,62	0,158	4,592
M_m	063655	$s - 2h + p$	0,01578	11,3165	31,81	0,034	0,172
	065455	$s - p$	0,08254	13,0650	27,55	0,179	0,785
M_f	065555	s	0,00466	13,1764	27,32	0,010	0,043
	073555	$2s - 2h$	0,01370	24,3815	14,77	0,030	0,071
	075455	$2s - p$	0,00076	26,2414	13,72	0,002	0,004
	075555	$2s$	0,15042	26,3528	13,66	0,340	0,739
	075555	$2s + N$	0,06481	26,4058	13,63	0,141	0,306
08	085455	$3s - p$	0,02995	39,4178	9,13	0,065	0,094
	085465	$3s - p + N$	0,01241	39,4707	9,12	0,027	0,039
09	093555	$4s - 2h$	0,00478	50,7343	7,10	0,010	0,011
	095355	$4s - 2p$	0,00396	52,4827	6,86	0,009	0,010

Correction pour la variation de la force centrifuge

Les valeurs observées δS et $\Delta S'$ sont déterminées par la variation totale du moment d'inertie C . La constante k_2 dans la méthode de Jeffreys est déterminée par comparaison de l'expression du potentiel extérieur $\delta V(r, \theta)$ avec la variation obtenue par le calcul des moments d'inertie. $V_2(\alpha)$

$$\delta V_2(\alpha, \theta) = k_2 V_2(\alpha) S_2^0(\theta).$$

Cette expression a été obtenue dans la théorie statique de la marée. Ainsi, k_2 correspondra au cas statique. Mais en réalité le moment d'inertie C varie non seulement en fonction des forces de marées mais aussi en fonction de l'effet réitératif de la variation de la vitesse angulaire de rotation provoquant une variation de la force centrifuge et du potentiel de cette force $\delta V_\omega = \omega \delta \omega r^2 \sin^2 \theta$. Si en fonction de l'effet de marée $\delta C > 0$, alors $\delta \omega < 0$ la rotation se ralentit, les forces centrifuges diminuent et l'aplatissement de la Terre diminue ainsi que δC . L'amplitude obtenue par l'équation (35) est donc trop forte. La valeur k_2 obtenue par cette équation paraît également trop forte.

On peut évaluer cette variation de la façon suivante. Nous comparerons les moments d'inertie de la Terre sphérique et sphéroïdale, aplatie à cause de la rotation de la Terre. Soient C_0 et C les moments correspondants d'inertie. Si la Terre était homogène, de même masse, rayon moyen et aplatissement, ses moments d'inertie seraient C_0^0 et C^0 . Puisque la densité diminue vers la surface et l'aplatissement des surfaces d'égale densité croît vers la surface, on peut démontrer que

$$C - C_0 < C^0 - C_0^0$$

mais

$$C_0^0 = \frac{2}{5} M_0 R^2, \quad C^0 = \frac{2}{5} M_0 R^2 \left[1 - \frac{2}{3} \frac{R_c - R_p}{R} + \dots \right],$$

et nous obtiendrons

$$\frac{C^0 - C_0^0}{C_0^0} \cong 2,210^{-3}$$

Ainsi, à cause de la rotation de vitesse angulaire $\omega = 7,28 \cdot 10^{-5}$ sec⁻¹ la Terre non aplatie homogène change son moment d'inertie de $2,2 \cdot 10^{-3}$. Ainsi on peut considérer la déformation due à la rotation comme relaxée avec une précision assez grande. Avec la déformation élastique la variation sera encore moindre.

A cause de cette faible variation de la vitesse angulaire avec une période de l'ordre d'un mois la variation dans l'aplatissement de la Terre sera moindre que la variation statique relaxée correspondante puisque pour ces périodes la Terre se comporte presque comme un corps élastique idéal. Il est évident que cette variation sera $(2 \delta\omega/\omega)$ fois moindre que lors du passage de la Terre sans rotation à la Terre en rotation de vitesse :

$$\frac{\delta_{\omega} C}{C} < \frac{C^{\circ} - C_{\circ}^{\circ}}{C_{\circ}^{\circ}} \left(2 \frac{\delta\omega}{\omega} \right). \quad (42)$$

Mais la variation observée de la vitesse angulaire $\delta\omega$ est liée à la variation totale du moment d'inertie δC par la relation $\frac{\delta C}{C} = - \frac{\delta\omega}{\omega}$

Nous pouvons écrire

et

$$\delta C = \delta_{c\tau} C + \delta\omega C$$
$$\frac{\delta_{c\tau} C}{C} > \frac{\delta\omega}{\omega} \left[1 - \frac{2(C^{\circ} - C_{\circ}^{\circ})}{C} \right]. \quad (43)$$

Ainsi, en négligeant la valeur $\delta_{\omega} C$, nous faisons une erreur dans la détermination de δC de moins de $2 \frac{(C^{\circ} - C_{\circ}^{\circ})}{C}$ ou moins que 0,44 %.

Calcul de contrôle de la variation du moment d'inertie

Cette variation est facile à calculer par intégration immédiate des déplacements des éléments de la masse.

Ces déplacements sont suivant le rayon

$$u_r(\tau, \theta) = h_2(\tau) \Pi \frac{1}{2} (3 \cos^2 \theta - 1); \quad (44)$$

et suivant le méridien

$$u_\theta(\tau, \theta) = -\frac{T_2(\tau)}{\tau} \Pi \frac{3}{2} \sin 2\theta, \quad (44')$$

où $\Pi = V^0(a)$ et les fonctions $h_2(r)$ et $T_2(r)$ sont données par la théorie des déformations de marées.

Le moment d'inertie de la Terre non déformée est

$$C = \int_V p^2 dm, \quad (45)$$

où

$$p = r \sin \theta; \quad dm = \rho(\tau) dV = \rho(\tau) \tau^2 \sin \theta d\theta d\lambda dz.$$

Lors des déformations, chaque élément dm se déplace, sa position et sa densité varient mais si l'on suit l'élément choisi, le produit de la densité $\rho(r)$ par le volume reste inchangé :

$$dm = \rho dV = (\rho + \delta\rho)(dV + \delta dV) = \text{const.}$$

C'est pourquoi la variation du moment d'inertie C se produira uniquement à cause de la variation de la valeur p des distances à l'axe de rotation des éléments fixes des masses. Soit δp cette variation, elle est la même pour tous les éléments de l'anneau élémentaire qui se trouve à la distance r du centre, de rayon $p = r \sin \theta$, d'épaisseur dr , de largeur $r d\theta$ et de masse

$$dm = \rho(\tau) \cdot 2\pi r^2 \sin^2 \theta dz d\theta. \quad (46)$$

La variation du moment d'inertie de cet anneau sera

$$d\delta C = [(p + \delta p)^2 - p^2] dm = 2p \delta p dm. \quad (47)$$

Il est évident que

$$\delta p = U_r \sin \theta + U_\theta \cos \theta. \quad d\delta C_n = 2r \sin \theta (U_{rn} \sin \theta + U_{\theta n} \cos \theta) dm,$$

en utilisant les expressions (44), (44') et (46) pour U_r , U_θ et dm et en intégrant pour tout le volume de la Terre, nous obtiendrons la variation du moment d'inertie de la Terre en fonction des marées du second ordre

$$\delta C_2 = \int_V d\delta C_2 = \pi \int_V \left[h_2(r) r \cdot \frac{1}{2} (3 \cos^2 \theta - 1) 2 \sin^2 \theta + \frac{T_2}{2} \cdot \frac{3}{2} \sin(2\theta) 2r \sin \theta \cos \theta \right] dm,$$

ou

$$\delta C_2 = 2\pi \pi \int_0^a h_2(r) \rho(r) r^3 dr \int_0^\pi (3 \cos^2 \theta - 1) \sin^2 \theta d\theta + 2\pi \pi \int_0^a T_2(r) \rho(r) r^2 dr \int_0^\pi \frac{3}{2} \sin^2 2\theta d\theta. \quad (48)$$

mais

$$\int_0^\pi (3 \cos^2 \theta - 1) \sin^2 \theta d\theta = -\frac{1}{8} \pi, \quad \frac{3}{2} \int_0^\pi \sin^2 2\theta d\theta = \frac{3}{4} \pi.$$

c'est pourquoi

$$\delta C_2 = -\frac{\pi^2 \pi}{4} \int_0^a \left[h_2(r) + 6 \frac{T_2(r)}{r} \right] \rho(r) r^3 dr. \quad (49)$$

Erste Ergebnisse mit dem Gezeitengravimeter GS 15
an der Station Potsdam

von Hans-Jürgen Dittfeld

Im Oktober 1973 wurde in der Gezeitenstation des Zentralinstituts für Physik der Erde der Akademie der Wissenschaften der DDR in Potsdam ein neues Gezeitengravimeter, GS 15 Nr. 222, aufgestellt. Mit vorhandenen Geräten wurden die Versorgungsspannungen auf $\pm 0,1$ V stabilisiert. Zur Registrierung der Schwerevariationen wurde ein Kompensationsbandschreiber verwendet. Die Skalenwerte der Registrierung wurden etwa alle zehn Tage sowohl durch Spindelverstellung als auch mittels der elektromagnetischen Kalibriervorrichtung des Gravimeters unter Verwendung der vom Herstellerwerk (Fa. Siemens/Askania West-Berlin) angegebenen Eichkonstanten bestimmt. Zwischen beiden Methoden besteht Übereinstimmung innerhalb der Fehlergrenzen (Unsicherheit der Skalenwerte $1,3 \dots 5,2$ ‰). Der Skalenwert ergab sich zu $1,2$ $\mu\text{Gal}/\text{mm}$ mit maximalen Abweichungen bei $1,197$ und $1,228$ $\mu\text{Gal}/\text{mm}$.

Die Temperatur des Meßraumes, in dem sich auch die Geräte für die Spannungsversorgung des Gravimeters befinden, schwankte um maximal $0,1$ °C. Die Ergebnisse der Analysen der ersten beiden Meßserien in Bezug auf halb- und ganztägige Partialtiden sind in Tabelle 1 und 2 dargestellt.

In der ersten Serie lag der tägliche Gang des Gravimeters anfangs bei $+ 115$ μGal , ging aber während der Serie auf etwa 5 μGal zurück. In der zweiten Serie traten Gänge zwischen $- 4,3$ und $+ 10,6$ $\mu\text{Gal}/\text{d}$ auf. Die Genauigkeitssteigerung von der ersten zur zweiten Serie dürfte auf die Stabilisierung des Ganges zurückzuführen sein.

Die Fehler der Amplitudenfaktoren sind in der zweiten Serie bis zu einer Größenordnung geringer, als die bisher im gleichen Gebäude aus vergleichbar langen Registrierperioden mit Gravimetern GS 11 und GS 12 erhaltenen. In den meteorologisch besonders beeinflussten Wellengruppen P1 S1 K1 und S2 K2 tritt die verbesserte Bestimmungsgenauigkeit am deutlichsten in Erscheinung.

Mitteilung des ZIPE Nr. 395

Station Potsdam Vertikalkomponente DDR
 Zentralinstitut für Physik der Erde der AdW

52° 23' N 13° 04' E H 82 M P 2 M D 195 KM

Gravimeter: Askania GS15 No.222 H.-J. DITTFELD, ZIPE II, Potsdam, DDR
 Installation: H.-J. DITTFELD
 Betreuung: H.-J. DITTFELD

Potentialentwicklung: DOODSON
 Analysenmethode: VENEDIKOV

Ask 222 17.11.73 22.11.73 24.11.73 17.12.73 19.12.73 30.12.73
 Gesamtzahl der Tage: 44

<u>Ganztägige Wellen:</u>		Amplitudenfaktoren	Phasen
<u>Eichungen: 5</u>			
1 - 11	Q1	1.2228 ± 0.0972	- 0.96 ± 4.55
12 - 21	O1	1.1648 ± 0.0207	- 0.62 ± 1.02
22 - 29	M1	1.3657 ± 0.4651	- 5.02 ± 19.51
30 - 40	P1S1K1	1.1437 ± 0.0113	0.53 ± 0.57
41 - 45	J1	1.2959 ± 0.2128	7.29 ± 9.41
42 - 52	001	0.8943 ± 0.5642	36.82 ± 36.15

Fehler einer Ordinate: 8.75

<u>Halbtägige Wellen:</u>			
<u>Eichungen: 5</u>			
1 - 5	2N2	1.1735 ± 0.1513	- 1.39 ± 7.39
6 - 9	N2	1.1749 ± 0.0345	0.26 ± 1.68
10 - 14	M2	1.1828 ± 0.0078	1.19 ± 0.38
15 - 19	L2	1.1016 ± 0.3579	- 27.11 ± 18.62
20 - 27	S2K2	1.1636 ± 0.0201	- 1.00 ± 0.99

Fehler einer Ordinate: 3.00

O1/K1 = 1.0184

1-01/1-K1 = 1.1468

M2/O1 = 0.9990

Station Potsdam Vertikalkomponente DDR
 Zentralinstitut für Physik der Erde der AdW

52° 23' N 13° 04' E H 82 M P 2 M D 195 KM

Gravimeter: Askania GS15 No.222 H.-J. DITTFELD, ZIPE II, Potsdam, DDR
 Installation: H.-J. DITTFELD
 Betreuung: H.-J. DITTFELD

Potentialentwicklung: DOODSON
 Analysenmethode: VENEDIKOV

Ask 222 31.12.73 14.2.74
 Gesamtzahl der Tage: 46

<u>Ganztägige Wellen:</u>		Amplitudenfaktoren	Phasen
<u>Eichungen: 5</u>			
1 - 11	Q1	1.1526 ± 0.0302	1.50 ± 1.50
12 - 21	O1	1.1553 ± 0.0072	0.07 ± 0.36
22 - 29	M1	1.2066 ± 0.1008	- 1.72 ± 4.79
30 - 40	P1S1K1	1.1355 ± 0.0045	0.42 ± 0.23
41 - 45	J1	1.2154 ± 0.0721	2.16 ± 3.40
42 - 52	001	1.1227 ± 0.1442	5.17 ± 7.36

Fehler einer Ordinate: 3.18

<u>Halbtägige Wellen:</u>		Amplitudenfaktoren	Phasen
<u>Eichungen: 5</u>			
1 - 5	2N2	1.2803 ± 0.0724	5.62 ± 3.24
6 - 9	N2	1.1669 ± 0.0177	2.42 ± 0.87
10 - 14	M2	1.1784 ± 0.0042	1.40 ± 0.20
15 - 19	L2	1.2812 ± 0.1925	- 4.84 ± 8.61
20 - 27	S2K2	1.1818 *± 0.0082	- 3.14 ± 0.40

Fehler einer Ordinate: 1.66

01/K1 = 1.0174

1-01/1-K1 = 1.1461

M2/O1 = 1.0229

INCLINAISON DE MAREES A GARM EN 1970 (Abrégé)

L.I. MIRONOVA

Etude des déformations de marées de la Terre
Acad. Naouk SSSR, Inst. Fizika Zemli pp. 95-100 Moscou 1973.

Les inclinaisons clinométriques à Garm ont commencé en juillet 1969. On a obtenu pour la première période (juillet à novembre 1969) des caractéristiques des endroits d'installation, on a calculé les coefficients de dépendance aux facteurs météorologiques : température de l'air extérieur, température à l'intérieur de la salle d'observation; on a calculé la valeur des facteurs γ et χ pour cinq ondes de marées principales.

Les clinomètres à enregistrement photoélectrique (HØ) [1] ont été installés dans deux mines du mont Mandolioul, appartenant à la chaîne de montagnes Kaboud-Crimée du système de la chaîne Hissarskii.

J.E. Goubine [2] considère que dans la structure de la chaîne de montagnes Kaboud Crimée Hissarskii le bloc est constitué essentiellement de gneiss dokembriques. Il s'est limité au système des fractures le long des vallées des fleuves Kimaroy et Yasman. Le mont Mandolioul se présente comme un creux qui dans le plan a un aspect triangulaire. On note d'après le cours du fleuve Sourkhob une ligne de discordance stratigraphique ou de fracture. Outre les fractures longitudinales dans l'aile nord du fléchissement pré-pamyr, les fractures transversales ont une grande importance, elles coupent parfois les lignes des deux fractures (Sourkhobskii et Petrovskii) d'après lesquelles sur la pente Hissarskii les vallées du fleuve Sourkhob "produisent" le bloc du mont Mandolioul. Des fractures le limitant s'observent aussi sur la rive Petrov du fleuve Sourkhob.

Les mines dans lesquelles ont été faites les observations clinométriques ont été creusées à différentes époques dans des gneiss solides sans fixations.

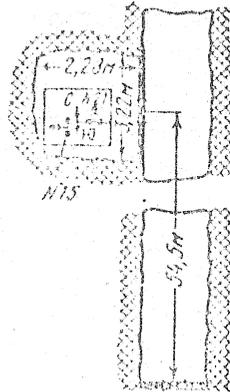


Fig. 1 - Plan schématique de la section de la nouvelle galerie de mine depuis l'entrée jusqu'à la salle des clinomètres.

L'une de celles-ci, d'une longueur d'environ 30m., a été creusée en 1948 (vieille galerie) et la seconde, d'une longueur d'environ 70m., en 1964 (nouvelle galerie). La nouvelle galerie est éloignée de la vieille de 150 m vers l'Est et est située sur la pente en haut à 23,3 m. La hauteur de l'ancienne galerie au-dessus du niveau de la mer est d'environ 1320 m.

Les observations clinométriques dans l'ancienne galerie ont été arrêtées en novembre 1969. D'après les caractéristiques obtenues dans cette première période, on constate que l'influence des facteurs météorologiques dans la vieille galerie est sensiblement plus grande que dans la nouvelle bien que dans celle-ci ces influences soient importantes et comparables à l'enregistrement de la marée.

Nous donnons dans cet article la description des observations clinométriques pour la période du 5.1 au 17.XI.1970. Nous donnons sur la figure 1 le plan schématique de la section de la nouvelle galerie depuis l'entrée jusqu'à la salle où ont été installées les clinomètres.

Le clinomètre n° 15 a été installé dans l'azimut $264 \pm 1^\circ$ (composante NS), et le n° 21 dans l'azimut $354 \pm 1^\circ$ (composante EW).

La sensibilité des clinomètres était différente : HØ n° 15 : de 1000 à 1500 mm/sec d'arc ou 0,001 à 0,00067 par 1 mm d'enregistrement; HØ n° 21 : environ 500 à 1000 mm/sec d'arc ou 0,002 à 0,001 pour 1 mm.

Au cours du jour, la sensibilité des appareils a varié faiblement. Les variations de la sensibilité ont été prises en considération au moment de la réduction.

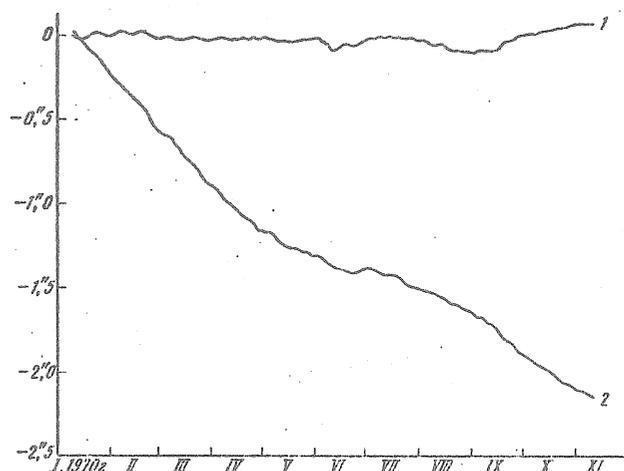


Fig. 2 - Graphiques de l'allure de la variation d'inclinaison à 0 h en 1970.

1 - N° 15, NS

2 - N° 21, EW

On peut expliquer les écarts périodiques par l'influence des facteurs météorologiques. Les écarts non périodiques sur la composante NS et les variations de vitesse de l'allure de l'inclinaison sur la composante EW, partiellement en juin, août et septembre sont probablement en relation avec les tremblements de Terre qui ont été enregistrés à ce moment au point d'observation. La distance épacentrale de ces tremblements de Terre était d'environ 30 à 50 km et la force 10 à 11,5.

L'analyse harmonique a été faite sur "Minsk 22" par la méthode Pertsev [3] avec déplacement du jour central de la série d'un jour. On a obtenu 308 déplacements pour chaque appareil.

Pour chaque onde on a calculé les valeurs moyennes arithmétiques mensuelles des facteurs γ et \mathcal{K} . Ces valeurs ont été recalculées pour l'azimut 264 et 354 ° dans lequel sont installés les appareils (tables 1 à 4).

Nous constatons une divergence des valeurs de γ pour les ondes diurnes O_1 et K_1 due à l'influence des facteurs météorologiques particulièrement sur l'onde O_1 en composante NS. On peut tirer une conclusion analogue pour le facteur \mathcal{K} .

TABLE 1

Valeurs du facteur γ pour HØ N° 15 (composante NS)

période des observations	M_2	S_2	N_2	O_1	K_1
X 1969 r.	0,611	0,589	0,674	1,109	0,600
I 1970 r.	0,631	0,706	0,694	1,078	0,939
II	0,642	0,682	0,665	1,018	0,966
III	0,640	0,658	0,632	0,977	0,785
IV	0,634	0,630	0,661	1,075	0,668
V	0,615	0,594	0,615	1,181	0,586
VI	0,617	0,588	0,552	0,902	0,616
VII	0,626	0,716	0,500	1,177	0,642
VIII	0,638	0,694	0,546	1,145	0,847
IX	0,639	0,638	0,559	1,025	0,956
X	0,630	0,634	0,600	0,996	0,899
Moyenne arithmétique	0,629	0,649	0,621	1,062	0,782

TABLE 2

Valeurs du facteur χ pour HØ N° 21 (composante EW)

période des observations	M_2	S_2	N_2	O_1	K_1
X 1969 r.	0,745	0,770	0,745	0,727	0,751
I 1970 r.	0,721	0,731	0,761	0,825	0,732
II	0,724	0,728	0,793	0,744	0,731
III	0,747	0,730	0,769	0,797	0,735
IV	0,706	0,715	0,794	0,823	0,600
V	0,728	0,700	0,752	0,779	0,651
VI	0,707	0,657	0,960	0,739	0,716
VII	0,697	0,607	0,857	0,737	0,730
VIII	0,707	0,668	0,746	0,768	0,761
IX	0,733	0,728	0,668	0,784	0,782
X	0,731	0,733	0,772	0,817	0,763
Moyenne arithmétique	0,722	0,706	0,783	0,776	0,723

TABLE 3

Valeurs du facteur χ pour HØ N° 15 (composante NS)

période des observations	M_2	S_2	N_2	O_1	K_1
X 1969 r.	-11,5	-8,5	-5,3	11,6	-0,2
I 1970 r.	-9,5	-6,2	-17,6	-11,2	-11,1
II	-10,7	-8,3	-16,1	-12,8	-4,0
III	-10,3	-7,9	-15,2	-4,2	-0,8
IV	-7,9	-4,7	-7,3	-12,9	-4,5
V	-4,7	8,9	-2,1	-2,3	-17,5
VI	-2,2	1,2	-19,1	-1,5	6,6
VII	-4,4	3,0	-1,7	-10,4	8,1
VIII	-2,6	-1,3	-1,4	-9,7	19,2
IX	-5,5	3,1	-4,8	-0,2	4,4
X	-7,6	-1,2	-6,0	11,0	9,6
Moyenne arithmétique	-7,0	-2,0	-8,8	-3,9	0,9

TABLE 4

Valeurs du facteur \mathcal{K} pour HØ N° 21 (composante EW)

période des observations	M_2	S_2	\mathcal{K}_2	O_1	\mathcal{K}_1
X 1969 r.	-1,3	0,5	2,7	-4,0	-0,0
I 1970 r.	-0,4	-2,0	-0,4	-2,2	-3,5
II	0,0	-2,8	-1,5	-1,5	-4,0
III	-0,4	-1,8	1,0	-4,8	-5,3
IV	-2,2	0,1	-3,3	-3,0	-8,2
V	-1,6	-2,5	-2,3	-2,0	-1,5
VI	-0,5	-1,7	-7,3	-3,1	1,3
VII	-0,1	-2,4	-0,2	-0,7	0,2
VIII	-0,4	-1,1	-10,4	-8,3	0,0
IX	-2,5	-2,5	-2,2	-8,6	-1,2
X	-1,2	-1,1	-3,0	-6,3	1,7
Moyenne arithmétique	-1,0	-1,6	-2,4	-4,4	-0,3

Les valeurs moyennes pour l'onde M_2 sont

- en NS $\gamma = 0,629 \pm 0,003$ $\alpha = - 7^\circ 0$
- en EW $\gamma = 0,722 \pm 0,005$ $\alpha = - 1^\circ 0$

BIBLIOGRAPHIE

1. A.E. OSTROVSKII - Le clinomètre avec enregistreur photoélectrique. Publ. "Gravimétrie" N° 2 M. Edit. Ac. des Sc. URSS, 1961
2. J.E. GOUBINE - Régularités des manifestations séismiques sur le territoire du Tadjikistan. M. Edit. Ac. des Sc. URSS, 1961
3. B.P. PERTSEV - Analyse harmonique des marées élastiques. Izv. Ac. des Sc. URSS, série Géophys. 1958, N° 8.

RESULTATS DE LA REDUCTION DES INCLINAISONS DE MAREES A LA STATION D'OBNINSK
POUR 1967 à 1968.

(Abrégé)

L.Y. Mironova, M.V. Okhotsimskaïa, A.V. Khoromskii

Etude des déformations de marées de la Terre
Acad. Naouk SSSR, Inst. Fisika Zemli pp. 82-95 Moscou 1973.

Les observations ont été faites par deux clinomètres à enregistrement photoélectrique (Ostrovskii [2]). Les appareils de mesure sont placés à la profondeur de 30 m.

Cinq clinomètres HØ N° 23, 27, 28, 29 et 30 ont été utilisés. L'appareil N° 23 a enregistré la composante NS et le N° 28 la composante EW; dans le second groupe le N° 27 a enregistré la composante NS jusqu'au 17.VI.1968, ensuite il a été remplacé par l'appareil N° 30, la composante EW a toujours été enregistrée par l'appareil N° 29. Tous les appareils ont été soumis à l'étalonnage [4].

Numéro de l'appareil	23	27	28	29	30
I_0 $\mu\text{a./sec. d'arc}$:					
bobine I	0,9994	1,0006	1,0030	1,0007	1,0025
bobine II	0,9997	1,0025	1,0025	1,0020	1,0012

Les inclinaisons ont été enregistrées photographiquement. l'entraînement étant de 20 mm/heure, on enregistre la température dans la salle.

Les enregistrements ont été soumis à l'analyse harmonique de Pertsev [5] d'après un programme composé pour "Minsk-22".

L'analyse harmonique a été faite avec déplacement de un jour. Les écarts ont été calculés en commençant depuis le centre de la première série (7.IV.1967) et jusqu'au centre de la dernière série (16.XII.1968). On a obtenu ainsi 600 écarts pour chaque appareil. On a calculé les valeurs moyennes mensuelles de γ et x pour chaque onde (tables 1 à 8). On a éliminé les valeurs γ et x pour la période de septembre à décembre 1967 car les observations étaient de mauvaise qualité à cause de l'impulsion incorrecte de la sensibilité. Les erreurs quadratiques moyennes ont été calculées d'après la formule connue

$$K = \sqrt{\frac{\sum \Delta^2}{n(n-1)}} \quad (1)$$

où

$$\Delta = x - \bar{x}, \quad \bar{x} = \frac{\sum x}{n};$$

n étant le nombre de mesures.

TABLE 1

Valeurs mensuelles moyennes, γ pour l'appareil N°27/30 (NS)

Mois d'observation	M_2	S_2	N_2	O_1	K_1
IV 1967 r.	0,698	0,832	0,641	0,762	0,495
V	0,722	1,050	0,584	0,935	0,726
VI	0,647	1,061	0,758	0,560	0,743
VII	0,705	0,723	0,762	0,711	1,153
VIII	0,727	0,700	0,676	0,762	1,309
IX	0,685	0,702	0,639	0,712	0,941
X	0,664	0,803	0,610	0,735	0,692
XI	0,658	0,847	0,649	0,964	0,449
XII	0,673	0,768	0,770	0,910	0,514
I 1968 r.	0,691	0,618	0,433	0,616	0,615
II	0,699	0,647	0,605	0,888	0,631
III	0,683	0,859	0,729	0,719	0,529
IV	0,669	0,769	0,661	0,902	0,708
V	0,882	0,760	0,805	0,995	0,388
VI	0,640	0,731	0,759	1,185	0,582
VII	0,563	0,620	1,132	0,616	0,537
VIII	0,640	0,625	0,602	0,637	1,039
IX	0,652	0,700	0,656	0,748	1,123
X	0,626	0,789	0,694	0,700	0,538
XI	0,813	0,734	0,599	0,780	0,585
XII	0,643	0,759	0,773	0,860	0,584
Среднее арифметическое	0,664	0,756	0,695	0,798	0,705
Средняя квадратическая ошибка	$\pm 0,008$	$\pm 0,026$	$\pm 0,025$	$\pm 0,034$	$\pm 0,055$

Table 2

Valeurs mensuelles moyennes, γ pour l'appareil N° 23 (NS)

Mois d'observation	M_2	S_2	N_2	O_1	K_1
IV 1967 г.	0,708	0,864	0,603	0,777	0,568
V	0,714	1,077	0,651	1,001	0,675
VI	0,675	1,076	0,740	0,585	0,714
VII	0,704	0,737	0,636	0,721	1,048
VIII	0,754	0,730	0,786	0,787	1,314
I 1968 г.	0,713	0,530	0,388	0,772	0,607
II	0,701	0,648	0,579	0,923	0,639
III	0,685	0,674	0,683	0,775	0,671
IV	0,693	0,779	0,627	0,831	0,660
V	0,647	0,737	0,843	0,950	0,409
VI	0,615	0,787	0,757	0,900	0,725
VII	0,578	0,635	1,221	0,563	0,565
VIII	0,661	0,631	0,686	0,612	1,150
IX	0,684	0,717	0,720	0,874	1,136
X	0,644	0,817	0,794	0,631	0,507
XI	0,639	0,814	0,664	0,681	0,519
XII	0,655	0,800	0,719	0,817	0,589
Среднее ариф- метическое	0,674	0,768	0,712	0,776	0,735
Средняя квад- ратичная ошибка	$\pm 0,010$	$\pm 0,034$	$\pm 0,041$	$\pm 0,032$	$\pm 0,063$

Table 3

Valeurs mensuelles moyennes γ pour l'appareil N° 29 (EW)

Mois d'observation	M_2	S_2	N_2	O_1	K_1
IV 1967 г.	0,704	0,616	0,705	0,323	0,805
V	0,741	0,556	0,799	0,717	0,566
VI	0,752	0,642	0,703	0,704	0,310
VII	0,810	0,472	0,824	0,834	0,195
VIII	0,742	0,891	0,683	0,756	0,317
IX	0,726	0,641	0,784	0,596	0,711
X	0,749	0,618	0,716	0,610	0,926
XI	0,774	0,628	0,743	0,748	0,913
XII	0,742	0,849	0,875	0,696	0,805
I 1968 г.	0,777	0,749	0,552	0,887	0,874
II	0,755	0,772	0,780	0,864	1,052
III	0,764	0,784	0,749	0,633	1,055
IV	0,723	0,602	0,774	0,719	0,675
V	0,716	0,535	0,712	0,568	0,411
VI	0,712	0,566	0,843	0,691	0,207
VII	0,720	0,527	1,025	0,657	0,253
VIII	0,726	0,612	0,834	0,585	0,394
IX	0,708	0,653	0,808	0,592	0,769
X	0,734	0,632	0,581	0,679	0,791
XI	0,710	0,746	0,695	0,699	0,900
XII	0,690	0,883	0,736	0,856	0,995
Среднее ариф- метическое	0,737	0,652	0,758	0,686	0,663
Средняя квад- ратичная ошибка	$\pm 0,005$	$\pm 0,023$	$\pm 0,021$	$\pm 0,027$	$\pm 0,064$

Table 4

Valeurs mensuelles moyennes γ pour l'appareil N° 28 (EW)

Mois d'observation	M_2	S_2	N_2	O_1	K_1
IV 1967 г.	0,733	0,690	0,714	0,753	0,822
V	0,737	0,603	0,745	0,722	0,590
VI	0,753	0,670	0,660	0,698	0,337
VII	0,775	0,520	0,730	0,781	0,237
VIII	0,754	0,597	0,715	0,731	0,290
I 1968 г.	0,771	0,776	0,550	0,777	0,844
II	0,750	0,794	0,821	0,809	1,053
III	0,761	0,895	0,753	0,683	1,030
IV	0,754	0,592	0,635	0,644	0,694
V	0,736	0,597	0,654	0,593	0,438
VI	0,725	0,610	0,806	0,704	0,252
VII	0,708	0,545	0,997	0,634	0,270
VIII	0,728	0,615	0,752	0,574	0,375
IX	0,723	0,729	0,729	0,595	0,736
X	0,774	0,650	0,630	0,671	0,821
XI	0,735	0,707	0,732	0,754	0,935
XII	0,721	0,928	0,830	0,888	1,002
Среднее арифметическое	0,742	0,675	0,733	0,713	0,629
Средняя квадратическая погрешность	$\pm 0,004$	$\pm 0,027$	$\pm 0,024$	$\pm 0,022$	$\pm 0,074$

Table 5

Valeurs mensuelles moyennes x (en °) pour l'appareil N°27/30 (NS)

Mois d'observation	M_2	S_2	N_2	O_1	K_1
IV 1967 г.	-1,7	+18,5	+5,6	-2,9	+37,5
V	-1,0	+18,7	+4,6	-0,1	+06,8
VI	-1,6	+23,5	+13,7	-15,8	+09,3
VII	-2,9	+22,7	+15,4	-25,1	+72,3
VIII	-3,3	+22,5	+0,3	+11,4	+49,2
IX	-3,2	+13,1	-25,7	-2,2	+10,2
X	-2,4	+7,5	-16,1	-4,4	-18,9
XI	-1,2	+1,3	-1,3	-5,1	+18,9
XII	-0,4	+2,7	-1,2	+3,4	-4,0
I 1968 г.	-0,8	+9,2	+6,3	-9,6	-14,4
II	-0,1	+16,8	-3,9	+3,0	-33,2
III	-1,9	+14,7	-2,4	+5,3	-11,5
IV	+1,0	+28,0	-21,1	+7,4	+32,3
V	+0,5	+6,9	-5,5	+13,1	+7,8
VI	+1,8	+13,1	-4,3	+26,4	-37,1
VII	-0,7	-2,0	+13,4	-16,4	+41,6
VIII	-3,4	+15,4	-1,4	-3,3	+46,2
IX	-3,4	+13,0	-5,5	-0,4	+19,5
X	-0,6	+2,7	-13,5	+8,4	-21,0
XI	-0,6	-0,5	-2,0	-5,9	-5,6
XII	-1,8	+2,5	+1,6	+7,1	+5,5
Среднее арифметическое	-1,9	+11,9	-1,5	-0,7	+11,9
Средняя квадратическая погрешность	$\pm 0,5$	$\pm 1,9$	$\pm 2,1$	$\pm 2,6$	$\pm 7,6$

Table 6

Valeurs mensuelles moyennes x (en °) pour l'appareil N°23 (NS)

Mois d'observation	M ₂	S ₂	N ₂	O ₁	K ₁
IV 1967 г.	+0,3	+19,6	+1,4	-1,9	+32,0
V	+1,1	+21,4	+3,3	-11,7	-3,0
VI	-0,8	+26,6	+15,0	-22,2	+26,8
VII	-1,8	+23,3	+15,3	-22,8	+20,7
VIII	-2,5	+25,0	-2,5	+6,6	+37,8
I 1968 г.	-1,5	+4,1	+12,2	-9,0	-16,2
II	+0,9	+19,6	+7,2	+1,6	-34,4
III	-2,3	+15,1	+0,2	+9,7	-16,7
IV	-1,2	+18,6	-13,7	-5,3	+23,0
V	-2,4	+8,4	-6,7	-4,1	+7,5
VI	-0,5	+19,1	-3,6	+13,8	-29,4
VII	-5,4	+7,2	+10,4	-17,0	+41,9
VIII	+0,8	+21,6	+24,1	+2,8	-42,8
IX	-2,5	+15,6	-6,7	+2,9	+41,6
X	-14,3	+4,7	-19,8	+4,6	-23,2
XI	-0,4	+1,0	-10,2	-4,2	-10,9
XII	-2,9	+6,2	+2,3	+1,2	+5,6
Среднее арифметическое	-2,1	+15,1	+1,7	-3,4	-14,5
Средняя квадратичная ошибка	± 0,9	± 2,0	± 2,8	± 2,5	± 5,8

Table 7

Valeurs mensuelles moyennes (en °) pour l'appareil N° 29 (EW)

Mois d'observation	M ₂	S ₂	N ₂	O ₁	K ₁
IV 1967 г.	-4,9	-13,1	+17,6	+16,1	+26,8
V	2,0	-18,2	+19,3	+2,6	+12,4
VI	-3,1	-15,9	+7,6	-5,0	+26,7
VII	-4,0	-16,0	+2,7	+0,3	-19,4
VIII	-2,8	-6,6	-9,7	+4,8	+30,4
IX	-2,6	-3,2	+2,7	-0,4	+28,2
X	-0,9	-3,4	+1,3	+2,2	+14,7
XI	-2,3	-16,8	+3,3	-17,1	+3,3
XII	-2,2	-11,9	-6,2	-7,4	-6,1
I 1968 г.	-1,5	-8,8	-18,1	+3,6	-4,8
II	-1,5	-8,5	-0,8	+2,5	-20,9
III	-2,2	-13,7	-6,1	-6,6	-32,0
IV	+1,0	-15,0	-4,0	-7,9	+23,0
V	-0,3	-2,7	+9,0	+2,6	-43,0
VI	+0,4	-20,5	-5,4	-5,7	+31,6
VII	+2,9	-27,4	-4,1	+8,1	+3,7
VIII	-0,7	-17,3	+1,5	+12,2	-33,1
IX	-1,3	-3,6	+7,9	+1,5	-40,7
X	-3,0	-7,2	-5,1	-1,2	+12,2
XI	-4,6	-11,1	-6,2	+3,8	+4,8
XII	-6,4	-14,7	-6,0	-2,5	+3,4
Среднее арифметическое	-1,7	-12,4	+0,6	+0,3	+1,5
Средняя квадратичная ошибка	± 0,4	± 1,3	± 1,9	± 1,6	± 5,4

Table 8

Valeurs mensuelles moyennes x (en $^{\circ}$) pour l'appareil N° 28 (NS)

Mois d'observation	M_2	S_2	N_2	O_1	K_1
IV 1967 r.	-2,2	-13,1	+5,0	+11,9	+29,1
V	-1,3	-17,4	+17,0	+2,4	+17,2
VI	-3,7	-19,8	+2,5	-7,7	+29,8
VII	-4,1	-13,8	+1,2	-3,1	-19,5
VIII	-2,9	-8,5	-9,7	-1,0	+23,9
I 1968 r.	-1,7	-13,5	+3,5	-0,9	-5,4
II	-0,8	-8,2	+1,9	-2,5	-22,4
III	-2,0	-13,3	-2,8	-9,8	-35,8
IV	+0,7	-15,3	-5,2	-14,4	+28,8
V	-0,2	-8,3	+10,4	-3,5	-13,7
VI	-0,3	-29,8	-3,3	-5,8	30,3
VII	+3,8	-28,1	-3,4	-2,2	+1,7
VIII	+0,4	-15,9	+9,8	+4,3	-31,4
IX	-0,3	-10,9	+1,0	-2,3	-10,4
X	-1,5	-11,1	-9,4	-2,3	+14,4
XI	-4,9	-14,9	-1,7	-0,3	+1,9
XII	-1,7	-15,5	-4,9	-7,1	-1,2
Среднее ариф- метическое	-1,3	-15,2	-0,9	-2,6	-1,0
Средняя квад- ратичная ошибка	$\pm 0,5$	$\pm 1,5$	$\pm 1,7$	$\pm 1,4$	$\pm 9,6$

Pour deux appareils parallèles, les valeurs γ pour les cinq ondes principales ne diffèrent que dans les limites des erreurs.

L'erreur des ondes diurnes est sensiblement plus grande que pour les semi-diurnes. On peut tirer des conclusions analogues sous le rapport des valeurs x en analysant les tables de 5 à 8.

Nous avons reporté sur la figure 1 les quatre courbes des valeurs moyennes mensuelles γ pour l'onde M_2 et pour chaque appareil. Les courbes 1 et 2 ont deux minima nettement exprimés : en juin 1967 et en juillet 1968. Nous n'avons pas sur les courbes 3 et 4 des extrêmes nettement marqués comme sur les courbes 1 et 2. Sur la courbe 4, on peut noter une certaine hausse en juillet 1967. On peut supposer que les variations des valeurs γ sont provoquées par des facteurs météorologiques.

La figure 2 donne l'allure journalière de la variation des valeurs γ pour l'onde M_2 . Sur les quatre courbes de la figure 2 on constate la pulsation des valeurs γ avec une périodicité de 6 à 7 jours. L'augmentation de l'amplitude des pulsations γ correspond en grande partie à la détérioration de la qualité des données des observations. Ceci se remarque facilement, par exemple, en avril 1968 pour l'appareil N° 27 (composante NS, courbe 2) et également en juillet 1968 pour les quatre appareils.

Comme les variations de γ de périodicité 6 à 7 jours ne compliquent pas l'étude de la dépendance de γ en fonction du temps dans une échelle plus large, on a obtenu d'après les données de la figure 2 les courbes données sur la figure 3. Dans ce but, on a fait la moyenne de la valeur γ tous les 7 jours avec déplacement successif du groupe de 7 termes d'un jour.

De cette façon, nous donnons sur la figure 3 le graphique des valeurs moyennes $\bar{\gamma}$ calculées d'après la formule :

$$\bar{\gamma} = \frac{\sum_{i=1}^7 \gamma_i}{7} \quad (2)$$

On peut constater par les figures 2 et 3 que les courbes de variation de γ ou $\bar{\gamma}$ obtenues par l'analyse harmonique de deux appareils parallèles sont très semblables et varient de la même façon dans le temps. Il est peu probable qu'on puisse expliquer ces variations par des erreurs instrumentales.

Pour expliquer la cause de ces phénomènes nous avons essayé d'étudier l'allure de la variation des inclinaisons. Pour éliminer les variations périodiques on a calculé les valeurs journalières moyennes de l'inclinaison. Leur allure a un aspect assez complexe.

On connaît les nombreux essais sans succès d'utiliser cette allure pour l'étude des mouvements tectoniques lents de l'écorce terrestre [7]. Pour développer les travaux dans cette direction, l'estimation de l'influence des facteurs météorologiques sur l'allure des inclinaisons moyennes journalières est importante.

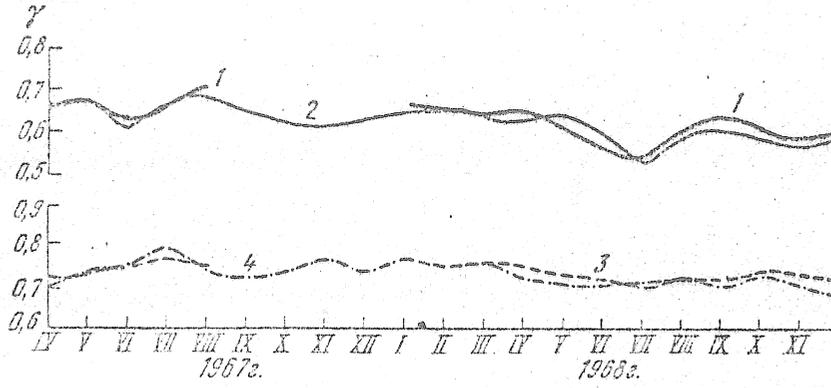


Fig. 1 - Variation des valeurs moyennes mensuelles γ pour l'onde M_2

- Courbe : 1 - appareil N° 23, NS
2 - N° 27/30, NS
3 - N° 28, EW
4 - N° 29, EW

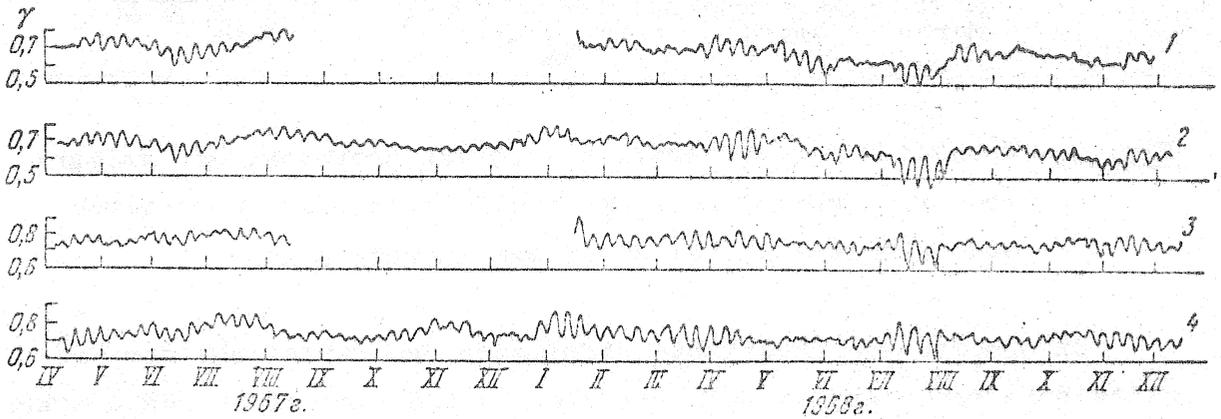


Fig. 2 - Variation des valeurs journalières γ pour l'onde M_2

Notations 1 à 4, voir fig. 1.

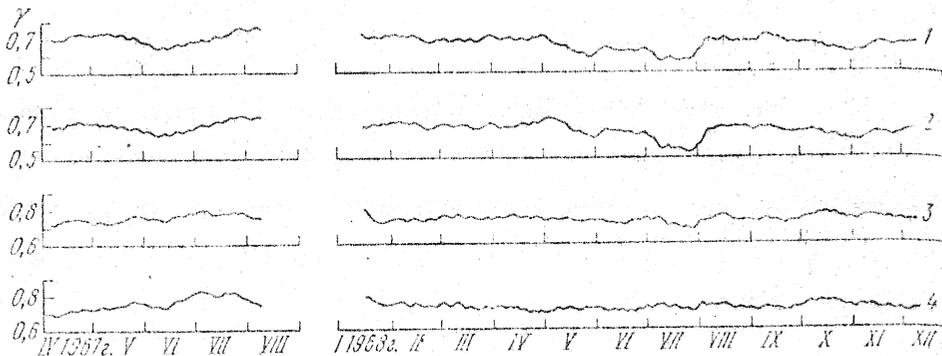


Fig. 3 - Variation des valeurs γ pour l'onde M_2 pour les moyennes de 7 jours.

Notations 1 à 4, voir figure 1.

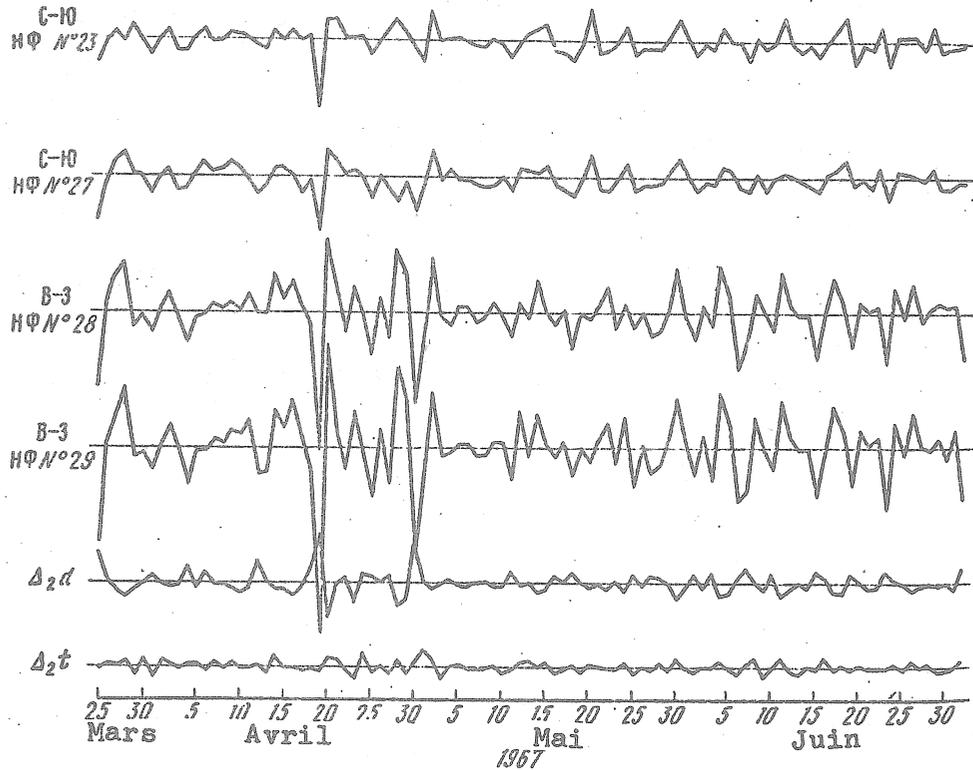


Fig. 4 - Variation des différences secondes provenant des valeurs moyennes journalières des inclinaisons, de la pression atmosphérique Δ_2d et de la température Δ_2t .

On observe une importante similitude des variations des inclinaisons moyennes journalières avec la pression et la température de l'air extérieur.

Pour en affranchir les moyennes journalières des inclinaisons nous en avons formé les différences premières et différences secondes.

On a fait de même pour les valeurs de la pression atmosphérique et de la température. La figure 4 donne les différences secondes des inclinaisons, de la pression atmosphérique et de la température pour la période du 25.III au 2.VI.1967. Les mêmes formes apparaissent assez nettement.

Les coefficients de corrélation ont été calculés pour la période du 20.III.1967 au 31.XII.1968. (table 9).

Les coefficients de corrélation entre les différences secondes des inclinaisons et la pression sont plus grands en composante EW qu'en composante NS. Comme il fallait s'y attendre, le calcul n'a pu donner un coefficient de corrélation élevé entre les inclinaisons et la température parce que les valeurs moyennes journalières de la température pour deux jours consécutifs sont très proches entre elles. Il est plus probable de s'attendre à l'influence de l'onde de température journalière sur les inclinaisons de la surface de la Terre. Pour expliquer cette influence il faut évidemment diminuer les laps de temps sur lesquels ont été composées les différences.

Tous les jours pour 4, 10, 16 et 22 heures de TU on a enregistré les valeurs de l'inclinaison observée et théorique. Ensuite pour chaque époque on a effectué les différences entre les inclinaisons observées théoriques multipliées par γ . Ensuite, les inclinaisons observées ont été affranchies des ondes de marées et pour éliminer la composante linéaire on a fait les différences entre les valeurs des ordonnées pour deux instants consécutifs. On a réduit de la même façon les données météorologiques. La figure 5 en donne les résultats pour juin 1967 avec deux clinomètres HØ N°23 (NS) et HØ N° 28 (EW).

Table 9

Coefficients de corrélation

<u>N° de l'appareil</u>	<u>Coefficient de corrélation entre les différences secondes des inclinaisons et</u>	<u>la pression atmosphérique</u>	<u>la température de l'air extérieur</u>
23, NS	-0,598		0,354
27/30, NS	-0,476		0,427
28, EW	-0,798		0,510
29, EW	-0,785		0,428

L'onde diurne dans les différences d'inclinaisons est analogue à l'allure journalière des différences formées par la température. Cette circonstance permet d'émettre l'hypothèse que dans l'inclinaison de marée observée il y a une onde diurne due à des variations journalières de la température de l'air extérieur.

La température dans le local où sont installés les appareils garde une stabilité avec une précision allant jusqu'à 0,01. La conséquence évidente de l'hypothèse faite est la présence d'une grande divergence des valeurs γ des ondes O_1 et K_2 et une grande erreur de leur détermination, ce qui se confirme aussi par les résultats de l'analyse harmonique.

On a fait une estimation de la valeur possible de l'amplitude de l'onde de température diurne de l'inclinaison provenant des variations de température de la résistance électrique de la ligne reliant le clinomètre avec le galvanomètre. Il est apparu ainsi que l'amplitude de l'onde diurne sur la figure 5 est d'au-moins un ordre plus grand que celle qui peut provenir des variations de température de la résistance électrique de la ligne.

La ligne a une longueur d'à peu près 250 m; 200 mètres de cette ligne passent là où les variations journalières de la température (dans des conditions particulièrement défavorables) peuvent atteindre 20°C.

Sachant que la ligne est composée d'un fil de cuivre d'un diamètre de 0,8 mm on peut déterminer la résistance de la ligne en tenant compte de la résistance des fils direct et opposé (400 m) :

$$r_{\text{Awn}} = 0,0349 \cdot 400 = 13,96 \approx 14 \text{ ohms}$$

où 0,0349 est la résistance en ohm d'1 m de fil d'un diamètre de 0,8 mm.

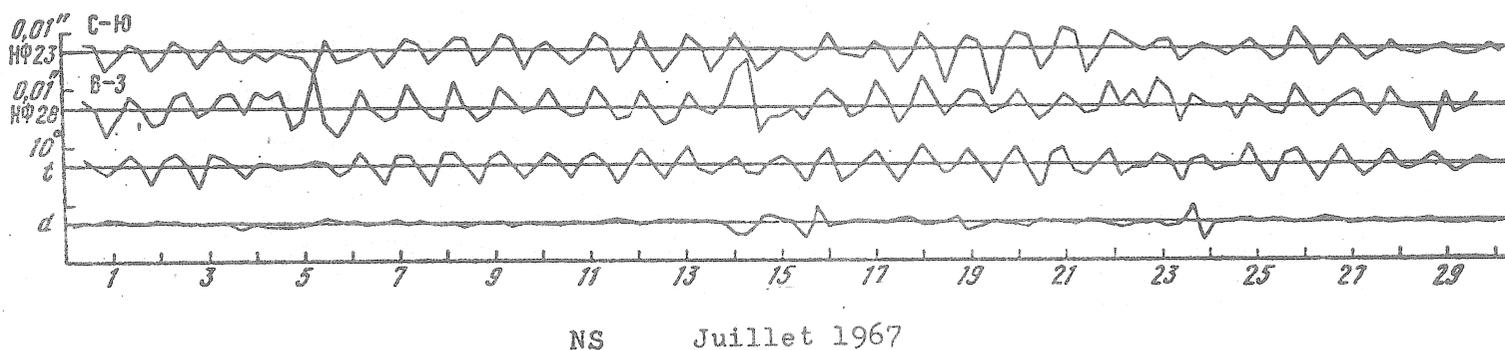


Fig. 5 - Variation des inclinaisons provoquées par la déformation de température de la surface de la Terre (t - température de l'air, d - pression atmosphérique).

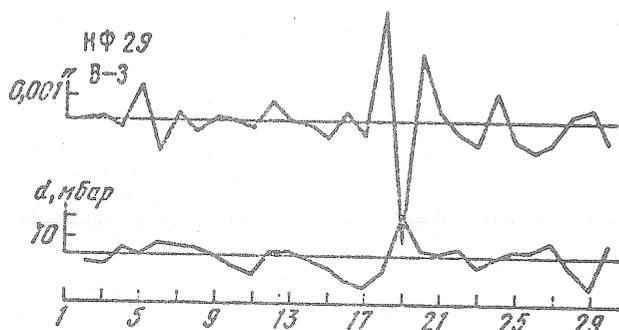


Fig. 6 - Marées moyennes journalières perturbées par l'influence de la pression atmosphérique d

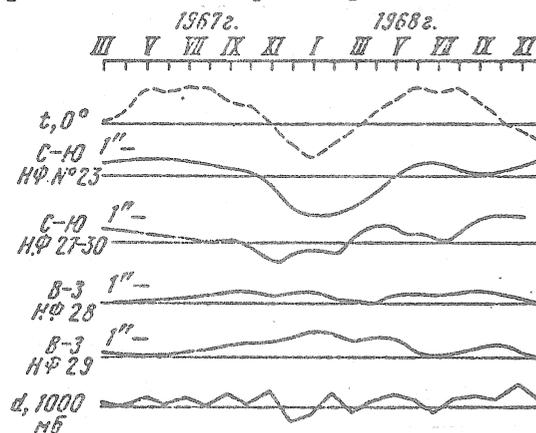


Fig. 7 - Valeurs moyennes journalières des inclinaisons de la surface de la Terre, de la pression atmosphérique d et de la température t de l'air extérieur.

La résistance complète de la ligne dans laquelle est branché le galvanomètre de l'installation clinométrique sera constituée de la résistance intérieure de la batterie des photoéléments (on peut la considérer égale à à peu près 1000 ohms), de la résistance de la ligne égale à 14 ohms et de la résistance du galvanomètre qu'on peut prendre comme égale à peu près à 400 ohms.

La variation de la température de 20° C donnera (en prenant le coefficient de température de la résistance du cuivre égale à 0,004) : $R_t = 13,96 (1 + 0,004 \cdot 20) = (14 + 1,1)$ ohms.

Ainsi, les variations maximales seront de l'ordre de 1 ohm. Avec une résistance complète dans le réseau du galvanomètre d'à peu près 1500 ohms cela ne représente que 0,06 %. Il est donc justifié de négliger cet effet.

Des variations journalières de la pression atmosphérique de 20 à 30 Mb provoquent des variations correspondantes des inclinaisons de la surface de la Terre. Cette situation ne peut exercer d'influence sur la précision de la détermination de γ .

On a essayé d'expliquer les particularités saisonnières dans les inclinaisons. Nous avons établi dans ce but des tables de valeurs moyennes mensuelles des inclinaisons, de la pression atmosphérique et de la température de l'air extérieur d'après les tables des inclinaisons moyennes journalières. Les graphiques composés d'après ces tables sont donnés sur la figure 7 où l'on peut noter une importante convergence des courbes des valeurs moyennes mensuelles de la température et des inclinaisons dans la composante NS (clinomètres N° 23 et 27/30). Les courbes des inclinaisons pour les appareils HØ N°28 et HØ N°29 (composante EW) ne reflètent pas une quelconque grande convergence avec quelque processus météorologique. On n'a pas réussi d'après les données des observations des inclinaisons à l'Observatoire Séismique Central à mettre à jour une allure saisonnière précise dans les inclinaisons; pour avoir un jugement définitif il faut probablement avoir des séries plus longues.

BIBLIOGRAPHIE

1. M.V. OKHOTSIMSKAIA, A.V. KHOROMSKII
Première série d'observations clinométriques à Obninsk.
Publ. "Méthode de mesure des marées terrestres et des déformations lentes de la surface de la Terre".
M. "Naouka" 1970
2. A.E. OSTROVSKII
Le clinomètre avec enregistrement photoélectrique.
Publ. "Gravimétrie" N° 2 M. Edit. Ac. des Sc. URSS, 1961
3. You. S. DOBROKHOTOV, V.V. KOUTIRIEV, A.V. KHOROMSKII
Détermination des azimuts des lignes de soutien dans la construction souterraine de l'Observatoire Géophysique Central.
Publ. "Observations géophysiques complexes à Obninsk".
Obninsk, Ac. des Sc. URSS, Inst. Phys. de la Terre. Observ. géoph. Centr. 1970.
4. M.V. OKHOTSIMSKAIA, A.V. KHOROMSKII
Plate-forme pour l'étalonnage des clinomètres.
Publ. "Observations géophysiques complexes à Obninsk".
Obninsk, 1970. Ac. des Sc. URSS Inst. Phys. de la Terre.
Obs. Geoph. Centr.
5. B.P. PERTSEV
Analyse harmonique des marées élastiques.
Izv. Ac. des Sc. URSS Série Géophys. 1958 N° 8.
6. B.P. PERTSEV
Sur la prise en considération de la dérive au moment des observations des marées élastiques.
Izv. Ac. des Sc. URSS, série géophys. 1959 N° 4
7. I.A. SCHIROKOV, V.G. ABACHIDZE, A.L. BAGMET, V.N. IAKOVLIEV
Mesures des inclinaisons dans les régions de digues.
Publ. "Symposium sur l'échange d'observations clinométriques et sur l'examen critique de leur sens physique" M. "Naouka" 1959.

RESULTATS DES OBSERVATIONS CLINOMETRIQUES DANS ZEISKAIA

V.K. POLIAKOV

Etude des déformations de marées de la Terre

Acad. Naouk SSSR, Inst. Fisika Zemli pp. 119-121 Moscou 1973.

Dans ce travail, nous examinons les résultats des observations clinométriques faites dans la station électrique de l'Etat Zeiskaïa en 1968 à 1969. On a fait une estimation de la valeur des inclinaisons lentes dans la région donnée. On a établi un lien étroit avec les crues du fleuve Zei. Sur la base de l'existence des inclinaisons provoquées par les crues, on tire une déduction sur l'état affaibli de la base rocheuse de la future construction.

Ces observations clinométriques constituent la continuation de l'étude des inclinaisons lentes sur les surfaces de construction des importantes constructions hydrotechniques. La région des travaux se trouve dans la zone du Toukouring sud régional de la profonde fracture et est constituée de roches de diorite paléozoïque [1].

Les observations ont été faites dans la mine de recherches située à 150 m du fleuve Zei. Les points d'observations se trouvent à 90 à 112 m de l'entrée de la mine et à 70 m de la surface. Trois socles en béton d'une dimension de 1 x 1 x 0,3 m² chacun, fixés par des ancrages d'une longueur de 0,5 m servant de base aux appareils. Les socles couvrent des fentes tectoniques d'une épaisseur de 20 à 40 cm.

Aux points 1 et 2 situés à 2 m l'un de l'autre, on a obtenu une série d'un an et demi d'observations. La valeur des inclinaisons lentes en ces points atteint respectivement 4,1 et 3,7 par an.

Pour évaluer l'erreur générale des mesures au cours de 2,5 mois on a fait des observations de contrôle avec des appareils parallèles installés dans l'azimut NS. Sur le socle 1, les observations ont été faites par deux clinomètres, sur le socle 3 qui se trouve à 12 m du premier, par quatre clinomètres. Les directions des inclinaisons correspondaient pour tous les appareils. Les écarts quadratiques moyens à la moyenne pour cette période étaient au point 1 - de 0,08, au point 3 - de 0,27. L'enregistrement des inclinaisons au point 3 a été fait dans les conditions de filtrage élevé des eaux de fissures qui tombaient immédiatement sur la surface du socle. Cette dernière circonstance explique les différences des écarts quadratiques moyens aux points 1 et 3. Dans les conditions favorables dans lesquelles on a trouvé les points 1 et 2, on peut considérer les inclinaisons lentes comme mesurées avec une précision de $\pm 0,4$ par an.

Dans la période de l'automne-été nous avons noté des perturbations des inclinaisons provenant des variations du niveau de l'eau dans le fleuve Zei. Sur la figure 1, nous donnons le graphique du niveau de l'eau dans le fleuve en mai à août 1969 et l'allure lente des inclinaisons pour les deux appareils. La corrélation entre les montées des masses d'eau et les inclinaisons qui leur correspondent est $r_{NS} = 0,95 \pm 0,02$ et $r_{EW} = 0,91 \pm 0,07$.

En représentant le lien entre les phénomènes examinés sous la forme des équations linéaires de régression, nous obtenons les coefficients $K = \Delta\Psi/\Delta h$ caractérisant l'inclinaison provenant d'une élévation du niveau de l'eau du fleuve de 1 m.

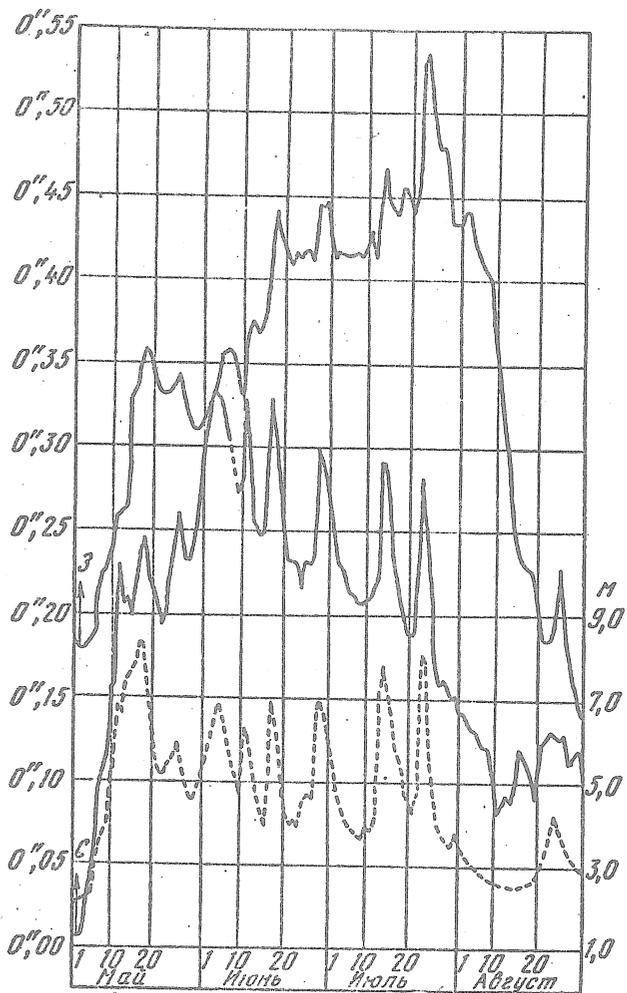


Fig. 1 - Graphique des variations du niveau de l'eau dans le fleuve (ligne pointillée) et l'allure des inclinaisons lentes pour mai à août 1969 (lignes continues).

Pour les courbes examinées sur la figure 1, elles sont égales à $k_{NS} = 0,23$ sec d'arc/m et $k_{EW} = 0,011$ sec d'arc/m. Une importante anisotropie dans les valeurs des coefficients k_{NS} et k_{EW} est en relation avec la présence d'une fissure tectonique au point d'observation. En effet, la direction nord-sud traverse la perturbation tectonique; c'est pourquoi les inclinaisons anormales pour cette composante sont fort renforcées par des déformations du déplacement, c'est-à-dire par les déplacements relatifs des bords des fissures provoqués par les tensions complémentaires. Cette dépendance permet d'utiliser les mêmes mesures pour le calcul des affaissements du fondement de la construction future.

Dans les autres stations clinométriques de l'Union soviétique on n'a pas noté de dépendance étroite des inclinaisons de la surface de la Terre en fonction des variations du niveau de l'eau. La présence de ce lien peut s'expliquer par les valeurs basses des propriétés élastiques des roches sur la partie de la station du Zei située dans la zone de développement d'une fracture profonde.

Sur la base des données obtenues, il est possible de tirer les conclusions suivantes :

1. D'après les résultats des mesures en deux points les inclinaisons lentes sont relativement faibles.
2. Les importantes inclinaisons venant de charges relativement petites de masses d'eau montrent la composition affaiblie de la base rocheuse du bâtiment futur.

On recommande de développer des mesures analogues sur de plus grandes surfaces pour étudier la stabilité de la base du futur barrage.

BIBLIOGRAPHIE

1. L.Y. KRASNII et autres. Géologie URSS, T. XIX, 1, M, "Nadra" 1966.

Correction des accélérations verticales lors des observations
des variations de marées de la force de pesanteur

N.N. Pariiskii

Gravimetical Res. 1. Publ. Acad. Sc. USSR pp 39-40, 1961

Traduction

Lors de l'enregistrement des variations de marées de la force de pesanteur par les gravimètres, les observations ont été faites sur des piliers accomplissant une série d'oscillations de marées périodiques harmoniques. Ainsi sont apparues des forces d'inertie perturbant un peu les variations observées de la force de pesanteur. L'estimation des corrections correspondantes est donnée plus bas.

Soit une des composantes du potentiel générateur de marée W_2 de fréquence n , qui est représentée par l'expression :

$$\omega_2 = C \rho^2 \cos(nt + \alpha) \quad (1)$$

où C est une constante, et ρ est le rayon-vecteur du point d'observation mené depuis le centre de la Terre.

Négligeons le retard de phase très faible des élévations de la surface de la Terre et de la phase des variations de la force de pesanteur par rapport à la phase des variations du potentiel.

La variation de la hauteur z (positive en haut) du point d'observation avec le temps sera

$$z = \frac{hW_2}{g} = \frac{hC\rho^2}{g} \cos(nt + \alpha) \quad (2)$$

où h est la constante de Love.

L'accélération de la force correspondante d'inertie sera

$$J_i = -\Delta g_i = -\frac{d^2z}{dt^2} = +\frac{hC\rho^2 n^2}{g} \cos(nt + \alpha) \quad (3)$$

ou

$$\Delta g_i = -h \frac{n^2 W_2}{g} \quad (4)$$

où Δg_i est la variation de la valeur arithmétique de l'accélération de la force de pesanteur g à cause du mouvement du gravimètre puisqu'on peut négliger la variation de ρ avec le temps au moment de la détermination de z .

La variation de marée théorique de l'accélération de la force de pesanteur Δg_0 sur une Terre absolument rigide

$$\Delta g_0 = -\frac{\partial W_2}{\partial \rho} = -2C\rho \cos(nt + \alpha) = -2\frac{W_2}{\rho} \quad (5)$$

Tenant compte de l'élasticité de la Terre on prend habituellement la variation de marée de la force de pesanteur Δg égale à

$$\Delta g = (1 + h - \frac{3}{2}k) \Delta g_0 = \delta \Delta g_0 = -2\delta \frac{W_2}{\rho} \quad (6)$$

où $\delta = 1 + h - \frac{3}{2}k$.

La variation de marée observée de l'accélération de la force de pesanteur Δg_p sera évidemment

$$\Delta g_p = \Delta g + \Delta g_i$$

ou, par (4) et (6)

$$\Delta g_B = \delta \Delta g_0 - h \frac{n^2 W_2}{g} = \delta_B \Delta g_0$$

d'où la valeur observée δ_B sera égale

$$\delta_B = \frac{\Delta g_B}{\Delta g_0} = \delta - h \frac{n^2 W_2}{g \Delta g_0} = \delta + h \frac{n^2 p}{2g}$$

La correction cherchée à la valeur observée δ sera

$$\Delta \delta = - h \frac{n^2 p}{2g}$$

et

$$\delta = \delta_B + \Delta \delta$$

En prenant $h = 0,60$, nous obtiendrons

$$\Delta \delta = - \frac{0,590}{T^2 \text{ heure}}$$

où T_{heure} est la période de l'onde de marée exprimée en heures.

Pour l'onde M_2 :	$\Delta \delta = - 0,0038$	$S_2 : \Delta \delta = - 0,0041$
O_1 :	$\Delta \delta = - 0,0009$	$K_1 : \Delta \delta = - 0,0010$

Les corrections sont faibles mais il est probable qu'avec une légère augmentation de la précision des observations actuelles on peut déjà en tenir compte.

Résultats des observations clinométriques à la station "Sañani"

Y.A. CHIROKOVRotation et déformations de marées de la Terre - V - pp 23-25, 1973

La station clinométrique "Sañani" se trouve dans la région de Sibérie la plus éloignée de l'océan, située presque au centre géométrique du continent asiatique.

Les observations d'inclinaisons ont été faites dans le but de résoudre les deux problèmes suivants :

- 1) découverte et estimation quantitative des déformations lentes actuelles se développant en zones tectoniques dans les massifs montagneux;
- 2) détermination des valeurs du facteur d'amplitude et du retard de phase pour les ondes principales de la marée terrestre.

Les études sur les inclinaisons ont été faites dans des galeries spécialement aménagées creusées dans des massifs rocheux. Les points de mesure étaient des socles en béton situés sur les bords des zones tectoniques attachés solidement à la roche. Les mesures ont été faites à l'aide de douze clinomètres à enregistrement photo-électrique du système A.E. Ostrovskii.

De 1965 à 1969, les observations ont été faites dans trois zones tectoniques les plus importantes, dans quatre galeries, en sept points clinométriques.

Les résultats des recherches ont montré que les socles en béton après trois à quatre mois après l'exécution étaient utiles non seulement pour les mesures des inclinaisons de marées mais aussi pour des observations plus compliquées des déformations tectoniques actuelles dans des fractures locales. La dérive moyenne journalière de l'enregistrement était déjà dans les premiers mois des observations de 0"001 à 0"005.

La température de l'air dans les galeries a été mesurée près des appareils à 0°002 à 0°003 près. Lors de la comparaison des inclinaisons avec des variations locales des facteurs hydrométéorologiques on n'a pas décelé de corrélations. Les ondes saisonnières et annuelles des inclinaisons avaient des amplitudes qui ne dépassaient pas 0"1 à 0"3.

Les inclinaisons lentes ont été séparées par analyse de la dérive de l'enregistrement des clinomètres. Sur les résultats des observations des inclinaisons des socles de béton on a calculé les déplacements verticaux relatifs des bords des zones tectoniques en microns par an. Les résultats des mesures des déformations lentes dans les zones tectoniques A, B et C donnés dans la table 1.

TABLE 1

Zone tectonique	Point	Inclinaison moyenne annuelle, sec. d'arc.				Déplacement Micron/an
		NS	EW	Vecteur	Azîmut	
A	3	-0,3	-2,3	2,3	SE 97°	11,5
	5	-0,1	0,9	0,9	SW 263	4,5
B	1	0	0,6	0,6	E 90	3,0
	2	-1,5	0,9	1,8	SE 147	9,0
C	4	-1,2	-1,8	2,8	SW 237	10,5

Dans la table 1, le signe "plus" désigne les inclinaisons vers le Nord et l'Est. Les inclinaisons lentes aux différents points étaient différentes. La valeur des inclinaisons moyennes annuelles était de 0"6 à 2"9. Les déplacements verticaux des bords des zones tectoniques varient de 3 à 11,5 micron/an ce qui témoigne de l'apparition de déformations lentes actuelles très faibles dans la région des recherches.

On a soumis à l'analyse harmonique les données des observations continues de 1966 à 1969 (1270 jours). On a effectué, sur EVM, 790 analyses harmoniques de séries de 29 jours d'observations d'après le procédé de B.P. Pertsev. On a déterminé les constantes de marées γ et $\Delta\phi$ pour les cinq ondes principales M_2 , S_2 , N_2 , K_1 , O_1 de la marée terrestre en quatre points d'observations éloignés l'un de l'autre d'au moins 1 km.

On a calculé les valeurs moyennes pondérées (Table 2).

Malgré l'éloignement de la station "Saïani" des océans, l'introduction des corrections de l'influence des zones éloignées des marées océaniques s'est fait fortement sentir dans la détermination des valeurs moyennes γ et $\Delta\phi$. Le calcul des corrections par la méthode de B.P. Pertsev a permis d'obtenir les valeurs corrigées du facteur d'amplitude et du retard de phase pour l'onde M_2 :

$$\begin{aligned}\gamma(\text{NS}) &= 0,636 \pm 0,015 \\ \gamma(\text{EW}) &= 0,661 \pm 0,016 \\ \Delta\phi(\text{NS}) &= - 8^{\circ}7 \pm 3^{\circ} \\ \Delta\phi(\text{EW}) &= + 8^{\circ}1 \pm 2^{\circ}6\end{aligned}$$

Table 2

Résultats définitifs de la moyenne pondérée du coefficient pour la station "Saïani"

Onde de marée terrestre	Facteur d'amplitude		Moyenne avec le poids $p = \frac{M \text{ teor}}{\varepsilon^2}$
	NS	EW	
M_2	$0,683 \pm 0,015$	$0,634 \pm 0,016$	$0,656 \pm 0,024$
S_2	$0,728 \pm 0,033$	$0,658 \pm 0,006$	$0,660 \pm 0,012$
N_2	$0,683 \pm 0,085$	$0,581 \pm 0,037$	$0,626 \pm 0,050$
K_1	$0,914 \pm 0,180$	$0,760 \pm 0,080$	$0,786 \pm 0,058$
O_1	$0,992 \pm 0,130$	$0,757 \pm 0,043$	$0,765 \pm 0,043$

Le signe "moins" désigne un retard de la marée observée. Il sont les valeurs des amplitudes théoriques des ondes de marées pour les composantes EW et NS, ε^2 sont les erreurs quadratiques moyennes des résultats séparés déterminés d'après la convergence intérieure des valeurs γ .

Cependant la plus grande erreur lors de la détermination des valeurs moyennes du facteur d'amplitude a été introduite à cause de la différence des nombres γ en composante NS et EW. Par des observations réitératives avec une grande quantité de clinomètres on a établi que l'inégalité $\gamma(NS) > \gamma(EW)$ a été provoquée par les erreurs systématiques des appareils et était probablement le résultat de l'effet des déformations de températures locales.

BIBLIOGRAPHIE

- 1 Ostrovskii A.E. Dans le livre : Etude des marées terrestres, 2 Izv. Ac. des Sc. URSS, 1961
- 2 Chirokov I.A., Abachidze V.G., Bagmet A.L., Yakovliev V.N.
Dans le livre : Rapport sur le symposium des observations clinométriques à Léninegrad L. 1969.

Traduction

Résultats des observations clinométriques à Donbassau point "Torès II"

E.I. Evtouchenko

Rotation et déformations de marées de la Terre

vol V, pp 25-32, 1973

Pour déterminer les caractéristiques de la déformation de marée de la Terre à Donbass de 1960 à 1966 dans la mine 3bis, on a fait des observations clinométriques dans deux salles situées à la profondeur de 160 m et éloignées l'une de l'autre d'environ 4 km.

Dans la première salle que nous appellerons dans la suite "Torès I" située dans une galerie de pompage ouest, on a fait deux séries d'observations (1960 à 1962 et 1962 à 1966) dont les résultats sont publiés dans les travaux [1, 2].

Dans la seconde salle, appelée plus bas "Torès-II" on a réalisé d'octobre 1963 à février 1965 une troisième série d'observations dont les résultats d'analyse harmonique sont donnés dans cet article. La salle est située à 7 m de la galerie de pompage et à 1,5 km du puits de mine à la distance de 1 km de la ligne de mouvement des électromotrices.

Au point "Torès-II" on a utilisé les mêmes pendules horizontaux Repsold-Levitskii que ceux avec lesquels on a fait la première série d'observations au point "Torès-I" 1. Les deux pendules ont été installés sur un pilier en béton (1,5 x 1,5 m). Le pendule N° 1 enregistre dans l'azimut $\alpha_1 = 45^{\circ}43'4$ et le pendule 4 dans l'azimut $\alpha_4 = 315^{\circ}43'5$ (azimut calculé depuis le Sud).

TABIE 1

Résultats de la réduction des séries mensuelles d'après le pendule 1, $\alpha_1 = 45^\circ 43' 5$

époques initiales des séries	Q_1		Q_2		K_1		M_1		M_2		S_2		K_2			
	Y	X	Y	X	Y	X	Y	X	Y	X	Y	X	Y	X		
1964 r.																
I.H	1,233	+25,64	0,976	+0,52	0,826	-8,84	2,814	-100,28	0,459	+24,97	0,574	8,46	0,604	5,28	0,571	-37,62
21.II	1,550	-1,23	0,658	-0,51	0,688	-22,69	2,673	+24,23	0,589	+5,88	0,552	+8,20	0,624	-8,56	0,808	+85,26
5.IX	0,929	+47,51	0,722	-4,25	0,658	+1,08	1,159	+16,58	0,664	+1,15	0,595	+6,68	0,614	+3,60	0,642	+51,96
21.IX	0,495	-57,56	0,808	+4,19	0,724	-7,51	2,218	+55,86	0,632	+4,65	0,580	+8,67	0,609	+2,69	0,780	+33,35
27.Y	0,851	-39,84	0,734	-3,59	0,808	+0,78	0,619	-89,74	0,695	-1,09	0,579	+11,31	0,621	+2,42	0,790	+29,18
21.XI	1,370	+8,73	0,817	+0,34	0,752	+0,91	0,496	-90,60	0,697	+16,32	0,594	+11,01	0,656	+9,14	0,602	+15,52
valeur arithmétique moyenne	1,0714	-2,723	+0,8182	-1,798	0,7824	-6,044	1,1684	-37,402	0,6228	+8,646	0,5789	+9,056	0,6179	+0,667	0,6656	+50,440
erreur de la valeur arithmétique moyenne	+1576	$\pm 16,140$	± 377	$\pm 1,930$	± 250	$\pm 3,800$	± 4238	$\pm 27,610$	± 367	$\pm 4,080$	64	± 770	± 48	$\pm 2,630$	± 685	$\pm 16,720$
valeur vectorielle	0,9205	-4,470	0,8159	-1,710	0,7805	-5,600	0,9030	-33,140	0,6157	+7,890	0,5787	+9,090	0,6146	0,710	0,5635	+33,710
erreur de la valeur vectorielle moyenne	± 2003	$\pm 12,490$	± 377	$\pm 1,900$	± 322	$\pm 3,350$	± 5078	$\pm 42,180$	± 416	$\pm 3,430$	± 57	± 810	± 33	$\pm 2,670$	± 1167	$\pm 12,910$

TABIE 2

Résultats de la réduction des séries mensuelles pour le pendule 4, $\alpha_4 = 315^\circ 43' 5$

époques initiales des séries	Q_1		Q_2		K_1		M_1		M_2		S_2		K_2			
	Y	X	Y	X	Y	X	Y	X	Y	X	Y	X	Y	X		
1964 r.																
I.H	1,046	+57,85	0,930	+55,24	1,014	+32,55	1,012	-19,12	0,594	+27,90	0,609	+11,79	0,682	+9,26	0,704	+55,28
21.II	1,075	+56,10	1,113	+21,23	0,968	+21,31	2,352	+31,10	1,030	+14,25	0,610	+7,56	0,595	+9,45	1,095	-13,49
5.IX	0,105	+62,64	1,020	+26,94	1,161	+20,34	1,918	+18,18	0,830	+13,19	0,591	+11,33	0,606	+10,03	0,777	+53,76
24.IX	0,802	+107,17	0,966	+17,61	1,001	+21,26	3,105	+10,19	0,538	+13,20	0,523	+16,10	0,655	+9,60	1,479	+53,45
27.Y	0,226	+46,71	1,107	+58,52	1,074	+23,78	1,105	+45,20	0,544	+9,65	0,616	+12,54	0,541	+9,37	1,177	+31,68
21.XI	1,083	+43,54	0,597	+33,54	1,010	+29,12	0,445	+110,68	0,575	+1,87	0,617	+11,03	0,631	+7,97	0,574	-20,02
valeur arithmétique moyenne	0,7235	+62,305	1,0238	+29,390	1,0680	+25,568	1,7892	+46,155	0,6567	+13,461	0,6110	+11,515	0,6352	+9,293	1,0512	+24,102
erreur de la valeur arithmétique moyenne	± 1822	$\pm 9,430$	± 536	$\pm 3,210$	± 284	$\pm 2,120$	± 3805	$\pm 23,960$	± 715	$\pm 3,450$	± 45	± 950	± 129	± 290	± 2057	$\pm 13,580$
valeur vectorielle	0,6721	+61,711	1,0158	+29,420	1,0344	+25,510	1,3977	+21,530	0,6514	+13,622	0,6106	+11,523	0,6351	+9,290	0,9583	+26,900
erreur de la valeur vectorielle moyenne	± 1511	$\pm 13,400$	± 429	$\pm 2,840$	± 377	$\pm 1,880$	± 5135	$\pm 12,890$	± 690	$\pm 3,670$	± 51	± 970	± 126	± 210	± 2017	$\pm 12,340$

TABLE 3

Valeurs vectorielles moyennes γ et x réduites aux directions NS et EW

Onde	NS ($\alpha = 0^\circ$)		EW ($\alpha = 90^\circ$)	
	γ	X	γ	X
Q_1	3,8463 ± 9136	+39,263 ±13,538	0,6202 ± 1290	+19,640 ±11,925
O_1	2,7118 ± 1976	- 0,050 ± 4,491	0,8460 ± 285	+16,167 ± 1,943
K_1	2,7366 ± 2037	- 7,691 ± 3,518	0,8381 ± 247	+13,038 ± 1,911
M_1	4,8936 ±2,7284	-26,503 ±27,309	0,9141 ± 3796	+ 4,333 ±21,132
N_2	0,6768 ± 569	+ 8,829 ± 5,028	0,6085 ± 444	+11,969 ± 3,894
M_2	0,6109 ± 93	+ 8,253 ± 788	0,5856 ± 62	+11,369 ± 681
S_2	0,6862 ± 199	+ 4,016 ± 1,433	0,5881 ± 134	+ 5,701 ± 1,433
H_2	0,7127 ± 2020	+ 9,465 ±15,965	0,8173 ± 1459	+41,682 ±10,369

TABLE 4

Résultats de la réduction en séries de trois jours pour le pendule 1
($\alpha_1 = 45^\circ 43' 5''$)

début de la série		γ	X	début de la série		γ	X
1963 décembre	1	0,604	+10,32	1964 février	9	0,645	+ 5,96
	2	0,657	+ 8,37		10	0,597	+ 3,75
	20	0,482	+15,99		11	0,550	+ 5,44
	21	0,539	+26,29		12	0,532	+ 7,88
	22	0,600	+19,48		13	0,605	+ 8,96
	23	0,590	+13,38		14	0,576	+11,12
1964 Février	1	0,536	-10,12	15	0,526	+12,90	
	2	0,485	- 5,32	16	0,552	+ 8,19	
	3	0,580	+15,67	17	0,544	+ 9,25	
	4	0,689	+10,55	18	0,479	+18,28	
	5	0,512	+11,20	19	0,466	+26,36	
	6	0,497	+25,11	20	0,473	+35,63	
	7	0,694	+13,22	21	0,620	+25,57	
	8	0,660	+10,82	22	0,661	+ 7,23	
			23	0,598	+ 3,65		
			24	0,592	+ 3,78		
			25	0,595	+ 5,58		

TABLE 4

début de la série	Y	X	début de la série	Y	X	
			1964			
			février			
	26	0,603	3	0,632	+ 4,98	
	27	0,559	4	0,587	+ 9,93	
	28	0,559	5	0,479	+10,27	
	29	0,560	6	0,567	+ 5,77	
mars	1	0,601	7	0,583	+ 8,17	
	2	0,517	8	0,577	+ 5,64	
	3	0,503	9	0,572	+ 2,10	
	4	0,442	10	0,460	+ 3,81	
	5	0,451	11	0,281	+ 1,98	
	6	0,626	12	0,645	+22,48	
	7	0,567	14	0,682	+10,19	
	8	0,662	15	0,661	+ 8,05	
	9	0,639	16	0,609	+ 6,04	
	10	0,649	17	0,599	+ 6,68	
	11	0,654	18	0,603	+ 6,39	
	12	0,604	19	0,581	+10,47	
	13	0,538	20	0,592	+10,16	
	14	0,438	21	0,585	+ 7,84	
	15	0,364	27	0,662	+17,90	
	16	0,437	28	0,625	+11,63	
	17	0,496	29	0,646	+ 9,43	
	18	0,476	30	0,643	+ 7,64	
	19	0,444	31	0,608	+13,61	
	20	0,679				
mai	15	0,488	Novembre	1	0,634	+ 8,86
	16	0,520		2	0,631	+ 8,80
	17	0,651		3	0,622	+10,92
	28	0,544		4	0,627	+10,47
	29	0,544		5	0,537	+ 7,12
	30	0,591		6	0,470	+13,17
juin	4	0,552		7	0,450	+ 7,96
		0,566		8	0,470	+11,96
		0,560		9	0,360	+ 8,80
		0,570		10	0,518	+35,82
				11	0,611	+24,43
1964				12	0,487	+12,81
Septembre	1	0,614		13	0,573	+ 7,86
	2	0,619		14	0,626	+ 9,96
	3	0,627		15	0,623	+10,45
	4	0,608		16	0,619	+12,41
	5	0,600		17	0,597	+ 9,66
	6	0,597		18	0,559	- 0,15
	7	0,579		19	0,559	+ 0,75
	8	0,580		20	0,597	+11,14
	9	0,543		21	0,589	+13,66
	10	0,539		22	0,540	+10,96
	11	0,605		23	0,590	+15,90
	12	0,300		24	0,643	+14,75
	13	0,651		25	0,497	+ 0,39
	14	0,587		26	0,629	+16,65
	15	0,657		27	0,636	+14,67
	16	0,641		28	0,626	+15,55
	17	0,634		29	0,617	+11,33
	18	0,605		30	0,566	+13,19
	19	0,601				
	20	0,605	Décembre	1	0,536	+13,19
	21	0,611		2	0,564	+ 5,32
	22	0,606		3	0,619	+11,25
	23	0,612		4	0,616	+ 6,03
	24	0,553		5	0,600	+ 6,64
	25	0,546		6	0,595	+11,72
	26	0,507		7	0,516	+ 4,18
	27	0,558		8	0,584	- 0,02
	28	0,610		9	0,581	+ 5,85
	29	0,614		10	0,533	+ 7,30
	30	0,660		11	0,617	+14,43
				12	0,617	+13,18
Octobre	1	0,620				
	2	0,612				
1964			1965			
Décembre	13	0,559	Janvier	25	0,639	+12,32
	14	0,656		26	0,570	+15,17
	15	0,627	février	5	0,550	+13,43
	16	0,629				
	17	0,634				
	18	0,609				
1965			valeur arithmétique			
Janvier	23	0,748	moyenne ₁₀₀	+0,5794	+ 9,062	
	24	0,758		± 50	± 670	

TABLE 5

Résultats de la réduction par séries de trois jours pour le pendule 4
 ($\alpha_4 = 315^\circ 43' 5$)

Début de série		γ	X	Début de série		γ	X
1963				1964			
Novembre	29	0,696	+ 9,54	Mars	13	0,673	+ 2,61
	30	0,636	+13,89		14	0,662	+15,04
	31	0,624	+12,74		15	0,589	+22,04
Décembre	1	0,648	+17,14		16	0,694	+11,52
					17	0,637	+ 6,74
					18	0,704	+10,34
1964				Mai	15	0,552	+14,53
Février	1	0,604	-12,99			0,552	+24,39
	2	0,611	-12,48			0,532	+27,29
	3	0,455	+ 1,99		29	0,602	+ 9,32
	4	0,379	+ 6,76		30	0,566	+ 7,40
	6	0,640	+14,63		31	0,624	+14,85
	7	0,625	+15,84				
	8	0,628	+13,72	Juin	1	0,623	+18,95
	9	0,656	+12,74		17	0,629	+13,46
	10	0,620	+14,17		18	0,645	+17,79
	11	0,635	+19,53		19	0,628	+ 9,65
	12	0,656	+16,14		20	0,640	+ 8,48
	13	0,616	+14,46		21	0,668	+ 9,90
	14	0,649	+15,59	Septembre	5	0,578	+21,62
	15	0,664	+15,34		6	0,583	+15,86
	16	0,636	+ 9,76		7	0,579	+11,68
	17	0,551	+17,81		8	0,574	+ 9,27
	18	0,591	+18,54		9	0,563	+ 9,48
	19	0,624	+ 5,84		10	0,564	+ 8,59
	20	0,646	+ 9,47		11	0,513	+ 3,42
	21	0,653	+10,74		12	0,454	+ 8,92
	22	0,626	+ 9,12		13	0,642	+26,69
	23	0,617	+11,33		14	0,602	+20,43
	24	0,650	+10,68		15	0,626	+ 3,22
	25	0,625	+ 9,69		16	0,614	+28,01
	26	0,607	+ 9,06		17	0,586	+11,25
	27	0,592	+11,63		18	0,574	+14,03
	28	0,582	+11,09		19	0,563	+11,87
	29	0,624	+15,19		20	0,562	+ 6,28
Mars	1	0,549	+17,12		21	0,609	+ 9,60
	2	0,584	+10,30		22	0,599	+10,64
	3	0,588	- 7,24		23	0,581	+14,50
	4	0,584	- 9,99		24	0,649	+12,96
	5	0,483	- 7,70		25	0,633	+10,92
	6	0,500	-29,17		26	0,640	+12,05
	7	0,485	- 9,75		27	0,572	+ 8,82
	8	0,601	+ 7,74		28	0,380	+34,28
	9	0,615	+13,06		29	0,518	+18,74
	10	0,621	+10,57		30	0,648	+ 8,30
	11	0,613	- 2,84				
	12	0,663	-13,83				

1964				
Octobre	1	0,673	+ 6,30	
	2	0,653	+ 8,42	
	3	0,662	+ 7,61	
	4	0,652	+ 8,81	
	5	0,676	+16,12	
	6	0,622	+12,24	
	7	0,668	+12,56	
	8	0,642	+ 3,07	
	9	0,630	- 8,73	
	10	0,674	+14,06	
	11	0,546	+13,01	
	12	0,651	+21,41	
	13	0,572	+14,67	
	14	0,574	+14,08	
	15	0,642	+10,45	
	16	0,703	+ 6,73	
	17	0,689	+ 6,12	
	18	0,652	+ 8,07	
	19	0,568	+12,19	
	20	0,583	+13,16	
	21	0,604	+12,79	
	22	0,579	+ 7,44	
	23	0,558	+ 7,82	
	24	0,571	+11,09	
	25	0,593	+ 9,77	
	26	0,611	+14,85	
	Novembre	1	0,642	+15,26
		2	0,658	+13,83
		3	0,664	+13,37
		4	0,688	+12,06
		5	0,705	+ 8,72
6		0,623	+14,34	
7		0,580	+15,80	
8		0,547	+16,94	
9		0,564	+13,72	
10		0,575	+ 9,98	
11		0,551	+13,86	
12		0,552	+15,80	
13		0,651	+14,23	
14		0,680	+11,68	
15		0,702	+12,50	
16		0,685	+10,20	
17		0,659	+ 8,57	
18		0,619	+ 8,20	
19		0,578	+ 9,80	
20		0,572	+15,98	
21		0,579	+15,00	

1964			
Novembre	22	0,584	+15,02
	23	0,523	+14,93
	24	0,567	+18,22
	25	0,647	+12,03
	26	0,704	+11,88
	27	0,709	+14,15
	28	0,707	+11,13
	29	0,692	+13,24
	30	0,681	+12,15
	Décembre	1	0,654
2		0,589	+14,57
3		0,604	+13,88
4		0,644	+12,86
5		0,622	+11,16
6		0,596	+12,80
7		0,650	+17,61
8		0,660	+17,82
9		0,546	+21,00
10		0,558	+25,32
11		0,559	+19,00
12		0,585	+16,82
13		0,592	+10,61
14		0,601	+11,45
15		0,578	+12,40
16		0,569	+11,15
17		0,610	+10,36
18		0,639	+ 8,52

valeur arithmétique		
moyenne	0,6112 ±45	+11,315 ±613

TABLE 6

Comparaison des valeurs arithmétiques moyennes de l'onde M_2 avec la valeur moyenne γ et x obtenue d'après la marée terrestre semi-diurne totale

Composantes	Onde M_2 (des tables 1 et 2)		Onde semi-diurne totale (des tables 4 et 5)	
	γ	x	γ	x
Pendule 1 $\alpha_1 = 45^\circ 43' 5$	0,5789 ± 64	+ 9,056 ± 770	0,5794 ± 50	+ 9,062 ± 670
Pendule 4 $\alpha_4 = 315^\circ 49' 5$	0,6110 ± 45	+11,315 ± 950	0,6112 ± 45	+11,315 ± 613

La sensibilité des pendules horizontaux au point "Torès-II" de même que dans les deux premières séries d'observations au point "Torès-I" a été déterminée tous les sept jours. Elle était en moyenne d'environ 0",0100 et 0",0094 par millimètre d'ordonnée respectivement pour les pendules 1 et 4.

De toutes les données obtenues au nouveau point, nous n'avons pu choisir pour chacun des appareils que des séries de 6 mois d'un enregistrement photographique de qualité qui convienne pour la détermination des marées terrestres d'après le schéma mensuel. L'analyse harmonique des observations de 12 mois a été faite par la méthode de P.S. Matveyev [3] sur EVM M 220 d'après le programme de S.N. Korba [4] .

Nous donnons dans les tables 1 et 2 les valeurs γ et x obtenues pour les ondes diurnes (Q_1 , O_1 , K_1 et M_1) et semi-diurnes (N_2 , M_2 , S_2 et μ_2) d'après chaque série mensuelle. Nous y donnons aussi les moyennes arithmétiques et vectorielles de ces valeurs et leurs erreurs quadratiques moyennes.

Nous donnons dans la table 3 les résultats de la réduction des valeurs vectorielles moyennes γ et x dans les directions du méridien ($\alpha = 0^\circ$) et du premier vertical ($\alpha = 90^\circ$).

Nous constatons qu'au point "Torès II" des valeurs suffisamment sûres γ et x sont obtenues pour les ondes diurnes O_1 et K_1 et semi-diurnes N_2 , M_2 et S_2 . Pour l'onde M_2 , la comparaison des valeurs réduites indique une petite inégalité $\gamma(\text{NS}) - \gamma(\text{EW}) = + 0,025$.

Pour contrôler ces résultats nous avons réduit presque toutes les données observées d'après le schéma de trois jours de P.S. Matveyev [5]. Obtenant ainsi 173 valeurs γ et x caractérisant la marée terrestre semi-diurne totale dans l'azimut α_1 et 162 valeurs analogues dans l'azimut α_4 . Nous présentons ces données dans les tables 4 et 5.

Les résultats de la détermination de la marée semi-diurne totale doivent concorder avec les résultats de la détermination de l'onde M_2 d'après le schéma mensuel. La comparaison a été faite dans la table 6 : les valeurs γ et x obtenues pour M_2 par l'analyse en séries mensuelles coïncident bien avec les résultats de la détermination de la marée semi-diurne totale.

En comparant les résultats de la détermination de l'onde M_2 donnés dans les tables 1 à 3 avec les résultats analogues obtenus précédemment au point "Torès I" [1, 2] il convient de noter une importante discordance. L'explication n'est possible qu'après l'étude de la situation tectonique dans la région des observations et l'estimation de l'influence possible sur les valeurs γ de certains facteurs météorologiques. Nous effectuerons ces recherches dans une thèse définitive de tous les résultats obtenus par les observations clinométriques à Torès pour 1960 à 1966.

BIBLIOGRAPHIE

- 1 EVTOUCHENKO E.I. Dans le livre "Rotation et déformations de marées de la Terre - vol. 2 "Naoukova Doumka" K, 1970
- 2 EVTOUCHENKO E.I. Dans le livre "Rotation et déformations de marées de la Terre - vol. 3 "Naoukova Doumka" K, 1971
- 3 MATVEYEV P.S. Dans le livre : Marées terrestres "Naoukova Doumka" K, 1966
- 4 KORBA S.N. Cette publication
- 5 MATVEYEV P.S. Dans le livre : Marées terrestres "Naoukova Doumka" K, 1966.

Quelques résultats des observations clinométriques
d'après le profil Kiev-Poltava - Artemovsk

V.G. Balenko, A.M. Koutnii

Rotation et déformations de marées de la Terre V pp.3-9 - 1973

ABREGE

Nous donnons dans la figure 1 la répartition des stations clinométriques et le tracé des fractures du fossé Dniepr-Donetz. Quatre stations du profil Kiev-Poltava-Artemovsk ("Karlo-Libknekhtovsk", "Katerinovka", "Schevtekenkovo", "Poltava") se trouvent entre les fractures de latitude le long du fossé Dniepr-Donetz. La station "Polrovskaïa Bagatehka" se trouve directement sur la fracture sud limitant le fossé et les stations "Bolchaïa Roudka" et "Kiev" sur la pente nord de la fente du cristallin.

Les observations à la station "Karlo-Libknekhtovsk" ont été faites dans la mine de sel à la profondeur de 120 m. Les observations à la station "Kiev" ont été faites dans des grottes proches et lointaines de la réserve "Kievo-Petcherskaïa Lavra". Les observations à la station de Poltava ont été faites dans une cave peu profonde et, dans les autres stations, dans des galeries de fouilles géophysiques à la profondeur de 12 à 15 m.

Sur la rive gauche de l'Ukraine sont également situées deux stations clinométriques du profil Kherson-Poltava-Soumi, les observations y ont été faites sous la direction de P.S. Matveyev; l'une d'elles dans les Velikié Boudicha et la seconde à Samotoevka.

Dans le centre du Donbass, dans la ville de Torès, une longue série d'observations clinométriques est effectuée par E.Y. Evtouchenko. La durée des observations dans chaque station est de deux à onze ans.

A présent, les observations continuent dans les stations "Karlo-Libknekhtovsk", "Pokrovskaïa Bagatchka" et "Beresovaïa Roudka".

Les constantes harmoniques γ et κ pour l'onde M_2 sont données dans la table I [3 à 6]. Nous donnons dans cette même table les valeurs analogues obtenues dans les stations "Velikié Boudicha", "Samotoevka" et "Torès" que nous avons empruntées aux publications des auteurs qui ont fait les observations dans ces points [7 à 10]. Pour la station "Poltava" on trouve, dans la table I, les résultats de la réduction d'une série de 11 ans d'observations clinométriques faites par Boulatsen [11].

Lors de la comparaison des données de la table I, les observations dans les galeries donnent des valeurs qui concordent bien entre elles. Pour la direction est-ouest, elles coïncident dans les limites des erreurs. La différence $\gamma(\text{NS}) - \gamma(\text{EW})$ est relativement petite.

Les observations dans les mines donnent un grand écart des valeurs γ particulièrement pour la direction nord-sud et une grande inégalité $\gamma(\text{NS}) - \gamma(\text{EW})$. De plus, dans une même mine, en deux points différents à une petite distance, les valeurs ne coïncident pas et varient dans des limites importantes.

Les observations sur le territoire de la réserve "Kievo-Petcherskaïa" ont donné des valeurs γ et κ analogues à celles observées dans les mines. En ces deux points distants d'environ 100 m, la différence $\gamma(\text{NS}) - \gamma(\text{EW})$ est différente non seulement en valeur mais aussi en signe.

Nous examinerons ce que donnent les résultats des observations clinométriques d'après le profil Kiev-Poltava-Artemovsk à la lumière des problèmes dont nous avons parlé au début de cette communication.

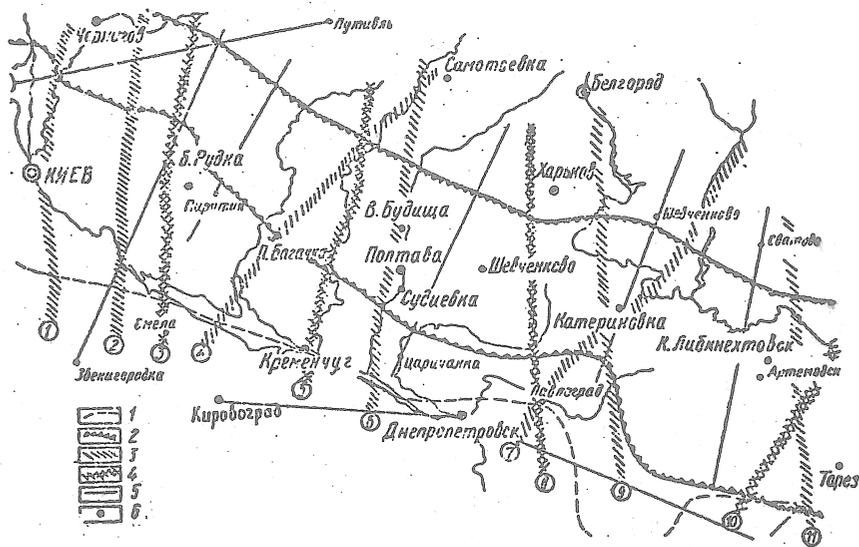


Fig. 1 - Répartition des stations clinométriques dans les fractures profondes du creux Dniepr-Donetz (d'après V.K. Gavrich [13]).

1. bord de la fente du cristallin
2. fractures profondes, limitant le Dniepr-Donetz
3. structures profondes :
 - 1- Tikitchsko-Gomelskaïa, 2- Novomirgorodsko Schorsovskaiïa,
 - 4- Boltichsko-Obolonskaïa, 6- Verkhovtsevsko, Lgovskaïa,
 - 7- Tomakovsko-Koupianskaïa, 9- Mangoussko-Goubkinskaïa,
 - 11- Kolmioussko-Aïdarskaïa
4. structures profondes bien étudiées d'après les données C3 14 :
 - 3- Smelovsko-Kholmskaïa, 5- Krivorojsko-Komaritchskaïa,
 - 8- Orekjovo-Kharkovskaïa, 10- Volnovakhsko-Kazanskaïa
5. profils séismiques C3
6. stations clinométriques.

Les observations des inclinaisons de marées dans la mine n° 1 "Artemsol" (ville de Karlo-Libknekhtovsk) ont été faites en deux points que nous appellerons salles n° 1 et 2. La figure 2 donne le schéma des excavations de la mine n° 1 et la situation des salles.

La salle 1 se trouve à peu près à 200 m de la zone des perturbations tectoniques coupées par l'aile ouest des excavations des mines n° 1 et 3. La fracture dans la mine n° 1 est d'au-moins 10 m et la fracture recoupée dans la mine 3 formant une couche de sel sur l'horizon plus profond, est de 5 m. Nous donnons sur le schéma le prolongement supposé de cette fracture. L'existence de la zone de perturbations tectoniques dans la direction sud-ouest de la salle 1 se confirme par la présence du massif de sel stratifié à cause duquel les excavations de l'aile ouest de la mine ont été suspendues.

Ainsi la salle 1 se trouve du côté nord-est de cette zone tectonique. Ici, comme dans les observations de Starkov à Kandara, nous avons obtenu pour la direction nord-sud une valeur basse $\gamma = 0,471$ et une grande différence $\gamma_{NS} - \gamma_{EW}$. Dans la direction ouest-est nous observons également une certaine altération de la valeur de γ .

La salle 2 a été construite à une distance d'à peu près deux fois plus grande de la zone tectonique que la salle 1. Il n'y a pas d'autres fractures tectoniques ou locales dans les environs de cette salle.

Dans la salle 2, nous avons trouvé des valeurs γ et κ qui correspondent avec celles obtenues dans les galeries de recherche du profil. (Dans la suite, il faudra introduire dans les valeurs du retard de phase des petites corrections d'azimut d'une valeur de 1 à 2° qui, d'après les calculs préliminaires, les approchent à 0°). Ceci témoigne en faveur de ce qu'ici l'influence de la zone tectonique passant près de la salle 1 ne se fait presque pas sentir. Il est évident qu'elle s'amortit exponentiellement très rapidement et devient insensible à une distance qui n'est pas inférieure à l'ordre de grandeur de la profondeur de la fracture.

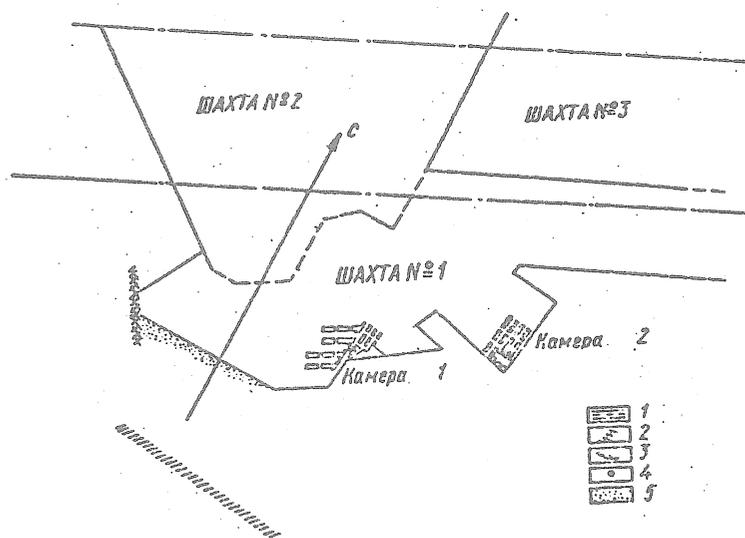


Fig. 2 - Schéma des mines et répartition des points des observations clinométriques

- 1 - limites des excavations des mines n° 1, 2 et 3
- 2 - fracture coupée par les travaux dans la mine n° 1
- 3 - tracé supposé de la fracture, coupée par les travaux dans la mine n° 3
- 4 - salles clinométriques
- 5 - zone de sel stratifié.

Toutefois, puisque les mines sont habituellement situées dans des régions présentant d'importantes perturbations tectoniques, les excavations souterraines provoquent l'apparition de fractures supplémentaires qui peuvent être petites, visuellement non remarquables mais situées près des appareils. Il est fort probable que lors de l'observation des inclinaisons de marées les données obtenues seront perturbées et nous obtiendrons en différents points d'une même mine des valeurs divergentes des constantes des ondes de marées. Nous observons aussi cela dans les stations de "Karlo-Libknekhtovsk", "Torès", à Krivoi Rog, dans la mine "Maria" en Tchécoslovaquie et en certains autres points.

Pour cette raison pour déduire la valeur globale γ des observations faites dans les mines, il faut être très attentif au fait qu'elles peuvent être perturbées par des influences locales.

A présent les observations sont suffisamment précises pour découvrir l'influence de la résonance du noyau liquide sur les ondes de marée K_1 et P_1 dont la période est voisine de la période de la nutation diurne.

Nous avons fait la séparation des ondes K_1 , P_1 et S_1 d'après la méthode de P.S. Matveyev pour une série d'observations dans la salle 1. On a obtenu $\gamma(O_1) - \gamma(K_1) = -0,031 \pm 0,016$. Des résultats analogues ont été obtenus précédemment par P. Melchior et P.S. Matveyev. Cela donne l'espoir que dans un temps rapproché on réussisse à obtenir la différence $\gamma(O_1) - \gamma(K_1)$ avec une précision qui permette de faire un choix parmi les modèles théoriques de la structure interne de la Terre.

Nous examinerons maintenant le second groupe des observations clinométriques faites dans les galeries de recherche près de la surface de la Terre.

Les stations "Katerina", "Schevtchenkovo", "Poltava" se trouvent à l'intérieur du fossé Dniepr-Donetz qui est coupé dans la direction méridionale par une série de fractures profondes (voir fig. 1). L'analyse de la répartition des stations et des valeurs obtenues pour les constantes harmoniques des ondes de marées permet de tirer la conclusion que sur les plates-formes continentales couvertes de roches sédimentaires, les fractures de direction méridionale ne sont pas décelées par des observations clinométriques à courte distance.

Concernant les fractures suivant la latitude, nous ne pouvons pas encore tirer de conclusion définitive à cause de l'insuffisance de données. On peut cependant tirer certaines conclusions préliminaires.

T A B L E I.

Station	Mine						Galerie						Cave peu profonde						
	NS			EW			NS			EW			NS			EW			
	Y	X	Y	Y	X	X	Y	X	Y	Y	X	X	Y	Y	X	Y	Y	X	
"Karlo-Libknekhovsk" Salle I	0,47I	+I°,4	0,675	0°,0															
	±5	±5	±4	±5															
Salle 2	0,68I	- I,5	0,7II	+3,3															
	±6	± I,3	±5	±I,2															
"Torès"	0,252	-6,2	0,608	+2,1															
	±7	±4	±6	±8															
Salle 2	0,6II	+8,2	0,586	+II,4															
	±9	±I,0	±7	±I,0															
"Katerinovka"	0,685	+5°,0	0,709	+I°,0															
	±9	±I,2	±6	±6															
"Schvtekenkovo"	0,699	+0,6	0,7I2	+4,8															
	±8	±I,0	±7	±I,1															
"pokrovskaja Bagatchka"	0,683	+I,0	0,726	+4,4															
	0,639	-0,7	0,704	+5,5															
"Velikié Boudicha"	±6	±6	±5	±3															
	0,722	-I,3	0,7I9	+3,5															
"Samotoevka"	±8	±6	±9	±5															
	0,698	-0°,8	0,690	+0°,4															
"Poltava"	±I7	±7	±7	±6															
	0,788	+6,2	0,680	+7,3															
"Kiev" grottes proches grottes éloignées	0,598	+0,5	0,66I	+5,2															

TABLE 2

Station	NS		EW	
	γ	α	γ	α
Kazan	0,707	-1°6	0,710	+0°1
Novlinskoé	0,685	-6°6	0,713	-7°3
Khatoun	0,652	-3°6	0,708	-3°8

Toutes les stations du profil au nombre desquelles aussi "Bagatchka" dans la direction nord-sud ont donné des valeurs convergentes et on n'a pas décelé d'influence des fractures en latitude du fossé Dniepr-Donetz. Ce résultat coïncide bien avec les données de la station "Samotoevka" où, à une distance de quelques dizaines de kilomètres, l'influence de cette importante structure géologique du Dniepr-Donetz atteignant plus de 100 km en profondeur, n'est pas ressentie avec la précision actuelle des observations.

Après la fin des observations au point Roudka, on pourra donner une réponse plus précise à la question de la possibilité de trouver des fractures en latitude couvertes de roches sédimentaires à l'aide des observations clinométriques.

Les données des observations clinométriques obtenues sur la rive gauche de l'Ukraine coïncident bien avec les données obtenues dans des conditions analogues sur la plate-forme est-européenne, à Kazan, Novlinskii, Khatoun [12]. Les constantes harmoniques pour l'onde M_2 tirées de [12] sont données dans la table 2.

Dans les tables 1 et 2, on constate que dans la direction est-ouest les résultats des observations dans les galeries coïncident pour l'onde M_2 dans les limites de 1%. Pour la direction nord-sud, les résultats ont également un écart relativement faible. Ainsi, il nous semble que sur les plates-formes couvertes de couches de roches sédimentaires, on peut obtenir des constantes harmoniques des ondes de marées qui coïncident bien entre elles et qui ont une valeur régionale.

Comme précédemment la cause de l'inégalité $\gamma_{EW} > \gamma_{NS}$ observée dans la plupart des stations reste inexpliquée.

Si on déduit des tables 1 et 2 la moyenne pour les observations dans les galeries, on obtient $\gamma(NS) = 0,685 \pm 0,010$ et $\gamma(EW) = 0,708 \pm 0,003$. Comme nous le constaterons, la différence $\gamma(NS) - \gamma(EW)$ sort sensiblement des limites des erreurs.

Ces valeurs coïncident avec les données obtenues dans la salle 2 de la mine n° 1 à la station "Karlo-Libknekhtovsk" à la profondeur de 120 m.

Disons à présent quelques mots sur les résultats des observations clinométriques à la station "Kiev". Les observations dans les deux points de cette station ont montré une forte influence du relief sur les constantes harmoniques des ondes de marées. Il est évident qu'il ne s'agit pas de l'influence directe du relief sur la marée élastique mais de son influence indirecte sur les constantes harmoniques obtenues au travers de l'onde météorologique diurne qui n'est pas due aux marées.

Les observations des inclinaisons de marées à la réserve "Kievo-Petcherskaïa Lavra" ont été les premières suivant le profil Kiev-Poltava-Artemovsk. Dans la suite pour installer des stations de marées terrestres on a choisi des endroits avec relief calme sans chute brusque d'altitude. Cela a créé des difficultés supplémentaires pour le choix d'un endroit pour aménager une galerie de recherches puisque dans les plaines il y a habituellement un niveau élevé des eaux souterraines.

L'influence d'un relief accentué sur les valeurs obtenues des constantes harmoniques des ondes de marées doit également être prise en considération lors du choix des points d'observations des oscillations de la verticale que nous avons l'intention de prendre pour la déduction de la valeur globale.

CONCLUSIONS

1. Par les observations des inclinaisons de marées dans les galeries de recherches, on peut obtenir sur les plates-formes continentales à un relief calme des constantes harmoniques des ondes de marées avec un faible écart qui conviennent pour la déduction des valeurs globales des constantes élastiques de la Terre.
2. Pour déduire les valeurs globales des constantes élastiques de la Terre, les résultats des observations dans les mines, galeries et autres lieux où il y a des perturbations de fractures et dans les endroits avec un relief accentué conviennent peu.
3. Les observations faites parfaitement dans les mines peuvent donner des données assez précises pour le choix des modèles théoriques de la Terre.

Traduction

Théorie des marées dans la Terre élastique en tenant compte
des termes de l'ordre de l'aplatissement

M.S. Molodenskii

Physique de la Terre n°1 pp 3-8 1974

On doit absolument tenir compte des termes de l'ordre de l'aplatissement de la Terre même dans la théorie la plus élémentaire de la nutation. Si l'on calcule des périodes des oscillations propres de la Terre avec une précision supérieure à 0,1 %, l'influence de ces termes est déjà sensible.

Dans le présent article on montre que l'influence de la force de Coriolis peut être prise en considération avec autant de précision qu'il est nécessaire. On donne un procédé simple de calcul de l'effet de l'aplatissement de la Terre sur les périodes des oscillations propres.

1. Nous supposons [1], que :

- a) Le potentiel des forces perturbatrices extérieures à la surface du globe est décomposé en oscillations harmoniques représentées par la série

$$V = \sum V_n P_n^m(\cos \theta) \cos(\sigma t - m\varphi),$$

où σ est la fréquence des oscillations, θ la colatitude, φ la longitude;

b) La variation du potentiel R est développée en séries semblables, ainsi que la tension normale N , la divergence tangentielle des tensions M à la surface du globe et de la composante M_2 des tensions tangentielles.

On étudie l'oscillation élémentaire pour laquelle, à la surface du globe, seuls les coefficients $R_n, N_n, M_n, M_{z,n-1}, M_{z,n+1}$ pour un certain n donné ou une de ces valeurs sont différents de zéro.

Après la séparation du facteur $P_k(\cos \vartheta) \cos(\sigma t - m\varphi)$, quatre équations aux dérivées partielles ([1] formules (1 à 4)) sont transformées en les quatre équations habituelles. Ces équations sont aisées à obtenir ici sous la forme suivante :

$$A_k' + rB_k - \frac{k}{r} A_k + f_{k+1} \left(H_k - \frac{1}{(k+1)r} S_k \right) = \rho X_k^I \quad (1)$$

$$A_k' + rB_k + \frac{k+1}{r} A_k + f_{k-1} \left(H_k + \frac{1}{kr} S_k \right) = \rho X_k^{II},$$

$$b_{k+1} \left(A_k' + rB_k - \frac{k}{r} A_k \right) + a_{k+1} \left(A_{k+2}' + rB_{k+2} + \frac{k+3}{r} A_{k+2} \right) + f_{k+1}(w_{k+1}) = 0, \quad (2)$$

$$\Delta R_k = 4\pi\kappa(\rho\delta_k + \rho'H_k) \quad (3)$$

où

$$A = \rho(R + W'H) + (\lambda + \mu)\delta + \mu'H.$$

$$-rB = \rho'(R + W'H) + \rho W'\delta + \mu'\delta + (\mu'/r)'rH.$$

$$f = \mu\Delta + \mu' \frac{\partial}{\partial r} - \frac{\mu'}{r} + \sigma^2\rho,$$

$$X_k^I = -(\sigma^2 - 4\omega^2)\vartheta_k^I + \sigma^2 \left(H_k - \frac{1}{(k+1)r} S_k \right) - 2\omega\sigma^2 \frac{k+2}{k+1} (2k+1)a_k \bar{w}_{k+1},$$

$$X_k^{II} = -(\sigma^2 - 4\omega^2)\vartheta_k^{II} + \sigma^2 \left(H_k + \frac{1}{kr} S_k \right) + 2\omega\sigma^2 \frac{k-1}{k} (2k+1)a_k \bar{w}_{k-1}$$

$$\vartheta_k^I = (\psi' - r\chi)_k + \frac{k+1}{r} \psi_k, \quad a_k = \frac{k+m+1}{2k+3},$$

$$\vartheta_k^{II} = (\psi' - r\chi)_k - \frac{k}{r} \psi_k, \quad b_k = \frac{k-m}{2k-1}$$

On a adopté les notations suivantes : H est la composante radiale des déplacements, δ est la dilatation cubique, \varkappa est la constante de gravitation, ρ, λ, μ sont la densité et les paramètres élastiques dépendant uniquement de r , distance au centre; ω est la vitesse angulaire de rotation de la Terre, Δ est l'opérateur laplacien, $S=2\varkappa H + r^2(H' - \delta)$, W est le potentiel gravitationnel non perturbé. L'apostrophe désigne la différenciation par rapport au rayon.

Les fonctions $\psi' - r\varkappa$ et ψ sont déterminées par les équations (15) tirées du travail [1]

$$\begin{aligned} H &= \psi' - r\varkappa - \frac{2\omega}{\sigma} \frac{m}{r} \psi - \frac{4\omega^2}{\sigma^2 - 4\omega^2} \frac{z}{r} (w - \sigma m \bar{w}), & (4) \\ S &= r^2 \Delta \psi - (r^2 \psi')' - \frac{2\omega}{\sigma} m \psi - \frac{4\omega}{\sigma} m (\psi' - r\varkappa) r + \\ &+ \frac{4\omega^2}{\sigma^2 + 4\omega^2} \left[r \sin^2 \vartheta \frac{\partial (w - \sigma m \bar{w})}{\partial \cos \vartheta} - 2z (w - \sigma m \bar{w}) \right]; \\ w &= \frac{\sigma^2 - 4\omega^2}{\sigma^2} \left(\frac{\partial \psi}{\partial z} - z\varkappa \right) + \sigma m w, \end{aligned}$$

où w est la solution de l'équation (9) provenant de [1].

Après décomposition des seconds membres en fonctions $P_k^m(\cos \vartheta)$, on peut représenter les équations (4) sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} H_k + \frac{1}{kr} S_k &= \left(1 - \frac{2\omega}{\sigma} m \frac{3k+1}{k(2k+1)} - \frac{4\omega^2}{\sigma^2} \frac{2k+1}{k} a_{k-1} b_k \right) \vartheta_k^I - \\ &- \frac{2\omega}{\sigma} m \frac{k+1}{k(2k+1)} \vartheta_k^{II} - \frac{4\omega^2}{\sigma^2} \frac{2k+1}{k} b_k b_{k-1} \vartheta_{k-2}^{II}, & (5) \\ H_k - \frac{1}{(k+1)r} S_k &= \left(1 + \frac{2\omega}{\sigma} m \frac{3k+2}{(k+1)(2k+1)} - \frac{4\omega^2}{\sigma^2} \frac{2k+1}{k+1} a_k b_{k+1} \right) \vartheta_k^{II} + \\ &+ \frac{2\omega}{\sigma} m \frac{k}{(k+1)(2k+1)} \vartheta_k^I - \frac{4\omega^2}{\sigma^2} \frac{2k+1}{k+1} a_k a_{k+1} \vartheta_{k+2}^I; \\ (w - \sigma m w)_{k+1} &= \frac{\sigma^2 - 4\omega^2}{\sigma^2} (b_{k+1} \vartheta_k^{II} + a_{k+1} \vartheta_{k+2}^I). \end{aligned}$$

Dans les équations (5), $\vartheta_{k-2}^{\text{II}}$ et $\vartheta_{k+2}^{\text{I}}$ sont exprimés par \mathcal{W}_{k+1} et \mathcal{W}_{k-1} .

Nous obtenons

$$H_k + \frac{1}{kr} S_k = \left(1 - \frac{2\omega}{\sigma} m \frac{3k+1}{k(2k+1)} \right) \vartheta_k^{\text{I}} - \frac{2\omega}{\sigma} m \frac{k+1}{k(2k+1)} \vartheta_k^{\text{II}} - \frac{4\omega^2}{\sigma^2 - 4\omega^2} \frac{2k+1}{k} b_k (\omega - \sigma m \bar{w})_{k-1}; \quad (6)$$

$$H_k - \frac{1}{(k+1)r} S_k = \left(1 + \frac{2\omega}{\sigma} m \frac{3k+2}{(k+1)(2k+1)} \right) \vartheta_k^{\text{II}} + \frac{2\omega}{\sigma} m \frac{k}{(k+1)(2k+1)} \vartheta_k^{\text{I}} - \frac{4\omega^2}{\sigma^2 - 4\omega^2} \frac{2k+1}{k+1} a_k (\omega - \sigma m \bar{w})_{k+1}.$$

Au lieu de \mathcal{W}_{k+1} nous introduisons la fonction Y_{k+1} déterminée par la condition

$$Y_{k+1} = \mathcal{W}_{k+1} - b_{k+1} \left(H_k - \frac{1}{(k+1)r} S_k \right) - a_{k+1} \left(H_{k+2} + \frac{1}{(k+2)r} S_{k+2} \right). \quad (7)$$

Après élimination de A_k et B_k , l'équation (2) prend la forme

$$f_{k+1}(Y_{k+1}) = -\rho (b_{k+1} X_{k+1}^{\text{I}} + a_{k+1} X_{k+2}^{\text{II}}). \quad (8)$$

Pour $\omega = 0$ les équations (1) et (3) se séparent de (2) ou de (7). Les conditions aux limites pour (1) et (3) sont :

$$M_k(1) = N_k(1) = \left(R_k' + \frac{k+1}{r} R_k + 4\pi\kappa\rho H_k \right)_{r=1} = 0, \quad \text{si } k \neq n$$

Ces trois valeurs sont données si $k = n$.

Pour (8) les conditions aux limites sont données par la valeur de M_z . Utilisons l'expression générale pour M_z :

$$M_z = \mu \left(\frac{\partial H}{\partial z} + \left(\frac{1}{r} H - 2H' \right) \frac{z}{r} + \left(\frac{w}{r} \right)' r \right).$$

nous en déduisons :

$$\frac{1}{\mu} M_{z,k+1} = \left(\frac{w_{k+1}}{r} \right)' r - b_{k+1} \left(H_k' + \frac{k-1}{r} H_k \right) - a_{k+1} \left(H_{k+2}' - \frac{k+1}{r} H_{k+2} \right).$$

Nous exprimerons $M_{z,k+1}$ par Y_{k+1} - la solution de l'équation (8) :

$$\frac{1}{\mu} M_{z,k+1} = \left(\frac{1}{r} Y_{k+1} \right)' r + b_{k+1} \frac{r}{k+1} M_k - a_{k+1} \frac{r}{k+2} M_{k+2}. \quad (9)$$

Si pour $r = 1$, $M_k = M_{k+2} = 0$, alors

$$\frac{1}{\mu} M_{z,k+1} = \left(\frac{1}{r} Y_{k+1} \right)' r \quad (10)$$

sont les conditions aux limites pour les équations (8).

La solution la plus simple des équations (5) s'obtient quand en vertu des conditions aux limites H_k et S_k sont faibles et de l'ordre de ω^2 pour $k \neq n$. Alors \mathcal{Y}_k^I et \mathcal{Y}_k^{II} sont faibles si $k \neq n$, ou $n-2$, ou $n+2$. Après avoir écrit les équations (5) pour $k = n$, $k = n-2$ et $k = n+2$ provenant des 6 équations obtenues, nous déterminerons \mathcal{Y}_{n-2}^I , \mathcal{Y}_n^I , \mathcal{Y}_{n+2}^I , \mathcal{Y}_{n-2}^{II} , \mathcal{Y}_n^{II} , \mathcal{Y}_{n+2}^{II} . Utilisons l'équation (7) et par (8) nous déterminerons $\sigma_m \bar{w}_{k+1}$. Nous avons à présent toutes les données pour le calcul des déplacements et des seconds membres des équations (1).

Les systèmes des équations (1), (3), (8) sont liés depuis $k = m$ ou $k = m+1$ jusque $k = \infty$. Les fonctions d'indice $n+2$ et $n-2$ ont une valeur de l'ordre de l'aplatissement de la Terre et entrent dans le système $k = n$ uniquement lors de la conservation des termes de l'ordre de l'aplatissement de degré $3/2$.

Les équations (1), (3) et (8) se résolvent séparément. Mais si pour les différentes solutions les fréquences des oscillations propres sont voisines (près de la valeur $n = 25$) le calcul des forces de Coriolis peut exiger une solution simultanée. Les oscillations "sphéroïdales" et "torsionnelles" apparaissent toujours ensemble. Le rapport de leurs amplitudes est déterminé par les conditions aux limites. Pour la marée statique la dépendance du nombre de Love en fonction de la latitude et de la longitude diffère un peu de celle qui se détermine par la théorie élémentaire.

Si $m = 0$, alors $\overline{w}_{k-1} = 0$ et $\overline{w}'_{k+1} = 0$. L'équation (8) se résoud puisque $Y_{k+1} = Y_{k-1} = 0$ et $M_{z,k+1}$ s'exprime en fonction de M_{k+2} et M_k .

2. Pour tenir compte de l'aplatissement de la Terre, nous examinerons le cas plus général où β, λ, μ dépendent non seulement de r mais aussi de ϑ et φ .

Les équations correspondant à (1) et (2) sont obtenues à l'aide des formules auxiliaires :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mu}{\partial x} \Delta u + \frac{\partial \mu}{\partial y} \Delta v + \frac{\partial \mu}{\partial z} \Delta w &= D(\mu, \Delta \psi) - 2D(\mu, \chi) - \mu' r \Delta \chi; \\ u \frac{\partial}{\partial x} \Delta \mu + v \frac{\partial}{\partial y} \Delta \mu + w \frac{\partial}{\partial z} \Delta \mu &= D(\psi, \Delta \mu) - (\Delta \mu)' r \chi, \\ ru' \frac{\partial \mu}{\partial x} + rv' \frac{\partial \mu}{\partial y} + rw' \frac{\partial \mu}{\partial z} &= [D(\psi, \mu) - \mu' r \chi]' r - D(\mu', \psi) r + r^2 \mu'' \chi + \\ &\quad + D(\mu, \psi) - r \mu' \chi + \mu' H, \\ D(\psi, \mu) &= \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \mu}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial \mu}{\partial y} + \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial \mu}{\partial z}, \\ \left(\frac{\partial \mu}{\partial x} \right)' &= \frac{\partial \mu'}{\partial x} - \frac{1}{r} \frac{\partial \mu}{\partial x} + \frac{\mu'}{r^2} x. \end{aligned}$$

Nous obtiendrons les équations :

$$\begin{aligned} &\mu \left(r \Delta H + 2H' - \frac{2}{r} H - 2\delta \right) + \mu' (rH' - H) + rA' + r^2 B + \sigma^2 \rho r H + 2\omega i r \rho = \\ &= -(\eta - W'H)' r \rho - D(\mu, rH) + \mu' (rH)' - rD'(\mu, \psi) + r(\mu', \psi)' + D(\mu', \psi) - \mu'' \psi', \\ &\mu \Delta \delta + \mu' \left(\delta' - \frac{2}{r} \delta + \Delta H + \frac{1}{r} H' + \frac{3}{r^2} H \right) + \mu'' \left(H - \frac{1}{r} H \right) + \\ &+ \Delta A + rB' + 3B + \sigma^2 (\rho \delta + \rho' H) - 2\omega \rho \dot{p} + 2\omega \rho' l = \left(\Delta \rho - \frac{1}{r^2} (r^2 \rho')' \right) (R + W'H) + \\ &+ \rho \Delta (W'H - \eta) + \rho \delta \left(\Delta W - \frac{1}{r^2} (r^2 W')' \right) + \delta \left(\Delta \mu - \frac{1}{r^2} (r^2 \mu')' \right) - \\ &- D(\mu, \psi) + \mu' \psi' + \mu' r \left(\Delta \chi - \frac{1}{r^2} (r^2 \chi')' \right) + 2D(\mu, \chi) - 2\mu' \chi' + \\ &+ D(\Delta \mu, \psi) - (\Delta \mu)' \psi' - \chi \left(\Delta \mu - \frac{1}{r^2} (r^2 \mu')' \right)' r - \Delta (D(\mu, \psi) - \mu' \psi'), \\ &\eta = u \frac{\partial W}{\partial x} + v \frac{\partial W}{\partial y} + w \frac{\partial W}{\partial z}. \end{aligned} \tag{11}$$

Les premiers membres des équations (11) sont les mêmes que dans 1 .
 Si ρ, μ, λ dépendent uniquement de r les seconds membres s'annulent.
 Si l'on peut représenter ces fonctions sous la forme :

$$\begin{aligned} \rho(r, \vartheta, \varphi) &= \rho(r) + \gamma \bar{\rho}(r, \vartheta, \varphi); & \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \bar{\rho}(r, \vartheta, \varphi) \sin \vartheta \, d\vartheta \, d\varphi &= 0, \\ \mu(r, \vartheta, \varphi) &= \mu(r) + \gamma \bar{\mu}(r, \vartheta, \varphi); & \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \bar{\mu}(r, \vartheta, \varphi) \sin \vartheta \, d\vartheta \, d\varphi &= 0, \\ \lambda(r, \vartheta, \varphi) &= \lambda(r) + \gamma \bar{\lambda}(r, \vartheta, \varphi); & \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \bar{\lambda}(r, \vartheta, \varphi) \sin \vartheta \, d\vartheta \, d\varphi &= 0, \end{aligned} \quad (12)$$

où la constante γ est suffisamment petite, on peut se servir de la théorie des perturbations.

Lors de la formation de l'équation principale des oscillations libres d'ordre n il faut séparer dans les équations (11) et dans les conditions aux limites, les parties proportionnelles à $P_n^m(\cos \vartheta) \cos(\sigma t + m\varphi)$. Les oscillations d'ordres $n-2$ et $n+2$ sont des oscillations forcées provenant des oscillations de l'ordre n - dans celles-ci la partie principale de la perturbation est déterminée par les fonctions d'ordre n et ces fonctions entrent avec le petit facteur γ ; c'est pourquoi les fonctions d'indices $n-2$ et $n+2$ ont un ordre identique à γ et les fonctions d'ordre n provenant du calcul de ces termes se transforment en une valeur de l'ordre de γ^2 . Ainsi, si γ est l'aplatissement de la Terre, la prise en considération du premier degré de l'aplatissement dans les périodes des oscillations propres se ramène au calcul de $\rho(r), \mu(r), \lambda(r)$ conformément aux formules (12) et à la correction de la partie des coefficients qui sont de l'ordre de γ . Tout ce qui a été exposé se rapporte dans la même mesure aux conditions aux limites.

3. Quelques difficultés surviennent si μ_i a dans le noyau de faibles valeurs.

Dans le système des fonctions F, P, Q, H, L, R de [2]
où

$$Q = F - \frac{\sigma^2 \rho}{n(n+1)} S$$

il résulte de l'équation pour F' que $P_{\mu=0} = 0$. Pour les petits μ_i

$$F' = \left(\frac{\sigma^2}{n(n+1)} \frac{\rho}{\mu_i} - \frac{1}{r^2} \right) P,$$

$$P' = -n(n+1)F - 2\omega\rho[(r^2)'+r^2\dot{p}]_n = -n(n+1) \left(F + (\sigma^2 - 4\omega^2)\psi\rho - \frac{\sigma^2}{n(n+1)}\rho S - 2\omega\sigma^2\rho \left(a_n r \bar{w}_{n+1} + \frac{n-1}{n} b_n r \cdot \bar{w}_{n+1} \right) \right) = -n(n+1)F.$$

On peut remplacer ces équations par l'équation suivante :

$$P'' + \left(\frac{\sigma^2 \rho}{\mu_i} - \frac{n(n+1)}{r^2} \right) P = 0.$$

La fonction \bar{F} est une fonction périodique r de l'ongueur d'onde $(2\pi/\sigma)\sqrt{\mu_i/\rho}$ dépendant de n seulement près du centre; le rapport de l'amplitude P et \bar{F} est égal à $(n(n+1)/\sigma)\sqrt{\mu_i/\rho}$. Au cours de l'intégration des équations en H, Q, R, L après le passage de F à \bar{F} les termes supplémentaires provenant de \bar{F} sont de l'ordre de $\sqrt{\mu_i}$.

Des six conditions aux limites à la frontière du noyau et du manteau (continuité de M, N, H, R, L, S) on peut satisfaire sans difficultés les cinq premières. Dans ces conditions entrent les termes contenant $\sqrt{\mu_i} \bar{F}$ à la frontière du noyau. La condition de continuité S détermine \bar{F} et donne les valeurs des déplacements dans le noyau contenant le terme d'amplitude finie et de longueur d'onde proportionnelle à $\sqrt{\mu_i}$. Pour conserver le sens des déplacements on prend $\bar{F} = 0$ et on concilie avec la discontinuité de leur composante tangentielle. Mais on peut obtenir une solution exacte aussi sans rupture de la continuité des déplacements. De l'expression générale pour la divergence des déplacements il s'ensuit que la fonction linéaire la plus simple provenant de S_k qui doit être exacte pour que soient exacts les déplacements est la suivante :

$$\begin{aligned}
 (\sin^2 \theta S)_n &= (1 - a_n b_{n+1} - a_{n-1} b_n) S_n - a_n a_{n+1} S_{n+2} - b_{n-1} b_n S_{n-2} = \\
 &= (2n+5) a_n a_{n+1} \left(\frac{S_n}{2n+1} - \frac{S_{n+2}}{2n+5} \right) + (2n-3) b_{n-1} b_n \left(\frac{S_n}{2n+1} - \frac{S_{n-2}}{2n-3} \right)
 \end{aligned}$$

c'est-à-dire que les différences doivent être exactement $(S_k/2k+1) - (S_{k+2}/2k+5)$. Si $(P_k/2k+1) = (P'_{k+2}/2k+5)$ pour n'importe quel k différent de n en nombre pair alors tous les F_k n'entrent pas dans les déplacements (si cette condition se réalise à la frontière du noyau alors elle se réalise à toutes les profondeurs excepté aux environs du centre du globe). Dans ce cas, la marée d'ordre k est provoquée par la divergence des tensions $(-\frac{1}{r^2} P_k)$ tangentes à la frontière du noyau; les déplacements dans l'enveloppe en l'absence de forces de masses et de tensions à la surface de la Terre ($k \neq n$) sont d'ordre $\sqrt{\mu_i}$; l'énergie cinétique est concentrée dans le noyau; l'énergie potentielle, puisque la fonction $\sqrt{\mu_i}$ est faible, ne dépend presque pas de μ_i .

Dans les marées des ordres 2 et 0 déterminant la nutation de l'axe de rotation de la Terre et la variation de marée de la vitesse de sa rotation, il faut tenir compte de la condition de conservation du moment de la quantité de mouvement. Il faut examiner ces marées séparément.

BIBLIOGRAPHIE

- 1 MOLODENSKII, M.S. - Déplacements dus aux marées dans la Terre élastique en tenant compte des forces de Coriolis.
Izv. Ac. Sc. URSS Physique de la Terre, N° 4, 1970
- 2 MOLODENSKII, M.S. - Marées dans la Terre élastique.
Publ. "Mouvements lents de l'écorce terrestre"
Edit. "Naouka" M. 1972.

Etude de la plate-forme d'étalonnage
de l'Observatoire de Poltava

V.G. GOLOUBITSKII, A.M. KOUTNII

Rotation et déformations de marées de la Terre -V- pp 69-73, 1973

Pour déterminer la constante électrodynamique I_0 des clinomètres d'Ostrovskii [1] et la sensibilité des pendules horizontaux à suspension Zöllner par une méthode statique [2], on emploie habituellement des plates-formes spéciales qui permettent de donner de petits angles d'inclinaison avec une haute précision. A l'atelier de l'Observatoire gravimétrique de Poltava on a construit un spécimen expérimental de cette plate-forme à l'aide duquel on s'est proposé d'étalonner les clinomètres [2]. La particularité de la plate-forme de Poltava est l'ajustement de son axe de rotation avec la ligne passant par les pointes de deux prismes constituant les couteaux d'appui.

On a fait une comparaison des procédés dynamique et statique de la détermination de la sensibilité des pendules de Repsold-Levitskii et Tomaschek-Ellenberger [2]. On a découvert d'abord une non concordance des valeurs de la sensibilité obtenues par les deux procédés et ensuite une différence systématique entre les mesures de l'angle d'inclinaison de la plate-forme.

Nous avons soumis la plate-forme à une vérification approfondie. On a prêté une attention fondamentale à l'explication de l'inégalité des angles pendant l'élévation et l'abaissement de la plate-forme, à la vérification de la solidité de la plate-forme et à la comparaison des angles d'inclinaison enregistrés et donnés.

Pour étudier la différence systématique dans l'angle mesuré, on a installé sur la plate-forme un collimateur depuis lequel un spot lumineux (image du fil de la lampe C - 79) tombe sur un amplificateur photo différentiel [3]. Le levier optique est de 2 m. Le courant correspondant à l'élévation et à l'abaissement de la plate-forme d'un angle $\Delta\gamma$ a été enregistré photographiquement à l'aide du galvanomètre M21/1 (entraînement de 0,5 mm/sec). On a mesuré l'inclinaison donnée à la plate-forme avec une précision de 2" par un interféromètre VRUB et un ultraoptimètre MKU-3 pour des angles de plus de 2".

Les observations ont montré qu'à cause de la réfraction verticale provoquée par la circulation de l'air dans la cave où est installée la plate-forme il se produit une vibration du faisceau lumineux qui provoque un désaccord des valeurs individuelles $\Delta\gamma$ mesurées par le galvanomètre atteignant 5 à 8%. Pour éliminer cet effet, le faisceau lumineux traverse un tube isolé après quoi le niveau de bruit a baissé à peu près d'un ordre de grandeur.

Les résultats de la première série d'observations sont donnés dans la table 1 où P est la charge sur le levier de la plate-forme : d'où la différence entre les angles de l'inclinaison de la plate-forme mesurés à l'aide du galvanomètre, donnés par l'élévation et l'abaissement de son levier; $\Delta\gamma$ est l'angle d'inclinaison. On a réglé la charge P par un contrepois mais on a mesuré avec un dynamomètre sur le haut du levier. Nous constatons que des différences entre l'élévation et l'abaissement n'apparaissent pas dans les limites des erreurs. Cependant en valeur absolue les écarts du galvanomètre lors de la variation de la charge P (l'incandescence du spot a été maintenue constante) pour le même $\Delta\gamma$ différent sensiblement. Ceci est apparemment provoqué par l'irrégularité d'illumination de la tache lumineuse qui tombe sur le bord du prisme de l'amplificateur puisque lors de la variation de la charge P il se produit un déplacement du zéro de l'enregistrement. Le même phénomène a été examiné en [4].

Pour éliminer cet effet, nous avons remplacé la lampe $C\mu - 79$ du collimateur par une fente avec un condensateur mais ceci n'a pas donné de résultats positifs.

TABLE 1

Résultats de l'étude de la plate-forme à l'aide de l'amplificateur photo-électrique

Série	λ	P	Abaissement	Elévation m.	α'	$m \beta'$
1	4,17	10	165,50	165,34	+0,16	+0,09
2	4,17	500	164,05	163,92	+0,13	+0,09
3	4,17	1000	163,18	163,03	+0,15	+0,09
4	3,73	10	142,32	142,10	+0,20	+0,14
5	3,73	200	142,21	142,49	-0,28	+0,14
6	3,73	200	141,97	142,16	-0,19	+0,11
7	3,73	200	141,49	141,36	+0,13	+0,15
8	3,73	200	142,36	142,41	-0,05	+0,03
9	2,03	10	162,64	162,47	+0,17	+0,14
10	2,03	500	142,70	142,23	+0,32	+0,09
11	2,08	1000	146,45	146,45	0	+0,12
12	1,08	10	110,37	110,59	+0,28	+0,14
13	1,08	500	78,93	78,94	-0,01	+0,10

Il est évident que la cause de l'inégalité "haut-bas" ne doit pas être cherchée dans la plate-forme. Apparemment l'erreur peut provenir de certaines particularités de construction des clinomètres à suspension Zöllner.

Pour surmonter la difficulté due à l'irrégularité d'illumination, nous avons appliqué la méthode de compensation décrite ci-après. L'amplificateur a été placé sur la table de l'interféromètre. A l'aide d'un autre interféromètre on a donné à la plate-forme l'inclinaison nécessaire et le galvanomètre a enregistré un courant proportionnel à l'angle de rotation de la plate-forme. A l'aide du premier interféromètre sur la table duquel se trouve l'amplificateur, on a remis le galvanomètre dans sa position initiale. A la suite des mesures, il est apparu qu'à cause du bruit de fond (avant tout de caractère calorifique) la divergence entre les valeurs individuelles de l'angle $\Delta\gamma$ dépassait 5%, c'est pourquoi il a fallu rejeter la méthode de compensation de la détermination des angles.

Pour trouver la valeur propre qui nous intéresse avec la précision nécessaire, nous avons mesuré simultanément les déplacements des extrémités du levier et de la vis du contrepois à l'aide de deux interféromètres (voir fig. 1). Par le premier interféromètre 1, au moyen du levier on a donné à la plate-forme une inclinaison déterminée et à ce moment par le second interféromètre 2 dont la tige de mesure se trouvait en contact avec l'extrémité du contrepois, on a contrôlé l'angle. Si le bras du contrepois (longueur de 600 mm et diamètre de 45 mm) et le levier de la plate-forme sont suffisamment rigides, les deux interféromètres doivent donner des indications identiques compte tenu de leur distance à l'axe de rotation.

Les mêmes expériences doivent, à notre avis, jeter la lumière sur le problème de la rigidité de la plate-forme et de savoir si l'angle donné $\Delta\eta_1$ se transmet complètement. Si la plate-forme est suffisamment rigide alors l'angle $\Delta\eta_2$ mesuré par le second interféromètre pour $\Delta\eta_1$ constant ne réagira pas sur la variation de la charge.

Il convient de noter aussi le fait que dans le cas de l'application d'une plate-forme à deux leviers, il n'est pas nécessaire de fixer avec précision la position de l'axe de rotation de la plate-forme puisqu'on ne connaît suffisamment que la distance entre les deux plates-formes.

Nous donnons dans la table 2 les résultats de l'expérience d'après la méthode que nous proposons. Chaque valeur $\Delta\eta_1$ ou $\Delta\eta_2$ est la moyenne de 20 à 25 mesures. Les données de la table 2 donnent une raison d'affirmer que d'abord l'angle donné $\Delta\eta_1$ ne se transmet pas complètement sur la plate-forme.

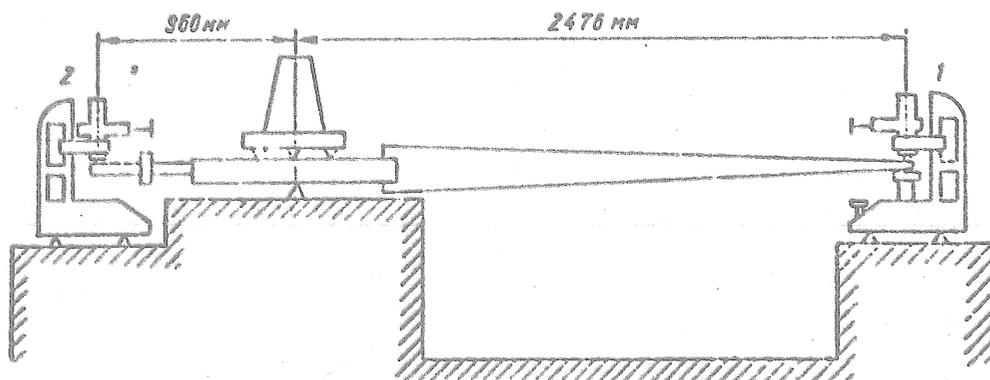


Fig. 1 - Plate-forme pour l'étalonnage des clinomètres.

Cette position est correcte dans tout le diapason des angles mesurés et se confirme par le fait que dans chaque cas on conserve l'inégalité $\Delta\gamma_1 > \Delta\gamma_2$. En second lieu, l'angle mesuré $\Delta\gamma_2$ ne dépend pas de la charge sur le levier de la plate-forme puisque (voir table 2) non seulement la valeur $\delta = \Delta\gamma_1 - \Delta\gamma_2$ pour $\Delta\gamma_1$ constant, mais la variable P est également constante dans les limites des erreurs. Partant de cela on peut considérer que la plate-forme d'étalonnage de l'Observatoire de Poltava est suffisamment rigide. On peut expliquer la transmission incomplète de l'angle tant par la présence du noeud de la plate-forme couteau-coussin. Le contact du couteau avec le coussin peut être la source d'erreurs importantes [5, 6].

TABLE 2

Résultat de l'étude de la plate-forme à l'aide de deux interféromètres

Série	P r	$\Delta\gamma_1$ сек. д'врем.	$\Delta\gamma_2$ сек. д'врем.	δ	m_δ	$\sigma_{\delta, \pm}$
1	800	4,153	4,050	+0,103	+0,0001	2,18
2	800	3,332	3,233	+0,099	+0,0003	2,97
3	100	1,616	1,575	+0,041	+0,0002	2,53
4	200	1,616	1,570	+0,046	+0,0002	2,85
5	700	1,616	1,577	+0,039	+0,0002	2,41
6	1700	1,616	1,580	+0,036	+0,0001	2,23
7	3100	1,616	1,571	+0,045	+0,0002	2,78
8	100	0,808	0,796	+0,012	+0,0002	1,49
9	200	0,808	0,786	+0,022	+0,0001	2,72
10	700	0,808	0,795	+0,013	+0,0002	1,60
11	1700	0,808	0,793	+0,015	+0,0002	1,36
12	3100	0,808	0,797	+0,011	+0,0003	1,36
13	100	0,434	0,426	+0,008	+0,0002	1,84
14	200	0,434	0,430	+0,004	+0,0002	0,92
15	700	0,434	0,430	+0,004	+0,0002	0,92
16	1700	0,434	0,427	+0,007	+0,0002	1,16
17	3100	0,434	0,427	+0,007	+0,0002	1,38
18	100	0,217	0,214	+0,003	+0,0002	0,46
19	200	0,217	0,216	+0,001	+0,0002	0,92
20	700	0,217	0,216	+0,002	+0,0002	0,92
21	1700	0,217	0,215	+0,002	+0,0002	0,92
22	3100	0,217	0,215	+0,002	+0,0002	0,92
23	100	0,072	0,071	+0,001	+0,0002	1,39
24	200	0,072	0,072	+0,001	+0,0002	1,37
25	700	0,072	0,072	+0,001	+0,0002	1,39
26	1700	0,072	0,071	+0,001	+0,0002	1,39
27	3100	0,072	0,071	+0,001	+0,0002	1,39

sec. d'arc.

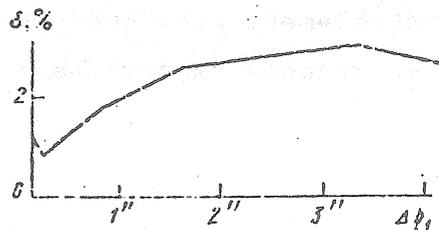


Fig. 2 - Graphique de la fonction δ (%) en fonction de $\Delta\phi_1$.

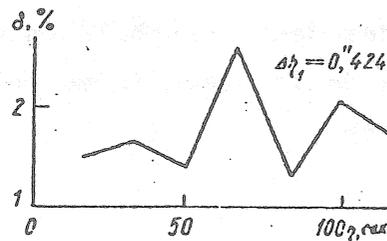


Fig. 3 - Graphique de la variation de δ (%) pour différentes positions initiales de la plate-forme.

V.A. Romaniouk [7] considère qu'on peut éviter les défauts de la suspension à couteau en la remplaçant par des suspensions élastiques.

La plate-forme faite à l'OKB de l'Institut de Physique de la Terre et utilisée pour l'étalonnage des clinomètres photoélectriques a des suspensions élastiques et comme il est indiqué en [8] l'inégalité des angles enregistrée et donnée dans des conditions déterminées pour la plate-forme donnée n'existe pratiquement pas.

Pour étudier la différence δ nous avons construit le graphique de la fonction $\Delta\gamma_1(\delta)$ (fig. 2). Comme nous le constatons pour une inclinaison de 2" à 4" la valeur δ est presque constante (environ 3 %) et pour $\Delta\gamma_1 < 2''$ elle diminue. On ne peut expliquer évidemment cela que par des microaspérités de la courbure différente de la lame du couteau qui détermine la position de l'axe de rotation de la plate-forme. Quand $\Delta\gamma_1 < 2''$ il apparaît de petites particularités de la structure de la lame du couteau; dans le cas $\Delta\gamma_1 > 2''$ nous avons affaire avec une courbure moyennée. Ceci est très visible sur le graphique de la figure 3.

En particulier, chaque position successive de la plate-forme diffère de la précédente de 19" et la différence δ reste constante dans les limites de la divergence, indépendamment de la position du couteau par rapport au coussin.

En conclusion, nous avons corrigé les valeurs de la sensibilité statique obtenues en [2]. Après introduction des corrections correspondantes il est apparu que la sensibilité statique et dynamique des pendules horizontaux Repsold-Levitskii et Tomashek-Ellenberger se rapproche en valeur absolue. La divergence atteint maintenant 2% au lieu de 5%. La concordance incomplète des deux sensibilités est probablement provoquée par l'émoussage des couteaux de la plate-forme puisque la seconde expérience a été faite après deux ans.

Ainsi, on peut tirer les conclusions fondamentales :

1. la plate-forme de l'Observatoire de Poltava est suffisamment rigide
2. la source principale des erreurs réside apparemment dans les couteaux de la plate-forme
3. pour étalonner les clinomètres, on peut évidemment recommander une plate-forme rigide à deux leviers sur une suspension élastique avec l'application de deux interféromètres.

BIBLIOGRAPHIE

- 1 CHIROKOV I.A. : Marées Terrestres et structure interne de la Terre "Naouka" M. 1967
- 2 GOLOUBITSKII V.G. : Rotation et déformations de marées de la Terre Publ. 2 "Naoukova Doumka" K, 1970
- 3 OSTROVSKII A.E. : Etude des marées terrestres, 2. Edit. Ac. des Sc. URSS M, 1961
- 4 BAGMET A.L., MICHATKINE V.N., KOUTNII A.M. Ce livre, page 56.
- 5 ROMANIOUK V.A., MIKICHA A.M. Trav. de l'Inst. de Phys. de la Terre. Ac. des Sc. URSS série Géophys. V.18 Edit. Ac. des Sc. URSS, M. 1961
- 6 PANTELEYEV V.L. Travaux du ГАНШ 36 Edit. AGI M. 1967
- 7 ROMANIOUK V.A. Trav. de l'Inst. Phys. Terre. Ac. des Sc. URSS Série Géoph. V. 29 Edit. Ac. Sc. URSS M. 1963
- 8 BAGMET A.L., KOUTNII A.M. Ce livre, page 50.

