

MAREES TERRESTRES

BULLETIN D'INFORMATIONS

N° 95

15 NOVEMBRE 1985

Association Internationale de Geodesie

Commission Permanente des Marees Terrestres

Editeur Prof. Paul MELCHIOR

Observatoire royal de Belgique

Avenue Circulaire 3

1180 Bruxelles

TABLE DES MATIERES

	P.
B.P.PERTSEV, M.V.IVANOVA (Traduction) Déplacements verticaux de la surface de la Terre sous l'effet de charge des marées océaniques.	6390
Y.Y.PAESSALOU (Traduction) Résultats des observations des variations de marées de la pesanteur à Tallin en 1976 et 1977.	6397
V.G.BOULATSEN, V.G.BALENKO (Traduction) Paramètres des petites ondes diurnes déduits des observations des marées de la pesanteur à Poltava (1980 à 1981).	6409
P.S.MATVEYEV (Traduction) Détermination des inclinaisons anormales d'origine tectonique dans les ondes lunaires principales de la marée terrestre sur le territoire de la partie centrale et sud-est de l'Ukraine.	6413
B.P.PERTSEV, M.V.IVANOVA (Traduction) Déplacements horizontaux de la surface de la Terre sous l'effet de charge des marées terrestres.	6428
B.G.BALENKO, B.G.BOULATSEN, A.N.NOVIKOVA (Traduction) Variations de marées de la pesanteur à Poltava en 1980-1981.	6434
V.G.BALENKO et al. (Traduction) Marées à Novossibirsk en 1977-1979.	6444
V.G.GOLOUKITSKII, A.L.KRIVONOSS, G.D.PASSINKOV (Traduction) Observations clinométriques dans la région de Sébastopol.	6463
A.P.VENEDIKOV A statistical study of earth tide data.	6467
V.P.SCHLIAKKOVII (Traduction) Sur les perturbations saisonnières des paramètres des ondes de marées terrestres à la station "Soudievka" d'après les observations avec des clinomètres à auto-compensation.	6479

DEPLACEMENTS VERTICAUX DE LA SURFACE DE LA TERRE SOUS L'EFFET DE CHARGE DES MAREES OCEANIQUES

B.P. Pertsev, M.V. Ivanova

Etude des marées terrestres

Institut de Physique Terrestre Schmidt, Naouka, Moscou 1980, pp. 48-53.

Lors du calcul des corrections de l'effet indirect des marées océaniques sur les marées de la pesanteur et des inclinaisons de la surface de la Terre, les deux composantes déterminées par la déformation de la Terre sont envisagées comme un tout. Leur calcul en commun simplifie les calculs. Comme on le sait, une de ces composantes (Δg_1) s'explique par le déplacement radial de la surface de la Terre et la seconde (Δg_2) par la variation du potentiel de gravitation de la Terre due à sa déformation. Aussi bien dans les variations de la pesanteur que dans les inclinaisons ces composantes entrent avec différents signes. C'est pourquoi l'effet total ne donne pas une représentation de la valeur de chacun d'eux en particulier. Cependant il est important de connaître le rapport de ces composantes et les lois de variation de leurs valeurs avec la distance à la surcharge pour estimer la validité d'application de la méthode de Boussinesq, lors de la détermination de l'influence des zones océaniques proches. Toutefois, la connaissance des déplacements radiaux ou verticaux de la surface de la Terre sous l'effet de charge des marées océaniques peut présenter un intérêt indépendant pour les recherches maréographiques et lors des déterminations de haute précision des distances de la Lune et des satellites à l'aide des lasers.

Les composantes de l'effet indirect déterminées par les déformations de la Terre sous l'effet d'une couche homogène d'eau de mer couvrant un segment sphérique, peuvent être écrites conformément [1] sous la forme suivante

$$\begin{aligned}\Delta g_1 &= 4\pi\rho_0H\sum_n \frac{h'_n}{2n+1} [P_{n-1}(a) - P_{n+1}(a)] P_n(\psi), \\ \Delta g_2 &= 4\pi\rho_0H\sum_n \frac{(n+1)k'_n}{2(2n+1)} [P_{n-1}(a) - P_{n+1}(a)] P_n(\psi).\end{aligned}\quad (1)$$

Ici ρ_0 est la densité de l'eau de mer, h'_n et k'_n sont les nombres de surcharge de Love, a est l'angle du segment sphérique. Les déplacements radiaux de la surface de la Terre Δh , sous l'effet de la même charge, diffèrent de Δg , uniquement par le facteur constant :

$$\Delta h = \frac{2\pi\rho_0 a H}{g} \sum_n \frac{h'_n}{2n+1} [P_{n-1}(a) - P_{n+1}(a)] P_n(\psi).$$

Cela est compréhensible, la composante Δg_1 est la correction à l'air libre lors du déplacement du gravimètre d'une hauteur Δh .

La sommation des séries (1) a été faite pour des segments de différente surface et pour différentes distances sphériques ψ . Pour le calcul on a utilisé les nombres de charge de Love obtenus précédemment pour le modèle de Terre de Gutenberg {1}. Les valeurs des composantes de l'effet indirect Δg_1 et Δg_2 pour les distances sphériques $\psi > 15^\circ$ sont données sur la figure 1, où est indiqué l'effet d'une couche centimétrique d'eau de mer couvrant un segment sphérique d'une surface de $5^\circ \times 5^\circ$. Là également on a porté pour la comparaison la première composante de l'effet indirect déterminé par l'attraction de cette couche. On a porté en ordonnée deux échelles. L'une se rapporte à l'effet gravimétrique des trois composantes et est donnée en microgals, la seconde se rapporte seulement aux déplacements verticaux correspondants et est exprimée en millimètres.

On voit que les trois composantes sont comparables entre elles. L'influence de chaque composante déterminée par les déformations, est sensiblement plus grande sur les indications du gravimètre que l'effet de différence enregistré. Nous donnons à la figure 2 les composantes Δg_1 et Δg_2 pour $2 \leq \psi \leq 16^\circ$. Etant donné la diminution rapide lorsqu'augmente la distance depuis le centre du segment, on a reporté en ordonnées les valeurs Δg_1 et Δg_2 multipliées par la distance sphérique ψ en degrés. Comme le montre la figure 2, les deux composantes déterminées par les déformations de la Terre sont comparables en valeur même sur de très faibles distances, en fonction de la charge. Avec l'échelle verticale prise, la composante de l'effet indirect déterminé par l'attraction des ondes de marées doit être représentée sur la figure par une courbe qui s'écarte peu d'une droite parallèle à l'axe des abscisses. Sur la figure 2 l'ordonnée de cette droite est indiquée sur l'axe vertical par une petite flèche.

Dans la solution du problème de Boussinesq pour le cas où la charge sur le demi espace est donnée sous forme d'un disque homogène de rayon R , la flexion de la surface Z (cm) à la distance r depuis le centre du disque peut s'écrire sous la forme suivante :

$$z = \frac{\lambda+2\mu}{4\pi\mu(\lambda+\mu)} \rho_0 g H \frac{\pi R^2}{r} \left[1 + \frac{1}{8} \frac{R^2}{r^2} + \frac{3}{64} \frac{R^4}{r^4} + \dots \right].$$

En substituant les valeurs des paramètres élastiques pris pour la couche supérieure du modèle de Gutenberg et en identifiant le disque avec un segment sphérique (c'est-à-dire en posant $R = \alpha a$ et $r = \psi a$) nous obtiendrons :

$$z = 0,70 \frac{a^2}{\psi} \left[1 + \frac{1}{8} \frac{a^2}{\psi^2} + \frac{3}{64} \frac{a^4}{\psi^4} + \dots \right].$$

Pour le segment de surface $0,01^\circ \times 0,01^\circ$: $\alpha = 0,00559^\circ$. En exprimant α et ψ en degrés nous obtiendrons finalement :

$$z = 3,8 \cdot 10^{-7} \frac{1}{\psi} \left[1 + \frac{1}{8} \frac{3,1 \cdot 10^{-5}}{\psi^2} + \frac{3}{64} \frac{9,8 \cdot 10^{-10}}{\psi^4} + \dots \right].$$

La série concorde pour $\psi > a$. C'est pourquoi sur la figure 2, la solution de Boussinesq doit être représentée par une ligne droite parallèle à l'axe des abscisses dont l'ordonnée dépend des valeurs des paramètres de Lamé prises pour le demi espace élastique.

Comme on le constate sur la figure 2, la solution pour la sphère hétérogène élastique gravitative diffère sensiblement de la droite parallèle à l'axe des abscisses. La valeur de la flexion est sensiblement moindre et diminue nettement plus vite avec l'augmentation de la distance en fonction de la charge que le cas de la solution du problème de Boussinesq. En outre, la composante déterminée par la variation du champ de gravitation à cause de la déformation de la Terre et rigoureusement déterminée lors de la solution du problème de Boussinesq constitue environ 30 % de l'effet provoqué par le fléchissement.

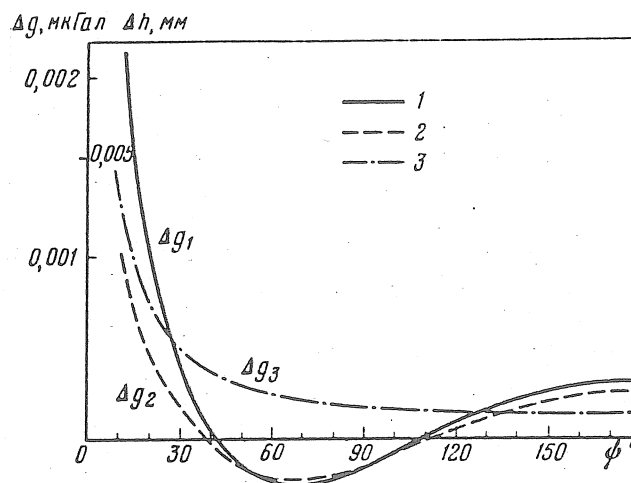


Fig. 1. Les trois composantes de l'effet indirect dans les variations de marées de la pesanteur. Surface du segment $5^\circ \times 5^\circ$. Effet : 1 - flexion, 2 - variation du potentiel, 3 - l'attraction

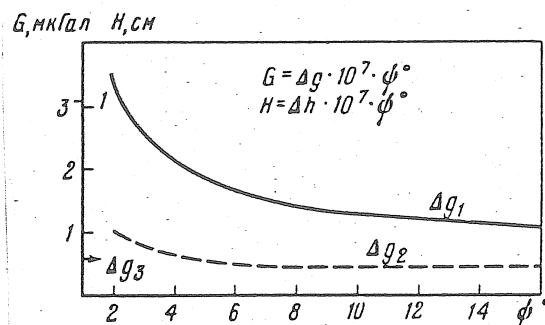


Fig. 2. Influence des composantes de l'effet indirect déterminées par les déformations à cause de la pesanteur. Couche en centimètres de l'eau de mer; surface du segment $0,01^\circ \times 0,01^\circ$.

Ainsi la solution de Boussinesq donne des valeurs excessives et, sans corrections importantes, elle ne convient pas pour la détermination des flexions de la surface de la Terre ou des corrections de l'influence des marées océaniques des surfaces d'eau proches sur les marées de la pesanteur.

Les oscillations périodiques radiales de la surface de la Terre déterminées par l'effet des forces génératrices de marées et de la charge des marées océaniques s'offrent à la mesure directe.

C'est pourquoi les déplacements verticaux provoqués par les marées terrestres doivent être envisagés en valeur globale du nombre de Love h_2 , déterminé par les observations et la contribution de la charge des marées océaniques peut être estimée à l'aide des fonctions de l'influence des segments donnés dans les figures 1 et 2 et les cartes cotidales de l'océan mondial et des mers voisines du point envisagé.

De cette façon on a fait le calcul des déplacements verticaux de la surface de la Terre sur le territoire de l'Europe sous l'effet des marées océaniques à la fréquence de l'onde M_2 . Pour le calcul on a utilisé la carte cotidale globale de K.T. Bogdanov et V.A. Magarik {2} et les cartes cotidales des mers du Nord {3} et Méditerranée {4}. On a introduit dans la carte globale des petites corrections pour assurer la constance de la masse d'eau dans l'océan mondial.

Comme il résulte des observations de marées terrestres gravimétriques et des corrections calculées de l'effet indirect {5}, les déformations de marées de l'écorce terrestre dans cette région n'ont pas de caractère anormal. Par conséquent, on peut s'attendre pour ces régions à ce que les valeurs calculées de la flexion de la surface de la Terre sous la charge des marées océaniques donnent également une représentation correcte de l'échelle du phénomène. Les calculs ont été faits pour un grand nombre de points et on a construit sur leur base la carte des lignes d'égale amplitude des flexions (fig. 3). Pour le calcul on a tenu compte de l'influence aussi bien des zones des mers lointaines que proches jusqu'à une distance d'environ 110 km depuis les points examinés. Pour cette raison on n'a pas porté les isolignes jusqu'aux côtes. Les déplacements verticaux sensibles en Europe occidentale sont déterminés dans une grande mesure par les marées dans les mers baignant les îles Britanniques et l'ouest de la France. Comme on le constate sur la figure l'amplitude de la flexion de la surface de la Terre déterminée par la charge de la marée océanique d'une seule onde M_2 , peut atteindre 10 mm, même à la distance de quelques centaines de kilomètres depuis le bord de la mer. Sur la côte même, l'amplitude de la flexion peut dépasser cette valeur de quelques fois. A mesure de l'éloignement de l'océan Atlantique, l'amplitude de la flexion diminue

lentement jusqu'à 3 mm en Ukraine et dans la bande moyenne de la partie européenne de l'URSS. Les marées dans la partie Est des mers de Barentz et de Kara non prises en considération dans nos calculs peuvent exercer une certaine influence sur les flexions de la surface de la Terre dans ces régions. Les marées dans les mers Noire et Baltique sont insignifiantes. La direction méridienne des lignes de même amplitude s'explique par l'orientation de l'océan Atlantique.

On sait que les amplitudes des déplacements radiaux déterminés par les marées terrestres d'une fréquence donnée ne dépendent que de la latitude. Pour l'onde M_2 et pour $h_2 = 0,6$ les amplitudes des déplacements aux latitudes de 45° à 50° sont respectivement égaux à 73 et 60 mm. Ainsi, les déplacements radiaux de la surface de la Terre déterminés par les marées océaniques atteignent en Europe, à ces latitudes, 15 % des déplacements provoqués par les marées terrestres même sur une distance importante de la mer.

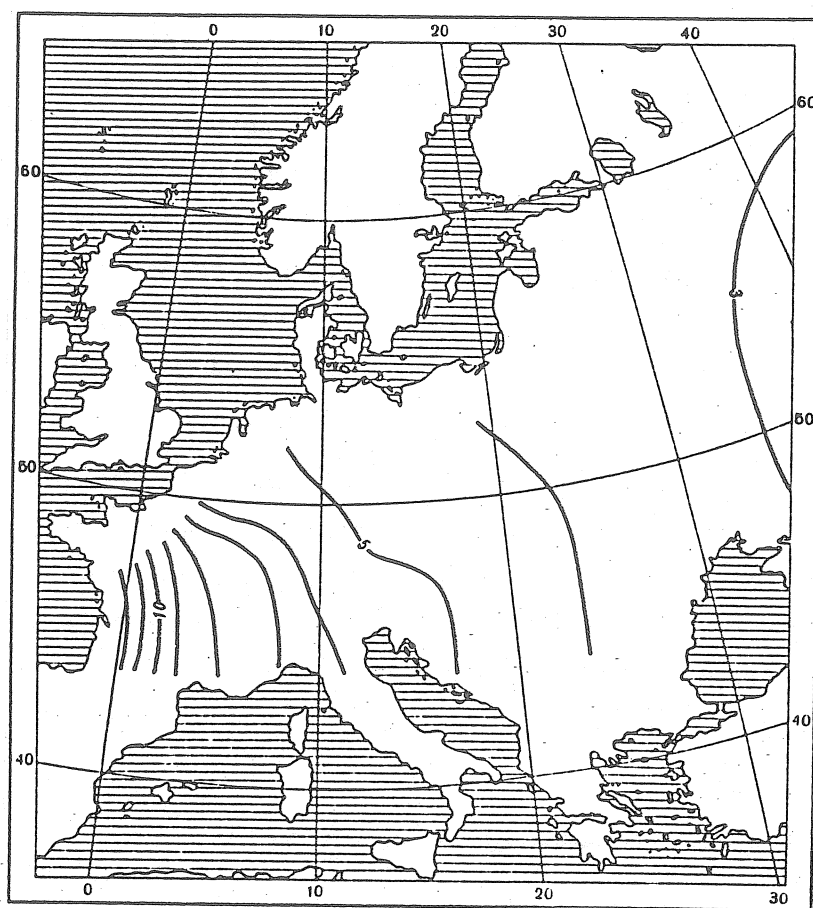


Fig. 3. Amplitude (en mm) des déplacements verticaux de la surface de la Terre sous l'effet de charge de marées océaniques à la fréquence de l'onde M_2 .

Comme cela a été démontré en {5} dans la marée gravimétrique dans ces mêmes régions, l'effet de la mer n'est que de 3 à 4 % des variations de la pesanteur. L'apport relatif des flexions aux latitudes plus élevées sera, à cause de la diminution des amplitudes des marées terrestres, déterminée par la charge des marées océaniques et sera nettement plus grand.

Les amplitudes que nous avons obtenues pour les flexions de la surface de la Terre en Europe occidentale sont sensiblement plus petites que les valeurs indiquées sur la carte de D. Bower {6}. Cette différence, à notre avis ne s'explique pas seulement par la différence dans les données cotidiales mais pas le fait que lors de la construction de la carte, D. Bower a déterminé les flexions par la méthode de Boussinesq.

Sur la figure 3 nous ne donnons que les amplitudes des flexions provoquées par la charge des marées océaniques. Les déplacements radiaux de la surface résultant de la somme des marées terrestre et océanique sont représentés par une somme vectorielle et par conséquent dépendent aussi de la différence de phase des deux mouvements. Ainsi les phases de la composante de charge pouvant prendre des valeurs tout à fait arbitraires seront différentes pour les différents points de la surface de la Terre. Les phases des marées terrestres correspondent pratiquement comme on le sait avec les phases du potentiel générateur de marées. Etant donné l'apport relativement grand des marées océaniques dans l'effet total, les phases des déplacements réels pourront, en des points séparés, différer sensiblement des valeurs théoriques des phases des déformations radiales.

Ainsi, lors de l'estimation des déplacements radiaux de la surface de la Terre provoqués par les marées terrestres, il faut tenir compte de l'effet indirect des marées océaniques. C'est particulièrement important pour les points situés à une petite distance des côtes et des points de latitudes élevée où l'effet de la charge des marées océaniques peut être égal en valeur aux déformations de marées terrestres.

BIBLIOGRAPHIE

1. Pertsev, B.P., Influence des marées océaniques des zones voisines sur les observations de marées terrestres.
Izv. Ac. des Sc. URSS, Physique de la Terre, 1976, n° 1, pp. 13 à 22.
2. Bogdanov, K.T., Magarik, V.A., Solution numérique du problème sur la dispersion des ondes de marées semi diurnes (M_2 et S_2) dans l'océan mondial.
Rapports de l'Ac. des Sc. URSS, 1967, 172, N° 6, pp. 1315 à 1317.
3. Hansen, W., Gezeiten des Meeres.
In : Zahlenwerte und Funktionen. 1952, Bd. 3, S. 504-533.
4. Chiaruttini, C., Tidal loading on the Italian peninsula.
Geophys. J. Roy. Astron. Soc., 1976, 46, N° 3, p. 773-793.
5. Pertsev, B.P., M_2 ocean-tide corrections to tidal gravity observations in Western Europe.
Ann. géophys., 1977, 33, fasc. 1/2, p. 63-65.
6. Bower, D., Some numerical results in the determination of the indirect effect.
Commun. Observ. roy. Belg., 1970, N° 96, p. 106-113.

RESULTATS DES OBSERVATIONS DES VARIATIONS DE MAREES DE LA PESANTEUR
A TALLIN EN 1976 ET 1977

Y.Y. Paessalou

Rotation et déformations de marées de la Terre, N° 15 - 1983
pp. 21-29.

Les premières observations des marées terrestres en Estonie ont été réalisées dès le début du XXe siècle de 1905 à 1912, à l'aide de clinomètres, par A. Ya Orlov à Iuriev (près de Tartu) dans la station sismique universitaire. Celui-ci a été l'un des fondateurs de cette recherche dans la science nationale. Ses recherches, de 1909 à 1911, sont classiques et lui ont assuré une grande réputation. Les observations de marées gravimétriques n'ont commencé qu'en 1965 en Estonie, à Tallin, dans la station gravimétrique de l'Institut de Géologie de l'Ac. des Sc. d'Estonie. Les observations y ont été faites par séries séparées avec des gravimètres "Askania" jusqu'au milieu de 1977. En 1977 elles ont été temporairement interrompues à cause de la diminution de la sensibilité des photoéléments et de la nécessité de moderniser le gravimètre. Cette modernisation est à présent réalisée et les observations à Tallin seront prolongées.

Le but des mesures vise tant à l'explication des particularités régionales sur la pente sud de la faille Baltique qu'à l'introduction de corrections luni-solaires plus précises dans les mesures gravimétriques de campagne dans le polygone géodynamique d'Estonie. En outre, à la latitude de Tallin, les ondes diurnes principales O_1 et K_1 ont des amplitudes importantes ce qui permet une estimation de l'effet de résonance du noyau liquide de la Terre (théorie de M.S. Molodenskii [2]).

Le site se trouve dans une zone d'activité cyclonique pour laquelle le haut niveau de bruit des perturbations météorologiques du signal de marées enregistré est caractéristique. Les observations à Tallin aideront donc à résoudre le problème de l'influence de facteurs météorologiques sur les variations de marées de la pesanteur.

On décrit ici brièvement la méthode d'observations et on examine les résultats de la série d'observations du 21 octobre 1976 au 10 juillet 1977 par deux méthodes d'analyse harmonique. Nous donnons également un bref résumé des

résultats obtenus à partir des premières séries d'observations (1965-1966, 1971 et 1972).

La station gravimétrique de Tallin (Fig. 1a) est située à Vichgorod dans la cave de la vieille forteresse de Toompe à une distance d'environ un kilomètre du golfe de Finlande.

Le chauffage de la salle d'observation (surface de 23 m²) est assuré par quatre radiateurs électriques du type E-I "Volta". La température dans la salle est maintenue constante à 22° à l'aide d'un système de relais avec thermomètre à contact. Avec un fonctionnement normal du système de chauffage, la variation de la température dans la salle ne dépasse pas $\pm 0,5^{\circ}\text{C}$. La période de variation de la température pendant les observations en 1965 à 1972 était à peu près de 50 min., et au moment des dernières observations d'environ 30 min., la Fig. 2 en donne un exemple. L'humidité se maintient dans les limites de 60 à 80 %.

Les observations ont été faites avec le gravimètre "Askania" GS-11 N° 147.

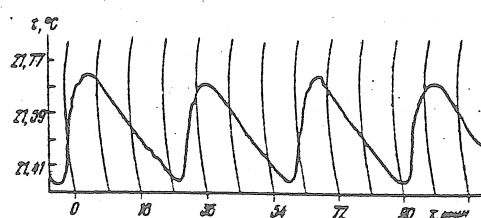
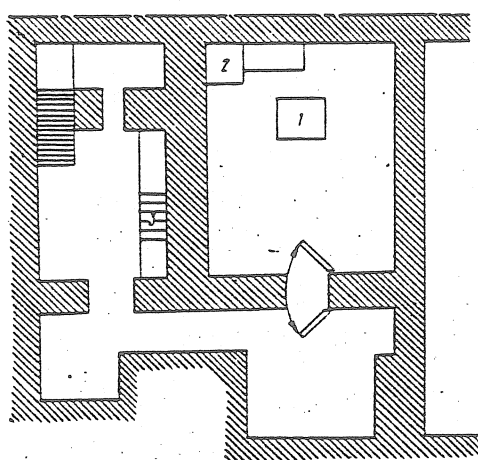


Fig. 2. Variations à courte période de la température dans la salle gravimétrique de Tallin le 7 juin 1977.

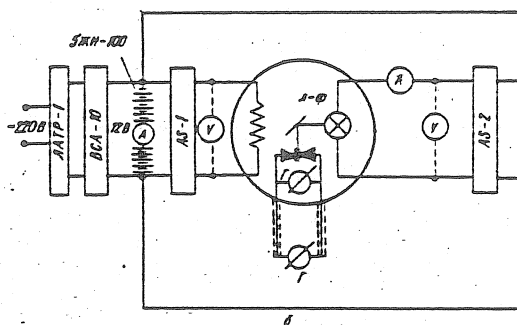


Fig. 1. Station gravimétrique à Tallin :
a- plan du local (1-pilier du gravimètre, 2-pilier de l'enregistreur, 3-batteries)
b- schéma d'alimentation de chauffage, lampes des photoéléments du gravimètre et branchement du galvanomètre de l'enregistreur.

Le gravimètre a été installé sur un pilier en béton, isolé du sol, enfoui à une profondeur de 2 mètres. On a utilisé un galvanomètre "Multiflex" avec un enregistreur photoélectrique "Bruno Lange" N° 469. L'enregistrement a été réalisé avec une vitesse de 6 mm/heure. L'appareillage et la méthode d'observations sont décrits en détail en {3, 11}.

La série d'observations de 1965-1966 à Tallin a duré six mois et a été réduite par la méthode de Pertsev {11}. La réduction des séries d'observations de 1971 et 1972 portant respectivement sur deux et trois mois a été faite par la méthode de Matveyev avec un pas journalier {3, 4}.

A partir de 1976, l'alimentation de thermostats et l'éclairage des photoéléments ont été réalisés par deux stabilisateurs AS-1 et AS-2 fabriqués au CKG de l'Académie des Sciences d'Estonie. D'après le procès verbal, la stabilité de la tension de sortie du stabilisateur AS-1 est de $\pm 0,1$ V et le coefficient de stabilisation AS-2 est égal à 5000 (correspondant à une variation de la tension de sortie limitée à 0,001 V). Deux accumulateurs $5 \times H-100$ branchés successivement avec recharge continue depuis le réseau de 200 V par un autotransformateur $\Omega ATP.1$ et un redresseur de type BCA-10 (Fig. 1b) ont servi de sources d'alimentation des appareils AS-1 et AS-2.

Le contrôle de la tension de sortie de ces stabilisateurs a été réalisé au moins une fois chaque deux jours à l'aide d'un voltmètre à miroir M-105 (classe de précision 0,5) qui a été shunté par une résistance de 1,5 K Ω . Les variations observées sur l'ampoule du photoélément ($\pm 0,02$ B) sont dans les limites de précision du voltmètre et les variations de la tension sur les thermostats du gravimètre provoquées par le branchement et le débranchement ne dépassent pas 0,03 V. Lors des observations en 1976-1977 la température de thermostatisation du gravimètre était de 40°C. Les marques horaires ont été connectées comme précédemment à l'horloge du constructeur avec une précision d'au moins ± 30 S.

Avant et après chaque série d'observations on a déterminé la valeur de division de l'échelle du gravimètre par la méthode de la bille (cf. Table 1). Les estimations des erreurs quadratiques moyennes ne sont pas mathématiquement rigoureuses car, à chaque étalonnage, pour le calcul de l'accroissement apparent de la pesanteur, la mesure au gravimètre était utilisée deux fois. Les accroissements correspondant aux deux positions de la bille n'étaient donc pas indépendants et les estimations des erreurs ont à proprement parlé un caractère formel. On constate que les valeurs moyennes pondérées selon deux systèmes de poids correspondent pratiquement et sont déterminées assez sûrement (avec une

Table 1. Résultats des déterminations de la valeur de division de la vis (a) avec une température de thermostatisation de 40°C.

Date	a, $\frac{\text{mgal}}{\text{divis.}}$	Nombre de tours	$10^{-5}/\sigma^2$
02.I0.73	$7,3706 \pm 0,0017$	7	3,5
03.I0.	$7,3598 \pm 0,0071$	10	0,2
08.I0.	$7,3598 \pm 0,0048$	11	0,4
08.I0.	$7,3693 \pm 0,0012$	10	6,9
23.II.74	$7,3465 \pm 0,0014$	10	5,1
29.OI.75	$7,3562 \pm 0,0008$	15	15,6
27.06.	$7,3489 \pm 0,0009$	14	12,3
20.04.76	$7,3543 \pm 0,0017$	13	3,5
10.02.78	$7,3482 \pm 0,0032$	18	1,0
30.03.	$7,3547 \pm 0,0014$	15	5,1
31.03	$7,3596 \pm 0,0016$	12	3,9
Moyenne pondérée			
(p = n)	$7,3559 \pm 0,0009$		
Moyenne pondérée			
(p = $\frac{1}{\sigma^2}$)	$7,3561 \pm 0,0004$		

précision de 0,5 et 0,05 %). Dans l'analyse harmonique nous avons utilisé la constante 7,3559 mgal/div. obtenue avec des poids proportionnels au nombre de tours.

L'étude de la non linéarité de l'enregistreur avec galvanomètre a été faite par la méthode habituelle [5]. Une table de corrections aux ordonnées mesurées a été établie d'après les résultats moyens de six déterminations. Les valeurs des corrections calculées sont de 0,3 à + 0,4 mm. Etant donné son insignifiance par rapport au bruit de fond elles n'ont pas été introduites dans les ordonnées.

Le retard instrumental a été déterminé à deux reprises selon la méthode de Volkov [6]. Les résultats sont donnés dans le travail [3]. L'étalonnage de l'échelle d'enregistrement a été fait en 1976 par paires de déplacements, en moyenne tous les 10 jours. A chaque étalonnage on a fait deux ou trois déplacements par la vis. Le déplacement maximum était de cinq à neuf petites divisions du micromètre. La mesure au micromètre a été faite dix fois. L'échelle a été calculée par un filtrage qui élimine assez bien les marées et la partie linéaire de la dérive [5], elle a également été déterminée graphiquement, ce qui constitue une bonne vérification de la détermination par le filtre. Les résultats de la détermination de l'échelle d'enregistrement par deux méthodes pour cette dernière période d'observations sont donnés dans la Table 2.

Table 2. Echelle de l'enregistreur de Tallin ($\mu\text{gal}/\text{mm}$) calculée d'après la formule (C_I) et déterminée graphiquement (C_{II}) pour la période d'observations de 1976 à 1977.

Date	C_I	C_{II}
22.10.76	6,400	6,368
29.10.	6,523	6,514
15.11.	6,114	6,110
28.11.	6,293	6,318
10.12.	6,546	6,530
19.12.	6,392	6,381
30.12.	6,122	6,112
18.01.77	6,318	6,318
30.01.	6,230	6,275
11.02.	6,589	6,522
26.02.	6,356	6,386
03.03.	6,446	6,470
09.03.	6,167	6,137
18.03.	6,336	6,326
29.03.	6,322	6,338
07.04.	6,377	6,343
20.04.	6,284	6,320
02.05.	6,396	6,422
08.05.	6,388	6,400
18.05.	6,266	6,259
Moyenne	6,343 $\pm$ 29	6,342 $\pm$ 28
Moyenne générale	6,343 $\pm$ 20	
29.05.77	7,012	6,926
11.06.	6,739	6,721
20.06.	6,738	6,765
4.07.	6,924	6,924
10.07.	6,856	6,839
Moyenne	6,854 $\pm$ 53	6,835 $\pm$ 41
Moyenne générale	6,844 $\pm$ 32	

Dans la seconde moitié de mai 1977, la valeur d'échelle a subi une variation systématique (fig. 3) (sur les causes possibles de ce choc, voir plus bas). Pour la première partie de la série (jusque mai 1977) l'amplitude des oscillations des valeurs individuelles était de 8 % et pour la seconde seulement de 4 %. Comme valeurs finales de l'échelle on a pris les moyennes pondérées résultant des moyennes arithmétiques obtenues par les deux méthodes.

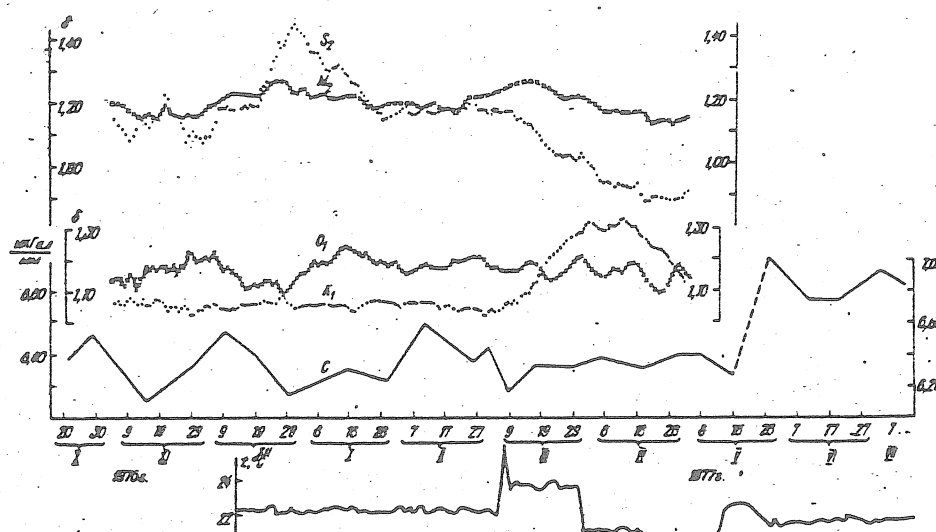


Fig. 3. Variation du facteur δ observé, de l'échelle de l'enregistrement (C) et de la température dans la salle ($t, ^\circ\text{C}$) au cours de la période d'observations de 1976 à 1977.

Comme on le constate par la table 2 la valeur du coefficient d'échelle a été obtenue pour la première partie avec une précision de 0,03 % et pour la seconde avec précision de 0,5 %. Ainsi, étant donné le grand nombre de déterminations, on a obtenu une valeur plus précise pour la première partie que pour la seconde, mais l'amplitude des oscillations pour la première partie était plus grande.

On observe des oscillations sensibles sur la courbe de l'échelle d'enregistrement jusqu'au 19 mai 1977 (Fig. 3, courbe C).

Pour expliquer l'action possible de ces variations d'échelle sur la valeur δ on en a fait la comparaison avec l'allure des valeurs du facteur gravimétrique obtenues pour les ondes M_2 et O_1 par la méthode de Matveyev avec un écart journalier, dans l'hypothèse de l'invariabilité de la valeur moyenne du coefficient d'échelle (Fig. 3). On n'a découvert aucune dépendance entre les variations de l'échelle et les variations observées du facteur gravimétrique δ pour les ondes M_2 et O_1 . La conclusion s'impose que ces variations n'influencent pas la valeur δ et justifie l'adoption d'une échelle moyenne constante. Nous donnons à la Fig. 3 également l'allure de la température dans la salle. On n'a pas découvert de lien significatif entre les variations de température et l'allure de l'échelle d'enregistrement.

Le 19 mai 1977 on a débranché le thermostat interne du gravimètre dans le but d'améliorer la qualité de l'enregistrement. Cela a provoqué un choc dans l'allure de l'échelle d'enregistrement mais la qualité de l'enregistrement s'est améliorée. On peut expliquer le choc survenu par l'influence de la variation de la température sur les paramètres élastiques du système sensible du gravimètre. L'amélioration de la qualité de l'enregistrement, a été provoquée par la disparition de l'effet d'induction du thermostat intérieur dans le réseau du galvanomètre. Le 3 juillet 1977 le thermostat intérieur a été à nouveau branché mais déjà dans le régime du chauffage constant d'après le schéma de M. Bonatz [5]. La régulation finale du courant du thermostat intérieur (courant d'impulsion - 0,5 A, courant constant 0,3 A, période de branchement environ 200 C) a été faite le 7 juin 1977. Depuis le 7 juin jusqu'au 13 juillet 1977 la chaîne des thermostats n'a pas varié, mais le niveau de l'échelle de l'enregistrement n'est pas retourné dans la position de départ.

Certes on n'a pas rétabli dans le gravimètre la température initiale et le processus de vieillissement de l'ampoule du photoélément a joué un rôle notoire dans le cas donné, provoquant la diminution de la sensibilité du gravimètre dans une étape finale des observations (le 13 juillet 1977 l'ampoule du gravimètre a brûlé).

A cause d'un saut sur la courbe d'enregistrement nous avons choisi la partie d'enregistrement du 19 mai au 10 juin 1977. Ainsi, dans la série d'observations faites en 1976-1977 d'une durée de 9 mois utiles pour l'analyse harmonique il y avait huit séries mensuelles.

La réduction des observations de 1976-1977 a été faite d'après la méthode décrite précédemment {3}; la différence entre les ordonnées mesurées et calculées par une parabole du troisième ordre ne dépassait pas 1,25 mm ce qui correspond à 7,9 μgal avec une sensibilité de 6,343 $\mu\text{gal}/\text{mm}$. L'écart de 1,25 mm est conforme au niveau réel du bruit de fond. On a eu dans les observations quatre grandes lacunes : 6 novembre 1976 - 7 ordonnées horaires omises; 13 décembre 1976 - 12 ordonnées horaires omises et du 11 mai 1977 au 12 mai 1977 - 37 ordonnées horaires omises qui ont été comblées par la méthode d'Ivanova (1) {7}.

Les ordonnées d'une série de sept mois d'observations ont été ramenées à une référence unique. L'erreur quadratique moyenne d'une ordonnée a été calculée d'après la formule proposée par B.S. Doubik en 1976 {3}. L'erreur quadratique moyenne maximale ne dépassait pas 2 μgal ce qui correspond à la norme recommandée {5}.

L'analyse harmonique a été faite par les méthodes de Matveyev {8} et Venedikov {10}. Nous avons fait la réduction par la méthode de Matveyev sur 3BM "Minsk-32". La réduction par la méthode de Venedikov a été faite à notre demande à l'Observatoire gravimétrique de Poltava par B.S. Doubik sur 3BH de type EC. Ainsi la série de sept mois a été réduite aussi bien par séries mensuelles séparées que comme un tout. La réduction a été faite par la méthode de Matveyev avec un écart journalier régulier en utilisant les mêmes facteurs de sensibilité que par la méthode de Venedikov.

L'allure des valeurs du facteur gravimétrique pour les ondes principales O_1 , K_1 , M_2 et S_2 obtenues par la méthode de Matveyev est donnée sur la figure 3. Jusqu'à la variation dans l'allure de la température du 8 mars 1977 l'onde K_1 est déterminée plus sûrement que les ondes O_1 et M_2 mais sa valeur du facteur gravimétrique pour cette période est diminuée. Cela témoigne, d'une certaine perturbation systématique avec une période voisine de la période de l'onde K_1 qui l'altère en diminuant son amplitude. Ce facteur perturbateur peut être l'onde diurne S_1 d'origine météorologique. A cause de sa période exactement semi-diurne, l'onde S_2 est facilement perturbée et se détermine le moins sûrement. L'influence des variations brusques de la température dans la salle se fait surtout sentir sur les paramètres des ondes K_1 et S_2 . Elle n'exerce aucune influence sensible sur les ondes lunaires O_1 et M_2 .

Les résultats de la réduction des séries mensuelles indépendantes par les deux méthodes sont donnés dans les Tables 3 et 4.

Nous examinerons d'abord les séries séparées. Pour les ondes diurnes O_1 et K_1 la divergence maximale entre les résultats de l'application des deux méthodes pour le paramètre δ est de 3 %. Pour l'onde O_1 la différence maximum s'observe dans la seconde série et pour l'onde K_1 dans la cinquième. L'apparition de cette dernière correspond avec le pic des perturbations de température. En ce qui concerne la différence de 3 % pour l'onde O_1 , dans la seconde série, on observe visiblement l'effet du bruit. Nous notons une certaine différence dans les méthodes d'analyse d'après leurs propriétés sélectives c'est-à-dire en ce qui concerne l'effet de température (et autres) dans l'intervalle journalier des fréquences.

Table 3. δ et $\Delta\phi$ pour les observations de Tallin en 1976-1977 (ondes diurnes).

Numéro de la série	Date du début de la série	Méthode d'analyse	O_1		K_1	
			δ	$\Delta\phi$	δ	$\Delta\phi$
1	21.10.76	M	I,1306	-0,28°	I,0626	-0,62°
		B	I,1398	-1,11	I,0602	-0,34
			± 850	$\pm 4,29$	± 505	$\pm 2,79$
2	20.11.	M	I,1951	-5,08	I,0556	-0,66
		B	I,1600	-3,47	I,0658	-3,13
			± 1022	$\pm 5,06$	± 502	$\pm 2,75$
3	20.12.	M	I,1566	-1,52	I,0543	2,37
		B	I,1419	-2,04	I,0710	3,27
			± 527	$\pm 2,64$	± 261	$\pm 1,41$
4	19.01.77	M	I,1764	1,24	I,0551	4,19
		B	I,1869	1,68	I,0486	4,33
			± 491	$\pm 2,36$	± 301	$\pm 1,64$
5	18.02.	M	I,1753	1,17	I,0356	10,14
		B	I,1836	2,05	I,0681	7,80
			± 440	$\pm 2,13$	± 397	$\pm 2,09$
6	20.03.	M	I,1660	0,90	I,3105	8,30
		B	I,1849	0,51	I,3135	8,73
			± 377	$\pm 1,83$	± 328	$\pm 1,43$
7	19.04.	M	I,1520	6,32	I,1395	-0,10
		B	I,1620	4,69	I,1541	1,23
			± 467	$\pm 2,30$	± 281	$\pm 1,42$
8	11.06.	M	I,1416	0,71	I,1327	-0,68
		B	I,1350	0,13	I,1458	-0,11
			± 347	$\pm 1,75$	± 174	$\pm 0,88$
Moyenne vectorielle (7 mois)		M	I,1628	0,37	I,0990	+3,48
			$\pm 0,0077$	$\pm 1,30$	$\pm 0,0360$	$\pm 1,90$
		B	I,1704	1,16	I,1172	+3,88
Sept mois comme un tout			$\pm 0,0074$	$\pm 1,04$	$\pm 1,0351$	$\pm 1,79$
		B	I,1564	-0,27	I,1016	+3,46
			$\pm 0,0241$	$\pm 1,19$	$\pm 0,0158$	$\pm 0,82$
Moyenne vectorielle (8 mois)		M	I,1601	0,41	I,1030	+2,94
			$\pm 0,0072$	$\pm 1,13$	$\pm 0,0315$	$\pm 1,58$
		B	I,1622	0,92	I,1266	+2,56
			$\pm 0,0083$	$\pm 1,13$	$\pm 0,0268$	$\pm 1,28$

Table 4. δ et $\Delta\phi$ pour les observations de Tallin en 1976-1977 (ondes semi-diurnes).

Numéro de la série	Date du début de la série	Méthode d'analyse	M_2		S_2	
			δ	$\Delta\phi$	δ	$\Delta\phi$
1	21.10.76	M	1,1966	1,35°	1,1521	0,95°
		B	1,1825	1,47	1,1665	2,11
			± 322	$\pm 1,56$	± 677	$\pm 3,32$
2	20.11	M	1,1784	-1,71	1,0891	9,75
		B	1,1595	-0,03	1,1072	9,14
			± 284	$\pm 1,40$	± 711	$\pm 3,69$
3	20.12.76	M	1,2368	3,33	1,4019	0,02
		B	1,2143	2,86	1,3773	-0,07
			± 230	$\pm 1,09$	± 554	$\pm 2,33$
4	19.01.77	M	1,1917	0,84	1,1709	8,21
		B	1,1926	0,71	1,1690	8,47
			± 264	$\pm 1,27$	± 523	$\pm 2,60$
5	18.02	M	1,2250	0,43	1,1667	4,54
		B	1,2241	0,67	1,1802	5,52
			± 248	$\pm 1,16$	± 443	$\pm 2,17$
6	20.03	M	1,1952	1,55	0,9905	3,60
		B	1,1878	1,68	0,9758	4,24
			± 165	$\pm 0,80$	± 306	$\pm 1,81$
7	19.04	M	1,1423	1,69	0,9152	5,19
		B	1,1332	2,28	0,9173	3,70
			± 250	$\pm 1,26$	± 550	$\pm 3,45$
8	11.06	M	1,1714	0,48	1,3184	5,99
		B	1,1782	0,70	1,3178	7,83
			± 225	$\pm 1,09$	± 636	$\pm 2,79$
Moyenne vectorielle (7mois)		M	1,1948	1,06	1,1247	4,43
			$\pm 0,0116$	$\pm 0,57$	$\pm 0,0590$	$\pm 1,35$
		B	1,1867	1,51	1,0917	4,56
Sept mois comme un tout			$\pm 0,0111$	$\pm 0,44$	$\pm 0,0567$	$\pm 2,87$
		B	1,1851	1,37	1,1330	4,13
			$\pm 0,0107$	$\pm 0,52$	$\pm 0,0228$	$\pm 1,16$
Moyenne vectorielle (8 mois)		M	1,1919	0,99	1,1488	4,66
			$\pm 0,0104$	$\pm 0,50$	$\pm 0,0563$	$\pm 1,19$
		B	1,1855	1,39	1,1086	4,85
			$\pm 0,0097$	$\pm 0,73$	$\pm 0,0547$	$\pm 1,09$

Pour les ondes semi-diurnes principales M_2 et S_2 la différence maximale dans les valeurs de δ est un peu plus petite que pour les ondes diurnes : elle ne dépasse pas 1,8 %. Dans la plupart des cas en séries séparées les valeurs obtenues par les deux méthodes concordent mieux entre elles que les valeurs analogues pour les ondes diurnes. Cependant pour le cas des moyennes vectorielles cette relation ne se conserve pas. Quant aux divergences des résultats (en %) de la détermination par les deux méthodes de l'écart de phase $\Delta\phi$, ils sont à peu près d'un ordre plus grand que dans le cas du paramètre δ . La différence maximale atteint 2,5° pour l'onde K_1 dans la seconde série.

Les moyennes vectorielles δ et $\Delta\phi$ pour les deux types d'ondes obtenus par les deux méthodes aussi bien pour sept que pour huit séries mensuelles concordent entre elles dans les limites des erreurs (voir Tables 3 et 4). Lors du

passage de la moyenne vectorielle pour sept mois à la moyenne vectorielle pour huit mois pour les ondes O_1 et M_2 la concordance des valeurs du facteur gravimétrique obtenu par les deux méthodes est améliorée. La différence est de 0,2 % pour la première onde. Pour les ondes K_1 et S_2 ces différences sont plus grandes; cependant elles ne sortent pas des limites des erreurs correspondantes. Dans le cas des écarts de phases l'allure des résultats s'améliore un peu, uniquement pour l'onde O_1 , et de façon insignifiante pour les ondes M_2 et K_1 (l'onde S_2 constitue une exception). Ainsi la meilleure concordance des résultats des deux méthodes pour les ondes O_1 et M_2 fondamentales déterminées sûrement s'obtient lors de la déduction des résultats finaux pour les huit séries.

Les résultats de la réduction par la méthode de Venedikov sont donnés dans les tables 3 et 4 pour la série de sept mois d'observation prise comme un tout. Dans ces résultats l'attention est attirée avant tout sur la grande valeur de l'erreur quadratique moyenne de la valeur du paramètre δ (O_1) qui est à peu près trois fois plus grande que pour le cas de la déduction de la valeur moyenne de ce paramètre en séries mensuelles séparées. Cela peut être lié à l'influence perturbatrice de la dérive sur la fréquence de l'onde O_1 se manifestant différemment en fonction de la durée de la série analysée.

La valeur de δ (O_1) elle-même, obtenue à partir d'une longue série de sept mois, est plus petite de 1,2 % que la moyenne des sept résultats mensuels d'après la méthode de Venedikov et de 0,6 % plus petite que la moyenne correspondante d'après la méthode de Matveyev. Pour δ (M_2) on obtient une bonne concordance des résultats des deux variantes de l'application de la méthode de Venedikov.

Table 5. Résultats de toutes les observations à Tallin et dans les stations d'Helsinki et Poulkovo {9, 12}.

Date et nombre de séries	O_1		K_1		M_2		S_2		Remarques
	δ	$\Delta\varphi$	δ	$\Delta\varphi$	δ	$\Delta\varphi$	δ	$\Delta\varphi$	
1965-1966 гг. (6 мес.)	1,096	+0,1°	1,071	-2,1°	1,127	+0,1°	1,184	-2,4°	Tallin
1971 г. (2 мес.)	1,235	+2,9	1,215	-6,2	1,199	+0,1	1,159	+5,4	"
1972 г. (3 мес.)	1,253	+1,4	1,259	-1,2	1,236	-4,0	1,285	+2,5	"
Средневесовое за 1965-1972 гг. (11 мес.)	1,164	+1,3	1,148	-2,6	1,169	-0,9	1,205	+0,3	"
1976-1977 гг. (8 мес.)	1,161	+0,4	1,102*	+3,5*	1,188	+1,2	1,132	+4,5	"
	± 5	± 7	± 16	± 8	± 6	± 3	± 20	± 7	
1967-1975 гг. (27 мес.)	1,152	-0,0	1,145	+0,3	1,181	+0,7	1,192	+0,3	Helsinki
	± 3	± 3	-	-	± 3	± 6	-	-	
1976-1977 гг. (17 мес.)	1,159	-0,7	1,142	-1,2	1,181	-0,6	1,175	+0,2	Poulkovo
	± 2	± 2	± 1	± 2	± 2	± 2	± 4	± 8	

* Pour l'onde K_1 on n'a tenu compte que des valeurs qui ont été obtenues par la réduction des sept mois en un tout.

Par rapport à la moyenne obtenue par la méthode de Matveyev, la longue série donne une valeur un peu plus petite pour $\delta(M_2)$ mais l'écart ne sort pas des limites des erreurs. Ainsi sur notre matériel d'observation l'application de la méthode de Venedikov à une série de sept mois prise globalement donne, pour les ondes O_1 et M_2 , des valeurs de δ plus petites que la moyenne des résultats pour la série de sept mois obtenue par la méthode de Matveyev et la méthode de Venedikov. En ce qui concerne $\delta(S_2)$, l'erreur du résultat obtenu pour une longue série est 2,5 fois plus petite tandis que la valeur même augmente de 4 %. Dans le cas des écarts de phase on observe une diminution sensible de leurs valeurs dans la variante de l'analyse globale d'une série de sept mois en comparaison avec la réduction par mois et la moyenne vectorielle d'après la méthode de Venedikov.

Nous considérons les moyennes vectorielles pondérées des huit séries mensuelles (obtenues par les deux méthodes) et de la longue série de sept mois (table 5) comme les résultats finaux pour la dernière période des observations (1976-1977). Nous donnons également dans la table 5 le résumé des résultats pour toutes les observations faites à Tallin (en $\Delta\phi$ on a introduit les corrections du retard instrumental).

Les résultats des premières séries d'observations (1965 à 1972) présentent un grand désaccord pour les valeurs des paramètres qui diffèrent sensiblement des résultats des observations de 1976 à 1977. Il y a ici apparemment l'influence de certaines perturbations : sans doute des erreurs dans l'étalonnage du gravimètre ou la précision insuffisamment élevée des déterminations de l'échelle de l'enregistrement en 1965 à 1972. Pour caractériser cette période d'observations on a pris les moyennes vectorielles pondérées pour le facteur gravimétrique et l'écart de phase. On a pris comme poids la durée des séries séparées. Elles sont données à la quatrième ligne de la table 5 et sont données uniquement à titre d'estimation préliminaire de la marée terrestre à Tallin. Les résultats obtenus d'après la dernière série de 1976 à 1977 ayant une précision relativement haute, particulièrement pour ce qui concerne les ondes lunaires O_1 et M_2 , peuvent être considérées comme une estimation valable de la marée terrestre en ce point.

Ces résultats sont comparés avec ceux obtenus en des points voisins (table 5) où l'on a introduit dans les données de Poulkovo les corrections du retard de phase, d'inertie et de la projection sur la normale à l'ellipsoïde. Les observations de Tallin, d'Helsinki et de Poulkovo concordent bien pour les ondes O_1 et M_2 . Cependant pour les ondes K_1 et S_2 il y a une divergence importante aussi bien entre les observations de Tallin et d'Helsinki qu'entre les résultats de Tallin et de Poulkovo. C'est d'après nous un témoignage de la

perturbation de l'enregistrement de marée terrestre à Tallin qui est important pour la valeur de l'onde diurne irrégulière S_1 d'origine météorologique laquelle perturbe principalement les ondes K_1 et S_2 .

On ne peut, à cause de ceci, donner une estimation de l'influence du noyau liquide de la Terre sur l'amplitude de l'onde K_1 à Tallin.

L'auteur remercie B.S. Doubik pour l'analyse harmonique par la méthode de Venedikov, P.S. Matveyev et N.N. Pariiskii pour d'utiles conseils lors de l'examen du travail et Kh. Rh. Sildore pour son aide lors de la réalisation des observations.

BIBLIOGRAPHIE

1. МЕЛУНИН А.Б. Развитие гравиметрии в России. - М. : Наука, 1967. - 223 с.
2. МОЛОДЕНСКИЙ М.С. Теория нутации и суточных земных приливов. - М. : Изд-во АН СССР, 1960. - 40 с.
3. ПАЗСАЛУ И., СИЛЬДВЭЗ Х. Наблюдения приливных вариаций силы тяжести в Таллине. - В кн. : Изучение современных движений земной коры. Тарту, 1981, с. 71-81.
4. ПАЗСАЛУ И. Результаты пятидесятилетних наблюдений приливных вариаций силы тяжести в Таллине. - В кн. : Новые данные о геологии Эстонии. Таллин, 1981, с. 61-71.
5. МЕТОДИЧЕСКОЕ руководство по приливным наблюдениям с гравиметрами / В.А.Волков, З.Шимон, П.Варга, и др. - Прага : VUGTK, 1976. - 114 с.
6. ВОЛКОВ В.А. Определение фазовых характеристик приливорегистрирующих систем гравиметр - гальванометр. - В кн. : Изучение земных приливов. М. : Наука, 1964, с. 71-82.
7. ИВАНОВА М.В. Сравнение различных методов заполнения пропусков в наблюдениях земных приливов. - Там же, 1963, с. 110-114.
8. МАТВЕЕВ П.С. Гармонический анализ месячной серии наблюдений земных приливов. - В кн. : Земные приливы. Киев : Наук. думка, 1966, с. 51-79.
9. НАБЛЮДЕНИЯ приливных изменений ускорения силы тяжести в Пулкове в 1976-1977 гг. / В.А.Волков, С.Н.Барсенков, С.С.Засимов и др. - В кн. : Изучение земных приливов. М. : Наука, 1980, с. 137-152.
10. VENEDIKOV A.P. Une méthode pour l'analyse des marées terrestres à partir d'enregistrements de longueur arbitraire. - Commun. Observ. Roy. Belg. Ser. Geophys., 1966, 21, N 150, p. 463-485.
11. MAASIK V., LUMP N., PURO A. Loodetest põhjustatud raskusjõu variatsioonidest Keistis. - ENSV TA Toimetised, 21. Füüsika. Matemaatika, 1972, N 4, lk.437-442.
12. DUCARME B., KAARIALINEN J. The finnish tidal gravity registration in fennoscandia. - Suomen geod. lait. julk. 1980, N 90.p.1-43.

PARAMETRES DES PETITES ONDES DIURNES DEDUITS DES OBSERVATIONS
DES MAREES DE LA PESANTEUR A POLTAVA (1980 à 1981)

V.G. Boulatsen, V.G. Balenko

Rotation et déformations de marées de la Terre, N° 16, pp. 21-23, 1984.

L'effet de résonance du noyau liquide de la Terre sur les paramètres des ondes de marées diurnes est calculé habituellement d'après la différence des valeurs déterminées avec le plus de précision $\delta(O_1)$ et $\delta(K_1)$. Il est assez rare qu'on se serve dans ce but des petites ondes diurnes mêmes si leurs périodes diffèrent peu de la période de la nutation diurne. Parmi celles-ci la plus perturbée est l'onde de résonance ψ_1 . Mais obtenir le facteur d'amplitude δ de cette onde avec la précision nécessaire est un problème très compliqué puisque son amplitude est seulement d'environ 0,5 μgal . Même par les observations de haute qualité, par exemple celles de la station de Pecny (2), le désaccord du facteur d'amplitude δ obtenu par les séries annuelles dépasse 50 %.

A l'Observatoire Gravimétrique de Poltava on a réalisé en 1980 à 1981 une série d'un an et demi d'observations des marées de la pesanteur avec un gravimètre modernisé du type Askania GS-12 N° 185, en utilisant une méthode améliorée de contrôle de la sensibilité (1).

Les paramètres des ondes principales obtenus diffèrent par de très faibles erreurs (moins de 0,2 %) (1). Cela constitue un motif pour effectuer le calcul des paramètres des ondes faibles en particulier celles qui sont soumises à l'effet de résonance du noyau liquide de la Terre. Dans ce but B.S. Doubik a programmé la méthode d'analyse de Venedikov qui sépare 20 ondes diurnes au nombre desquelles ψ_1 et ϕ_1 .

Les observations faites à Poltava en 1980-1981 ont été partagées en deux séries annuelles : la première du 21-IV-1980 au 24-IV-1981 et la seconde du 26-IX-1980 au 29-IX-1981. Les résultats en sont donnés dans la Table 1. Pour ces mêmes ondes on a calculé les valeurs théoriques du paramètre δ pour le site de Poltava d'après Wahr (3), correspondant au modèle de structure de la Terre 1066 A (table 2). Pour les ondes fondamentales O_1 et K_1 sont très bien déterminées et les ondes Q_1 et P_1 le sont de manière satisfaisante, en accord avec la théorie. Les paramètres des petites ondes dont les amplitudes dépassent 1 μgal - ρ_1 , M_1 , J_1 et OO_1 concordent également avec la théorie dans les limites des erreurs quadratiques moyennes de leur détermination (5 à 10 %). Pour les

Table 1

Constantes harmoniques des ondes diurnes d'après les observations des marées de la pesanteur à Poltava de 1980 à 1981 (on n'a introduit aucune correction dans les tables données).

Onde	Vitesse angulaire degré/h	Vitesse angulaire des raies spectrales degré/h	Amplitude μgal	1ère série annuelle				2ème série annuelle			
				Analyse harmonique		Analyse spectrale		Analyse harmonique		Analyse spectrale	
				δ	δ°	δ	δ°	δ	δ°	δ	δ°
$2Q_1$	12,8543	12,8688	0,774	I,1754	2,82	I,1473	8,04	I,0692	2,87	I,0262	10,74
				± 990	$\pm 4,82$			± 975	$\pm 5,22$		
σ_1	12,9271	12,9508	0,934	I,2275	-5,61	I,1089	2,43	I,1777	-1,78	0,8670	-12,74
				± 833	$\pm 3,89$			± 835	$\pm 4,06$		
Q_1	13,3987	13,4016	5,852	I,1600	-0,28	I,1596	-0,10	I,1566	-0,60	I,1605	0,00
				± 128	$\pm 0,63$			± 128	$\pm 0,63$		
ρ_1	13,4715	13,4836	I,111	I,1573	2,81	I,2316	5,55	I,0610	0,10	I,1426	5,06
				± 715	$\pm 3,54$			± 697	$\pm 3,76$		
O_1	13,9430	13,9344	30,574	I,1490	-0,32	I,1486	-0,23	I,1525	-0,32	I,1517	-0,19
				± 24	$\pm 0,12$			± 24	$\pm 0,12$		
τ_1	14,0252	14,0164	0,399	I,1581	1,89	I,1593	1,26	I,1703	-3,47	I,1778	-1,34
				± 1354	$\pm 6,70$			± 1470	$\pm 7,20$		
M_1	14,4967	14,5082	2,404	I,1496	-0,04	I,1474	-1,90	I,1661	-1,18	I,1733	0,23
				± 223	$\pm 1,11$			± 255	$\pm 1,25$		
χ_1	14,5695	14,5902	0,460	I,0390	-12,78	I,1131	-4,84	I,1240	5,55	I,2578	1,46
				± 1560	$\pm 8,60$			± 1584	$\pm 8,08$		
π_1	14,9179	14,9180	0,834	I,1027	2,09	I,0701	-5,73	I,0682	0,07	I,0834	0,48
				± 752	$\pm 3,91$			± 780	$\pm 4,18$		
ρ_2	14,9589	14,9590	14,233	I,1302	-0,21	I,1375	-0,02	I,1371	-0,48	I,1383	-0,49
				± 44	$\pm 0,22$			± 46	$\pm 0,23$		
S_1	15,0000	15,0000	0,337	I,6784	-26,33	I,3648	0,64	I,3772	4,60	0,8729	-18,73
				± 2585	$\pm 8,90$			± 2680	$\pm 11,31$		
K_1	15,0411	15,0410	43,000	I,1304	-0,22	I,1300	-0,44	I,1327	-0,39	I,1336	-0,44
				± 16	$\pm 0,08$			± 16	$\pm 0,08$		
ϕ_1	15,0821	15,0820	0,342	I,9189	1,34	I,6572	2,55	I,7769	2,81	I,2264	-19,69
				± 1868	$\pm 5,58$			± 1932	$\pm 6,23$		
φ_1	15,1232	15,1230	0,612	I,2700	-4,09	I,1385	-2,99	I,1856	-9,39	I,0660	-4,17
				± 1001	$\pm 4,52$			± 1052	$\pm 5,08$		
θ_1	15,5126	15,4918	0,460	I,1274	11,33	I,1702	4,31	I,2322	1,19	I,3926	-0,67
				± 1562	$\pm 7,93$			± 1579	$\pm 7,34$		
J_1	15,5854	15,5738	2,404	I,1752	2,43	I,1987	2,32	I,1486	3,26	I,1577	2,54
				± 292	$\pm 1,42$			± 237	$\pm 2,43$		
sq_1	16,0570	16,0656	0,400	I,1240	-2,78	I,0249	-13,83	I,5181	-10,15	I,3114	-4,51
				± 1891	$\pm 9,64$			± 1889	$\pm 7,13$		
oo_1	16,1413	16,1475	1,317	I,0457	-3,31	I,1066	2,98	I,1113	-2,26	I,1326	-0,20
				± 660	$\pm 3,61$			± 671	$\pm 3,46$		

Table 2

Valeurs théoriques du paramètre δ pour Poltava d'après Wahr, modèle 1066 A (3)

Onde	Argument	δ	Onde	Argument	δ
$2Q_1$	I25 755	I,I48	-	I65 545	I,I30
G_1	I27 555	I,I48	K_1	I65 555	I,I28
Q_1	I35 655	I,I48	-	I65 565	I,I27
P_1	I37 455	I,I48	-	I65 575	I,I25
O_1	I45 555	I,I48	ψ_1	I66 554	I,I23I
T_1	I47 555	I,I48	φ_1	I67 555	I,I63
M_1	I55 655	I,I48	θ_1	I73 655	I,I5I
X_1	I57 455	I,I48	Z_1	I75 455	I,I5I
$\bar{X}_1$	I62 556	I,I45	SO_1	I83 555	I,I50
D_1	I63 555	I,I43	OO_1	I85 555	I,I50
S_1	I64 556	I,I40	-	I94 455	I,I50

très petites ondes diurnes dont les amplitudes sont moins de 1 μ gal τ_1 , χ_1 , π_1 , ϕ_1 , SO_1 les erreurs quadratiques moyennes du paramètre δ représentent 10 à 20 % mais coïncide dans ces limites avec leurs analogues théoriques. Les ondes S_1 et ψ_1 constituent une anomalie. On peut citer deux causes à ce phénomène : l'influence de l'onde météorologique diurne et l'apport perturbateur de la grande onde K_1 . La première cause domine évidemment pour l'onde S_1 et la seconde pour l'onde ψ_1 . Puisque l'onde ψ_1 est perturbée par l'influence de résonance du noyau liquide de la Terre, son épuration de l'apport de l'onde K_1 constitue un problème important. Traditionnellement, elle se résoud par l'allongement de la série analysée à une longueur telle que les ondes K_1 et ψ_1 se séparent bien. Dans notre cas (durée de la série d'un an) on a appliqué l'analyse spectrale.

Suivant le programme composé par B.S. Doubik les deux séries annuelles d'observations à Poltava et les séries leur correspondant de la courbe de marée théorique ont été soumises à l'analyse de Fourier avec un pas en vitesses angulaires égal à 0,04099 degré/heure. On a réalisé préliminairement un filtrage pour la séparation du groupe diurne. Les conditions initiales sont données de façon à ce qu'on puisse s'approcher des vitesses angulaires des ondes S_1 , K_1 , ψ_1 et ϕ_1 . Les paramètres δ obtenus par l'analyse spectrale sont également donnés dans la table 1. Pour toutes les ondes, sauf S_1 , ψ_1 et ϕ_1 les résultats des analyses harmonique et spectrale correspondent dans les limites des erreurs quadratiques moyennes. L'onde ψ_1 qui nous intéresse a été un peu apurée de l'apport de l'onde K_1 mais pas à un degré suffisant. Il est possible qu'il faille élaborer pour cela d'autres moyens plus sélectifs.

Ainsi, l'essai de séparation des faibles ondes de marées diurnes montre que pour la précision atteinte des observations, l'obtention sûre des caractéristiques d'amplitude et de phase de ces ondes exige des observations de plusieurs années.

BIBLIOGRAPHIE

1. BALENKO V.G., BOULATSEN V.G., NOVIKOVA A.N.
Variations de marées de la force de pesanteur à Poltava en 1980-1981.
Rotation et déformations de marées de la Terre - 1983. Publ. 15, pp. 3 à 11.
2. SIMON Z., BROZ J.
Gravimetric Tidal Observations made at Pecny 1970-1977.
Travaux Inst., geophys. Acad. tchécosl. sci., 1979, N 521, p. 79-136.
3. WAHR J.M.
Body tides on an elliptical, rotating, elastic and oceanless Earth.
Geophys. J. Roy. Astron. Soc., 1981, 64, N 3, p. 677-703.

DETERMINATION DES INCLINAISONS ANORMALES D'ORIGINE TECTONIQUE DANS
LES ONDES LUNAIRES PRINCIPALES DE LA MAREE TERRESTRE SUR LE
TERRITOIRE DE LA PARTIE CENTRALE ET SUD-EST DE L'UKRAINE

P.S. Matveyev

Rotation et déformations de marées de la Terre, Kiev
Vol. 16, pp. 3-16, 1984.

Poltava est, en Ukraine, le premier point clinométrique où l'on a réalisé avec assez de précision la détermination des paramètres de marées terrestres γ et $\Delta\phi$. De 1930 à 1941 on a effectué, dans une cave spécialement équipée de l'Observatoire gravimétrique de Poltava, à l'aide de pendules horizontaux de Repsold-Levitski, des observations clinométriques régulières dont la réduction a permis à A. Ya. Orlov et Z.N. Aksentieva d'obtenir les valeurs de ces paramètres pour l'onde semi-diurne principale M_2 avec des erreurs relatives ne dépassant pas 3 % {1, 2}.

Par leur comparaison avec des résultats analogues obtenus en d'autres points continentaux (Tomsk, Potsdam et autres), ces résultats ont joué un rôle important dans le développement ultérieur des recherches. Ils ont montré que, les marées terrestres étant différentes aux différents sites, il fallait organiser des observations en beaucoup d'endroits du globe terrestre pour exclure dans la moyenne les particularités locales et pour éclaircir les causes de ces perturbations locales {I, p. 23} G. Gnass {20} et W. Lambert {21}. D'autres chercheurs sont arrivés, à la fin des années 30, à une conclusion explicite sur la possibilité de la perturbation des valeurs γ et $\Delta\phi$ par des particularités locales de la structure de l'écorce terrestre.

Un plan d'élargissement du réseau de stations clinométriques en Ukraine a été organisé par Z.N. Aksentieva prévoyant l'organisation de stations clinométriques dans une série de régions d'Ukraine, de structure géologique différente (Donbass, Krivoroje, Crimée et autres) là où il existe beaucoup de mines et grottes convenant pour des observations clinométriques affranchies des influences perturbatrices des facteurs météorologiques extérieurs.

L'auteur, premier exécutant de ces travaux a organisé une des premières stations clinométriques "Shmakovo", qui a commencé à fonctionner en octobre 1957 dans une des mines de Krivorogia, à la profondeur de 237 m {4}.

Ensuite une paire de pendules horizontaux a été installé dans une seconde station souterraine qui a commencé à fonctionner en juillet 1950 dans la partie sud du bassin de minerai de fer de Krivorogia, à "Ingouliets", à la profondeur de 260 m {5}. Dans la suite ont participé aux travaux, E.Y. Evtouchenko (région de Donbass) et O.V. Tchouprounova (région de Crimée et des Carpathes).

Lors de ce développement on a utilisé l'appareillage qui était à la disposition de l'Observatoire gravimétrique de Poltava dans les années 50 et qui ne comportait que quelques paires de pendules horizontaux de Repsold-Levitskii. Aussi, le choix de chaque nouvel endroit a été conditionné par la présence de mines profondes, de grottes ou de galeries. Beaucoup d'endroits présentant un intérêt sous le rapport géotectonique n'ont pu être occupés à cause de l'absence des conditions requises pour l'installation des pendules horizontaux.

La situation s'est améliorée sensiblement après l'élaboration par A.E. Ostrovskii d'un clinomètre photoélectrique {6} garantissant des mesures sûres, à distance dans des salles de petit gabarit ce qui a créé des conditions favorables pour un aménagement plus rationnel des nouvelles stations clinométriques aux fins d'obtenir des résultats sur les effets géotectoniques.

De 1958 à 1959 on a réalisé au point Poltava II des observations de contrôle avec des clinomètres d'Ostrovskii dont les résultats étaient en accord satisfaisant avec les résultats de la série de 11 ans (1930 à 1941) des observations à Poltava I.

Comparant les résultats obtenus à Poltava II et à Shmakovo et notant l'augmentation systématique de l'inégalité azimutale des valeurs des paramètres γ et $\Delta\phi$ avec la diminution de la latitude du site d'observation, nous avons émis l'hypothèse que les anomalies constatées sont déterminées par l'influence de la zone de fractures profondes de l'écorce terrestre de la partie nord de la ceinture Transasiatique - Méditerranée du plissement alpin comprenant le Caucase, la Crimée, la plaine de la mer Noire, les Balkans et les Carpathes. D'ici découle la répartition des stations clinométriques dans la partie centrale de l'Ukraine d'après un profil subméridional, perpendiculaire à la ceinture séismotectonique. Aux deux stations citées on doit ajouter Ingouliets qui a été choisie dans l'alignement de la direction donnée. Ainsi a débuté en 1961 la réalisation d'un programme d'observations suivant le profil Soumi - Kherson {8, 22}, en une série de points situés dans les structures géotectoniques les plus importantes coupées par le profil, et obtention des valeurs des paramètres γ et $\Delta\psi$ utiles pour l'étude de la structure interne de la Terre et pour l'étude

des influences des fractures de l'écorce terrestre. I. You Bogdan a participé depuis 1963 à la réalisation des observations sur ce profil. Depuis 1969 V.G. Goloubitskii et B.S. Doubik sont entrés dans le groupe.

L'élargissement du réseau, commencé en 1957, ne s'est pas limité seulement aux efforts du groupe occupé sur le profil de Soumi-Kherson. Depuis 1964 V.G. Balenko et A.M. Koutnii ont participé à la réalisation d'un programme de plusieurs années d'observations clinométriques suivant le profil Kiev-Artemovsk. On a prolongé les observations dans les régions de Donbass et Crimée. Pour la période écoulée le nombre de stations clinométriques en Ukraine a augmenté en moyenne d'une par an. A la fin des années 70 on a créé 22 stations dont on peut trouver les références bibliographiques dans le travail [10].

Pour évaluer les inclinaisons anormales de marées dans les limites de la région englobant le territoire des parties centrale et sud-est de l'Ukraine, nous avons utilisé les résultats de 13 stations dans lesquelles les observations ont été réalisées sous notre direction ce qui a garanti l'homogénéité de ces résultats. Onze des stations sont situées dans le profil Soumi-Kherson qui, sur son étendue de 500 km, coupe d'importantes structures géotectoniques comme le fossé du Dniepr Donetz et le bouclier ukrainien. Deux autres stations sont situées dans le sud-est de l'Ukraine : Khartsisk dans le bassin du Don [11] et Simféropol en Crimée [12].

Des mesures ont été faites en deux points voisins avec un éloignement du point de contrôle d'une dizaine de kilomètres (à Poltava et à Ingouliets). Les résultats dans les stations de "Vélikié Boudicha" et "Soudievka" ont été doublés par des séries parallèles d'observations avec d'autres paires de clinomètres fonctionnant en autonomie. Nous avons ainsi à notre disposition 17 résultats indépendants.

Dans la liste des sites d'observations, classés par latitude décroissante, nous nous limiterons à leurs caractéristiques notamment les clinomètres utilisés (PΩ - Repsold Levitskii, OCT - Ostrovskii) et sur l'époque des observations.

CM	- Samotoevka	50,8° N, 35,2° E; galerie 10m; Oct. 11.66-09.68.
BΩG	- Vélikié Boudicha	49,9° N, 34,6° E; galerie 12m; Oct. 11.65-12.66.
BΩG-2	- Le même que pour BΩG-1.	
πΩT-1	- Poltava I	49,6° N, 34,5° E; soute annexe à l'ancien corps de service 4m; PΩ 08.30-08.41.
πΩT	- Poltava II	49,6° N, 34,5° E; soute 4 m située à 90 m au nord du point de Poltava I; oct. 07.58-07.59.
CAB-1	- Soudievka-1	49,5° N, 34,4° E, galerie 12m; Oct. 01.71-02.73.
CAB-2	- Soudievka-2	49,5° N, 34,4° E, galerie 12m; Oct. 08.71-09.73.

πP	- Peregonovka	49,1° N, 34,2° E; galerie 12m; Oct. 11.74-11.78.
ΩXB	- Likhovka	48,7° N, 33,9° E; galerie 9m; Oct. 07.67-05.69.
XP_{μ}	- Khartsisk	48,0° N, 38,2° E; Mine 360m; P Ω 05.73-06.79.
XP	- Khristophorovka	48,0° N, 33,1° E; galerie 12m; Oct. 07.73-12.75.
	- Shmakovo	48,0° N, 33,4° E; Mine 237m; P Ω 10.57-02.60
H	- Ingouletz I	47,7° N, 33,2° E; Mine 260m; P 08.61-12.62.
H	- Ingouletz II	47,7° N, 33,2° E; Mine 129m; P 04.63-06.64.
MRX	- Mourakhovka	47,2° N, 33,0° E; galerie 10m; Oct. 08.69-08.72.
DRB	- Darievka	46,8° N, 32,8° E; galerie 7m; Oct. 07.64-12.65.
CH ϕ 2	- Simféropol II	44,9° N, 34,1° E; Cave 25m; P Ω 09.74-07.79.

L'analyse harmonique a été faite d'après le schéma de 30 jours {13} élaboré à l'Observatoire Gravimétrique de Poltava. On a utilisé aussi les méthodes de B.P. Pertsev ou A.P. Venedikov. La grande majorité des valeurs obtenues pour les paramètres γ et $\Delta\phi$ caractérisant les ondes de marées terrestres les plus importantes sont déjà publiées {9 à 12}.

L'élimination de l'influence des marées océaniques a été faite par B.P. Pertsev {14, 15} en tenant compte des précisions successives des cartes cotidiales que nous possédons. Le résumé des valeurs corrigées de γ et $\Delta\phi$ est donné dans la Table 1 où les paramètres caractérisant la composante NS sont notés S et les paramètres caractérisant la composante EW par l'indice W.

Nous noterons qu'à Poltava I nous avons pris pour valeurs de γ et $\Delta\phi$ les plus représentatives non pas celles de A. Ya. Orlov {1} et Z.N. Aksentieva {2} mais celles qui ont été obtenues depuis peu par V.G. Boulatsen à la suite de la réduction d'une série de onze années d'observations clinométriques à Poltava par séries mensuelles et en tenant compte de l'effet de perturbations de température {16}.

Dans la dernière ligne de la table I nous donnons la moyenne vectorielle des paramètres γ'_n et $\Delta\phi'_n$ avec des poids P_n calculés d'après la relation

$$P_n = \frac{1}{(\epsilon_\gamma)_n^2} \quad (1)$$

où $(\epsilon_\gamma)_n$ est l'erreur quadratique moyenne du premier des paramètres dans les paires moyennées de n ($n = 1, 2, 3, \dots, 17$) {17}.

En comparant les valeurs moyennes des paramètres γ'_S et γ'_W on peut noter que l'inégalité azimuthale est encore sensible dans les valeurs corrigées de l'influence des marées océaniques mais l'introduction de ces corrections

Table 1. Paramètres γ et $\Delta\phi$ obtenus dans les zones centrale et sud-est de l'Ukraine, corrigés de l'influence des marées océaniques selon B.P. Pertsev [14, 15]

Site des observations	Onde M_2				Onde O_1			
	γ'_S	$\Delta\phi'_S$	γ'_W	$\Delta\phi'_W$	γ'_S	$\Delta\phi'_S$	γ'_W	$\Delta\phi'_W$
CMT	0,763	2,52 ⁰	0,731	-1,12 ⁰	0,689	6,23 ⁰	0,628	-0,56 ⁰
	± 7	$\pm 0,47$	± 6	$\pm 0,28$	± 97	$\pm 8,65$	± 18	$\pm 1,89$
BMB-1	0,686	1,37	0,725	-2,24	0,425	- 6,60	0,669	2,55
	± 6	$\pm 0,46$	± 5	$\pm 0,29$	± 138	$\pm 13,64$	± 19	$\pm 1,51$
BMB-2	0,670	2,48	0,713	-2,83	0,540	- 11,50	0,663	0,82
	± 6	$\pm 0,55$	± 5	$\pm 0,29$	± 98	$\pm 9,22$	± 22	$\pm 1,60$
INT I	0,761	2,54	0,715	2,08	0,728	51,49	0,620	5,37
	± 15	$\pm 1,17$	± 10	$\pm 0,87$	± 184	$\pm 12,11$	± 51	$\pm 4,95$
INT 2	0,697	6,97	0,723	2,91	1,520	- 1,56	0,909	0,42
	± 21	$\pm 2,12$	± 18	$\pm 2,34$	± 556	$\pm 31,85$	± 138	$\pm 5,55$
CMB-1	0,715	1,86	0,737	-1,31	0,722	- 9,81	0,645	- 2,05
	± 2	$\pm 0,17$	± 2	$\pm 0,25$	± 42	$\pm 3,41$	± 12	$\pm 1,53$
CMB-2	0,714	2,90	0,738	-1,49	0,709	- 3,50	0,645	1,66
	± 2	$\pm 0,17$	± 2	$\pm 0,18$	± 38	$\pm 3,66$	± 17	$\pm 1,46$
HPT	0,701	-3,09	0,736	-1,39	0,634	11,26	0,649	4,34
	± 10	$\pm 0,72$	± 4	$\pm 0,46$	± 266	$\pm 21,19$	± 37	$\pm 3,38$
JXB	0,580	-2,31	0,737	-3,20	0,517	- 26,01	0,689	3,84
	± 11	$\pm 0,81$	± 6	$\pm 0,56$	± 320	$\pm 31,46$	± 20	$\pm 2,63$
XPI	0,818	-4,88	0,748	2,10	1,699	12,94	0,610	1,10
	± 10	$\pm 0,58$	± 6	$\pm 0,51$	± 185	$\pm 5,91$	± 27	$\pm 2,66$
XPD	0,807	0,14	0,753	-3,42	1,686	- 7,19	0,722	-10,03
	± 5	$\pm 0,27$	± 3	$\pm 0,21$	± 108	$\pm 3,55$	± 15	$\pm 1,17$
IMK	0,612	9,54	0,720	-0,66	0,825	-110,30	0,640	4,08
	± 4	$\pm 0,39$	± 4	$\pm 0,27$	± 87	$\pm 6,55$	± 16	$\pm 1,28$
INT I	0,552	-2,92	0,693	4,81	0,461	-171,29	0,736	11,99
	± 6	$\pm 0,50$	± 3	$\pm 0,27$	± 222	$\pm 32,53$	± 20	$\pm 1,61$
INT II	0,765	0,80	0,741	1,80	2,615	17,84	0,745	5,52
	± 14	$\pm 0,41$	± 5	$\pm 0,75$	± 298	$\pm 8,51$	± 52	$\pm 2,77$
MPX	0,700	0,16	0,735	-1,81	0,934	31,54	0,672	- 4,30
	± 5	$\pm 0,50$	± 4	$\pm 0,39$	± 246	$\pm 15,20$	± 28	$\pm 1,72$
MPB	0,658	-1,41	0,701	-4,51	1,291	- 79,84	0,634	- 1,46
	± 8	$\pm 0,93$	± 6	$\pm 0,55$	± 533	$\pm 19,86$	± 32	$\pm 2,74$
OMP-2	0,697	-9,01	0,791	-4,88	30,012	- 71,64	0,690	-26,51
	± 5	$\pm 0,76$	± 4	$\pm 0,44$	$\pm 10,399$	$\pm 15,38$	± 28	$\pm 2,20$
Moyenne vectorielle pondérée	0,7021	1,82 ⁰	0,7340	-1,21 ⁰	0,6787	- 8,49 ⁰	0,6606	- 0,69 ⁰
	$\pm 0,0125$	$\pm 0,81$	$\pm 0,0052$	$\pm 0,59$	$\pm 0,1048$	$\pm 5,37$	$\pm 0,0085$	$\pm 1,88$

diminue sensiblement cette inégalité. Ainsi, avant l'introduction des corrections la différence $\gamma_S - \gamma_W$ pour l'onde M_2 était égale à -0,047 mais après correction elle diminuait jusqu'à -0,032 c'est-à-dire de 34 %. Pour l'onde O_1 la diminution correspondante de la différence $\gamma_S - \gamma_W$ était sensiblement plus importante, de +0,061 à +0,018 soit 70 %.

Ces résultats témoignent de ce que, dans les limites de région étudiée, pour l'onde M_2 , l'effet indirect supposé d'origine géotectonique n'est pas inférieur à l'effet indirect des marées océaniques. D'autre part les

inclinaisons anormales d'origine tectonique se manifestent un peu moins sur la fréquence de l'onde O_1 que sur la fréquence de l'onde M_2 .

Dans les travaux {8, 18, 22}, nous avons déterminé comme indiqué par Tomaschek {23, 24} l'inclinaison anormale totale $\Delta\eta$ (ellipse résiduelle) comme la différence vectorielle entre l'inclinaison de marée observée η_H et l'inclinaison η_0 correspondant à la marée terrestre globale, soit :

$$\vec{\Delta\eta} = \vec{\eta}_H - \vec{\eta}_0 = \vec{\eta}_H - \gamma_0 \vec{\eta}_T \quad (2)$$

où $\vec{\eta}_T$ est l'inclinaison théorique de marée au point d'observation, calculée dans l'hypothèse d'une Terre absolument rigide. Pour calculer l'inclinaison de marée normale on a utilisé les valeurs planétaires des paramètres : $\gamma_0 = 0,72$, $\Delta\phi_0 = 0^\circ$ considérées au début des années 60 comme sûres.

La partie anormale totale de l'inclinaison de marée $\vec{\Delta\eta}$ résultant de plusieurs effets, soit

$$\vec{\Delta\eta} = \sum_i \vec{\Delta_1 \eta_i} \quad (3)$$

il convient de séparer au moins les deux premiers effets indirects :

$$\begin{aligned} \vec{\Delta_1 \eta} &- \text{influence des marées océaniques} \\ \vec{\Delta_2 \eta} &- \text{influence des particularités de la structure de l'écorce terrestre, effet géotectonique.} \end{aligned} \quad (4)$$

Jusqu'à présent on doit malheureusement négliger les autres effets de moindre importance (effet de couverture, influence du relief, influence des marées atmosphériques et autres).

La première étape en vue de la détermination des inclinaisons anormales $\vec{\Delta_2 \eta}$ doit être l'élimination absolue de l'influence des marées océaniques

$$\vec{\eta}_H' = \vec{\eta}_H - \vec{\Delta_1 \eta} \quad (5)$$

On calcule alors l'anomalie

$$\vec{\Delta_2 \eta} = \vec{\eta}_H' - \vec{\eta}_0 \quad (6)$$

où

$$\vec{\eta}_0 = \gamma_0 \vec{\eta}_T \quad (7)$$

On réalise habituellement les observations dans deux directions perpendiculaires. Dans le système des coordonnées NS-EW, l'ellipse du diagramme vectoriel de l'inclinaison de marée $\vec{\eta}_H'$ de n'importe quelle onde peut être représentée par les deux équations suivantes, sous forme paramétrique :

$$(\eta'_H)_S = (H_T)_S \eta'_S \cos[qt - (A_S - \Delta\varphi'_S)], \quad (8)$$

$$(\eta'_H)_W = (H_T)_W \eta'_W \cos[qt - (A_W - \Delta\varphi'_W)]$$

H_T et q sont les valeurs théoriques de l'amplitude et de la vitesse angulaire de l'onde; γ' et $\Delta\phi'$ sont les paramètres d'amplitude et de phase de cette onde obtenus par l'analyse harmonique; t est le temps compté à partir de l'époque initiale t_0 pour laquelle la partie astronomique de la phase initiale est prise égale à zéro; A est la partie constituante de la phase initiale dépendant de la position du point d'observation et de l'azimuthe α de la composante enregistrée de l'inclinaison {13}. Les indices S et W correspondent aux composantes N-S ($\alpha_S = 0^\circ$) et E-W ($\alpha_W = 90^\circ$).

Par analogie avec (8) les équations représentant sous forme paramétrique l'ellipse d'inclinaison normale peuvent être écrites sous la forme :

$$\begin{aligned} (Z_0)_S &= (H_T)_S \sigma_0 \cos(qt - A_S), \\ (Z_0)_W &= (H_T)_W \sigma_0 \cos(qt - A_W). \end{aligned} \quad (9)$$

L'anomalie d'inclinaison est la différence vectorielle des deux trajectoires elliptiques (6) par conséquent elle est, elle-même, une ellipse. Ses équations paramétriques suivant les axes N-S et E-W s'obtiennent par le calcul des différences (6) :

$$\begin{aligned} (\Delta_2 Z)_S &= (Z'_S)_S - (Z_0)_S, \\ (\Delta_2 Z)_W &= (Z'_W)_W - (Z_0)_W. \end{aligned} \quad (10)$$

On en tire

$$\begin{aligned} (\Delta_2 Z)_S &= M \cos(qt - m), \\ (\Delta_2 Z)_W &= N \cos(qt - n). \end{aligned} \quad (11)$$

où

$$M = (H_T)_S \sqrt{(a_S - \sigma_0)^2 + b_S^2}, \quad (12)$$

$$N = (H_T)_W \sqrt{(a_W - \sigma_0)^2 + b_W^2};$$

$$\begin{aligned} m &= \arctg \frac{(a_S - \sigma_0) \sin A_S + b_S \cos A_S}{(a_S - \sigma_0) \cos A_S - b_S \sin A_S}, \\ n &= \arctg \frac{(a_W - \sigma_0) \sin A_W + b_W \cos A_W}{(a_W - \sigma_0) \cos A_W - b_W \sin A_W}; \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} a_S &= \sigma'_S \cos \Delta\varphi'_S, & b_S &= -\sigma'_S \sin \Delta\varphi'_S, \\ a_W &= \sigma'_W \cos \Delta\varphi'_W, & b_W &= -\sigma'_W \sin \Delta\varphi'_W. \end{aligned} \quad (14)$$

Les valeurs A_s et A_w pour les ondes semi diurnes à une latitude arbitraire ϕ et pour les diurnes aux latitudes $\phi > 45^\circ$ sont égales aux azimuts correspondants α de l'enregistrement.

Pour calculer les anomalies $\Delta_2 \eta$ en chacun des sites, nous devons donner une estimation de l'inclinaison normale (régionale) $\vec{\eta}_0$. A cet effet nous avons obtenu, pour les ondes M_2 et O_1 les moyennes vectorielles pondérées des résultats (voir Table 1).

$$\begin{aligned} \text{pour l'onde } M_2 - \gamma_0 &= 0,720 \pm 0,007; & \Delta\phi_0 &= +0,10^\circ \pm 0,55^\circ \\ \text{pour l'onde } O_1 - \gamma_0 &= 0,661 \pm 0,017; & \Delta\phi_0 &= -1,07^\circ \pm 1,56^\circ \end{aligned} \quad (15)$$

Compte tenu des valeurs obtenues pour le paramètre $\Delta\phi_0$ et de leurs erreurs quadratiques moyennes, nous avons pris $\Delta\phi_0 = 0^\circ$.

Les résultats sont donnés dans la table 2. Il faut noter les valeurs relativement faibles des amplitudes des anomalies dans la partie nord du profil Soumi-Kherson (jusqu'au point Peregonovka inclusivement). Il est évident que de si petites valeurs ne sont pas très précises. L'anomalie n'a pas été déterminée à Poltava pour l'onde O_1 étant donné la très basse précision des valeurs obtenues pour les paramètres γ' et $\Delta\phi'$ (cf. table 1).

Table 2. Paramètres des inclinaisons anormales dans les ondes de marées terrestres M_2 et O_1 sur le territoire des parties centrale et sud-est de l'Ukraine.

Sites d'observation	Onde M_2 ($\gamma_0 = 0,720$)				Onde O_1 ($\gamma_0 = 0,661$)			
	M	m	N	n	M	m	N	n
	yzl. MC		yzl. MC		yzl. MC		yzl. MC	
CMT	0,417	321,4 ⁰	0,181	142,1 ⁰	0,101	287,8 ⁰	0,168	259,4 ⁰
BUB-1	0,292	205,9	0,291	171,8	0,264	168,4	0,153	13,7
BUB-2	0,457	209,5	0,368	193,1	0,184	140,7	0,049	10,4
INT-1	0,408	319,9	0,271	348,9	0,621	250,0	0,361	322,6
INT-2	0,696	251,3	0,376	2,6				
CUB-1	0,186	256,5	0,242	135,7	0,133	67,6	0,139	214,6
CUB-2	0,287	258,8	0,265	138,1	0,063	43,1	0,124	318,7
IPP	0,334	117,9	0,247	138,3	0,112	252,4	0,251	344,0
IXB	1,116	170,6	0,458	159,1	0,245	130,9	0,260	29,6
XPU	0,928	36,1	0,410	45,1	0,716	339,1	0,254	282,9
KPO	0,681	358,7	0,580	144,9	0,678	11,8	0,654	158,0
IMK	1,213	221,0	0,088	179,2	0,798	140,7	0,246	333,3
INT-1	1,346	170,5	0,693	333,0	0,658	176,4	0,789	21,1
INT-2	0,362	346,6	0,331	41,6	1,174	336,3	0,519	48,3
MPX	0,156	185,5	0,296	147,6	0,249	285,4	0,245	169,7
IPB	0,506	165,4	0,640	201,3	0,506	108,8	0,152	239,6
CMC-2	0,898	106,1	1,068	134,8	1,014	252,8	1,431	188,1

Pour une représentation plus complète des inclinaisons anormales $\Delta_2\eta$ nous avons obtenu pour chaque point les caractéristiques supplémentaires suivantes des diagrammes vectoriels :

1. L'azimut α' du grand axe de l'ellipse de l'anomalie $\overrightarrow{\Delta_2\eta}$, le calcul étant fait d'après la formule

$$\alpha' = \frac{1}{2} \arctg \frac{2MN \cos(m - n)}{M^2 - N^2} . \quad (16)$$

2. La surface orientée S_ℓ de l'ellipse d'anomalie calculée d'après la formule :

$$S_\ell = \pi MN \sin(n - m) , \quad (17)$$

qui représente la valeur de l'intégrale curviligne le long de la courbe elliptique fermée donnée par les équations paramétriques (11).

3. L'erreur quadratique moyenne $\epsilon_{\Delta\eta}$ du module du vecteur de l'inclinaison anormale $\Delta_2\eta$ ayant, en conformité avec (11), la forme

$$\Delta_2\epsilon = \sqrt{M^2 \cos^2(q_1^* - m) + N^2 \cos^2(q_1^* - n)} . \quad (18)$$

La déduction de la formule du calcul de l'erreur $\epsilon_{\Delta\eta}$ a été obtenu avec quelques simplifications sur la base du rapport connu entre le carré de l'erreur quadratique moyenne de la fonction des paramètres indépendants (dans notre cas - de la fonction (18)) et la somme des produits des carrés des dérivées partielles de cette fonction sur les carrés des erreurs quadratiques moyennes des paramètres correspondants.

Les valeurs ainsi obtenues sont données dans la table 3. Ces caractéristiques révèlent d'importantes particularités des inclinaisons anormales. Ainsi l'azimut α' du grand axe de l'ellipse donne la direction de l'inclinaison anormale la plus grande c'est-à-dire la direction de la flexion de la surface de la Terre due aux forces de marées déformantes. La valeur de la surface orientée S_ℓ de l'ellipse et son signe donnent une représentation de la polarisation de l'inclinaison anormale et de la direction du mouvement de l'extrémité au vecteur $\overrightarrow{\Delta_2\eta}$ (pour S_ℓ positif ce mouvement est dans le sens horlogique et pour S_ℓ négatif, antihorlogique).

Ces particularités sont représentées sur la figure 1 pour les ondes M_2 et O_1 , calculées d'après les deux résultats obtenus à Soudievka par des observations parallèles sur un même socle. Les graphiques montrent qu'on a une bonne concordance des deux ellipses anormales pour l'onde M_2 en forme, valeur et direction du mouvement du vecteur $\Delta_2\eta$, correspondant au signe opposé à la

Table 3. Caractéristiques complémentaires des diagrammes vectoriels (ellipses) des inclinaisons anormales.

Sites d'observations	Onde M_2 ($T_0 = 0,720$)			Onde O_1 ($T_0 = 0,661$)		
	α'	S_ρ , (угл. мс) ²	$\epsilon_{\Delta\eta}$, угл. мс	α'	S_ρ , (угл. мс) ²	$\epsilon_{\Delta\eta}$, угл. мс
СДВ-1	-23,5 ⁰	-0,003	+0,066	60,4 ⁰	-0,025	+0,127
СДВ-2	44,1 ⁰	-0,150	0,055	-28,8 ⁰	-0,054	0,136
СДВ-3	38,3 ⁰	-0,149	0,059	-9,9 ⁰	-0,022	0,100
СДВ-4	132,2 ⁰	0,163	0,122	13,7 ⁰	0,673	0,197
СДВ-5	114,4 ⁰	0,766	0,227	-	-	-
СДВ-6	53,1 ⁰	-0,122	0,047	-46,5 ⁰	0,032	0,073
СДВ-7	35,4 ⁰	-0,205	0,039	85,8 ⁰	-0,024	0,091
СДВ-8	10,4 ⁰	0,090	0,075	90,9 ⁰	0,088	0,192
СДВ-9	22,0 ⁰	-0,320	0,100	53,7 ⁰	-0,196	0,193
СДВ-10	33,5 ⁰	0,187	0,085	12,2 ⁰	-0,475	0,129
СДВ-11	39,5 ⁰	0,690	0,061	-43,8 ⁰	0,775	0,075
СДВ-12	26,6 ⁰	-0,224	0,052	-16,8 ⁰	-0,134	0,060
СДВ-13	-26,6 ⁰	0,381	0,063	-50,7 ⁰	-0,682	0,116
СДВ-14	40,6 ⁰	0,308	0,110	9,4 ⁰	1,820	0,189
СДВ-15	65,8 ⁰	-0,089	0,066	-43,9 ⁰	-0,173	0,111
СДВ-16	53,2 ⁰	0,597	0,080	-11,7 ⁰	0,183	0,193
СДВ-2	50,6 ⁰	1,447	0,077	64,7 ⁰	-4,122	0,102

Remarque. L'azimut α' est pris dans le sens horlogique depuis la direction sud.

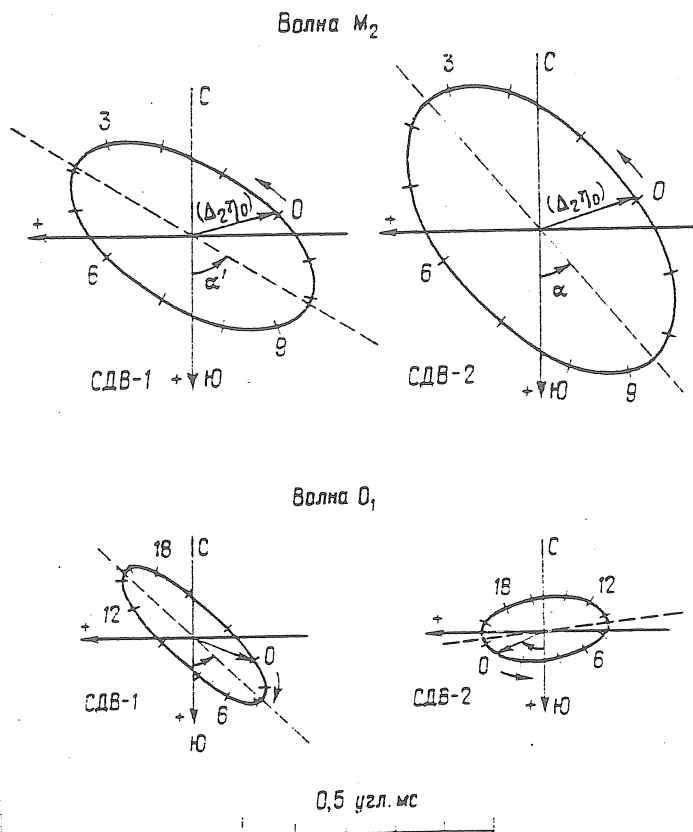


Fig. 1. Diagrammes vectoriels des inclinaisons de marées anormales $\Delta_2\eta$ pour les M_2 et O_1 dans la station de Soudievka établis suivant le temps spécial t' de ces ondes, sur la base des observations parallèles par deux paires de clinomètres Ostrovskii placés sur un même socle : СДВ-1 - clinomètres 08 et 09. СДВ-2 - clinomètres 57 et 66.

surface S_ρ (table 3) et également d'après la concordance des directions des grands axes des ellipses, les valeurs α' . Tenant compte des valeurs des erreurs $\epsilon_{\Delta\eta}$, cela témoigne de ce que, pour l'onde M_2 , la séparation des inclinaisons anormales $\Delta_2\eta$ d'une valeur d'au moins 0,15 msec est un problème résoluble. Il faut pour cela réaliser les observations avec des clinomètres de haute précision installés dans les galeries de mines dont la profondeur ne soit pas inférieure à 10 m, et avec une durée d'observations de deux ans au minimum.

Comme le montre la figure 1, les ellipses des inclinaisons anormales étaient très faibles à Soudievka pour l'onde O_1 (environ 0,15 msec). Les erreurs relatives de leur détermination dépassent 50 %. C'est pourquoi il n'est pas étonnant qu'on ne décèle pas d'accord de ces deux ellipses anormales obtenues indépendamment (CAB-1 et CAB-2) ni en aspect général, ni d'après la direction de leurs grands axes, ni d'après les signes des surfaces orientées, S_ℓ . Il est regrettable que l'inclinaison cherchée $\overrightarrow{\Delta_2\eta}$ pour l'onde O_1 à Soudievka, si elle existe, a une valeur plus faible que le niveau de détermination sûre qu'on peut évaluer ici égale à peu près à 0,3 msec.

Cet exemple montre combien est informative la représentation graphique des inclinaisons anormales $\Delta_2\eta$ des ellipses correspondantes résiduelles. Dans les premiers travaux dédiés aux estimations des inclinaisons anormales, cette forme {8, 23, 24} prédominait. Cependant avec la densification du réseau mondial de stations clinométriques, cette forme à cause de l'inévitable surcharge des schémas cartographiques cesse de satisfaire sa destination principale de donner dans une forme compacte une information sur la valeur et la direction de l'inclinaison anormale $\Delta_2\eta$ en un nombre déterminé de points, à une époque déterminée. L'examen du problème du mécanisme de l'influence d'une fracture sur l'inclinaison de marée observée montre {18} que le vecteur $(\overrightarrow{\Delta_2\eta})_0$ doit toujours être dirigé du côté de la fracture, perpendiculairement à son axe longitudinal. Sous ce rapport la représentation graphique, tout en garantissant la compacité, conserve complètement les données et leurs propriétés de prévision c'est-à-dire la possibilité d'une prédiction, dans l'ensemble des vecteurs $(\overrightarrow{\Delta_2\eta})_0$, de l'existence de fractures non découvertes par d'autres méthodes géophysiques.

Les figures 2 et 3 montrent les schémas de répartition des vecteurs $(\overrightarrow{\Delta_2\eta})_0$ pour les ondes M_2 et O_1 dans les limites de la région étudiée. La précision de détermination de la plupart des données reportées sur les cartes ne soulève pas de doute. Il est facile de s'en assurer après avoir comparé les valeurs des vecteurs $(\overrightarrow{\Delta_2\eta})_0$ avec les erreurs quadratiques moyennes $\epsilon_{\Delta\eta}$ de leur détermination (table 3). Il faut reporter les résultats de l'estimation de l'effet indirect pour l'onde O_1 au nombre des résultats déterminés sans sûreté, dans la partie nord de la région (points Samotoevka à Peregonovka inclus), où, comme on l'a déjà noté, les valeurs des anomalies découvertes $\Delta_2\eta$ étaient plus basses que le niveau de leur détermination sûre. Pour l'onde M_2 nous reporterons au nombre des résultats déterminés sans sûreté ceux obtenus à Poltava II (à cause de la basse précision des données de départ) et Ingouliets II (en relation avec la mauvaise qualité du socle sous les clinomètres). Nous avons noté l'insécurité d'obtention des deux derniers résultats sur les cartes par un tracé des vecteurs correspondants non en lignes grasses mais en tiretés.

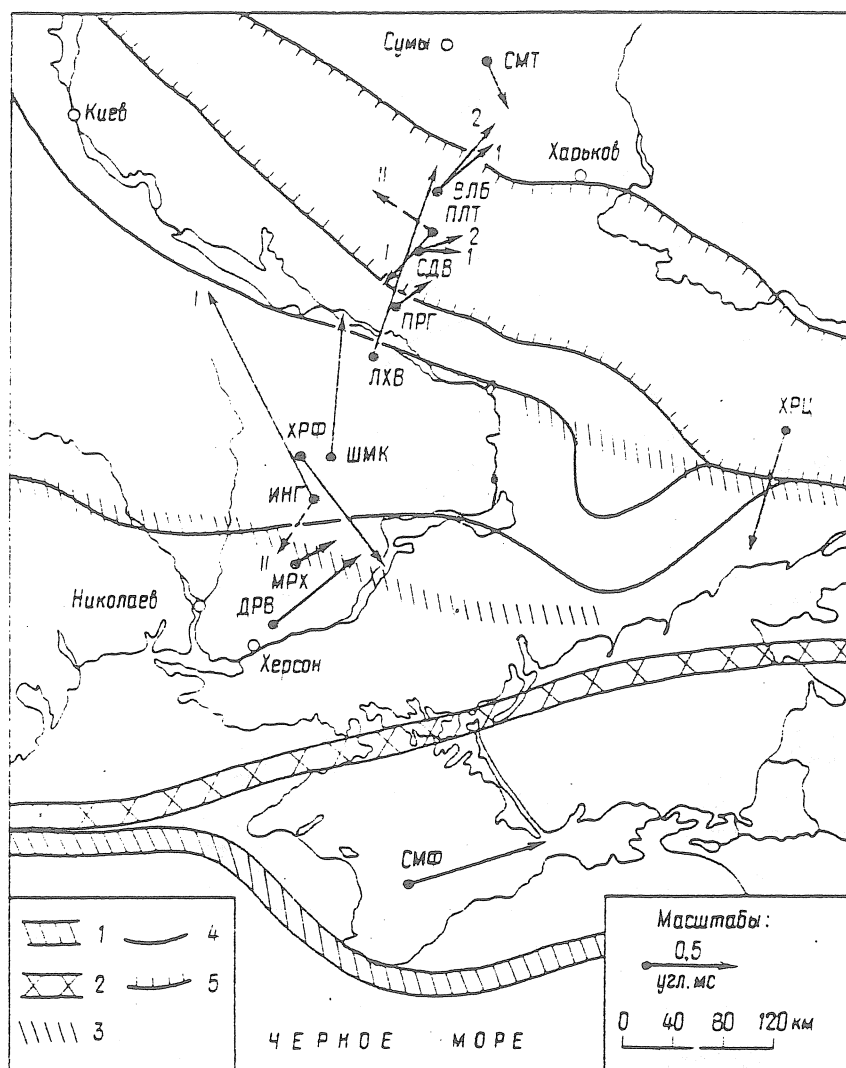


Fig. 2. Schéma de répartition des vecteurs $(\Delta_2 \eta)_0$ des inclinaisons anormales dans l'onde M₂ sur le territoire central et sud-est de l'Ukraine (disposition des linéaments principaux d'après A.V. Tchékourov et V.B. Sollogout {19} :

- 1 - Linéament Oder-Caucase,
- 2 - Joint limite de la plateforme Est-Européenne,
- 3 - Zones de fractures en pente douce de l'écorce terrestre,
- 4 - Contours de la faille d'Ukraine,
- 5 - Contours du fossé Dniepr-Donetz.

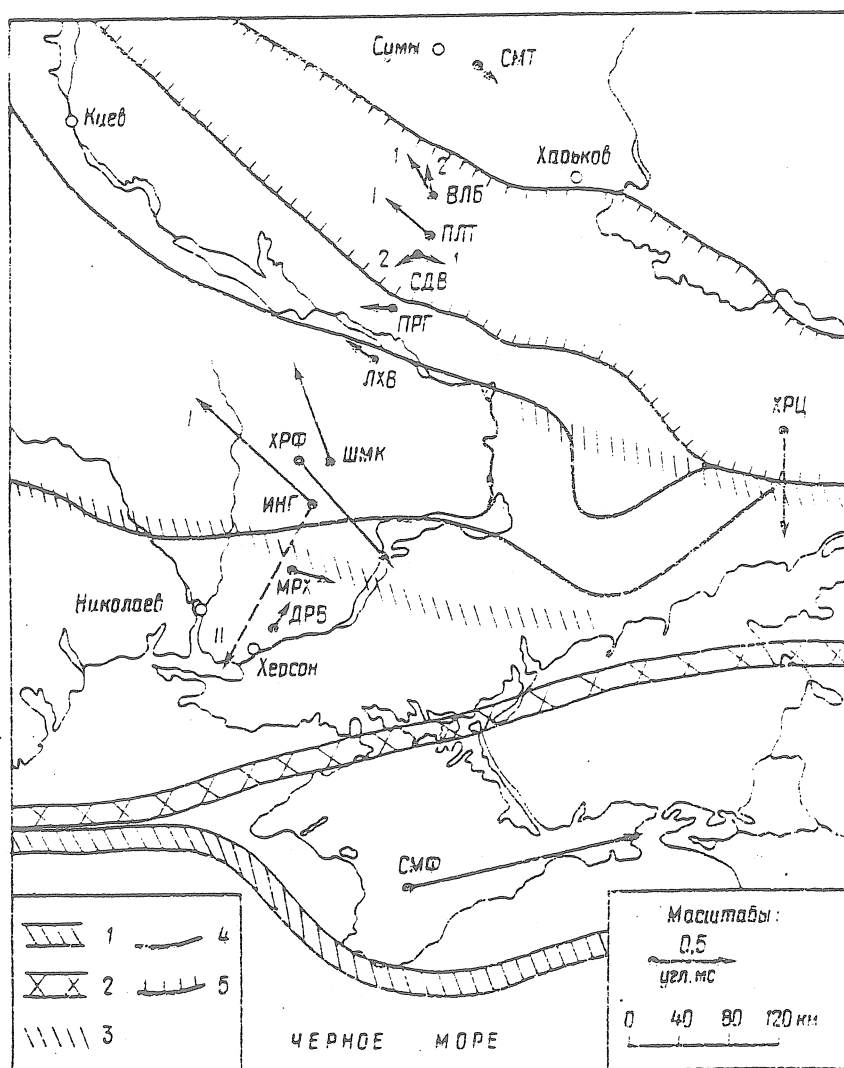


Fig. 3. Schéma de la répartition des vecteurs $(\Delta_2 \eta)_0$ des inclinaisons anormales pour l'onde O_1 en Ukraine centrale et sud-est (situation des linéaments fondamentaux d'après A.V. Tchekourov et V.B. Sollogout [19]).

Les notations sont les mêmes que sur la fig. 2.

La première remarque est qu'on observe les inclinaisons anormales les plus importantes dans la partie sud de la région, dans les régions de Krivorojje, Donbass et Crimée. En second lieu c'est la très bonne concordance des résultats de l'estimation des inclinaisons de marées anormales $(\Delta_2 \eta_0)$ réalisée dans les trois régions pour les ondes M_2 et O_1 .

A cause de l'absence de théorie le problème de l'interprétation des inclinaisons anormales découvertes doit malheureusement rester ouvert. C'est pourquoi nous nous limiterons uniquement au relèvement sur les cartes des contours de la faille d'Ukraine et du fossé du Dniepr-Donetz, et également des structures linéaires principales de caractère de fracture dans la zone de la

bande plissée méditerranéenne et la plate forme Est Européenne {19}. Dans cette zone, comprenant la limite sud de notre région, se détachent nettement le linéament de l'Oder-Caucase représentant l'entière des fractures profondes s'étendant en latitude et dans la direction nord-ouest et également la couture tectonique la plus importante passant entre la plate forme de l'est européen et de la bande plissée méditerranéenne.

L'influence de ces deux structures se répercute dans les valeurs et les directions des vecteurs $(\vec{\Delta}_{2\eta})_0$ des inclinaisons anormales. Pour Simféropol où l'on peut s'attendre à une manifestation de l'influence générale des deux linéaments cités, englobant le territoire de Crimée pratiquement de trois côtés, la réalité de cette influence n'est pas sans fondement.

Les inclinaisons très anormales découvertes à Khartsisk, Ingouliets, Shmakovo, Khristoforovka et autres sont liées principalement à l'influence des fractures profondes dans les régions de Donbass et Krivorojje qui diffèrent par une structure géologique très complexe.

En conclusion nous noterons que les efforts futurs doivent être dirigés non seulement sur la densification du réseau clinométrique et l'estimation des inclinaisons anormales mais aussi sur une étude théorique approfondie du mécanisme de l'influence géotectonique et des effets de marées terrestres indirects importants comme l'effet de couverture et l'influence du relief. La solution de ces problèmes permettrait dans un proche avenir de parvenir à une interprétation détaillée des données expérimentales.

Outre la contribution géotectonique dominante provoquée par l'influence des fractures, il y a dans ces anomalies sans aucun doute une certaine partie perturbatrice engendrée par des influences purement locales, les effets de couverture et de relief. Toutefois pour la plupart des points clinométriques examinés, pour ceux où les observations ont été réalisées dans des galeries, étant donné la symétrie de disposition des clinomètres dans les salles et le choix de ces points mêmes dans les endroits à relief calme, nous ne pouvons pas craindre que des effets indirects non pris en considération dépassent le niveau inférieur de la détermination sûre des inclinaisons anormales découvertes c'est-à-dire une valeur à peu près égale à trois fois l'erreur $\epsilon_{\Delta\eta}$. Cependant pour les points situés dans les galeries de mines (Simféropol, Khartsisk, Poltava et autres) une perturbation importante est possible. C'est pourquoi il y aurait un grand intérêt à faire une détermination répétée des inclinaisons de marées anormales près de ces points en réalisant des observations clinométriques de contrôle avec une répartition des clinomètres dans des endroits à relief calme.

BIBLIOGRAPHIE

1. Орлов А.Я. О деформациях Земли по наблюдениям в Томске и Полтаве с горизонтальным маятником. - Изв. АН СССР. Сер. геогр. и геофиз., 1939, № 1, с. 3-29.
2. Аксентьева З.Н. Результаты одиннадцатилетнего ряда наблюдений (с 1930 по 1941 год) над колебаниями отвеса в Полтаве. - Тр. Полт. гравиметр. обсерватории АН УССР, 1948, 2, с. 121-138.
3. Аксентьева З.М. Полтавська гравіметрична обсерваторія Академії наук УРСР. - Вісн. АН УРСР, 1957, № II, с. 42-51.
4. Матвеев П.С. Предварительные результаты наблюдений приливных наклонов земной поверхности в Шмакове. - Тр. Полт. гравиметр. обсерватории АН УССР, 1961, 10, с. 3-13.
5. Матвеев П.С. Результаты гармонического анализа наклономерных наблюдений в Шмакове и Ингульце. - Вращение и прилив. деформации Земли, 1972, вып. 4, с. 105-170.
6. Островский А.Е. Наклономер с фотоэлектрической регистрацией. - Изуч. земных приливов, 1961, № 2, с. 41-75.
7. Островский А.Е., Матвеев П.С., Лонгач В.Н. Приливные наклоны земной поверхности в Полтаве по наблюдениям в 1958-1959 гг. - Тр. Полт. гравиметр. обсерватории АН УССР, 1961, 10, с. 14-19.
8. Матвеев П.С. Аномалии приливных наклонов земной поверхности в Полтаве и Шмакове по данным наблюдений за 1958-1959 гг. - Геофизика и астрономия, 1963, № 5, с. 25-32.
9. Уточненные значения параметров земного прилива для пунктов наклономерного профиля Сумы - Херсон / П.С. Матвеев, В.Г. Голубицкий, И.Ю. Богдан и др. - Вращение и прилив. деформации Земли, 1977, вып. 9, с. 16-32.
10. Матвеев П.С. Развитие идей А.Я. Орлова по изучению приливных наклонов земной поверхности в работах Полтавской гравиметрической обсерватории. - В кн.: Геодинамика и астрометрия: Основания, методы, результаты. Киев: Наук. думка, 1980, с. 27-52.
11. Матвеев П.С., Евтушенко Е.И., Вереда В.С. Наклономерные наблюдения в районе г. Харцизка. - Вращение и прилив. деформации Земли, 1976, вып. 8, с. 23-25.
12. Матвеев П.С., Евтушенко Е.И., Пустовитенко Б.Г., Дубик Б.С. Определение параметров важнейших земноприливных волн в наклонах земной поверхности на пункте "Синдлерополь" по данным наблюдений за 1974 - 1977 гг. - Там же, 1979, вып. 11, с. 9-17.
13. Матвеев П.С. Гармонический анализ месячной серии наблюдений земных приливов. - В кн.: Земные приливы. Киев: Наук. думка, 1966, с. 51-79.
14. Перцев Б.П. Влияние морских приливов на земные в частоте полусуточных волн M_2 и S_2 . - В кн.: Медленные движения земной коры. М.: Наука, 1972, с. 12-16.
15. Перцев Б.П. Влияние морских приливов на земные в частоте суточных волн K_1 и Q_1 . - В кн.: Изучение приливных деформаций Земли. М.: Наука, 1973, с. 13-19.
16. Булапач В.Г., Богдан И.Ю. О влиянии суточной метеорологической волны S_1 на результаты гармонического анализа 11-летнего (1930 - 1941 гг.) ряда наклономерных наблюдений в Полтаве. - Вращение и прилив. деформации Земли, 1978, вып. 10, с. 48-51.
17. Дубик Б.С. Оценка средней квадратической ошибки одной ординаты анализируемой приливной кривой и осреднение результатов гармонического анализа. - Там же, 1975, вып. 7, с. 62-66.
18. Матвеев П.С. О возможности использования результатов наклономерных наблюдений для исследования особенностей строения земной коры. - Там же, 1970, вып. 1, с. 72-86.
19. Чекунов А.В., Соллогуб В.Б. Влияние Средиземноморского складчатого пояса на краевую часть Восточно-Европейской платформы. - В кн.: Структура земной коры Центральной и Восточной Европы по данным геофизических исследований. К.: Наук. думка, 1980, с. 197-201.
20. Gness G. Bestimmung zeitlicher Änderungen des Schwerevektors hinsichtlich der Tide M_2 aus gleichzeitigen Horizontalpendelbeobachtungen in Pilnitz, Barchesgaden und Beuten. - Z. Geophys., 1940, H. 1/2, S. 1-16.
21. Lambert W.D. Report on earth tides, 1936-1938. - Washington, 1940. - 22 p. - (U.S. dep. commers/ coast and geodetic survey. Spec. publ.; N 223).
22. Matveev P.S. L'etude des anomalies des inclinaisons de marée de la surface terrestre en Ukraine. - Marées terrestres. Bull. d'inform. assoc. intern. geod., commis. perman. marées terrest., 1963, N 34, p. 1055-1059.
23. Tomaschek R., Groten E. The problem of the residual ellipses of tilt measurements. - In: Quatr. Symp. Intern. sur les marées terrestres. - Commun. Observ. roy. Belg., 1961, N 188 (Ser. geophys., N 58) p. 78-93.
24. Tomaschek R., Groten E. Die Residualbewegungen in den Registrierungen der horizontalen Gezeitenkomponenten. - Geofis. pura e appl., 1963, 56, N 3, S. 1-15.

DEPLACEMENTS HORIZONTAUX DE LA SURFACE DE LA TERRE SOUS L'EFFET DE CHARGE DES MAREES TERRESTRES

B.P. Pertsev, M.V. Ivanova

Déformations lentes de la Terre et sa rotation - Moscou - 1985, pp. 11-

Les déformations de marées provoquent non seulement des déplacements radiaux mais aussi tangentiels des points à la surface de la Terre. Les déplacements tangentiels, ou horizontaux, dans une direction ψ le long de la surface de la Terre, dus aux forces de marées sont déterminés par la formule

$$S = (\ell_2/g_0) (\partial W_2/\partial \psi), \quad (1)$$

où ℓ_2 est le nombre de Shida, g_0 l'accélération de la pesanteur; W_2 le potentiel générateur de marées du second ordre.

La dérivée tangentielle de W_2 étant du même ordre que le potentiel, les déplacements horizontaux à la surface de la Terre seront beaucoup plus petits que les déplacements verticaux, d'autant plus que ℓ_2 est plus petit que h_2 . Pour tous les modèles $h_2/\ell_2 \approx 7$. Ainsi pour les latitudes moyennes les déplacements horizontaux seront d'environ 5 à 7 cm, ce qui est dans les limites de précision de la géodésie par satellite. Il est nécessaire d'évaluer aussi les déplacements horizontaux dus à l'effet des marées océaniques.

Dans le cas d'une charge gravitante égale à la masse additionnelle des eaux de marée, les déplacements horizontaux se déterminent par une formule analogue à (1). Dans ce cas nous utiliserons les coefficients de charge ℓ_n au lieu du nombre de Shida ℓ . Comme dans le cas de l'influence des marées océaniques sur les variations de la pesanteur, les inclinaisons et les déplacements verticaux, il est plus utile de calculer à l'aide des fonctions d'influence des couches de segment {1}. A l'inverse des fonctions de Green, ces fonctions décrivent l'effet d'une surface à symétrie axiale à différentes distances sphériques ψ depuis son centre.

Le potentiel de la couche de segment sphérique, de hauteur H et de surface ρ , a la forme :

$$\sum_n W_n = \sum_n \frac{4\pi G \rho a}{2n+1} \frac{H}{2} [P_{n-1}(\alpha) - P_{n+1}(\alpha)] P_n(\psi) \equiv \sum_n C_n P_n(\psi),$$

où α est le rayon sphérique du segment; G la constante d'attraction universelle; a le rayon de la sphère terrestre et P le polynôme de Legendre.

En raison de la symétrie axiale, la série ne renferme que des harmoniques sphériques fondamentales.

Nous n'examinerons qu'un terme W_n : $\frac{\partial W_n}{\partial \psi} = C_n \frac{\partial P_n(\psi)}{\partial \psi}$.

mais

$$\frac{\partial P_n(\psi)}{\partial \psi} = - \frac{\partial P_n(\psi)}{\partial (\cos \psi)} \sin \psi = - P_n^1(\psi).$$

Tenant compte que $P_{n-1}(\theta) - P_{n+1}(\theta) = \frac{2n+1}{n(n+1)} \sin \theta P_n^1(\theta)$ on peut écrire :

$$\frac{\partial W_n}{\partial \psi} = - \frac{2\pi G \rho a}{n(n+1)} H \sin \alpha P_n^1(\alpha) P_n^1(\psi).$$

Pour calculer $P_n^1(\theta)$ on peut se servir de la formule de récurrence :

$$P_n^1(\theta) = \frac{2n-1}{n-1} \cos \theta P_{n-1}^1(\theta) - \frac{n}{n-1} P_{n-2}^1(\theta).$$

Ainsi le déplacement horizontal à une distance sphérique ψ du centre du segment et dirigé à partir de celui-ci est donné par :

$$S(\alpha, \psi) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\bar{l}_n}{g_0} \frac{\partial W_n}{\partial \psi} = - \frac{2\pi G \rho a}{g_0} H \sin \alpha \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\bar{l}_n}{n(n+1)} P_n^1(\alpha) P_n^1(\psi).$$

mais

$$\frac{2\pi G \rho a}{g_0} = \frac{2\pi G \rho a}{4/3\pi G \rho_m a} = \frac{3}{2} \frac{\rho}{\rho_m} = 0,2787,$$

c'est-à-dire que le coefficient est égal au rapport de la densité de la couche (dans ce cas la densité de l'eau de mer) à la densité moyenne de la Terre.

En posant $H = 1$ cm, nous obtiendrons

$$S(\alpha, \psi) = -0,2787 \sin \alpha \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n \bar{l}_n}{n+1} \left[\frac{1}{n} P_n^1(\alpha) \right] \left[\frac{1}{n} P_n^1(\psi) \right].$$

ou, en tenant compte que $P_n^1(\theta) = \{dP_n(\theta)/d(\cos \theta)\} \sin \theta$, on peut représenter la fonction d'influence du segment sphérique par une forme tout autre :

$$S(\alpha, \psi) = -0,2787 \sin^2 \alpha \sin \psi \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n \bar{l}_n}{n+1} B_n(\alpha) B_n(\psi), \quad (2)$$

$$\text{ou } B_n(\theta) = \frac{1}{n} \frac{dP_n(\theta)}{d(\cos \theta)} = \frac{2n-1}{n} \cos \theta B_{n-1}(\theta) - \frac{n-2}{n-1} B_{n-2}(\theta) \quad \text{qui montre aussitôt}$$

que $S(\alpha, 0) = S(\alpha, \pi) = 0$.

Les coefficients $\bar{l}_n$, comme les autres nombres de charge dépendent de la structure de la Terre, de la répartition des paramètres d'élasticité et à un degré moindre de la densité dans les couches profondes. Pour un modèle donné, les valeurs des nombres de Love se déterminent par solution numérique

du système d'équations différentielles habituelles du sixième ordre. Le calcul a été fait pour les modèles de Terre de Gutenberg {1} et N° 508 de Gilbert et Dziewonski {2}. Les valeurs des coefficients de charge ℓ_n des ordres n qui nous intéressent pour les deux modèles de Terre sont données dans la table 1. Pour la facilité nous donnons dans la table les valeurs $n\ell_n$. A la dernière ligne sont donnés les nombres de Shida ℓ_2 . On constate que les valeurs des coefficients de charge ℓ_n pour les deux modèles sont voisines jusqu'à $n = 1.000$. Pour les ordres plus élevés, les coefficients ℓ_n du modèle de Terre N° 508 de Gilbert et Dziewonski sont deux fois plus grands que les coefficients calculés pour le modèle de Gutenberg. Une telle chose, comme on le montre en {2} s'observe aussi pour les coefficients de charge h_n et k_n et s'explique par la différence dans la structure des couches superficielles des modèles considérés.

TABLE 1. Coefficients de charge $n\ell_n$, 10^{-4} pour les deux modèles de Terre.

Ordre	Modèle de Gutenberg	Modèle N° 508	Ordre	Modèle de Gutenberg	Modèle N° 508
1	1065	1044	100	9598	10447
2	587	484	200	10086	10560
3	2225	2154	300	11062	10082
4	2465	2421	500	13232	9896
5	2431	2391	800	15008	13357
6	2450	2407	1000	15566	17207
7	2542	2498	1500	16182	26417
8	2678	2637	2000	16427	31549
9	2835	2802	3000	16604	34208
10	3003	2982	5000	16697	34462
15	3898	3992	7500	16727	34459
20	4814	5054	10000	16737	34457
30	6404	6872	30000	16749	34452
40	7535	8129	60000	16750	34451
50	8292	8959	75000	16750	34451
75	9250	10024	ℓ_2	0,08291	0,08530

Utilisant les coefficients de charge $n\ell_n$ obtenus par la formule (2) on a calculé les fonctions $S(\alpha, \psi)$ pour des segments de surfaces $5^\circ \times 5^\circ$ et $1^\circ \times 1^\circ$ ce qui permet de tenir compte de l'influence de zones maritimes aussi bien lointaines que proches. Les valeurs des fonctions $S(\alpha, \psi)$ calculées pour le modèle 508 de Gilbert et Dziewonski pour les segments de $1^\circ \times 1^\circ$ sont données dans la table 2 et sur la figure pour différentes distances sphériques ψ depuis le centre du segment. Sur la figure nous donnons également, à la même échelle, la fonction correspondante de Green calculée par Farell {3} pour le modèle de Gutenberg. Les coefficients utilisés par Farell pour le calcul de la fonction de Green sont voisins des valeurs indiquées pour ce modèle dans la table 1.

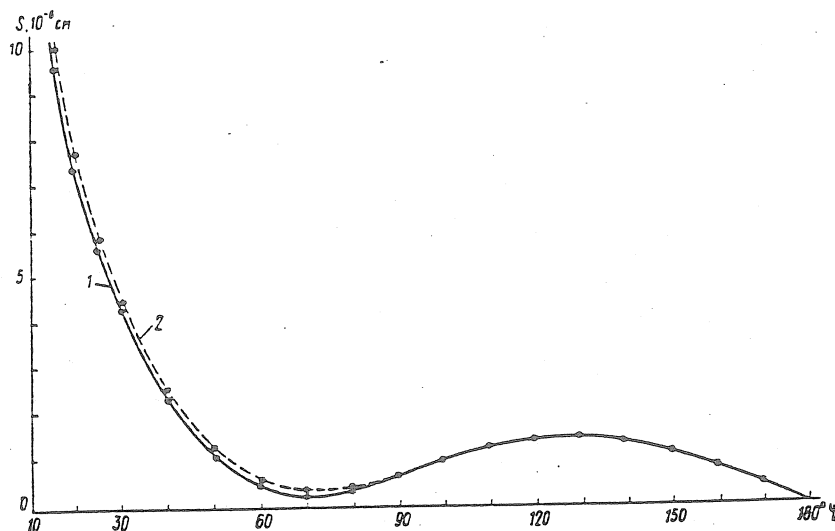
Etant donné l'impossibilité de représenter dans une seule échelle les influences des segments dans tout le domaine des variations des distances sphériques, les courbes sur la figure commencent avec $\psi = 15^\circ$. Malgré la grande

différence dans la structure des couches supérieures des modèles, les valeurs obtenues pour les nombres de charge ℓ_n pour des ordres n élevés diffèrent de manière insignifiante. C'est vrai aussi pour les parties de courbes non indiquées sur la figure et qui se rapportent aux distances sphériques $2^\circ \leq \psi \leq 15^\circ$. Ce n'est que sur les distances de moins d'un degré que commence à se faire sentir sensiblement la différence dans la structure des couches supérieures de la Terre. En fait une différence atteignant 30 % s'observe aussi près de $\psi = 70^\circ$ mais dans cette zone les influences sont tellement faibles qu'elles ne peuvent donner une grande divergence dans les résultats du calcul de l'effet total, même pour les zones de mer lointaines.

En utilisant les valeurs obtenues des fonctions d'influence des segments pour le modèle 508 de Gilbert et Dziewonski, des cartes cotidiales de l'océan mondial et des mers isolées, on fait le calcul des déplacements horizontaux sous l'effet de la charge, pour une série de points en Europe et en Asie et pour la fréquence de l'onde M_2 .

TABLE 2. Fonctions de l'influence $S(\alpha, \psi)$ pour le segment d'une surface de $1 \times 1^\circ$.

ψ	$-S(\alpha, \psi), 10^{-6}$	ψ	$-S(\alpha, \psi), 10^{-6}$	ψ	$-S(\alpha, \psi), 10^{-6}$
2°	29260	18°	8416	80°	325
3	15104	19	7919	85	457
4	8881	20	7485	90	615
5	5736	21	7084	95	784
6	4010	22	6700	100	951
7	2994	25	5655	105	1103
8	2364	30	4315	110	1235
9	1957	35	3244	115	1339
10	1676	40	2374	120	1414
11	1474	45	1659	125	1454
12	1324	50	1111	130	1459
13	1207	55	701	140	1365
14	1112	60	421	150	1145
15	1033	65	265	160	824
16	964	70	211	170	432
17	900	75	239	180	0



Fonctions d'influence de la couche de segment d'une densité de $1,025 \text{ r/cm}^3$ et d'une surface de $1 \times 1^\circ$: 1 - modèle 508; 2 - modèle de Gutenberg.

On a utilisé la carte cotidale globale de Bogdanov et Magarik {4} et les cartes des mers du Nord {5} et Méditerranée {6}. On a apporté à la carte cotidale de l'océan Mondial de petites corrections pour compenser la perturbation de constance de la masse des eaux de marées {1}.

On a calculé les déplacements suivant le méridien et suivant le premier vertical et on a calculé les grands et petits demi-axes des ellipses de déplacement et l'azimut des grands axes de ces ellipses. Les valeurs indiquées pour 12 points en Europe et en Asie, situés à différentes distances des océans, sont données dans la table 3. Les azimuts ont été calculés à partir du Nord dans le sens horlogique. Les grands axes avec des ellipses de déplacements horizontaux à la fréquence de l'onde M_2 peuvent atteindre 4 mm, même au centre du continent asiatique, à 2.000 Km de l'océan le plus proche. Ceci représente 10 % des déplacements provoqués par les marées terrestres dans la direction du méridien à la latitude de Alma-Ata. A Bruxelles, située à 90 Km de la mer du Nord, les déplacements atteignent 5,6 mm. Près des côtes les déplacements horizontaux sont sans aucun doute encore plus grands. Cependant leur calcul exige des cartes cotidales plus détaillées des zones littorales. Comme il fallait s'y attendre les ellipses des déplacements horizontaux sont étirés vers l'océan Atlantique en Europe Occidentale. En Europe Orientale, en Sibérie centrale et en Asie Centrale les grands axes des ellipses sont situés à peu près le long des méridiens : ils sont dirigés vers les océans les plus proches.

TABLE 3. Déplacements horizontaux de la surface terrestre sous l'effet de charge des marées océaniques.

Points	Demi grand axe, mm	Demi petit axe, mm	Azimut de demi grand axe
Bruxelles	2,8	2,0	124°
Strasbourg	2,0	1,5	100
Bonn	2,0	1,6	90
Potsdam	1,2	1,1	54
Varsovie	1,0	0,6	179
Tihany	1,2	0,8	175
Sofia	1,4	0,3	3
Kiev	0,9	0,0	179
Poltava	1,0	0,3	177
Simféropol	1,2	0,4	1
Novossibirsk	1,3	0,9	25
Alma-Ata	2,0	0,2	157

Les valeurs obtenues sont un peu plus petites que les valeurs analogues obtenues dans le travail {7} pour la série des stations européennes de poursuite laser des satellites. Dans leurs calculs, les auteurs ont utilisés la fonction de Green indiquée sur la figure construite par Farrel et la carte cotidale globale de Hendershott pour l'onde M_2 {8}. Cette carte donne des amplitudes irréallement grandes de la marée dans l'océan Indien et les auteurs ont été forcés de les réduire de 60 %. Etant donné la proximité des fonctions

de Green pour les deux modèles de Terre, la différence dans les valeurs obtenues des déplacements horizontaux s'explique évidemment par la différence des données cotidiales adoptées.

Le calcul a été fait pour la plus grande onde. L'effet total peut être un peu plus grand, bien qu'il sera tout de même en dessous des limites de la précision actuelle des mesures laser de distances. Cependant cet effet doit être gardé à l'esprit lors de la réduction des observations laser, en vertu du caractère périodique de ce phénomène.

REFERENCES

1. Перцев Б. П. Влияние морских приливов ближних зон на земноприливные наблюдения. — Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли, 1976, № 1, с. 13—22.
2. Перцев Б. П., Иванова М. В. Расчет нагрузочных чисел Лява для земной модели 508 Гильберта и Дзивонского. — В кн.: Изучение земных приливов. М.: Наука, 1980, с. 42—47.
3. Farrell W. Deformation of the Earth by surface loads. — Rev. Geoph. Space Phys., 1972, vol. 10, N 3, p. 761—797.
4. Богданов К. Т., Магарик В. А. Численное решение задачи о распространении полусуточных приливных волн M_2 и S_2 в Мировом океане. — Докл. АН СССР, 1967, т. 172, № 6, с. 1315—1317.
5. Hansen W. Gezeiten des Meeres. — In: Zahlenwerte und Funktionen. 1952, Bd. 3, S. 5004—533.
6. Chiaruttini C. Tidal loading on the Italian peninsula. — Geoph. J. Roy. Astron. Soc., 1976, vol. 46, N 3, p. 773—793.
7. Chiaruttini C., Livieratos E. Oceanic loading on European laser-ranging sites. — Geoph. J. Roy. Astron. Soc., 1978, vol. 54, N 3, p. 593—600.
8. Hendershott M. Ocean tides. — Trans. Amer. Geophys. Union, 1973, vol. 54, N 2, p. 76—86.

VARIATIONS DE MAREES DE LA PESANTEUR A POLTAVA EN 1980-1981

B.G. Balenko, B.G. Boulatsen, A.N. Novikova

Rotation et déformation de marées de la Terre n° 15, pp. 3-11 , 1983.

abrégé ()*

Lors de l'observation des marées à Poltava en 1973 à 1976 {1} on a constaté que dans la mesure de la sensibilité des gravimètres "Askania" GS-11 et GS-12 en utilisant la vis micrométrique des erreurs systématiques atteignant 2 % peuvent apparaître. Pour les éliminer on a élaboré une nouvelle méthode de contrôle de l'échelle d'enregistrement. Pour en faire l'essai on a réalisé, en 1978, une série de quatre mois d'observations avec le gravimètre modernisé "Askania" GS-12 N° 185 {2}. Ceci a montré que les constantes harmoniques des ondes de marées {1, 3} obtenues précédemment peuvent renfermer des erreurs importantes et demandent une correction. On a, pour cela, utilisé une méthode éliminant la vis micrométrique {2}. Les observations ont commencé en mars 1980 et se sont terminées en octobre 1981. Les appareils ont été installés dans la même salle et sur le même socle qu'en 1973-1976 {1}. Le procédé d'enregistrement et l'alimentation électrique des appareils sont inchangés. La méthode proposée consiste à déplacer l'enregistrement d'une distance correspondant à une grande division de l'échelle. Le trait bissecteur n'est utilisé qu'à titre d'indication. Pour que le faisceau du galvanomètre ne sorte pas de l'enregistreur au moment de la mesure de la sensibilité on a shunté le galvanomètre extérieur (Fig. 1) {2}. La condition essentielle dans ce procédé est que la différence des courants traversant les photoéléments avec l'échelle de diversion branchée et non branchée ($I_0 - I_1$) ne dépasse pas 0,1 % de la valeur de I_0 .

Sur une durée de 40 jours on a mesuré la sensibilité par deux procédés; un jour par la méthode traditionnelle à l'aide du micromètre et le jour suivant d'après la nouvelle méthode. Dans la suite, la sensibilité a été mesurée 1 fois tous les 7 jours par la seconde méthode. La sensibilité pour chaque jour a été interpolée.

(*) Les données purement techniques qui ne concernent que les gravimètres de type Askania ont été omises.

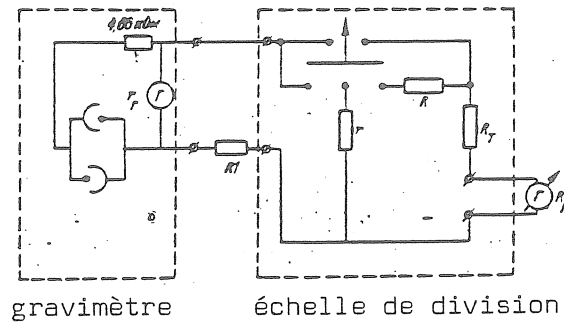


Fig. 1. Schéma de branchement de l'échelle de division au gravimètre "Askania" GS-11 et GS-12.

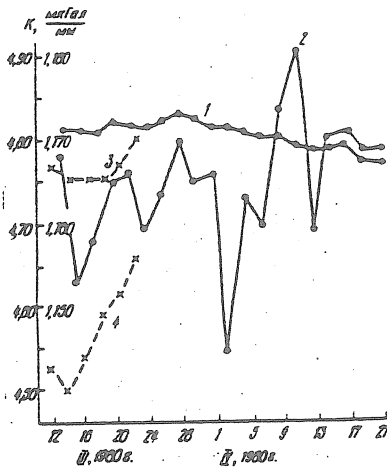


Fig. 2. Sensibilité du gravimètre "Askania" GS-12 N° 185 au cours des 40 premiers jours d'observations en 1980, mesurée à l'aide de l'échelle de division (1) et de l'échelle du micromètre (2); facteurs d'amplitude δ de l'onde M_2 , obtenus avec une sensibilité 1 (3) et 2 (4).

Pour les 40 premiers jours d'observations l'enregistrement a été soumis à l'analyse harmonique par la méthode de Venedikov en séries mensuelles avec un déplacement du début de la série de 2 jours en deux variantes. Dans la première variante on a utilisé la sensibilité obtenue par le procédé traditionnel, dans la seconde celle obtenue par la nouvelle méthode. Les valeurs du facteur d'amplitude δ pour l'onde M_2 et les résultats de la mesure de la sensibilité sont donnés sur la figure 2. Les données confirment les conclusions faites sur la base des recherches de 1978 [2] sur le fait que le micromètre du gravimètre "Askania" GS-11 ou GS-12 peut conduire à des erreurs systématiques importantes dans la sensibilité mesurée. Les ordonnées ont été converties en microgals, ramenées en un système unique et vérifiées par la combinaison d'erreurs de B.S. Doubik [6].

Dans une première étape les données ont été soumises à l'analyse harmonique de Venedikov en séries mensuelles avec un déplacement du début de 4 jours. On a réduit en tout 135 séries mensuelles. Les variations du facteur d'amplitude δ pour les quatre ondes principales M_2 , S_2 , O_1 et K_1 sont données sur la figure 3. Pour les ondes diurnes on observe des pulsations avec des périodes proches de l'année, semi-annuelle et quart d'année. Pour les ondes

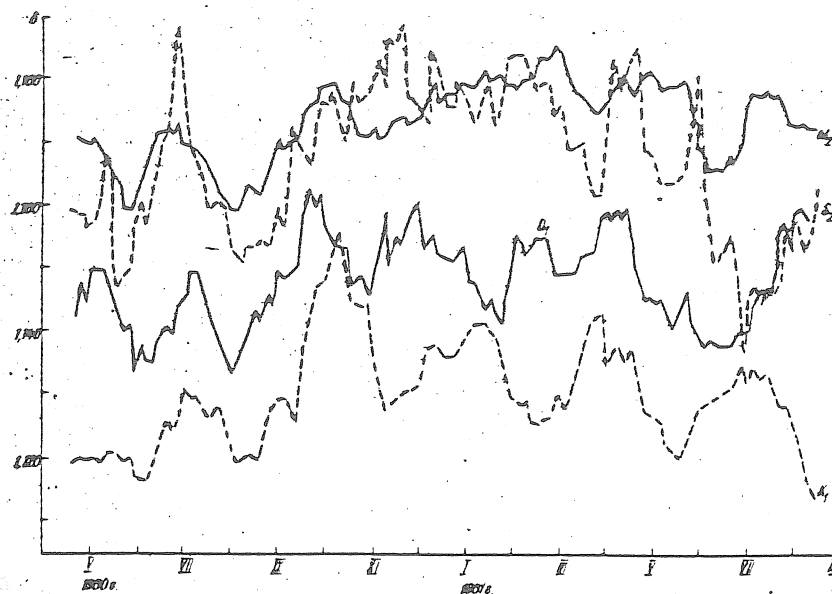


Fig. 3. Paramètres δ des ondes O_1 , K_1 , M_2 , S_2 obtenus par réduction des observations en séries mensuelles par la méthode de Venedikov avec un déplacement du début des séries de 4 jours.

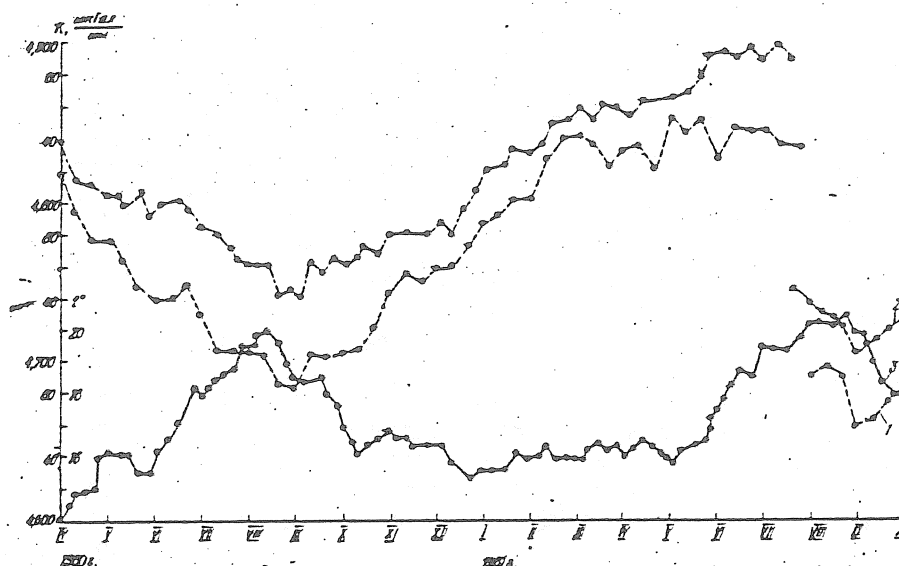


Fig. 4. Sensibilité du gravimètre "Askania" GS-12 N° 185 en 1980-1981 et variation de la température dans la cave gravimétrique.
1. Sensibilité mesurée; 2. la même en tenant compte de la variation de la largeur de l'enregistrement avec le temps; 3. température.

semi-diurnes elles ne sont marquées que sur la durée des 6 premiers mois d'observations.

Les ondes de périodes voisines de l'année et semi-annuelles sont parallèles aux valeurs de la sensibilité du gravimètre et sont en corrélation avec la température à l'intérieur de la salle (Fig. 4). Pour déterminer les paramètres de ces ondes et expliquer leur origine, toute la période des observations a été partagée en deux séries d'un an, d'avril 1980 à mai 1981 et

d'août 1980 à septembre 1981. Pour chaque série on a composé huit systèmes de 90 équations de condition de la forme

$$N_T = A_0 + xT + A_1 \cos \omega T + B_1 \sin \omega T + A_2 \cos 2\omega T + B_2 \sin 2\omega T + A_4 \cos 4\omega T + B_4 \sin 4\omega T, \quad (3)$$

où $A_0, x, A_1, B_1, A_2, B_2, A_4, B_4$ sont les inconnues; $\phi = 4^\circ$; $T = 0, 1, \dots, 89$;
 $A_1 = r_1 \cos \phi_1$; $B_1 = r_1 \sin \phi_1$; $A_2 = r_2 \cos \phi_2$; $B_2 = r_2 \sin \phi_2$; $A_4 = r_4 \cos \phi_4$;
 $B_4 = r_4 \sin \phi_4$.

Les systèmes sont résolus par moindres carrés pour les valeurs suivantes des termes libres N_T :

- 1) la sensibilité du gravimètre K ;
- 2) les facteurs d'amplitudes δ des ondes M_2, S_2, O_1 et K_1 obtenues par la réduction en séries mensuelles avec un déplacement du début de quatre jours;
- 3) la température à l'intérieur de la salle gravimétrique T_{salle} ;
- 4) la température de l'air extérieur $T_{\text{ext.}}$;
- 5) la pression atmosphérique P .

TABLE 1. Résultats de la solution des systèmes d'équations (3).

N_T	A_0	$90x$	r_1	r_2	r_4	ϕ_1°	ϕ_2°	ϕ_4°
$K, \frac{\text{MKГДЛ}}{\text{ММ}}$	4,7085	0,1570	0,0269	0,0018	0,0029	221	304	62
	± 38	± 74	± 21	± 17	± 15	± 5	± 49	± 27
$T_{\text{нар}}, ^\circ\text{C}$	8,61	-0,47	13,09	2,50	0,25	307	238	319
	$\pm 1,36$	$\pm 2,66$	$\pm 0,83$	$\pm 0,61$	$\pm 0,51$	± 3	± 12	± 119
$T_{\text{сам}}, ^\circ\text{C}$	16,20	2,01	1,62	0,67	0,13	341	310	326
	$\pm 0,15$	$\pm 0,29$	$\pm 0,06$	$\pm 0,06$	$\pm 0,06$	± 4	± 5	± 26
$P, \text{мбар}$	999,97	-6,70	2,29	0,86	0,72	266	354	278
	$\pm 2,63$	$\pm 5,15$	$\pm 1,89$	$\pm 0,94$	$\pm 1,03$	± 24	± 83	± 75
δ_{O_1}	1,1452	-0,0121	0,0072	0,0055	0,0003	78	32	38
	$\pm 0,0020$	$\pm 0,0039$	$\pm 0,0014$	$\pm 0,0008$	$\pm 0,0007$	± 6	± 9	± 130
δ_{K_1}	1,1392	-0,0129	0,0012	0,0015	0,0008	144	123	113
	$\pm 0,0013$	$\pm 0,0026$	$\pm 0,0007$	$\pm 0,0006$	$\pm 0,0005$	± 39	± 21	± 3
δ_{M_2}	1,1762	0,0007	0,0034	0,0017	0,0014	163	347	190
	$\pm 0,0013$	$\pm 0,0026$	$\pm 0,0005$	$\pm 0,0005$	$\pm 0,0005$	± 16	± 22	± 20
δ_{S_2}	1,1798	-0,0210	0,0091	0,0032	0,0041	152	109	246
	$\pm 0,0024$	$\pm 0,0047$	$\pm 0,0011$	$\pm 0,0011$	$\pm 0,0009$	± 10	± 16	± 12

Les valeurs de la pression atmosphérique et de la température de l'air extérieur sont obtenues à la station hydrométéorologique voisine de l'Observatoire.

Les résultats pour les deux séries concordent dans les limites des erreurs de leurs déterminations. Pour la seconde série, ils sont donnés dans la table 1. Les données de la table 1 et de la figure 3 confirment que dans la sensibilité du gravimètre il y a une onde annuelle d'une amplitude d'environ 2 % de sa valeur, une onde semi-annuelle avec une amplitude plus petite et une petite onde d'un quart d'année.

La figure 4 montre que les variations de la sensibilité du gravimètre sont provoquées par les variations correspondantes de la température à l'intérieur de la salle. La source principale de cette perturbation était le circuit d'électro-alimentation de l'ampoule du transformateur photoélectrique du gravimètre. Lors de l'augmentation de la température dans la salle la résistance croît et la sensibilité doit être diminuée.

On constate également par la table 1 que sur la durée de toute la période des observations on a eu une diminution linéaire de la sensibilité de $0,16 \mu\text{gal}/\text{an}$ ce qui représente environ 3 % de sa valeur. On peut expliquer cette diminution par une augmentation de la température dans la salle de $2^\circ\text{C}/\text{an}$.

Ainsi, les observations de marées à Poltava en 1980-1981 ont montré qu'avec une bonne stabilisation sur l'ampoule du transformateur photoélectrique des gravimètres "Askania" GS-11 et GS-12 et une constance de température à l'intérieur de la salle, la sensibilité de l'appareil doit rester constante dans les limites de dixièmes de pourcent, si on la mesure d'après la méthode excluant la vis du micromètre. Les exigences pour la constance de la température et de la tension à la sortie du stabilisateur alimentant le transformateur photoélectrique s'atténuent sensiblement si on remplace les photoéléments par des photo résistors comme cela a été fait pour les clinomètres d'Ostrovskii dans la station de "Beresovaïa Roudka" {7}.

Des ondes de périodes proches de l'année, semi-annuelles et trimestrielles sont présentes dans le paramètre δ . Les amplitudes de ces ondes ont une valeur perceptible et sont déterminées valablement. Des ondes de mêmes périodes sont présentes dans les variations de la pression atmosphérique et dans la température. Elles peuvent agir sur l'appareillage, et perturber l'enregistrement du gravimètre par des inclinaisons du socle.

L'influence des inclinaisons d'origine météorologiques du socle sur les paramètres des ondes de marées a été étudiée en détail par D.G. Gridniev {8}. Il est bien admis que les inclinaisons météorologiques du socle sont une des causes principales des variations de δ données sur la figure 3.

Malheureusement on n'a pas eu la possibilité de placer sur un même socle le gravimètre et la paire de clinomètres. On n'a pas réalisé d'observations clinométriques précédemment non plus sur ce socle. Nous nous sommes limités au maintien des bulles des niveaux du gravimètre dans la position du minimum de sensibilité à l'inclinaison avec une précision de $\pm 0,2$ division ce qui est évidemment insuffisant en raison de la précision des observations. La raison en est que, dans tous les travaux précédents, avec les gravimètres

de Poltava, les erreurs provoquées par l'imperfection de construction du micromètre, dépassaient un peu l'effet provenant des inclinaisons météorologiques du socle.

Après la modernisation du gravimètre "Askania" GS-12 N° 185 et l'introduction d'une nouvelle méthode de contrôle de la sensibilité éliminant le micromètre, les erreurs dues à l'influence des facteurs météorologiques sont devenues prédominantes et leur étude est une tâche primordiale.

Pour augmenter la précision il faut installer des niveaux plus sensibles, avoir des exigences plus sévères pour les socles et les salles d'observation, installer une paire de clinomètres à faible dérive instrumentale sur les socles, simultanément avec les gravimètres et, mieux encore, directement sur l'appareil.

La table 1 montre que l'allure linéaire du paramètre δ pour les ondes O_1 , K_1 , M_2 , S_2 ne dépasse pas 1 %/an et a différents signes. Ceci témoigne de l'absence d'erreurs systématiques.

L'enregistrement a été soumis à l'analyse harmonique par la méthode de Venedikov en trois groupes : 1) une série annuelle avec début le 21 avril 1980 (368 j.); une série annuelle avec début le 27 septembre 1980 (368 j.); une série depuis le 22 avril 1980 au 30 septembre 1981 (526 j.).

Les constantes harmoniques obtenues après introduction des corrections de retard instrumental, d'inertie {9}, de la normale ellipsoïdale {14} et de la nutation forcée de la Terre {10} sont donnés dans la table 2. Pour les trois intervalles mentionnés on a calculé également les paramètres de l'onde de marée M_3 par la méthode de Venedikov-Melchior (table 2). Nous constatons par la table 2 que la modernisation du gravimètre "Askania" GS-12 N° 185 et l'utilisation de la nouvelle méthode de mesure de la sensibilité ont donné la possibilité d'augmenter de plus de deux fois la précision interne de la détermination du paramètre δ et d'éliminer les erreurs systématiques possibles introduites par micromètre de l'appareil qui peuvent atteindre 2 % {2}.

La précision de la détermination du paramètre δ pour les ondes diurnes faibles J_1 et OO_1 a été augmentée de façon sensible. La première des séries annuelles est déterminée avec une erreur quadratique moyenne d'environ 3 % et la seconde de 6 %. On a trouvé avec une relativement petite erreur (5 %) le paramètre δ de l'onde M_3 . Puisque les erreurs quadratiques moyennes δ croissent proportionnellement à la diminution de l'amplitude, comme cela a lieu pour les ondes J_1 et OO_1 on peut compter dans l'avenir obtenir par la

série annuelle le paramètre δ de l'onde ϕ_1 par la méthode de Venedikov avec une erreur d'environ 12-13 % et de l'onde ψ_1 avec une erreur d'environ 25 %. Cette précision permet d'utiliser les petites ondes diurnes pour étudier l'effet de résonance du noyau liquide. A présent il n'est utile que de calculer les différences $\delta_{O_1} - \delta_{K_1} - \delta_{O_1} - \delta_{P_1}$ et $\delta_{P_1} - \delta_{K_1}$ (table 3). Les constantes harmoniques des ondes de marées principales sont données à la table 4 après introduction des corrections de l'influence de la marée océanique {12}.

Il y a intérêt à calculer le nombre de Love k d'après les données des tables 2 et 4 en utilisant la relation théorique h/k d'après les ondes principales pour les modèles de Molodenskii {11} et Wahr {15} (table 5).

TABLE 2. Constantes harmoniques.

Onde	δ			ΔP		
	I	2	3	I	2	3
Q_1	I, I470 $\pm$ 127	I, I425 $\pm$ 126	I, I421 $\pm$ 108	- 0,10° $\pm$ 0,64	- 0,07° $\pm$ 0,63	- 0,40° $\pm$ 0,54
Q_2	I, I522 $\pm$ 25	I, I544 $\pm$ 25	I, I521 $\pm$ 21	- 0, 06 $\pm$ 0,12	- 0,07 $\pm$ 0,12	- 0,13 $\pm$ 0,11
M_1	I, I899 $\pm$ 234	I, 2031 $\pm$ 268	I, I834 $\pm$ 216	- 3,17 $\pm$ 1,13	- 3,72 $\pm$ 1,28	- 3,01 $\pm$ 1,05
P_1	I, I320 $\pm$ 45	I, I391 $\pm$ 47	I, I385 $\pm$ 40	- 0,11 $\pm$ 0,23	- 0,40 $\pm$ 0,24	- 0,15 $\pm$ 0,20
M_2	I, I329 $\pm$ 16	I, I351 $\pm$ 17	I, I319 $\pm$ 14	- 0,13 $\pm$ 0,08	- 0,31 $\pm$ 0,08	- 0,24 $\pm$ 0,07
J_2	I, I558 $\pm$ 291	I, I305 $\pm$ 287	I, I376 $\pm$ 247	I, 43 $\pm$ 1,44	0,70 $\pm$ 1,46	0,96 $\pm$ 1,25
Q_2	I, 0192 $\pm$ 610	I, 1125 $\pm$ 614	I, 1052 $\pm$ 530	- 6,78 $\pm$ 3,44	- 6,66 $\pm$ 3,17	- 5,61 $\pm$ 2,75
$2M_2$	I, 2178 $\pm$ 316	I, 1982 $\pm$ 311	I, 1836 $\pm$ 274	- 2,05 $\pm$ 1,49	- 0,93 $\pm$ 1,49	- 1,73 $\pm$ 1,33
M_2	I, I649 $\pm$ 59	I, I630 $\pm$ 60	I, I595 $\pm$ 52	- 0,84 $\pm$ 0,29	- 0,71 $\pm$ 0,30	- 0,91 $\pm$ 0,26
M_2	I, I740 $\pm$ 11	I, I779 $\pm$ 12	I, I749 $\pm$ 10	- 0,47 $\pm$ 0,06	- 0,45 $\pm$ 0,06	- 0,47 $\pm$ 0,05
L_2	I, 2292 $\pm$ 506	I, 3390 $\pm$ 669	I, 2831 $\pm$ 491	- 11,12 $\pm$ 2,36	- 10,88 $\pm$ 2,86	- 9,08 $\pm$ 2,20
S_2	I, I700 $\pm$ 25	I, I693 $\pm$ 26	I, I668 $\pm$ 22	- 0,69 $\pm$ 0,12	- 0,76 $\pm$ 0,13	- 0,77 $\pm$ 0,11
K_2	I, I626 $\pm$ 113	I, I633 $\pm$ 114	I, I567 $\pm$ 98	- 0,50 $\pm$ 0,56	- 1,63 $\pm$ 0,56	- 1,16 $\pm$ 0,48
M_3	I, 123 $\pm$ 63	I, 067 $\pm$ 63	I, 072 $\pm$ 54	2,08 $\pm$ 3,21	1,32 $\pm$ 3,37	1,46 $\pm$ 2,88

TABLE 3. Différences de résonance du paramètre δ pour les ondes diurnes par les observations de marées terrestres à Poltava en 1980-1981.

Différence	Observée	Théorique	
		d'après Molodenskii {11}	d'après Wahr {15}
$\delta_{O_1} - \delta_{K_1}$	$0,0202 \pm 0,0025$	0,021	0,020
$\delta_{O_1} - \delta_{P_1}$	$0,0136 \pm 0,0045$	0,006	0,005
$\delta_{P_1} - \delta_{K_1}$	$0,0066 \pm 0,0042$	0,015	0,015

TABLE 4. Paramètres des ondes de marées principales après l'introduction des corrections de marée océanique.

Onde	δ	$\Delta\phi$
O_1	1,1562	-0,22°
K_1	1,1355	-0,35
M_2	1,1578	-0,74
S_2	1,1591	-0,38

TABLE 5. Relation h/k d'après les ondes de marées principales pour les différents modèles de la structure interne de la Terre.

Onde	Modèle de Molodenskii		D'après Wahr de (modèle LOGG-A et PEM-C)
	I	II	
M_2	2,021	2,046	2,023
O_1	2,023	2,047	2,031
K_1	2,027	2,050	2,017

REMARQUE. Les nombres de Love k dans les colonnes I, II et B sont calculés et d'après les rapports h/k pour les modèles I et II de Molodenskii et 1066 A et PEM-C (d'après Wahr) qui sont donnés dans la table 5.

Pour déterminer les valeurs théoriques du nombre de Love k pour les modèles 1066-A et PEM-C qu'on pourrait comparer avec les résultats des observations gravimétriques à Poltava, on a calculé les facteurs théoriques δ des ondes M_2 , O_1 et K_1 d'après les formules {15}.

$$\delta_{M_2} = 1.160 - 0,005 \left\{ \frac{\sqrt{3}}{2} (2 \cos^2 \theta - 1) \right\} \quad (4)$$

$$\delta_{O_1} = 1.152 - 0,006 \left\{ \frac{\sqrt{6}}{4} (7 \cos^2 \theta - 3) \right\}$$

$$\delta_{K_1} = 1.152 - 0,006 \left\{ \frac{\sqrt{6}}{4} (7 \cos^2 \theta - 3) \right\}$$

où θ est la colatitute de Poltava.

La table 6 montre qu'après l'introduction dans les facteurs d'amplitude des corrections de marée océanique on améliore la concordance des valeurs de k avec leurs analogues théoriques.

TABLE 6. Comparaison des nombres de Love k calculés d'après des observations des marées à Poltava en 1980-1981 et leurs analogues théoriques.

Onde	Nombre de Love k								
	Calculé d'après les observations						Théorique		
	Sans tenir compte de la marée océanique			Avec correction de la marée océanique			Selon Molodenskii		Selon Wahr (modèles 1066-A et PEM-C)
	I	II	B	I	II	B	I	II	
M_2	0,336	0,320	0,338	0,303	0,289	0,306	0,307	0,302	0,284
O_1	0,291	0,278	0,291	0,298	0,285	0,298	0,305	0,300	0,283
K_1	0,250	0,240	0,248	0,258	0,247	0,256	0,260	0,261	0,241

REFERENCES

1. БАЛЕНКО В.Г., БУЛАПЕН В.Г., ШЛЯХОВИЙ В.П. Приливные изменения силы тяжести в Полтаве в 1973-1976 гг. - Вращение и прилив. деформации Земли, 1976, вып. 10, с. 3-14.
2. БАЛЕНКО В.Г., БУЛАПЕН В.Г. О повышении точности приливных наблюдений с гравиметрами GS-II и GS-I2. - Там же, 1980, вып. 12, с. 75-84.
3. ДИЧКО И.А. Приливные изменения силы тяжести в Полтаве. - Там же, 1973, вып. 1, с. 192-199.
4. Некоторые особенности гравиметра GS-I2 № 185 / П.С.КОРБА, В.Г.БАЛЕНКО, В.П.ШЛЯХОВИЙ и др. Там же, вып. 9, с. 33-37.
5. О фазовых искажениях при регистрации земных приливов гравиметрами "Аскания" / В.Г.БАЛЕНКО, П.С.КОРБА, В.Г.БУЛАПЕН и др. Там же, вып. 9, с. 37-44.
6. ДУБИК Б.С. Некоторые вопросы анализа земноприливных наблюдений. - Там же, 1980, вып. 12, с. 33-47.
7. БАЛЕНКО В.Г. Исследования наклонов земной поверхности по профилю Киев - Артемовск. - Киев : Наук. думка, 1980, с. 76-77.
8. ГРИШИНЕВ Д.Г. Эталонирование гравиметров фирмы "Аскания" и определение масштаба записи приливных изменений силы тяжести. Температурные наклоны постаментов. - Вращение и прилив. деформации Земли, 1974, вып. 6, с. 42-53.
9. ПАРИЙСКИЙ Н.Н., ПЕРЦЕР Б.П. Влияние инерционных сил на наблюдаемые изменения силы тяжести и наклонов. - В кн. : Изучение земных приливов. М. : Наука, 1980, с. 22-35.
10. МОЛОДЕНСКИЙ С.М. Влияние вынужденной нутации Земли на результаты приливных наблюдений. - В кн. : Изучение земных приливов. М. : Наука, 1980, с. 36-41.
11. МОЛОДЕНСКИЙ М.С., КРАМЕР М.В. Земные приливы и нутации Земли. - М. : Изд-во АН СССР, 1961. - 40 с.
12. Приливные вариации силы тяжести в СССР / Н.Н.ПАРИЙСКИЙ, С.Н.БАРСЕНКОВ, В.А.ВОШКОВ и др. - В кн. : Изучение земных приливов. М. : Наука, 1980, с. 65-85.
13. Schwereemesser GS-12. Askania-Werke, Berlin, 1962. - 81 p.
14. WENZEL H.G. The correction of tidal development to ellipsoidal normal.- Mares terrest. - Bull. inform. Assoc. geod. Commis. perman. mares terrest., 1974, № 68, p. 3784-3788.
15. WÄHR J.M. Body tides on an elliptical, rotating, elastic and oceanless earth. - Geophys. J. Roy. Astron. Soc., 1981, 64, 3, p. 677-703.

MAREES A NOVOSSIBIRSK EN 1977-1979

V.G. Balenko, S.N. Barsenkov, V.G. Boulatsen, D.G. Gridniev, I.A. Ditchko
M.V. Kouznetsov, L.V. Kouznetsova, N.N. Pariiskii, N.A. Pitorhnaïa,
You Saritcheva, V. You Timofeyev

Déformations lentes de la Terre et sa rotation, pp. 40-59, Moscou 1985.

Abrégé

L'étude des marées à Novossibirsk entre dans le plan d'un vaste travail le long du profil transcontinental allant de Leningrad (Poulkovo), via Moscou (Obninsk et Krasnaïa Pachra), Sverdlovsk (en projet), Novossibirsk, Irkoutsk jusque Petropavlovsk - Kamtchatka.

Les premières mesures des marées à Novossibirsk ont été réalisées de 1966 à 1970 par l'Institut de géologie et de géophysique {1} avec le gravimètre GS-12 N° 186.

Les valeurs des paramètres de marées se sont trouvées être de 2 % plus petites que celles obtenues par d'autres appareils en divers points de la partie européenne de l'URSS {2}. Bien que ces observations aient englobé près de 1000 jours d'enregistrement elles n'ont été réalisées que par un seul appareil; on a supposé l'existence d'une différence constante entre les indications des appareils en 1974-1975 à Talgar et on a fait une comparaison des gravimètres GS-12 N° 186 et GS-11 N° 167 par un enregistrement parallèle qui a confirmé {3} la présence d'une différence systématique de 1,2 %. C'est pourquoi l'appareil de Novossibirsk a donné des paramètres de marées diminués.

L'expérience à Talgar a montré que, pour obtenir des résultats sûrs il faut utiliser pas moins de trois gravimètres en chaque point d'observations.

Pour effectuer les mesures aux points du profil trois instituts se sont associés : l'Institut de Physique de la Terre (Ac. des Sc. URSS) avec les gravimètres GS-12 N° 180 et CKG-M, IG et GSO Acad. Sc. d'URSS (gravimètre GS-12 N° 186) et l'Observatoire Gravimétrique de Poltava (gravimètre GS-11 N° 159).

La station de marée de Novossibirsk "Klioutchi" est située à 10 Km à l'Est de la cité académique. Le bâtiment de la station séismologique dans laquelle est située la station de marée, a été construit à 10 m de la base d'une colline, parallèlement à elle (Fig. 1). De l'autre côté de la colline coule un ruisseau. Le sol est fait de roches sédimentaires friables : sable, argile, terre argileuse. Au pied de la colline, à 30 cm sous la surface, on trouve des eaux souterraines.

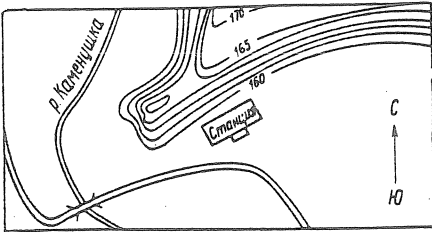


Fig. 1 : Schéma de situation de la station.

L'enregistreur est placé dans la partie nord-est du bâtiment, dans une salle partagée par une cloison mince en bloc de pierre. La salle a une paroi double, la largeur de l'intervalle entre parois est de 65 cm. L'entrée dans la salle est divisée par trois tambours. Dans la première section on a construit un socle de 1,5 x 1,5 m, dans la seconde - deux socles de dimensions 1,5 x 1,5 et 0,8 x 1,0 m. Les socles en béton sont enfouis à 2 m sous la surface du sol; leur hauteur au-dessus du niveau du sol est de 0,5 m. La salle est munie d'une hydro-isolation en bitume. Les murs du bâtiment sont enfoncés à 2,5m. Dans l'espace entre parois on a monté un système de thermostatisation garantissant la stabilité de la température de $20 \pm 0,1^\circ\text{C}$ (voir figure 2).

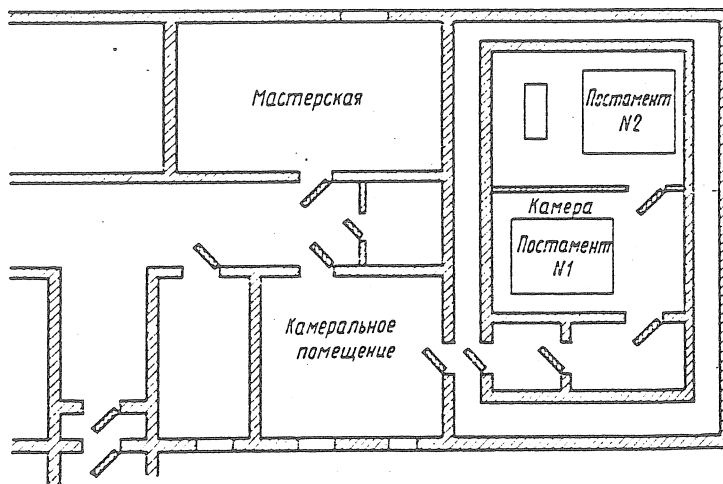


Fig. 2 : Schéma de situation de la salle.

Les indications ont été enregistrées par l'intermédiaire de deux galvanomètres M 17/9 ayant une sensibilité en courant de $1 \cdot 10^{-9}$ A/MM/M. On a monté également dans l'enregistreur un thermographe à résistance garantissant une sensibilité de 1000 mm/°C. On a prévu quatre vitesses, 10, 20, 100 et 200 mm/heure. L'enregistrement a été réalisé avec la vitesse de 10 mm/h. On a réalisé en continu l'enregistrement de la température et celle des variations de la densité de l'air par le microbarographe de Gridniev {5 à 7}. Après juillet 1978 on a mesuré les inclinaisons du socle par des clinomètres Gridniev {8 à 10}.

Les appareils sont placés comme suit (Fig. 3) : sur le socle N° 1 - les gravimètres GS-12, 80 et CKγ-M; le microbarographe MKφ, le thermographe, l'enregistreur CKG-M; sur le socle N° 2 - les gravimètres GS-11, 159, GS-12, 186, les clinomètres HK N° 1 et HK N° 2, l'enregistreur (KG-H).

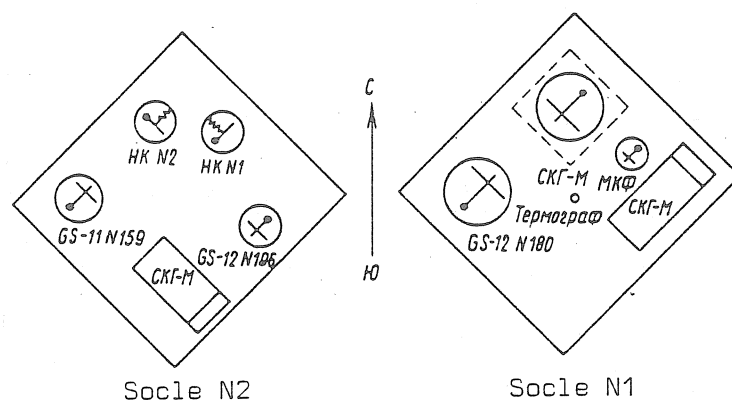


Fig. 3. Disposition des appareils sur les socles.

Les photoéléments des gravimètres "Askania" ont été remplacés par des photoéléments au silicium de notre construction qui augmentent le signal d'un ordre de grandeur. Le remplacement des galvanomètres du constructeur par les nôtres a diminué la dérive de plus de 10 fois (*).

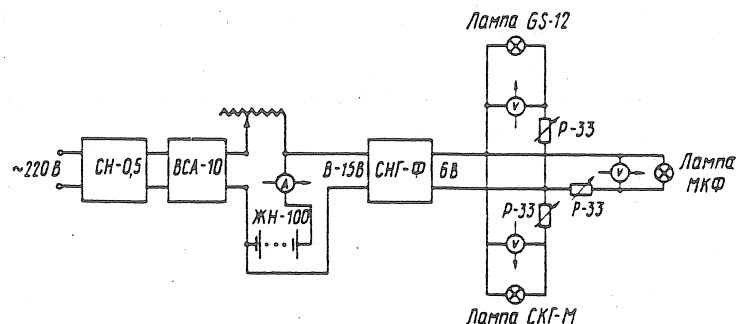


Fig. 4. Schéma d'alimentation des lampes du photoélément.

(*) On a abrégé ici les données purement techniques caractéristiques de ces instruments.

La figure 4 montre le schéma d'alimentation des lampes des photo-éléments des gravimètres GS-12 N° 180 et CKG-M et du microbarographe HKφ.

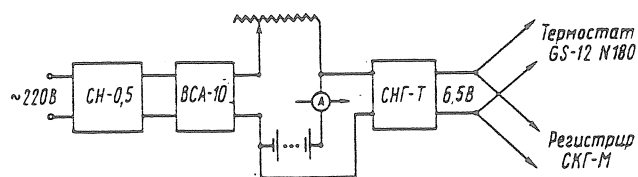


Fig. 5. Schéma d'alimentation du thermostat du gravimètre N° 180 et de l'enregistreur CKG-M.

La figure 5 présente le schéma d'alimentation du thermostat du gravimètre N° 180 et de l'enregistreur du gravimètre CKG-M.

Le gravimètre GS-12 N° 186 de Novossibirsk a donné des amplitudes plus petites que les autres gravimètres. C'est pourquoi on a accordé une attention particulière à son étalonnage qui, effectué à Talgar par la méthode de la bille, a donné à trois reprises, en 1973-1975, en moyenne $C = 172,691 \pm 0,048$ μgal . La division du micromètre a une erreur atteignant 0,03 %. A cette époque (30.06.75) les gravimètres GS-12 N° 186 et GS-11 N° 167 ont été calibrés sur le polygone de Alma Ata. On a utilisé trois points de ce polygone avec une différence de $66,90 \pm 0,029$ mgal déterminée avec une erreur de 0,04 %. La réduction des observations a été faite par Iou. K. Saritcheva et M.V. Kouznetsov {3} par différentes méthodes donnant des valeurs très proches : $C = 172,151 \pm 0,073$ soit $\pm 0,04$ % (M.V. Kouznetsov), $C = 172,152 \pm 0,204$ soit $\pm 0,12$ % (You. K. Saritcheva). Les valeurs déterminées par la méthode de la bille et sur le polygone ne diffèrent que de 0,31 % ce qui est évidemment dû à la plus faible précision des mesures sur le polygone.

Les résultats d'un an et demi de mesures à Talgar à l'aide du gravimètre GS-12 N° 180 donnent des valeurs des amplitudes de marées de 1,2 % plus petites qu'avec le gravimètre GS-11 N° 167. Pour les données obtenues à Novossibirsk, avec le gravimètre GS-12 N° 186 on a pris $C : 173,10 \pm 0,014$ mgal par division du micromètre c'est-à-dire 0,3 % supérieur à Alma-Ata. Les anciennes calibrations de cet appareil ont donné des valeurs plus petites de 0,4 %. Le 16.10.66 on a obtenu sur le polygone de Novossibirsk {1} $C = 172,42$ mgal par division du micromètre.

A Novossibirsk on a obtenu par la méthode de la bille (en mgal par division) :

27.11.64	$C = 172,65 \pm 0,12$
29.06.66	$172,59 \pm 0,14$
06.07	$172,46 \pm 0,01$
09.07	$172,34 \pm 0,05$
01.10	$172,07 \pm 0,17$
04.12	$172,32 \pm 0,04$
08.12	$172,38 \pm 0,04$
12.07.67	$172,61 \pm 0,09$
Moyenne	$172,43 \pm 0,07 (\pm 0,04\%)$

Lors de la réduction de la nouvelle série d'observations à Novosibirsk on a admis une valeur de C 0,4 % plus grande que celle obtenue par les observations antérieures. Cependant cet appareil donne tout de même des valeurs plus petites pour les paramètres de marées.

L'étalonnage du gravimètre GS-12 N° 180 a été fait quatre fois :

En novembre 1966 sur le polygone	$C = 160,73 \pm 0,17$
12.11.72 par la méthode de l'inclinaison	$160,85 \pm 0,23$
14.11.72 par la méthode de l'inclinaison	$160,75 \pm 0,12$
23.05.77 par la méthode de l'inclinaison	$160,44 \pm 0,38$
Moyenne	$160,74 \pm 0,05$

Cette valeur est 0,2 % supérieure à celle du constructeur. Lors de la réduction des données on a pris $C = 160,4 \pm 0,4 \mu\text{gal}$ par division. Comme on le constate l'étalonnage par la méthode de l'inclinaison donne les mêmes résultats que sur le polygone.

L'étalonnage du gravimètre à quartz de Gridniev CKG-M N° 6 n'a été fait que par la méthode de l'inclinaison et a donné (en μgal par division), 09.04.75 : $C = 13,380 \pm 0,009 (\pm 0,07)$; 03.05.77 : $C = 13,370 \pm 0,014 (\pm 0,10)$.

Pour la réduction on a pris $C = 13,373 \mu\text{gal}$ par division

Pour le gravimètre de Poltava GS-11 N° 159 on a pris la valeur obtenue à cinq reprises par la bille (25.06.79) : $C = 71,05 \pm 0,03 (\pm 0,04 \%)$.

La détermination de la non linéarité des galvanomètres a été faite au moins une fois en trois mois.

Le schéma de branchement du galvanomètre pour déterminer la non-linéarité de son échelle est donné sur la figure 6.

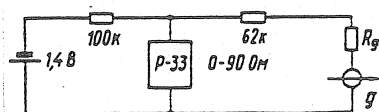


Fig. 6. Schéma du branchement du galvanomètre pour la détermination de la non-linéarité de l'échelle.

Les résultats de la détermination de la non-linéarité de l'échelle du galvanomètre témoignent de ce que la plus grande non-linéarité était celle

du galvanomètre du gravimètre CKG-M. La correction atteignait 47 mm. Pour les autres galvanomètres, la non linéarité était peu importante, la correction ne dépassait pas 0,2 à 0,3 mm et n'a pas été introduite dans les ordonnées mesurées.

La détermination de l'échelle a été faite tous les 7 à 10 jours par le procédé des trois déplacements {11 à 15}.

Les gravimètres "Askania" présentent un désaccord entre la haute précision des mesures des enregistrements (jusqu'à 1 μgal) et la basse précision de calcul basé sur le micromètre. Ainsi, pour le gravimètre GS-12 N° 186 à une distance entre les grandes divisions de l'échelle correspondent 100 petites divisions du micromètre. L'erreur moyenne d'environ $\pm 0,1$ d'une petite division, soit 17,3 μgal correspond à environ 7 % de la variation maximale de la pesanteur alors que les mesures des ordonnées de l'enregistrement se font avec une précision de plus d'un ordre de grandeur plus élevé ($\pm 0,4$ % de l'effet maximum).

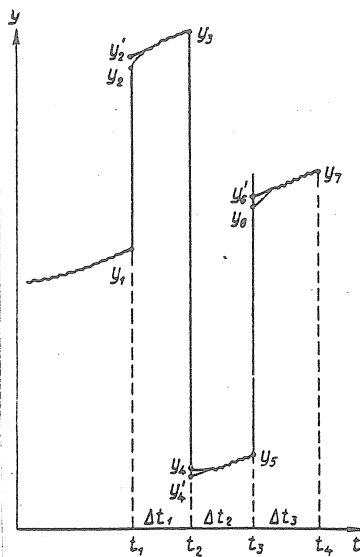


Fig. 7. Schéma des déplacements pour la détermination de l'échelle de l'enregistrement

La détermination de l'échelle d'enregistrement (coefficient de calibration K) donnant le nombre de microgals correspondant à un millimètre d'ordonnée a été faite par la méthode des déplacements représentés sur la figure 7.

Les déplacements ont été faits aux instants t_1 , t_2 et t_3 sur une partie d'enregistrement quasi linéaire. On a obtenu les valeurs des coefficients K de calibration d'après les différences correspondantes du micromètre : ΔN_1 , ΔN_2 , ΔN_3 .

A cause de l'inertie, l'appareil n'entre pas tout de suite en régime comme on le constate sur la figure 7, c'est pourquoi on a adopté deux méthodes de détermination des coefficients de calibration.

On a d'abord appliqué le procédé de l'extrapolation graphique des enregistrements au moment du déplacement et de l'obtention des points Y_2 , Y_4 , Y_6 pour l'élimination de l'inertie tout de suite après le déplacement.

Dans ce cas

$$K = \frac{C}{2} \left[\frac{\Delta N_1 + \Delta N_2}{(y'_2 - y_1) + (y_3 - y_4)} + \frac{\Delta N_2 + \Delta N_3}{(y_3 - y'_4) + (y'_6 - y_5)} \right]. \quad (1)$$

Le deuxième procédé, proposé par Gridniev, consiste en ce que les déplacements se font à des intervalles égaux de temps : $t_2 - t_1 = t_3 - t_2 = t_4 - t_3$ dans une partie de la courbe où la variation de la pesanteur se produit presque linéairement. Dans ce cas on peut poser

$$K = \frac{C}{2} \left[\frac{\Delta N_1 + \Delta N_2}{(y_3 - y_1) + (y_3 - y_5)} + \frac{\Delta N_2 + \Delta N_3}{(y_3 - y_5) + (y_7 + y_5)} \right], \quad (2)$$

où Y_1 est l'ordonnée correspondant à l'époque t_4 pour laquelle $t_4 - t_3 = t_{n+1} - t_n$. La relation (2) ne fait pas intervenir les points où l'enregistrement est troublé par l'inertie de l'appareil. Cela est possible dans le cas où les déplacements se font à des intervalles égaux de temps et avec une linéarité de l'enregistrement car, pour $(Y_3 - Y_4) = (Y_5 - Y_4)$ et si

$$(y_3 - y_1) = (y'_2 - y_1) + (y_3 - y'_2); \quad (3)$$

$$(y_3 - y_5) = (y_3 - y'_4) - (y_5 - y'_4), \quad (4)$$

en faisant la somme (3) et (4) nous obtenons les dénominateurs pour les deux termes $\Delta N_1 + \Delta N_2$ dans les expressions (1) et (2). Selon les hypothèses émises sur la linéarité des variations de la pesanteur, les deux procédés devraient donner le même résultat. Cependant dans le procédé 1 il y a un élément négatif - l'extrapolation visuelle de l'enregistrement (bien qu'elle n'exige pas de linéarité stricte des variations). Dans le procédé 2 il faut moins de temps après le déplacement (en tout environ 10 min.). La comparaison a été faite par You. K. Saritcheva. Pour le gravimètre GS-12 N° 186, les résultats de la comparaison sont donnés dans la table 1 où l'on constate que le procédé 2 est un peu plus précis que le premier.

TABLE 1. Comparaison des résultats de la réduction des déplacements de calibration par les procédés 1 et 2 pour le gravimètre GS-12 N° 186.

date	Echelle de l'enregistrement K, $\mu\text{gal}/\text{mm}$.	
	Procédé 1	Procédé 2
26.02.79	$6,809 \pm 0,177 (\pm 2,60\%)$	$6,788 \pm 0,074 (\pm 1,09\%)$
08.03	$6,112 \pm 0,120 (\pm 1,96\%)$	$6,105 \pm 0,058 (\pm 0,95\%)$
16.03	$6,509 \pm 0,110 (\pm 1,69\%)$	$6,568 \pm 0,016 (\pm 0,25\%)$
23.03	$6,469 \pm 0,126 (\pm 1,94\%)$	$6,409 \pm 0,054 (\pm 0,85\%)$
12.04	$6,566 \pm 0,011 (\pm 0,17\%)$	$6,513 \pm 0,052 (\pm 0,80\%)$
23.04	$6,456 \pm 0,138 (\pm 2,14\%)$	$6,399 \pm 0,044 (\pm 0,68\%)$
16.05	$6,387 \pm 0,030 (\pm 0,47\%)$	$6,382 \pm 0,042 (\pm 0,65\%)$
05.06	$6,340 \pm 0,040 (\pm 0,63\%)$	$6,329 \pm 0,029 (\pm 0,46\%)$
22.06	$6,112 \pm 0,026 (\pm 0,43\%)$	$6,079 \pm 0,007 (\pm 0,12\%)$
Moyenne	$6,418 \pm 0,086 (\pm 1,34\%)$	$6,397 \pm 0,042 (\pm 0,65\%)$
Ecart quadratique moyen de la moyenne	$\pm 0,072 (\pm 1,12\%)$	$\pm 0,073 (\pm 1,14\%)$

On constate également dans cette table que, outre les erreurs du procédé, les mesures ont également des erreurs d'un autre genre, probablement dues à la fluctuation de sensibilité : les erreurs moyennes internes d'une mesure par les procédés 1 et 2 sont respectivement égales à 0,086 et 0,042 et, d'après la convergence de neuf mesures différentes, ces erreurs sont presque les mêmes : 0,072 et 0,073. Les valeurs moyennes de neuf mesures, en neuf jours différents sont, d'après le procédé 1 : $K_1 = 6,418 \pm 0,072$ et pour le procédé 2 : $K = 6,397 \pm 0,073$.

TABLE 2.

Date	Echelle de l'enregistrement K, $\mu\text{gal}/\text{mm}$	
	Procédé 1	Procédé 2
16.02.79	$7,538 \pm 0,100 (\pm 1,32\%)$	$7,364 \pm 0,100 (\pm 1,36\%)$
26.02	$7,640 \pm 0,104 (\pm 1,36\%)$	$7,573 \pm 0,048 (\pm 0,63\%)$
08.03	$7,407 \pm 0,094 (\pm 1,28\%)$	$7,430 \pm 0,032 (\pm 0,43\%)$
16.03	$7,623 \pm 0,086 (\pm 1,13\%)$	$7,611 \pm 0,034 (\pm 0,44\%)$
Moyenne	$7,552 \pm 0,096 (\pm 1,27\%)$	$7,494 \pm 0,053 (\pm 0,71\%)$
Ecart quadratique moyen de la moyenne	$\pm 0,053 (\pm 0,70\%)$	$\pm 0,059 (\pm 0,79\%)$
23.03.79	$5,920 \pm 0,231 (\pm 3,90\%)$	$5,918 \pm 0,112 (\pm 1,89\%)$
27.03	$3,790 \pm 0,087 (\pm 2,29\%)$	$3,787 \pm 0,048 (\pm 1,27\%)$
04.04	$3,814 \pm 0,067 (\pm 1,75\%)$	$3,832 \pm 0,034 (\pm 0,88\%)$
17.04	$3,819 \pm 0,146 (\pm 3,82\%)$	$3,877 \pm 0,050 (\pm 1,29\%)$
Moyenne	$3,807 \pm 0,100 (\pm 2,63\%)$	$3,832 \pm 0,044 (\pm 1,15\%)$
Ecart quadratique moyen de la moyenne	$\pm 0,009 (\pm 0,08\%)$	$\pm 0,026 (\pm 0,68\%)$

La différence des valeurs obtenues n'est pas grande : $K - K_1 = -0,021$, soit 0,3 % sensiblement plus petite à cause de l'instabilité de K (1,12 - 1,14 %). L'erreur quadratique moyenne habituelle dans les deux procédés, déduite de la moyenne de toutes les mesures $K = 0,072 - 0,073$ témoigne en faveur de l'hypothèse d'une fluctuation de l'échelle qui apparaît habituellement dans les deux procédés. La table 2 donne une comparaison des deux procédés pour le gravimètre GS-12 N° 180. Dans la table 1 on a pris comme erreur de la détermination de l'échelle par le procédé 1 son écart moyen selon les trois différences des ordonnées c'est-à-dire

$$\varepsilon = \frac{1}{3} \sum_i |K_i - K_{cp}|, \quad (6)$$

où K_1 et K_{moy} se rapportent à une seule date.

Dans le procédé 2 l'erreur est l'écart de la moyenne des deux valeurs K_1 et K_2 se rapportant à une seule date et à une série de déplacements. Dans la table 2 il ne paraît pas possible de faire la moyenne de K pour toutes les dates car pour la période de février à avril 1979 la sensibilité de l'appareil s'est trouvée être à trois niveaux différents.

Dans le cas du gravimètre N° 186 le procédé 2 donne une erreur à peu près deux fois plus petite. Il apparaît aussi une fluctuation de l'échelle dans le temps. La plupart des calibrations a été faite par le procédé 2.

La détermination de l'échelle d'enregistrement du gravimètre CKG se fait plus facilement que pour les gravimètres GS car la valeur d'une division est de 12 à 13 fois plus petite ce qui augmente la précision du calcul de ΔN .

La table 3 donne les résultats des déterminations de l'échelle par déplacements pairs pour les gravimètres CKG-M et GS-12 N° 180 faits en un jour. La précision du gravimètre CKG est d'un ordre plus élevé que celle du gravimètre GS-12 N° 180. La plus grande valeur de division des gravimètres GS-12 ne permet pas, avec une sensibilité d'environ de 3 à 4 $\mu\text{gal}/\text{mm}$, d'effectuer des déplacements de calibration de plus de cinq divisions du micromètre. Avec la précision de calcul du micromètre 0,1 à 0,2 de division la détermination d'un déplacement atteint 2 à 4 %.

Comme on l'a déjà noté, l'erreur dans la lecture du micromètre est d'un ordre plus grand que l'erreur de lecture de l'enregistrement. On peut diminuer l'erreur relative jusqu'au niveau de l'erreur de calcul par augmentation du déplacement. Mais ce déplacement n'apparaît pas sur la bande avec l'échelle d'enregistrement employée.

TABLE 3. Détermination de l'échelle d'enregistrement par déplacements pairs à "Klioutchi".

Gravimètre CKR.M				Gravimètre GS-12 N° 180			
ΔM division	Δg μgal	Δy mm	K_1 $\mu\text{gal/mm}$	ΔM division	Δg μgal	Δy mm	K $\mu\text{gal/mm}$
50,0	668,65	123,9	—	3,21	514,9	125,8	—
70,0	936,11	176,3	5,353	4,28	686,5	181,0	3,943
70,0	936,11	172,6	5,367	4,21	675,3	175,8	3,817
70,0	936,11	176,6	5,362	4,30	689,7	182,3	3,812
70,0	936,11	172,5	5,364	4,39	704,2	181,8	3,828
80,0	1069,84	200,5	5,381	4,60	737,8	187,4	3,905
80,0	1069,84	197,4	5,378	4,97	797,2	200,5	3,957
80,0	1069,84	200,4	5,379	5,08	814,8	210,6	3,923
80,0	1069,84	197,5	5,378	5,19	832,5	218,1	3,843
80,0	1069,84	200,5	5,376	5,69	912,7	240,1	3,809
80,0	1069,84	197,7	5,374	2,45	393,0	96,7	3,933
$K_{\text{moyen}} = 5,371 \pm 0,003 (\pm 0,05\%)$				$K_{\text{moyen}} = 3,877 \pm 0,019 (\pm 0,49\%)$			

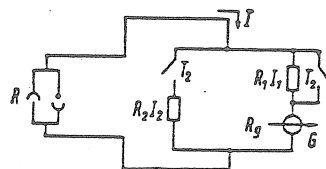
Le document sur les observations de marées gravimétriques (Prague, 1976) recommande, au moment de la calibration, d'affaiblir le courant émis par le gravimètre sur le galvanomètre de mesure, par l'introduction de résistances supplémentaires suivant le schéma de la Fig. 8. Ce schéma proposé par V.G. Balenko est basé sur le fait que la résistance générale de la charge des photoéléments doit être égale à la résistance intérieure R_g

$$\frac{1}{R_g} = \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_1 + R_g}. \quad (7)$$

Pour le gravimètre N° 186 $R_g = 1100$ ohms, les résistances de charge ont été portées à $R_1 = 21$ Kohm, $R_2 = 1155$ ohms. Dans ce cas le rapport de calcul des courants au travers du galvanomètre sans diviseur (I) et avec le diviseur (I_1) c'est-à-dire que le coefficient de diminution du courant se détermine par l'expression

$$M = I/I_1 = (I + I_1)/I_1 = (R_1 + R_2 + R_g)/R_2 \approx 21. \quad (8)$$

Fig. 8. Commutateur de sensibilité pour l'appareil enregistreur de marées avec galvanomètre.



On a fait à Novossibirsk dix déterminations de l'échelle pour le gravimètre N° 186 (voir table 4, U étant la tension dans le circuit de la lampe des photoéléments) et 14 déterminations pour le gravimètre N° 180 (voir table 5, $M = 21,02$).

TABLE 4. Résultats de la détermination de l'échelle d'enregistrement du gravimètre GS-12 N° 186.

Date	U, В	K, мкГал/мм	K ₁ , мкГал/мм	M= =K/K ₁	K ₂ , мкГал/ мм	K ₂ ср', мкГал/мм
23.04.79	6,01	135,02±0,01 (±0,01%)	6,3820±0,0417 (±0,65%)	21,02	6,4243	6,3688±0,0176 (±0,28%)
03.05	6,00	132,92±0,12 (±0,09%)			6,3240	
07.05	6,01	133,99±0,10 (±0,07%)			6,3752	
10.05	6,01	133,22±0,11 (±0,08%)			6,3386	
16.05	6,00	134,13±0,11 (±0,08%)			6,3820	
28.05.79	5,94	134,51±0,22 (±0,16%)	6,3287±0,0293 (±0,46%)	21,12	6,3679	6,3697±0,0237 (±0,37%)
01.06	5,94	135,38±0,01 (±0,01%)			6,4107	
05.06	5,97	133,65±0,30 (±0,22%)			6,3287	
21.06.79	6,03	129,53±0,04 (±0,03%)	6,0787±0,0073 (±0,12%)	21,12	6,0787	6,0495±0,0292 (±0,48%)
24.06	6,02	128,28±0,36 (±0,28%)			6,0203	

TABLE 5. Résultats de la détermination de l'échelle d'enregistrement du gravimètre GS-12 N° 180.

Date	K, мкГал/мм	K ₁ , мкГал/мм	K ₂ , ммГал/мм
06.04.79	81,14±0,26 (±0,32%)	3,93±0,02 (±0,45%)	3,861
12.04	81,31±0,16 (±0,20%)		3,869
23.04	81,62±0,10 (±0,12%)		3,884
03.05	81,63±0,14 (±0,17%)		3,884
07.05	82,10±0,01 (±0,01%)		3,906
15.05	81,44±0,02 (±0,02%)		3,875
28.05.79	81,53±0,08 (±0,10%)	3,83±0,02 (±0,42%)	3,879
01.06	81,62±0,04 (±0,05%)		3,883
21.06.79	81,52±0,07 (±0,09%)	3,88±0,02 (±0,49%)	3,878
23.06	81,38±0,17 (±0,21%)		3,872
24.06	81,52±0,27 (±0,33%)		3,789
24.06	81,60±0,33 (±0,41%)		3,882
25.06	81,73±0,16 (±0,20%)		3,889
26.06	81,48±0,27 (±0,33%)		3,877
Moyenne	81,55±0,06 (±0,07%)	3,88±0,03	—

TABLE 6. Intervalles de temps et coefficients d'échelle

Point	Intervalle de la réduction	Nombre de jours	K, MK gal mm	Point	Intervalle de la réduction	Nombre de jours	K, MK gal mm
Gravimètre CKG							
1	31.08 —28.09.77	29	—*	9	07.05—25.07.78	80	3,769
2	29.09 —02.12	65	3,195	10	29.07—17.08	20	4,006
3	05.12 —22.12	18	3,137	11	22.08—26.10	66	—*
4	25.12.77—04.03.78	70	3,137	12	06.09—03.12	28	4,406
5	07.03 —24.03	18	2,568	13	01.01.79—04.03.79	63	4,512
6	27.03 —30.03	4	2,568	14	05.03—25.03	21	4,341
7	02.04 —11.04	10	3,691	15	10.04—31.05	52	5,310
8	14.04 —21.04	8	3,691				
						Σ 552	
Gravimètre N° 180							
1	24.08 —02.12.77	101	3,051	5	01.01 —13.02.79	44	3,362
2	05.12.77—10.04.78	127	3,094	6	15.02 —20.03	34	7,495
3	14.04 —26.07	104	3,278	7	07.04 —30.05	54	3,874
4	28.07 —20.12	146	3,300				
						Σ 610	
Gravimètre N° 159							
1	10.07 —17.07.77	8	4,570	13	02.03 —13.03.78	12	4,070
2	22.07 —21.08	31	4,660	14	01.04 —30.04	30	4,240
3	22.08 —22.09	32	4,800	15	01.05 —30.05	30	4,270
4	23.09 —30.09	8	4,900	16	01.06 —30.06	30	4,232
5	08.10 —10.10	3	5,058	17	01.07 —30.07	30	4,255
6	13.10 —11.11	30	5,204	18	01.08 —16.08	16	4,318
7	12.11 —18.11	7	5,388	19	21.08 —31.08	11	4,407
8	20.11 —27.11	8	5,388	20	01.09 —14.09	14	4,460
9	30.11 —03.12	4	5,852	21	18.09 —10.10	23	4,535
10	14.12 —31.12	18	3,900	22	21.10 —19.11	30	4,535
11	01.01 —30.01.78	30	3,956	23	20.11 —05.12	16	4,500
12	31.01 —01.03	30	3,978				
						Σ 451	
Gravimètre N° 186							
1	16.06 —25.06.77	10	4,847	16	30.06 —09.07	10	2,277
2	08.07 —15.07	8	4,736	17	11.07 —24.07	14	2,247
3	19.07 —30.07	12	4,669	18	26.07 —31.07	6	2,651
4	07.08 —24.08	18	4,558	19	02.08 —15.08	14	2,685
5	02.09 —13.09	12	4,443	20	21.08 —25.09	36	2,828
6	08.10 —11.10	4	4,583	21	29.09 —30.10	32	2,793
7	13.10 —27.11	46	4,583	22	02.11 —29.11	28	—*
8	08.12 —31.12	24	2,937	23	02.12 —23.12	22	3,010
9	02.01 —15.01.78	14	2,882	24	02.01 —31.01.79	30	2,940
10	16.01 —14.02	30	2,800	25	01.02 —12.02	12	2,856
11	15.02 —08.03	22	2,702	26	19.02 —28.02	10	6,668
12	19.03 —28.03	10	2,600	27	03.03 —26.03	24	6,587
13	01.04 —30.04	30	2,510	28	04.04 —03.05	30	6,476
14	01.05 —30.05	30	2,380	29	09.05 —31.05	23	6,350
15	31.05 —29.06	30	2,311	30	01.06 —21.06	21	6,250
						Σ 612	

* La réduction a été faite avec un coefficient variable interpolé.

TABLE 7. Résultats de l'analyse harmonique des observations de marées de Novossibirsk.

Gravi- mètre	Méthode	δ				$\Delta\varphi$			
		O_1	K_1	M_2	S_2	O_1	K_1	M_2	S_2
CKG	Venedi- kov-65	1,1745 $\pm 189^*$	1,1514 ± 122	1,1774 ± 160	1,1509 ± 348	0,37 ± 92	-0,78 ± 61	-0,97 $\pm 0,78$	2,21 $\pm 1,75$
	→→→	1,1724 ± 84	1,1523 ± 142	1,1570 2 ± 40	1,1447 ± 87	-0,31 ± 41	-0,50 ± 27	-0,87 $\pm 0,31$	-0,04 $\pm 0,44$
	Venedi- kov-74-1	1,1768 ± 68	1,1507 ± 44	1,1675 ± 31	1,1556 ± 72	-0,14 ± 33	-0,34 $\pm 0,22$	-0,63 $\pm 0,16$	0,06 $\pm 0,31$
	Venedi- kov-74-2	1,1687 ± 70	1,1539 ± 47	1,1685 ± 31	1,1595 ± 68	-0,50 ± 35	-0,46 $\pm 0,23$	-0,74 $\pm 0,15$	0,28 $\pm 0,34$
	Valeur moyenne pondérée	1,1728 ± 20	1,1522 ± 28	1,1659 ± 29	1,1540 ± 37	-0,27 $\pm 0,14$	-0,44 $\pm 0,07$	-0,71 $\pm 0,07$	0,15 $\pm 0,16$
N° 180	Venedi- kov-65	1,1473 ± 154	1,1517 ± 100	1,1504 ± 106	1,1461 ± 230	2,32 $\pm 0,77$	0,53 $\pm 0,49$	1,19 $\pm 0,53$	1,00 $\pm 1,16$
	→→→	1,1731 ± 109	1,1581 ± 70	1,1598 ± 32	1,1517 ± 71	0,38 $\pm 0,53$	0,11 $\pm 0,35$	-0,36 $\pm 0,16$	1,64 $\pm 0,36$
	Venedi- kov-74-1	1,1626 ± 81	1,1486 ± 54	1,1601 ± 29	1,1608 ± 67	0,80 $\pm 0,39$	0,46 $\pm 0,26$	0,05 $\pm 0,14$	2,11 $\pm 0,29$
	Venedi- kov-74-2	1,1724 ± 91	1,1494 ± 61	1,1619 ± 25	1,1627 ± 56	-0,11 $\pm 0,44$	0,18 $\pm 0,30$	-0,41 $\pm 0,12$	1,92 $\pm 0,28$
	Valeur moyenne pondérée	1,1662 ± 45	1,1513 ± 21	1,1605 ± 11	1,1589 ± 29	0,59 $\pm 0,40$	0,31 $\pm 0,10$	-0,22 $\pm 0,17$	1,90 $\pm 0,13$
N° 186	Venedi- kov-65	1,1361 ± 144	1,1147 ± 93	1,1341 ± 65	1,1408 ± 143	-0,13 $\pm 0,73$	0,66 $\pm 0,48$	-1,29 $\pm 0,33$	1,32 $\pm 0,72$
	→→→	1,1388 ± 122	1,1206 ± 80	1,1346 ± 44	1,1223 ± 96	0,00 $\pm 0,62$	0,92 $\pm 0,41$	-1,00 $\pm 0,22$	0,39 $\pm 0,49$
	Venedi- kov-74-1	1,1478 ± 91	1,1254 ± 59	1,1373 ± 40	1,1259 ± 90	-0,29 $\pm 0,45$	1,28 $\pm 0,29$	-0,89 $\pm 0,19$	0,90 $\pm 0,38$
	Venedi- kov-74-2	1,1501 ± 105	1,1114 ± 69	1,1404 ± 39	1,1260 ± 87	-0,28 $\pm 0,53$	0,74 $\pm 0,35$	-0,99 $\pm 0,20$	0,44 $\pm 0,44$
	Venedi- kov-65	1,1552 ± 144	1,1200 ± 105	1,1340 ± 53	1,1034 ± 115	-0,91 $\pm 0,71$	1,15 $\pm 0,54$	-0,84 $\pm 0,26$	0,74 $\pm 0,60$
	Valeur moyenne pondérée	1,1462 ± 11	1,1195 ± 69	1,1368 ± 15	1,1231 ± 56	-0,30 $\pm 0,15$	1,03 $\pm 0,17$	-0,97 $\pm 0,07$	0,70 $\pm 0,17$
N° 159	Venedi- kov-65	1,1842 ± 116	1,1597 ± 70	1,1679 ± 35	1,1893 ± 75	-0,37 $\pm 0,56$	0,37 $\pm 0,34$	-0,58 $\pm 0,17$	0,96 $\pm 0,36$
	→→→	1,1686 ± 170	1,1596 ± 111	1,1779 ± 167	1,1575 ± 368	-0,77 $\pm 0,83$	-0,93 $\pm 0,55$	-1,42 $\pm 0,82$	0,03 $\pm 1,84$
	Venedi- kov-74-1	1,1800 ± 102	1,1692 ± 64	1,1827 ± 34	1,1810 ± 76	-0,76 $\pm 0,50$	0,24 $\pm 0,30$	-0,93 $\pm 0,16$	0,61 $\pm 0,31$
	Venedi- kov-74-2	1,1846 ± 86	1,1661 ± 49	1,1835 ± 33	1,1838 ± 70	-0,46 $\pm 0,41$	-0,40 $\pm 0,23$	-1,04 $\pm 0,16$	0,47 $\pm 0,34$
	Valeur moyenne pondérée	1,1816 ± 29	1,1650 ± 21	1,1783 ± 40	1,1844 ± 82	-0,55 $\pm 0,10$	-0,11 $\pm 0,24$	-0,87 $\pm 0,12$	0,66 $\pm 0,12$

Après une réduction initiale, les données ont été soumises à l'analyse par les méthodes élaborées par Venedikov en 1965 {16} et en 1974 {17}.

La table 6 indique les intervalles de temps utilisés, leur durée et les coefficients d'échelle correspondants. A chaque intervalle continu on a appliqué un coefficient d'échelle moyen constant. Le total des jours d'observations pour les quatre gravimètres était de 2225.

A l'Ac. des Sc. d'Ukraine les coefficients d'échelle ont été pris

constants non sur les intervalles donnés mais pour chaque deux jours d'observations continues qui ont été utilisés dans un filtrage préliminaire des ordonnées selon la méthode Venedikov 65. En outre, les intervalles continus de la réduction différaient un peu des limites desquelles sont données dans la table 6.

Les valeurs δ et $\Delta\phi$ sont données dans la table 7. Les erreurs moyennes pondérées pour chaque appareil ont été obtenues d'après la concordance des analyses séparées.

$$\varepsilon = \pm \sqrt{\frac{[PV^2]}{(n-1)[P]}}. \quad (9)$$

Un certain désaccord des valeurs δ et $\Delta\phi$ pour les ondes homologues, obtenu par la méthode de Venedikov 65 s'explique apparemment par la méthode inhabituelle de réduction initiale et également par le "choix" différent des valeurs filtrées M et N. Dans la méthode de Venedikov 74-1 l'intervalle de filtrage préliminaire est égal à 36 h. et dans la méthode de Venedikov 74-2 de 48 h. La table 7 donne les valeurs moyennes pondérées de δ et $\Delta\phi$ provenant de toutes les analyses et, pour chaque gravimètre, avec des poids inversement proportionnels aux carrés des erreurs quadratiques moyennes.

TABLE 8. Différence des valeurs $\frac{\Delta\delta}{\delta}$, % obtenues par les observations à Talgar avec le gravimètre N° 186 et les autres gravimètres.

Gravimètres	Onde			
	O ₁	K ₁	M ₂	S ₂
CKG - N° 186	2,3	2,9	2,5	2,8
N° 180 - N° 186	1,7	2,8	2,1	3,2
N° 159 - N° 186	3,1	4,1	3,6	5,4
N° 167 - N° 186	1,1	1,5	1,2	1,4

Le gravimètre N° 186 donne pour les quatre ondes des valeurs de δ systématiquement plus basses.

La cause n'en est pas claire et apparemment a un caractère instrumental. C'est pourquoi les moyennes ont été faites aussi bien sans tenir compte des observations avec le gravimètre N° 186 qu'en en tenant compte (Table 9).

TABLE 9. Valeurs moyennes de δ et $\Delta\phi$ déduites de toutes les analyses.

	Gravimètre	δ				$\Delta\phi$			
		O_1	K_1	M_2	S_2	O_1	K_1	M_2	S_2
1	CKF	1,1728 ± 20	1,1522 ± 28	1,1659 ± 29	1,1540 ± 37	-0,27 ± 14	-0,44 ± 7	-0,71 ± 7	0,15 ± 16
2	N° 180	1,1662 ± 45	1,1513 ± 21	1,1605 ± 11	1,1589 ± 29	0,59 ± 40	0,31 ± 10	-0,22 ± 17	1,90 ± 13
3	N° 159	1,1816 ± 29	1,1650 ± 21	1,1783 ± 40	1,1844 ± 82	-0,55 ± 10	-0,11 ± 24	-0,87 ± 12	0,66 ± 12
4	N° 186	1,1462 ± 11	1,1195 ± 69	1,1368 ± 15	1,1231 ± 56	-0,30 ± 15	1,03 ± 17	-0,97 ± 7	0,70 ± 17
5	Moyenne des lignes 1 à 3	1,1735 ± 19	1,1562 ± 14	1,1682 ± 17	1,1658 ± 31	-0,37 ± 8	0,16 ± 10	-0,85 ± 5	0,50 ± 9
6	Moyenne des lignes 1 à 4	1,1667 ± 15	1,1470 ± 20	1,1604 ± 13	1,1551 ± 27	-0,13 ± 12	0,20 ± 8	-0,69 ± 3	0,85 ± 7
7	Différence des lignes 5 et 6 en %	0,6	0,8	0,7	0,9	—	—	—	—

La table 9 montre que les différences de phase $\Delta\phi$ pour le gravimètre N° 180 diffèrent sensiblement de celles des autres gravimètres.

La table 10 donne les valeurs moyennes de δ et $\Delta\phi$ obtenues selon la méthode de Venedikov-74 uniquement pour chaque gravimètre.

Dans la table 11 on donne la correction des valeurs de δ (sans tenir compte des indications du gravimètre N° 186) et de $\Delta\phi$ pour toutes les analyses, et dans la table 12 - pour les analyses faites par la méthode de Venedikov 74.

TABLE 10. Valeurs moyennes de δ et $\Delta\phi$ obtenues par la méthode de Venedikov-74.

	Gravimètres	δ				$\Delta\phi$			
		O_1	K_1	M_2	S_2	O_1	K_1	M_2	S_2
1	CKG	1,1727 ± 49	1,1523 ± 32	1,1680 ± 22	1,1576 ± 50	-0,32 ± 24	-0,40 ± 16	-0,68 ± 11	0,17 ± 23
2	N° 180	1,1675 ± 61	1,1490 ± 41	1,1610 ± 19	1,1618 ± 44	0,34 ± 29	0,32 ± 20	-0,18 ± 9	2,02 ± 20
3	N° 159	1,1823 ± 67	1,1676 ± 40	1,1831 ± 24	1,1824 ± 52	-0,61 ± 32	-0,08 ± 19	-0,99 ± 11	0,54 ± 23
4	N° 186	1,1490 ± 69	1,1184 ± 45	1,1388 ± 28	1,1260 ± 62	-0,28 ± 35	1,01 ± 23	-0,94 ± 13	0,67 ± 29
5	Moyenne des lignes 1 à 3	1,1742 ± 34	1,1563 ± 22	1,1707 ± 13	1,1673 ± 28	-0,40 ± 18	0,18 ± 11	-0,87 ± 7	0,46 ± 15
6	Moyenne des lignes 1 à 4	1,1679 ± 31	1,1468 ± 20	1,1627 ± 12	1,1570 ± 26	-0,22 ± 18	0,21 ± 10	-0,70 ± 6	0,85 ± 12
7	Différence des lignes 5 à 6, en %	0,5	0,8	0,7	0,9	—	—	—	—
8	Différence des lignes 6 dans les tables 9 et 10, en %	0,06	0,02	0,2	0,2	—	—	—	—

La table 13 donne la correction de δ en tenant compte des valeurs moyennes avec tous les gravimètres. A la fin de cette table nous donnons les différences Δ en pourcents entre les valeurs finales de δ correspondantes, en tenant compte et sans tenir compte des observations faites avec le gravimètre N° 186.

Les valeurs moyennes de δ et $\Delta\phi$ pour les quatre ondes en tenant compte de résultats de ces analyses et sans tenir compte des indications du gravimètre N° 186 sont :

$$\delta = 1,1746 \pm 0,0011;$$

$$\Delta\phi \text{ diurne} = -0,03 \pm 0,08 \text{ } (-0,17 \pm 0,06);$$

$$\Delta\phi \text{ semi diurne} = 0,56 \pm 0,04 \text{ } (0,031 \pm 0,06).$$

avec entre parenthèses les résultats sans tenir compte du gravimètre N° 180.

Si on ne tient compte que des résultats de l'analyse par la méthode de Venedikov-74 nous avons :

$$\delta = 1,1758 \pm 0,0013;$$

$$\Delta\phi \text{ diurne} = -0,07 \pm 0,10 \text{ } (-0,18 \pm 0,10);$$

$$\Delta\phi \text{ semi diurne} = 0,56 \pm 0,07 \text{ } (0,28 \pm 0,07).$$

si on calcule les valeurs pondérées de δ avec des poids proportionnels aux amplitudes, on obtient $\delta_p = 1,1758 \pm 0,0034$ et pour l'analyse par la méthode de Venedikov-74 $\delta = 1,1771 \pm 0,0030$.

Les valeurs de δ et $\Delta\phi$ sont voisines et c'est pourquoi on n'appliquera, dans la suite, que la méthode de Venedikov-74 puisqu'elle permet d'attribuer des poids aux valeurs filtrées de départ et de faire le choix le meilleur.

En tenant compte des résultats des mesures avec le gravimètre N° 186 nous avons les valeurs moyennes suivantes déduites de toutes les analyses.

$$\delta = 1,1660 \pm 0,013;$$

pour les résultats d'analyse par la méthode de Venedikov-74

$$\alpha = 1,1673 \pm 0,0013.$$

Si on calcule les valeurs moyennes pondérées de δ avec des poids proportionnels aux amplitudes, alors $\delta_p = 1,1677 \pm 0,0035$ pour toutes les analyses et $\delta_p = 1,1687 \pm 0,0030$ pour l'analyse par la méthode de Venedikov-74.

La différence entre les valeurs moyennes correspondantes de δ pour toutes les ondes en tenant compte et sans tenir compte des indications du gravimètre N° 186 est de 0,7 %. Dans les deux cas nous obtenons pour Novossibirsk une valeur de δ un peu plus grande qu'en moyenne pour la partie européenne de l'URSS à la différence de ce qui a été obtenu auparavant.

Les auteurs expriment leur reconnaissance aux collaborateurs de l'Ac. Sc. de l'URSS, N.D. Jalkovskii et A.M. Ditiatine pour leurs conseils dans la réalisation des observations, aux collaborateurs de l'Ac. des Sc. d'Ukraine V.Y. Tokan, A.Y. Novikov, B.S. Doubik, D.V. Tchouprounova et le collaborateur de l'Inst. de Physique de la Terre de l'Ac. des Sc. d'URSS, V.V. Kopilovo pour sa participation dans la réduction des données.

REFERENCES

1. Сарычева Ю. К. Первые наблюдения приливных вариаций силы тяжести в Новосибирске. — В кн.: Вращение и приливные деформации Земли. Киев: Наукова думка, 1970, вып. 1, с. 180—182.
2. Приливные вариации силы тяжести в СССР / Н. Н. Парийский, С. Н. Барсенков, В. А. Волков и др. Изучение земных приливов. М.: Наука, 1980, с. 65—84.
3. Кузнецов М. В., Кузнецова Л. В., Сарычева Ю. К. Сравнение двух приливорегирующих гравиметров «Аскания» по наблюдениям в Алма-Ате (Талгар). — В кн.: Изучение земных приливов. М.: Наука, 1980, с. 85—95.
4. Гриднев Д. Г., Осинская С. В., Певзнер Б. Н. Стационарный кварцевый гравиметр. — В кн.: Приливные деформации Земли. М.: Наука, 1975, с. 113—122.
5. Гриднев Д. Г., Прохоровский Г. С. Макет фотоэлектрического кварцевого барографа. — В кн.: Приливные деформации Земли. М.: Наука, 1975, с. 167—172.
6. А.с. 569885 (СССР). Микробарограф / Гриднев Д. Г., Оpubл. в Б.И., 1977, № 31.
7. А.с. 847090 (СССР). Микробарограф / Бобров В. Н., Гриднев Д. Г., Куликов Н. Д. Оpubл. в Б.И., 1981, № 26.
8. Кварцевый наклономер / Ю. Д. Буланже, Д. Г. Гриднев, В. Н. Давыдов, и др. — В кн.: Приливные деформации Земли. М.: Наука, 1975, с. 149—158.
9. А.с. 433341 (СССР). Способ эталонирования наклономеров / Гриднев Д. Г., Буланже Ю. Д. Оpubл. в Б.И., 1974, № 23.
10. А.с. 828154 (СССР). Наклономер / Буланже Ю. Д., Гриднев Д. Г., Давыдов В. Н. и др. Оpubл. в Б.И., 1981, № 17.
11. Приливные изменения силы тяжести в Ташкенте / Н. Н. Парийский, Д. Г. Гриднев, С. Н. Барсенков и др. — В кн.: Изучение земных приливов. М.: Изд-во АН СССР, 1963, с. 11—39.
12. Гриднев Д. Г. Эталонирование гравиметров фирмы «Аскания» и определение масштаба записи приливных изменений силы тяжести наклономером. Температурные наклоны постаментов. — В кн.: Вращение и приливные деформации Земли. Киев: Наукова думка, 1974, вып. 6, с. 42—54.
13. Гриднев Д. Г. Результаты эталонирования гравиметра СКГ наклоном. — В кн.: Приливные деформации Земли. М.: Наука, 1975, с. 133—136.
14. Приливные изменения силы тяжести в Алма-Ате / Н. Н. Парийский, Б. П. Перцев, Д. Г. Гриднев, М. В. Крамер и др. — В кн.: Гравиметрические исследования. М.: Изд-во АН СССР, 1960, с. 27—33.
15. Гриднев Д. Г., Прохоровский Г. С. Наблюдения приливных изменений силы тяжести кварцевым стационарным гравиметром в Красной Пахре в 1965—1966 гг. — В кн.: Методика измерений земных приливов и медленных деформаций земной поверхности. М.: Наука, 1970, с. 100—109.
16. Venedikov A. P. Une methode pour l'analyse des marees terrestres a partir d'enregistrements de longueur arbitraire. — Bull. Acad. Roy. Belg., 1966, N 53, fasc. 3, p. 1463—1475.
17. Венедиков А. П. Анализ земноприливных регистраций. — In: Working group 3.3 study of the earth tides. Bull. 1, Budapest, 1978, p. 1—47.

TABLE 11. Corrections des valeurs de δ et $\Delta\phi$ des résultats obtenus par la moyenne de toutes les analyses (sans tenir compte des observations avec le gravimètre N° 186).

Paramètre	δ				$\Delta\phi$			
	O_1	K_1	M_2	S_2	O_1	K_1	M_2	S_2
Valeur de départ	1,1735 19	1,1562 ± 14	1,1682 ± 17	1,1658 ± 31	-0,13 $\pm$ 0,12 (-0,37 $\pm$ 0,08)	0,20 $\pm$ 0,08 (0,16 $\pm$ 0,10)	-0,69 $\pm$ 0,03 (-0,85 $\pm$ 0,05)	0,85 $\pm$ 0,07 (0,50 $\pm$ 0,09)
Correction à la normale ellipsoïdale (pour δ) et à l'instrument (pour ϕ)	0,0012	0,0013	0,0051	0,0051	0,10	0,10	0,20	0,20
Correction d'inertie	0,0010	0,0012	0,0033	-0,0036	—	—	—	—
Valeurs géodésiques	1,1737 19	1,1563 ± 14	1,1700 ± 17	1,1673 ± 31	-0,03 $\pm$ 0,12 (-0,27 $\pm$ 0,08)	0,30 $\pm$ 0,08 (0,26 $\pm$ 0,10)	-0,49 $\pm$ 0,03 (-0,65 $\pm$ 0,05)	1,05 $\pm$ 0,07 (0,70 $\pm$ 0,09)
Corrections dues aux marées océaniques	0,0005	0,0009	-0,0036	0,0050	-0,15	-0,18	0,40	0,17
Corrections de résonance et de nutation	0,0031	0,0253	—	—	—	—	—	—
Valeurs finales	1,1773 19	1,1816 ± 14	1,1664 ± 17	1,1723 ± 31	-0,18 $\pm$ 0,12 (-0,42 $\pm$ 0,08)	0,12 $\pm$ 0,10 (0,08 $\pm$ 0,10)	-0,09 $\pm$ 0,03 (-0,25 $\pm$ 0,05)	1,22 $\pm$ 0,07 (0,87 $\pm$ 0,09)

TABLE 12. Corrections de δ et $\Delta\phi$ des résultats obtenus par la moyenne des analyses par la méthode de Venedikov-74 sans tenir compte des observations du gravimètre N° 186.

Paramètre	δ				$\Delta\phi$			
	O_1	K_1	M_2	S_2	O_1	K_1	M_2	S_2
Valeur de départ	1,1742 ± 34	1,1563 ± 22	1,1707 ± 13	1,1673 ± 28	-0,22 $\pm$ 0,18 ($\pm$ 0,40 $\pm$ 0,18)	0,21 $\pm$ 0,10 (0,18 $\pm$ 0,11)	-0,70 $\pm$ 0,06 (-0,87 $\pm$ 0,07)	0,85 $\pm$ 0,12 (0,46 $\pm$ 0,15)
Correction à la normale ellipsoïdale et à l'instrument	0,0012	0,0013	0,0051	0,0051	0,10	0,10	0,20	0,20
Correction d'inertie	-0,0010	-0,0012	-0,0033	-0,0036	—	—	—	—
Valeurs géodésiques	1,1744 ± 34	1,1564 ± 22	1,1725 ± 13	1,1688 ± 28	-0,12 $\pm$ 0,18 (-0,30 $\pm$ 0,18)	0,31 $\pm$ 0,10 (0,28 $\pm$ 0,11)	-0,50 $\pm$ 0,06 (-0,67 $\pm$ 0,07)	1,05 $\pm$ 0,12 (0,66 $\pm$ 0,15)
Corrections dues aux marées océaniques	0,0005	0,0009	0,0036	0,0050	-0,15	-0,18	0,40	0,17
Corrections de résonance et de nutation	0,0031	0,0253	—	—	—	—	—	—
Valeurs finales	1,1780 ± 34	1,1826 ± 22	1,1689 ± 13	1,1738 ± 28	-0,27 $\pm$ 0,18 (-0,45 $\pm$ 0,18)	0,13 $\pm$ 0,10 (0,10 $\pm$ 0,10)	-0,10 $\pm$ 0,06 (-0,27 $\pm$ 0,07)	1,22 $\pm$ 0,12 (0,83 $\pm$ 0,15)

TABLE 13. Correction des valeurs δ obtenues par la moyenne des indications de tous les gravimètres.

Paramètre	Valeur moyenne pour toutes les analyses				Valeur moyenne pour la méthode de Venedikov-74			
	O_1	K_1	M_2	S_2	O_1	K_1	M_2	S_2
Valeur de départ	$\pm 1,1667$ 15	$\pm 1,1470$ 20	$\pm 1,1604$ 13	$\pm 1,1551$ 27	$\pm 1,1679$ 31	$\pm 1,1468$ 20	$\pm 1,1627$ 12	$\pm 1,1570$ 26
Correction à la normale ellipsoïdale	0,0012	0,0013	0,0051	0,0051	0,0012	0,0013	0,0051	0,0051
Correction d'inertie	-0,0010	-0,0012	-0,0033	-0,0036	-0,0010	-0,0012	-0,0033	-0,0036
Valeurs géodésiques	$\pm 1,1669$ 15	$\pm 1,1471$ 20	$\pm 1,1622$ 13	$\pm 1,1566$ 27	$\pm 1,1681$ 31	$\pm 1,1469$ 20	$\pm 1,1645$ 12	$\pm 1,1585$ 26
Correction dues à l'océan	0,0005	0,0009	-0,0036	0,0050	0,0005	0,0009	-0,0036	0,0050
Correction de résonance et de nutation	0,0031	0,0253	—	—	0,0031	0,0253	—	—
Valeurs finales	$\pm 1,1705$ 34	$\pm 1,1733$ 22	$\pm 1,1586$ 13	$\pm 1,1616$ 27	$\pm 1,1717$ 31	$\pm 1,1731$ 20	$\pm 1,1609$ 12	$\pm 1,1635$ 26
Δ , %	0,6	0,7	0,7	0,9	0,5	0,8	0,7	0,9

OBSERVATIONS CLINOMETRIQUES DANS LA REGION DE SEBASTOPOL

V.G. Goloukitskii, A.L. Krivonoss, G.D. Passinkov

Rotation et déformations de la Terre, N° 16, pp. 16- , 1984

Abrégé

Le Conseil scientifique interministériel "Géodynamique actuelle et prévision des tremblements de Terre" de l'Académie des Sciences d'Ukraine a décidé d'une étude sur le polygone géodynamique de Crimée ayant pour but la recherche d'anomalies précurseurs des forts tremblements de Terre. Le Conseil a recommandé de créer un réseau de stations clinométriques pour obtenir une information régulière sur l'inclinaison lente de la surface de la Terre et des recherches de signes précurseurs des tremblements de Terre. Ces travaux ont été confiés à l'Observatoire gravimétrique de Poltava, à la section de Séismologie et à l'équipe expérimentale Séismologique de Crimée de l'Institut de Géophysique Soubbotine de l'Ac. des Sc. d'Ukraine.

Nous décrivons ici le site clinométrique "Sébastopol" et les premiers résultats de l'analyse harmonique des données. Ce site a été organisé en 1979-1980 dans la station séismique située dans le village Tchernoretche au Sud-Est de Sébastopol. La zone où est construit le bâtiment se trouve sur les hauteurs du fleuve Noir, sur une terrasse recouverte d'eau au printemps. La partie sud de la terrasse se trouve dans la terre submersible et la partie nord dans le bord érodé brusque de la vallée. La surface de la partie faiblement mamelonnée est inclinée vers le cours du fleuve. La dénivellation atteint 10 m. Les coordonnées géographiques approximatives sont : $\phi = 44^{\circ}50N$, $\lambda = 33^{\circ}70E$.

Du point de vue géologique la station séismique se trouve dans la région du fléchissement du système géosynclinal de Crimée. Les eaux souterraines se trouvent à une profondeur de 10,4 m. Les observations se font dans une galerie spéciale dont l'équipement est indiqué schématiquement sur le graphique.

La profondeur de la galerie est de 9,2 m; son diamètre de 1,3 m. Au fond de la galerie est disposé un socle en béton destiné aux clinomètres.

Pour préserver des effondrements possible du sol et augmenter l'isolation thermique, les murs ont été renforcés. Cette construction permet de diminuer l'influence des déformations thermo-élastiques de la couche supérieure du sol.

La direction du méridien a été déterminée au théodolite et transmise par deux fils à plomb. On a commencé les observations en août 1980 avec la paire Ostrovskii n° 12 {1, 2} orientées en composante NS et EW. L'étalonnage a donné une constante électrodynamique $I_0 = 0,8620$ et $0,8886$ respectivement pour les appareils NS et EW. Ces valeurs anormales de I_0 attirent l'attention : elles devraient être égales à l'unité mais on n'a pas trouvé de défauts dans leur construction. L'anomalie est fort probablement due au fait qu'on a placé des aimants non standard. Le courant de l'impulsion I_{kn} de contrôle a été mesuré par un potentiomètre P-37 et était dans les limites données par le constructeur.

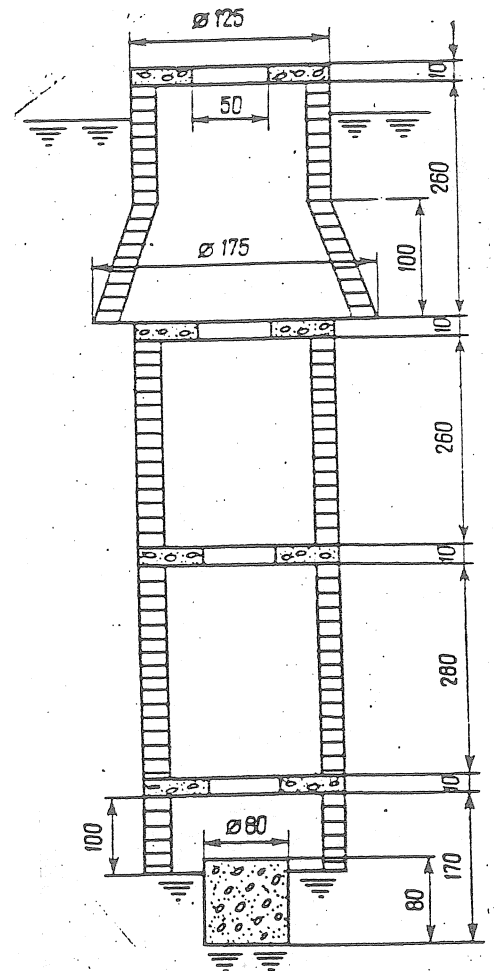


Schéma de la galerie clinométrique à "Sébastopol".

L'alimentation des spots des photoéléments des bobines est assurée par des stabilisateurs de tension fabriqués dans l'Institut. La sensibilité des clinomètres a été maintenue à au moins $0,0025$ par mm.

Pour la période d'août 1980 à septembre 1982 on a formé 56 séries mensuelles avec recouvrements de cinq jours entre les séries contigües. L'analyse harmonique a été effectuée par la méthode de 30 jours de Matveyev {7} sur EC 1022 avec le programme de Doubik qui inclut non seulement les algorithmes {5} mais aussi un grand nombre d'opérations auxiliaires et l'estimation de la précision. Les résultats sont donnés dans la table 1.

La moyenne vectorielle des paramètres γ et $\Delta\phi$ pour chacune des cinq ondes et leurs amplitudes théoriques H_T exprimées en millisecondes d'angle, sont donnés dans la table 2; n est le nombre de séries mensuelles dont les résultats ont été utilisés pour la moyenne. Le petit trait sur le symbole de l'onde R signifie que les paramètres γ et $\Delta\phi$ obtenus peuvent contenir des apports perturbateurs sensibles de l'onde météorologique S_1 . Le signe plus pour le déphasage $\Delta\phi$ correspond à une avance par rapport à la valeur théorique (Terre rigide).

La précision des paramètres γ et $\Delta\phi$ des ondes diurnes dans la composante NS est extrêmement basse. Il n'y a rien là d'étonnant vu la position géographique de Sébastopol où l'amplitude théorique des ondes diurnes est très faible.

TABLE 1. Valeurs γ et $\Delta\phi$ obtenues à Sébastopol

Début des séries	O_1		K_1		N_2		M_2		S_2	
	γ	$\Delta\phi$	γ	$\Delta\phi$	γ	$\Delta\phi$	γ	$\Delta\phi$	γ	$\Delta\phi$
Composante N.S.										
800803	29,1453	-1,14 ⁰	19,0543	+23,97 ⁰	0,7869	+13,48 ⁰	0,8798	-1,11 ⁰	0,9019	+23,22 ⁰
800902	36,4354	-6,21	52,5877	+40,59	0,7181	-9,85	0,8426	-2,20	0,9469	+19,25
800927	30,4699	-61,64	47,3671	+18,48	1,1301	-17,49	0,8423	-0,09	0,7419	+17,24
801022	25,7456	-2,32	23,3141	+13,02	0,8925	+2,00	0,8652	-4,68	0,9405	+8,48
801211	27,1740	-49,03	21,2111	+2,80	0,8657	-1,56	0,8398	+1,61	1,0996	+11,08
810108	22,8897	-22,76	21,1337	-20,36	0,8659	-2,72	0,8517	-1,20	1,0727	+17,92
810120	14,2040	+11,18	21,7628	-33,32	0,6298	+17,54	0,8501	+1,19	0,9210	+15,82
810321	23,9025	+8,82	17,7667	+33,20	0,9612	-1,35	0,8104	+0,68	0,8919	+16,78
810415	25,3298	-22,79	3,9262	-71,12	0,9803	+8,86	0,8734	+2,42	0,8985	+12,04
810510	25,6206	-11,15	7,3958	+81,22	1,1105	-7,76	0,7708	+4,54	1,0223	+26,72
810604	16,3611	-24,12	13,9765	-18,17	1,1041	+8,37	0,8322	-0,76	1,2698	+59,47
810629	26,3216	-7,60	17,1676	-75,44	1,0418	+9,01	0,8200	-1,73	1,0144	+62,53
810724	23,2779	+20,24	24,3542	+61,44	1,3499	+8,99	0,8701	-0,16	0,9410	+45,32
810818	20,0327	+4,42	39,4707	+54,47	0,6643	-22,05	0,7979	+0,38	0,7870	+16,38
810912	22,6034	-6,23	16,6196	+26,04	0,5355	+9,79	0,9087	+1,12	0,8636	+16,75
811007	17,2564	-64,42	44,9765	+3,61	0,6591	+7,34	0,8694	-2,03	0,9053	+14,46
811101	26,1082	-16,16	30,8536	-9,43	0,9511	-8,06	0,8503	-6,81	1,0525	+15,02
820101	11,0109	-8,50	26,0305	-25,06	0,7445	-9,30	0,8959	+0,08	1,1258	+17,90
820126	11,9114	-42,89	29,2466	-44,40	1,0302	+10,16	0,8832	-4,52	0,8435	+13,73
820220	23,4727	-17,37	22,8777	-75,40	0,9732	+4,18	0,8800	-1,40	0,9029	+9,86
820317	25,5301	-20,50	13,4143	+48,15	0,7217	-19,24	0,8263	-4,75	0,9488	+8,32
820411	24,0711	-18,73	3,4321	-73,49	0,9039	-2,14	0,8475	-2,38	0,9086	+11,82
820506	20,1909	+5,25	10,9295	-31,97	1,0011	+7,09	0,8859	+1,29	0,8073	+26,05
820531	31,9971	-6,25	11,0075	-42,50	0,9598	-4,36	0,8525	-4,08	1,0238	+52,18
820625	33,0643	-2,73	12,8899	+39,56	0,7200	-22,38	0,9175	-1,76	0,9875	+54,82
820720	23,8336	-23,35	16,4379	+57,47	0,8908	+5,39	0,8167	-1,43	0,7692	+49,76
820814	19,8621	+19,13	24,4658	+42,45	1,1825	+6,96	0,8289	+5,14	1,0503	+27,31
Composante E.W.										
800803	1,2671	+17,82	3,3154	+7,95	0,6987	+12,11	0,8480	+0,11	1,3267	+18,79
800902	1,0849	+31,36	2,7665	-20,98	0,9522	+0,82	0,8909	+2,12	1,1818	+13,14
800927	1,0450	+10,02	2,0884	-53,50	0,8378	+0,24	0,8299	+1,91	1,2472	+10,75
801022	0,9135	+12,48	0,8650	-39,26	0,7528	+1,87	0,8495	+0,27	1,0759	+6,98
801116	1,0469	+17,32	0,7208	-4,99	0,8888	+0,86	0,8126	-0,99	0,9045	+8,90
801211	1,1269	+23,49	0,8213	+11,80	0,8683	+7,45	0,8498	+0,20	0,8424	+8,70
810105	1,0397	+27,80	0,7710	+14,05	0,9115	+9,98	0,8564	-2,05	0,8772	+13,17
810130	1,3526	+17,19	0,6357	+15,38	0,8907	-17,03	0,8215	-0,04	0,9134	+10,20
810224	0,9588	+13,10	0,6415	+83,57	0,8771	-9,49	0,8195	+3,44	0,9362	+10,23
810321	0,8134	+38,95	1,9461	-106,74	0,8941	+1,09	0,8208	+0,69	1,0882	+12,14
810415	1,0405	+22,66	2,2172	+46,85	0,9045	-0,26	0,8300	+0,36	1,0896	+7,73
810510	1,2042	+10,38	2,2782	+36,46	0,7130	-8,22	0,8362	-0,64	1,0931	+12,90
810604	0,8072	+22,55	2,1679	+25,00	0,9054	+8,07	0,8303	-1,28	1,1639	+11,17
810629	0,8576	+21,02	2,6174	+23,46	0,9342	+1,78	0,8388	-0,17	1,2790	+19,72
810724	1,0612	+9,23	3,2620	+16,36	0,9592	+5,55	0,8187	-2,25	1,3543	+22,89
810818	0,9827	-2,86	3,4280	-3,92	0,8059	-13,88	0,8274	-2,33	1,3215	+15,59
810912	1,0520	+4,65	2,6802	-36,70	0,7682	-11,47	0,9094	-2,91	1,2866	+8,62
811007	1,0339	+20,70	1,0074	-50,97	0,8369	-10,37	0,8572	-1,29	1,1530	+3,73
811101	1,0482	+0,53	0,7014	+3,73	0,9636	-15,78	0,8006	-1,92	0,9781	+10,43
820101	1,0908	+26,14	0,9100	+8,13	0,8571	-6,23	0,8196	-3,23	0,6624	+6,93
820126	1,0727	+13,05	0,8263	+14,01	0,7999	-1,66	0,8429	-2,72	0,8124	+3,39
820220	1,0725	+16,82	0,5371	+53,16	0,7238	-10,46	0,8036	-2,09	0,9751	+0,26
820317	1,3836	+17,77	1,3424	+68,57	0,8899	-16,79	0,7844	-1,09	0,9685	+4,44
820411	0,9424	+22,62	1,8200	+44,66	0,9082	+5,47	0,8212	-0,81	1,0426	+5,30
820506	1,0785	+28,48	2,3630	+35,11	0,6130	+6,88	0,8294	-0,27	1,1992	+1,66
820531	1,0257	+27,89	2,1241	+25,98	0,8753	-6,43	0,8439	-0,72	1,0841	+6,58
820625	0,9146	+13,97	2,0733	+18,54	0,6851	-4,48	0,8265	-0,93	1,1307	+10,59
820720	0,9238	+9,56	2,2859	+10,50	0,9579	-15,07	0,7997	-0,02	1,1415	+11,50
820814	0,9882	+3,13	2,7384	-4,15	0,8292	+1,75	0,8338	-0,47	1,2150	+12,36

Mais les valeurs γ et $\Delta\phi$ pour ces ondes peuvent être utiles pour le calcul des anomalies d'inclinaison.

TABLE 2. Moyennes vectorielles à "Sébastopol" (observations de 1980-1982).

Onde	H _T , mseca	Composante NS (n = 27)		H _T , mseca	Composante EW (n = 29)	
		γ	$\Delta \varphi$		γ	$\Delta \varphi$
$\bar{Q}_1$	0,127	22,1565 ± 1,3394	-13,09° ± 3,80	4,569	1,0290 ± 272	+17,07° ± 1,65
$\bar{K}_1$	0,178	18,2542 ± 2,5200	+10,11 ± 8,81	6,426	1,4816 ± 1888	+ 8,50 ± 6,69
N_2	1,512	0,8881 ± 374	+ 0,11 ± 2,00	2,156	0,8348 ± 169	- 2,66 ± 1,70
M_2	7,899	0,8513 ± 66	- 0,86 ± 0,52	11,262	0,8325 ± 47	- 0,76 ± 0,31
S_2	3,675	0,9084 ± 354	+25,14 ± 2,96	5,239	1,0762 ± 291	+10,37 ± 1,22

La grande particularité du site est l'augmentation du paramètre γ pour toutes les ondes dans les deux composantes. L'explication en est difficile. Comme causes possibles on peut évoquer l'influence de l'onde S_1 , les effets indirects du relief et de la tectonique. En outre on peut avancer que nous avons affaire à l'effet de calcaires solides dont sont faites les roches (8).

Mais il faut d'abord éliminer complètement la possibilité d'erreurs instrumentales systématiques. Pour cela nous nous proposons de calibrer à nouveau les clinomètres et de faire une série de contrôle des observations avec d'autres appareils.

REFERENCES.

1. Островский А.Е. Наклономер с фотоэлектрической регистрацией. - Изуч. земных приливов, 1961, № 2, с. 11-75.
2. Островский А.Е. Деформации земной коры по наблюдениям наклонов. - М.: Наука, 1978. - 184 с.
3. Голубицкий В.Г., Кутный А.М. Исследование калибровочной платформы Полтавской обсерватории. - Вращение и прилив. деформации Земли, 1973, вып. 5, с. 69-73.
4. Широков И.А. Об эталонировании фотоэлектрических наклономеров. - В кн.: Земные приливы и внутреннее строение Земли. М., Наука, 1967, с. 149-159.
5. Батмет А.Д., Голубицкий В.Г., Кутный А.М. К вопросу о методике эталонирования наклономеров с фотоэлектрическим увеличением. - Вращение и прилив. деформации Земли, 1975, вып. 7, с. 49-52.
6. Матвеев П.С. Замечания к осреднению результатов гармонического анализа. - Тр. Полт. гравиметр. обсерватории АН УССР, 1963, 12, с. 115-124.
7. Матвеев П.С. Гармонический анализ месячной серии земных приливов. - В кн.: Земные приливы. Киев: Наук. думка, 1966, с. 51-79.
8. Широков И.А., Анохина К.М., Арт К. Параметры приливных наклонов по наблюдениям в скважинах на станции "Полушино". - Вращение и прилив. деформации Земли, 1983, вып. 15, с. 37-45.

A STATISTICAL STUDY OF EARTH TIDE DATA

A.P. Venedikov

Geophysical Institute, Sofia

1. INTRODUCTION

An intermediary product of the analysis (Melchior, 1978, Venedikov, 1966, Melchior & Venedikov, 1968) are the filtered numbers M_1 , N_1 , obtained from independent 48 hourly intervals. They can be used as additional information about the tidal records. Some interesting investigations have been initiated by Melchior in ICET (Akhavan, 1966). Ducarme (1979) and Nakai (1977) have developed and applied a technique to check up the data and to eliminate perturbed parts of the records. This technique has been applied to study the time variation of the sensitivity.

The aim of the present paper is to demonstrate how the filtered numbers can be used to check up the data when our new computer's program SV is applied. A general information about SV has been given in (Venedikov, 1983). Since then SV has been further developed and achieved in ICET, with the participation of Melchior and Ducarme, and in the Institut für theoretische Geodäsie in Bonn, with the help of Bonatz, Büllesfeld and Schulze. In its present state the program has a lot of options for processing and analysis of Earth tide data. Here we shall concern one of them.

We shall use the abbreviation INT to designate any interval from a record upon which the filters are applied (a filtered interval). Instead of M_1 , N_1 we shall use the letter U_k or $U_k(T)$ for a filtered number obtained from INT with a central epoch T . The meaning of the index k is : $k=1$ - an even filter, $k=2$ - an odd filter.

Now the length of 48 hours is not compulsory (Venedikov, 1978, 1984, Venedikov & Ducarme, 1979). It can reach several hundreds of hours when we search for the long period tides as well as it can be chosen under 24 hours when we are interested in some high frequency components.

2. EQUATIONS FOR U_k .

Let $Y(T+t)$ is the ordinate taken at time $T+t$, where t is the time measured in hours within an INT. We have the representation

$$Y(T+t) = \sum_{i=1}^m \delta_i \sum_{j=a_i}^{b_i} H_j \cos \{P_j(T+t) + \kappa_i\} + \sum_{l=0} \xi_l D_l(t) \quad (1)$$

The second sum approximates the drift (usually $D_l(t) = t^l$, $l = 0, 1, 2, \dots$). The first sum represents the tide. Here H_j is the theoretical amplitude and $P_j(T+t)$ is the theoretical phase of the wave $n^\circ j$. The numbers a_i and b_i are indices of waves that delimitate a tidal group $n^\circ i$ and δ_i and κ_i are the tidal parameters relative to this group.

The numbers $U_k(T)$ are obtained through a pair of filters applied on the data $Y(T+t)$. Their effect is : (i) the functions $D_l(t)$ are eliminated, (ii) the amplitudes are multiplied (amplified) by a factor r_{kj} , which is the response of the filter of type k to the tide j , and (iii) the filter $k=1$ conserves the phases for the epoch T while the filter $k=2$ shifts them by $\pi/2$, i.e. the expression (1) is transformed into

$$U_k(T) = \sum_{i=1}^m \delta_i \sum_{j=a_i}^{b_i} r_{kj} H_j \cos \{P_j(T) + (k-1) \pi/2 + \kappa_i\} \quad (2)$$

This equation can be rewritten as

$$U_k = \sum_{i=1}^m (c_{ki} \cdot \xi_i + s_{ki} \cdot \eta_i) \quad (3)$$

where

$$\xi_i = \delta_i \cos \kappa_i \quad \text{and} \quad \eta_i = -\delta_i \sin \kappa_i \quad (4)$$

and

$$c_{ki} = \sum_{j=a_i}^{b_i} r_{kj} H_j \cos \{P_j(T) + (k-1) \pi/2\},$$

$$s_{ki} = \sum_{j=a_i}^{b_i} r_{kj} H_j \sin \{P_j(T) + (k-1) \pi/2\} \quad (5)$$

3. WHAT CAN BE OBTAINED FROM THE FILTERED INTERVALS INT ?

For each INT SV can produce four quantities which we shall denote as X_1, X_2, X_3, X_4 , or generally X . It is optional to use only the first two of them, X_1 and X_2 , or all of them, $X_1, \dots, X_4$. X_3 and X_4 are always functions

of X_1 and X_2 , namely

$$X_3 = \sqrt{X_1^2 + X_2^2}, \quad X_4 = \arctg(-X_2/X_1). \quad (6)$$

We shall see a little bit later what can be X_1 and X_2 .

The quantities X are printed (table 1) preceded by the consecutive number of INT, the date of the first ordinate in INT, plus two mean square errors of an ordinate, S_1 and S_2 . They are obtained : S_1 through the even filters and S_2 through the odd filters (Venedikov, 1978, 1984).

The program SV can deal at one and the same time with several tidal species, usually D, SD and TD tides. It is optional to use X for all species or to use X only for some of the species. In the case when SV is applied for the determination of D, SD and TD tides, it seems recommendable to use merely X for SD. Anyway, all examples in the paper are for SD.

We have four options for X_1 and X_2 which we shall consider in the following four points.

3.1. The filtered numbers.

This option provides simply

$$X_1 = U_1, \quad X_2 = U_2 \quad (7)$$

and X_3, X_4 defined through (6). Due to the expression (2) we have a predictable behavior of $U_k(T)$ with the time T . In the case of SD, when

$$r_{kj} \approx 1 \text{ for SD tides and } r_{kj} \approx 0 \text{ for other tides,} \quad (8)$$

the tides S2 and M2 have a prevailing importance in (2). That is why, when the length of INT is a multiple of 12, like 36 or 48, we must expect a periodicity of about a fortnight. Such a periodicity can be seen in table 1. An evident deflection from such a behavior indicates the existence of a gross blunder in the data. It can be proved that X_3 must have such a periodicity independently of the length of INT.

However the filtered numbers are not very comfortable to check up the data, because small perturbations cannot be easily distinguished from the tidal variations. Besides this they are not suitable for the statistical study which we shall consider later on. That is why SV can offer some other variants for X .

3.2. Residuals of the filtered numbers.

Let $\tilde{\delta}_i$ and $\tilde{\kappa}_i$ be some estimates of the tidal parameters δ_i and κ_i . Let $\tilde{\xi}_i$ and $\tilde{\eta}_i$ be calculated after (4) from $\tilde{\delta}_i$ and $\tilde{\kappa}_i$. SV can calculate

$$X_k = \Delta U_k = U_k - \sum_{i=1}^m (c_{ki} \cdot \tilde{\xi}_i + s_{ki} \cdot \tilde{\eta}_i), \quad (k = 1, 2) \quad (9)$$

i.e. the residuals of the filtered numbers. Practically this can be organized in two ways : (i) the parameters $\tilde{\delta}_i$ and $\tilde{\kappa}_i$ are used manually as input to SV and (ii) SV processes the data in two runs; in the first one $\tilde{\delta}_i$ and $\tilde{\kappa}_i$ are determined and in the second one they are automatically used to calculate the residuals (9).

When $\tilde{\delta}_i$ and $\tilde{\kappa}_i$ are derived through the analysis of the data the mean value of ΔU_k is 0, i.e.

$$\sum_T \Delta U_k(T) = 0 \quad (10)$$

When the analysis is realized using weighted U_k this equation is satisfied approximately. Anyway, great deviations of ΔU_k from 0 can be related to gross anomalies in the data.

3.3. Tidal parameters.

We can set up approximately

$$\begin{aligned} \delta_1 &= \dots = \delta_m = \delta, & \kappa_1 &= \dots = \kappa_m = \kappa, \\ \xi_1 &= \dots = \xi_m = \xi, & \eta_1 &= \dots = \eta_m = \eta. \end{aligned} \quad (11)$$

Under this assumption we get from the equations (2), (3) and (5) :

$$U_k = c_k \cdot \xi + s_k \cdot \eta, \quad (k = 1, 2) \quad (12)$$

where

$$c_k = \sum_{i=1}^m c_{ki}, \quad s_k = \sum_{i=1}^m s_{ki} \quad (13)$$

The equations (12) is a system with two unknowns ξ and η . SV can solve it and provide, for each INT, the quantities

$$X_1 = \xi, \quad X_2 = \eta, \quad X_3 = \delta, \quad X_4 = \kappa. \quad (14)$$

The parameters ξ and η thus obtained are linear combinations from U_1 and U_2 . That is why, if S_0 is the standard deviation of both U_1 and U_2 and if the correlation between U_1 and U_2 is zero, we have an expression of the kind

$$S_{\xi} = d_1 \cdot S_0, \quad S_{\eta} = d_2 \cdot S_0 \quad (15)$$

for the standard deviations of ξ and η . The coefficients d_1 and d_2 can be derived from (12) and (13).

3.4. Normalized tidal parameters.

The assumption (11) is reasonable as far as the determination of the parameters (14) from an INT has a rather limited precision. In fact the lack of precision of (11) will produce a theoretical tidal variation of the so obtained ξ , η , δ and κ . To avoid such a variation SV can work in the following way.

Let $\tilde{\delta}_i$ and $\tilde{\kappa}_i$ are the estimates of δ_i and κ_i , obtained through the analysis of the whole observed series. If we replace in the equation (2) the amplitudes H_j and the phases P_j through

$$H'_j = \tilde{\delta}_j \cdot H_j, \quad P'_j(T) = P_j(T) - \tilde{\kappa}_j \quad (16)$$

we get the equations

$$U_k = \sum_{i=1}^m \delta'_i \sum_{j=a_i}^{b_i} r_{kj} H'_j \cos \{P'_j(T) + (k-1) \pi/2 + \kappa'_j\}, \quad (17)$$

with new unknown parameters, defined as

$$\delta'_i = \delta_i / \tilde{\delta}_i, \quad \kappa'_i = \kappa_i - \tilde{\kappa}_i \quad (18)$$

If we analyse U_k using these equations (17) we will get exactly

$$\delta'_1 = \dots = \delta'_m = \delta' = 1, \quad \kappa'_1 = \dots = \kappa'_m = \kappa' = 0 \quad (19)$$

SV can process the data just in the same way as in the previous case 3.3 but using the corrected amplitudes and phases (16). Thus the approximate assumption is replaced by the precise condition (19). Finally we get for each INT

$$\begin{aligned} X_1 &= \xi' = \delta' \cos \kappa', & X_2 &= \eta' = -\delta' \sin \kappa', \\ X_3 &= \delta', & X_4 &= \kappa' \end{aligned} \quad (20)$$

In this case X_1 and X_3 must variate around the value 1.0 while X_2 and X_4 around the value 0.0. Thus the presence of anomalies is easily seen. A comparison with the case 3.3 can be made using the example in table 2.

4. DISTRIBUTION OF THE QUANTITIES X.

We get a sequence of values X for all INT. With the exception of the case 3.1, X must fluctuate around some stable values and the variations can be related to the observational errors of the ordinates, namely to the errors of U_k . Evidently, the appearance of a too great deviation can be attributed to the presence of gross errors in the data and such data may be suppressed in a next processing. In order to test the data in this sense, SV operates in the following way. It is illustrated in table 3.

The program determines the mean $\bar{X}$ of X and its mean square deviation S_X . These two numbers are the basis to detect great deviations of X. Then SV prints out twelve extreme values of X, together with the consecutive number (N° INT) of INT where these values are observed. This can be used to verify and to correct the data.

Next SV prints out the distribution of the observed X and compares it with a hypothetical normal gaussian distribution.

The interval $(\bar{X} - \infty, \bar{X} + \infty)$ is subdivided through $m+1$ points x_i ($i = 0, 1, \dots, m$) in the following way. We set up the hypothesis that X, considered as a random variable, has a normal distribution $(\bar{X}, S_X)$. The points x_i are chosen so that the probability

$$P(x_{i-1} \leq X < x_i) = 1/m = \text{const.} \quad (21)$$

Let n is the number of INT, i.e. the number of the observed values of X, and let n_i is the number of the cases in which X falls between x_{i-1} and x_i , i.e. $x_{i-1} \leq X < x_i$. According to (21) the expected number of the cases n_i is

$$E(n_i) = \sum n_i / m = n/m = \bar{n} = \text{const.} \quad (22)$$

SV chooses m so that $5 \leq m \leq 15$ and $\bar{n} \geq 10$. When n is too small SV chooses $m = 5$, though the condition for $\bar{n}$ is not satisfied.

At the output SV prints (table 3) i and x_i ($i = 0, 1, \dots, m$) and n_i ($i = 1, \dots, m$). The values n_1 and n_m are determined using $x_0 = -\infty$ and $x_m = +\infty$. Instead of $-\infty$ and $+\infty$ SV prints $x_0 = \bar{X} - 3.S_X$ and $x_m = \bar{X} + 3.S_X$.

To compare the observed distribution with the hypothetical one, this means to compare n_i with the mean $\bar{n}$. This is done by SV using the χ^2 criterion of Pearson. The quantity χ^2 in our case is

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^m \frac{(n_i - \bar{n})^2}{\bar{n}} = \sum_{i=1}^m (z_i - \bar{z})^2 \quad (23)$$

where

$$z_i = n_i / \sqrt{\bar{n}}, \quad \bar{z} = \sum_{i=1}^m z_i / m \quad (24)$$

The quantities z_i can be considered as observed values of a random variable z . The mean square deviation of z_i is

$$S_z = \sqrt{\chi^2 / (m-1)} \quad (25)$$

Instead of S_z SV prints $S_n = n \cdot S_z$ which is the standard deviation of n_i . If the hypothetical distribution is true, z has also an approximately normal distribution. That is why $\bar{z}$ with S_z , as well as $\bar{n}$ with S_n , can be used to check up which values of z_i and n_i deviate from the hypothetical distribution.

In the last column of the output the quantities $\chi_i^2 = (z_i - \bar{z})^2$ are printed. Under the column the value of χ^2 (24) is printed and next, under the slash / - the corresponding critical value χ_c^2 for a level of significance $\alpha = 0.05$. When

$$\chi^2 > \chi_c^2, \quad (26)$$

the hypothesis that the observed X have a normal distribution should be rejected.

A priori we can expect that X has a normal distribution as far as the variations of X are related with normal observational errors. That is why, when there is a significant deviation from normality, we get the right to suppress some data. SV can eliminate some "bad" INT using the printed x_i . It determines the consecutive numbers of INT for which

$$X < x_{o+e} \quad \text{or} \quad X > x_{m-e} \quad (27)$$

where e is an integer, $e = 0, 1, \dots$, chosen by the user of SV. When $e = 0$ we have the usual criterion of the "three sigma", i.e. the intervals INT for which

$$X < x_o = X - 3 \cdot S_x \quad \text{or} \quad X > x_m = X + 3 \cdot S_x \quad (28)$$

are determined. If the distribution of X is a normal one, the probability to observe such intervals is less than 0.003. When we have a very important deviation from normality one can choose $e = 1$, which may increase considerably the number of INT for which the inequations (27) are satisfied. Higher values of e are also available but it does not seem that they can be useful.

SV can create the distribution of X in several iterations, whose number is chosen by the user. At each iteration INT for which (27) are satisfied are determined and they are ignored in a next iteration.

In a next run SV makes the analysis eliminating these intervals. It can realize as many analysis as is the number of the iterations executed in the first run, or the user can choose only some of the iterations to be used.

According to the equations (15) the quantities X in the cases 3.3 and 3.4 have a standard S_x which depends on the time through the coefficients d_1 and d_2 . From table 2 one can see an example of the variations of d_1 and d_2 . However, due to the quasiperiodic changes of d_1 and d_2 , X should keep an apparent normal distribution, provided the noise of the observations is a normal one.

In tables 1, 2 and 3 are given examples obtained from the processing of a gravity series from Potsdam of Dittfeld and Altmann. The filter used is our standard filter for SD with length 36 hours. In a sense, the examples are not very suitable. The good quality of the data does not allow to see easily anomalies as well as to improve the results through the elimination of some INT. We have chosen this example in order to show the level of stability of the quantities X . Nevertheless a careful study shows that in INT N° 163 there is something wrong.

In a conclusion we want to thank all people mentioned in the introduction, in particular Prof. Melchior, for helping us to develop and to apply the program SV, as well as Dr Dittfeld and Dr Altmann for giving us the possibility to work on their data.

REFERENCES

- Akhavan, A., 1966 : Sur l'importance relative des erreurs internes dans diverses séries.
B.I.M. 45.
- Ducarme, B., 1979 : Sensitivity smoothing before the analysis of tidal data.
B.I.M. 81.
- Melchior, P., Venedikov, A.P., 1968 : Derivation of the wave M_3 (8.279^h) from the periodic tidal deformation of the earth.
Obs. Roy. Belg. Comm. S.A, 7, S. Geoph. 89, Ph. Earth Pl. Int. Vol. 1.
- Melchior, P., 1978 : The tides of the planet Earth.
Pergamon Press. 2nd edition 1983.
- Nakai, S., 1977 : Pre-processing of tidal data.
B.I.M. 76.
- Venedikov, A.P., 1966 : Une méthode pour l'analyse des marées terrestres à partir d'enregistrements de longueurs arbitraires.
Acad. Roy. Belg. Bull. Cl. Sc. 3, LII.
- Venedikov, A.P., 1978 : Analysis of Earth tide records (in russian).
W. GR. 3.3 Study Earth Tides, Budapest, Ed. Varga, 1.
- Venedikov, A.P., Ducarme, B., 1979 : Determination of long period tidal waves.
B.I.M. 81.
- Venedikov, A.P., 1984 : Analyse des enregistrements des marées terrestres.
B.I.M. 94.
- Venedikov, A.P., 1983 : Information on a program for Earth tide data processing.
B.I.M. 88.

Table 1

N ^o	Date	s ₁	s ₂	U ₁	U ₂
INT		0.1 μ gl			
154	82.10.12.12.	2	3	286.0	-1448.1
155	82.10.14.00.	2	2	1285.2	-1409.7
156	82.10.15.12.	1	1	1941.2	-881.4
157	82.10.17.00.	0	1	2074.1	-199.9
158	82.10.18.12.	3	2	1726.5	407.5
159	82.10.20.00.	2	2	1054.6	714.7
160	82.10.21.12.	4	2	394.8	672.7
161	82.10.23.00.	2	3	-166.7	366.5
162	82.10.24.12.	3	3	-458.5	-139.3
163	82.10.26.00.	3	2	-384.7	-689.9
164	82.10.27.12.	2	2	54.1	-1206.2
165	82.10.29.00.	4	3	837.2	-1430.1
166	82.10.30.12.	2	1	1695.0	-1196.9
167	82.11.01.00.	4	4	2261.7	-485.1
168	82.11.02.12.	1	1	2086.3	414.9
169	82.11.04.00.	1	1	1186.0	993.7
170	82.11.05.12.	2	3	17.5	937.4
171	82.11.07.00.	3	3	-764.8	297.3
172	82.11.08.12.	4	2	-839.8	-555.3
173	82.11.10.00.	5	2	-292.2	-1236.1
174	82.11.11.12.	0	1	540.4	-1457.0
175	82.11.13.00.	2	2	1318.7	-1227.3
176	82.11.14.12.	3	2	1774.3	-667.3
177	82.11.16.00.	2	2	1774.5	-60.4
178	82.11.17.12.	2	3	1420.9	440.4
179	82.11.19.00.	2	2	815.4	687.8
180	82.11.20.12.	3	2	170.8	638.0
181	82.11.22.00.	3	2	-366.4	317.5
182	82.11.23.12.	2	3	-663.1	-223.5
183	82.11.25.00.	2	2	-550.9	-855.5
184	82.11.26.12.	2	2	31.5	-1374.2
185	82.11.28.00.	4	2	981.2	-1495.9
186	82.11.29.12.	1	1	1903.5	-1032.8
187	82.12.01.00.	3	4	2225.0	-70.9
188	82.12.02.12.	2	2	1631.5	836.5
189	82.12.04.00.	2	2	471.5	1140.0

Table 2

N ^o INT	ΔU_1	ΔU_2	ξ	η	ξ'	η'	d_1	d_2
	0.1 μ g/l						$\times 10^5$	
154	-10.4	-0.6	1.178	-0.027	0.999	-0.006	68	57
155	10.9	-8.5	1.193	-0.018	1.007	0.001	53	51
156	-3.5	3.0	1.188	-0.018	0.998	0.001	47	52
157	-1.3	-19.2	1.195	-0.031	1.000	-0.011	48	56
158	14.9	-3.8	1.208	-0.023	1.007	-0.005	57	64
159	-13.4	2.9	1.196	-0.008	0.994	0.008	79	79
160	11.8	-8.3	1.203	-0.039	0.996	-0.016	129	112
161	-4.5	-3.1	1.206	-0.023	0.995	0.012	252	218
162	-12.3	-6.6	1.211	-0.029	1.030	0.008	216	274
163	0.2	21.3	1.150	-0.032	0.975	-0.012	125	116
164	-10.0	3.7	1.180	-0.023	0.996	-0.007	83	70
165	-5.1	-0.6	1.185	-0.018	0.999	-0.003	61	54
166	-16.3	-7.1	1.184	-0.025	0.997	-0.008	49	50
167	11.9	-7.7	1.197	-0.021	1.006	-0.003	44	50
168	18.6	-3.3	1.203	-0.025	1.008	-0.004	48	55
169	23.1	-10.3	1.201	-0.043	1.004	-0.015	66	64
170	0.6	-1.2	1.194	-0.035	0.999	-0.001	107	87
171	-6.5	8.2	1.194	-0.049	1.012	-0.008	125	146
172	-2.4	13.5	1.166	-0.039	0.992	-0.014	101	108
173	-0.9	-7.9	1.189	-0.018	1.006	0.001	80	68
174	-16.7	-6.6	1.188	-0.031	1.001	-0.010	65	56
175	-17.9	-10.3	1.189	-0.033	0.998	-0.011	56	55
176	-3.6	2.0	1.192	-0.019	0.998	0.000	53	59
177	-8.1	1.5	1.192	-0.018	0.995	0.001	56	66
178	8.8	8.4	1.209	-0.015	1.008	0.004	68	76
179	-3.6	9.1	1.206	-0.011	1.004	0.009	95	93
180	-2.8	3.1	1.206	-0.022	1.004	0.004	152	126
181	0.4	3.4	1.198	-0.043	1.005	-0.006	213	212
182	-9.9	2.0	1.195	-0.033	1.012	-0.009	147	175
183	-4.9	5.6	1.180	-0.023	0.997	-0.007	99	93
184	-2.3	6.0	1.180	-0.015	0.996	-0.001	72	61
185	-5.8	4.0	1.183	-0.018	0.997	-0.001	56	51
186	-9.6	-17.3	1.190	-0.032	1.001	-0.010	47	50
187	1.2	-11.2	1.192	-0.031	1.001	-0.006	45	53
188	7.9	-1.5	1.197	-0.031	1.003	-0.003	56	59
189	5.9	0.0	1.195	-0.036	1.001	-0.004	83	69

Table 3

		$X_1 = \Delta U_1$		$X_2 = \Delta U_2$	
Mean		$\bar{X} =$		0.0002	
MSE		$S^2 =$		9.4188	
				0.0001	
				6.7719	
Extreme	N°	INT			
values					
	213	-25.8541	70	-25.4336	
	125	-22.4366	10	-19.2749	
low:	21	-20.9854	157	-19.1743	
	216	-19.7865	9	-17.3810	
	231	-17.9043	186	-17.2611	
	175	-17.8884	109	-16.8942	
	97	36.1573	163	21.3280	
	56	25.7324	49	17.4854	
high:	26	24.5472	27	15.5341	
	169	23.1325	209	14.3676	
	241	19.8012	172	13.4751	
	83	19.2236	62	12.9850	
Distri-	i	x_i	n_i	z_i	χ_i^2
bution	0	-28.2562/-∞			
of ΔU_1	1	-14.1594	15	3.674	0.17
	2	-10.4756	12	2.939	1.31
	3	-7.9116	20	4.899	0.67
	4	-5.8709	18	4.409	0.11
	5	-4.0656	15	3.674	0.17
	6	-2.3781	27	6.614	6.41
	7	-0.7847	18	4.409	0.11
	8	0.7851	24	5.879	3.23
	9	2.3784	11	2.694	1.93
	10	4.0660	8	1.960	4.51
	11	5.8712	18	4.409	0.11
	12	7.9120	12	2.939	1.31
	13	10.4760	19	4.654	0.33
	14	14.1598	15	3.674	0.17
	15	28.2566/+∞	18	4.409	0.11

n= 250		$\bar{n} =$	16.7	$\bar{z} =$	4.082
		$\chi^2 = 20.60/22.36$			
		$S_n = 4.95$			
Distri-	0	-20.3156/-∞			
bution	1	-10.1804	16	3.919	0.03
of ΔU_2	2	-7.5318	17	4.164	0.01
	3	-5.6883	14	3.429	0.43
	4	-4.2211	11	2.694	1.93
	5	-2.9231	18	4.409	0.11
	6	-1.7098	14	3.429	0.43
	7	-0.5643	22	5.389	1.71
	8	0.5644	14	3.429	0.43
	9	1.7100	19	4.654	0.33
	10	2.9233	15	3.674	0.17
	11	4.2212	25	6.124	4.17
	12	5.6885	15	3.674	0.17
	13	7.5319	17	4.164	0.01
	14	10.1805	24	5.879	3.23
	15	20.3157/+∞	9	2.205	3.53

n= 250		$\bar{n} =$	16.7	$\bar{z} =$	4.082
		16.64/22.36			
		$S_n = 4.45$			

SUR LES PERTURBATIONS SAISONNIERES DES PARAMETRES
DES ONDES DE MAREES TERRESTRES A LA STATION "SOUDIEVKA"
D'APRES LES OBSERVATIONS AVEC DES CLINOMETRES A AUTO-COMPENSATION

V.P. Schliakkovii

Rotation et déformations de marées de la Terre N° 15, pp. 30-37, Kiev 1983.

L'étude minutieuse du bruit d'origine instrumentale conduit à prendre des dispositions pour réduire au minimum son influence dans les observations clinométriques. Elle permet de séparer les bruits non instrumentaux, d'établir leurs causes et de développer une méthode de calcul de ces perturbations.

Le clinomètre à auto-compensation élaboré à l'Académie des Sciences d'Ukraine en 1974-1979 est très stable vis à vis des bruits instrumentaux. Il assure un enregistrement de qualité avec une haute sensibilité et une précision d'au moins quelques dixièmes de pourcent; on ne note pratiquement pas de perturbations d'origine instrumentale sur les enregistrements de marées même avec de hautes sensibilités (plus de 2.000 mm/sec. d'angle).

Les perturbations dans les enregistrements de marées clinométriques se produisent surtout à cause de l'effet de facteurs météorologiques - variations de température, de pression, du gel ou du réchauffement de la couche du sol. Les variations du niveau des eaux, les champs variables électromagnétiques et telluriques peuvent aussi perturber les observations de marées terrestres. Les plus grandes anomalies des paramètres de marées γ et $\Delta\phi$ s'observent dans les mois d'hiver et certains mois d'été ont évidemment un caractère systématique. Pour cette raison on ne tient habituellement pas compte de ces observations lors du calcul des valeurs moyennes γ et $\Delta\phi$. On considère {6} que les erreurs systématiques dans les paramètres des ondes de marées terrestres sont provoquées par l'onde diurne S_1 . L'apport propre de l'appareil dans S_1 est dans beaucoup de cas très important lorsqu'on utilise des clinomètres photoélectriques habituels. S_1 renferme aussi bien une partie instrumentale qu'une partie non instrumentale. Par contre les clinomètres autocompensés n'introduisent pratiquement pas de perturbations instrumentales ce qui permet de considérer que l'onde S_1

et les perturbations dans les enregistrements ont essentiellement un caractère météorologique.

On a établi des graphiques des variations temporelles des paramètres γ et $\Delta\phi$ pour les ondes principales O_1 , K_1 , N_2 , M_2 et S_2 en utilisant les résultats de la station "Soudievka" de septembre 1979 à octobre 1980. {8} : sur les figures 1 et 2 pour la direction EW et sur les figures 3 et 4 pour la direction NS (sur la figure 4 la dépendance de $\Delta\phi$ en fonction du temps pour l'onde K_1 n'est pas donnée puisqu'il n'y a pratiquement pas d'ondes de marées diurnes dans cette direction et les valeurs $\Delta\phi$ varient de façon désordonnée dans de grandes limites). On a utilisé les valeurs des paramètres γ et $\Delta\phi$ déterminées d'après 28 séries mensuelles avec un déplacement de 0,5 mois.

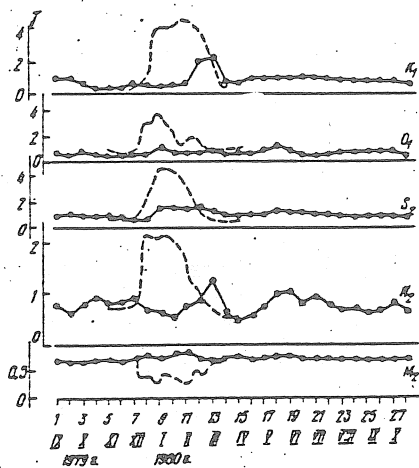


Fig. 1. Variations du paramètre γ (direction EW).

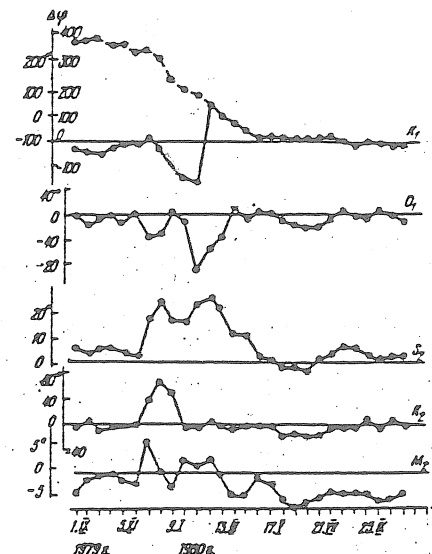


Fig. 2. Variations du retard de phase $\Delta\phi$ (direction EW).

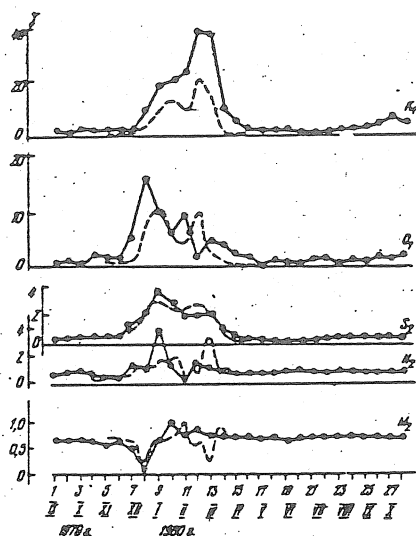


Fig. 3. Variations du paramètre γ (direction NS).

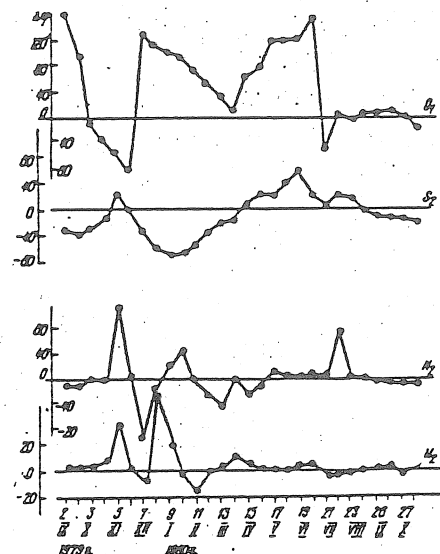


Fig. 4. Variations du retard de phase $\Delta\phi$ (direction NS).

Sur certains graphiques sont données en pointillés les variations des valeurs des paramètres γ obtenues par Y. You. Bogdanov dans la même galerie "Soudievka" pour la période du 1.11.1971 au 14.04.1972 [9].

On peut en tirer les conclusions suivantes :

1. Les plus grandes perturbations des paramètres des ondes de marées s'observent dans les mois d'hiver. Pratiquement pour toutes les ondes le désaccord des paramètres de marées terrestres γ et $\Delta\phi$ dans la direction NS est plus important que dans la direction EW.
2. En comparaison avec les autres ondes, l'onde M_2 est moins perturbée. En hiver le facteur d'amplitude δ_{M_2} pour la direction NS varie environ de toute sa valeur moyenne. Les valeurs δ_{M_2} pour la direction EW, dans cette période, ont une petite erreur systématique positive.
3. Les facteurs d'amplitude des ondes O_1 , K_1 et S_2 sont systématiquement élevés en hiver pour les deux directions. On n'observe aucune systématique sensible dans les variations de δ_{N_2} pour les deux directions.
4. On ne décèle pas de régularités fortes sur les graphiques des variations des valeurs $\Delta\phi$. Les irrégularités dans les variations de phases de la plupart des ondes de marées sont très importantes et ont lieu pratiquement pour toutes les périodes d'observations (voir Fig. 2, 4). Les écarts de phases pour les ondes S_2 et K_1 dans la direction EW constituent une exception. En hiver, la valeur $\Delta\phi_{S_2}$ a une valeur systématiquement élevée, et dans les autres mois varie par rapport à sa moyenne. En ce qui concerne $\Delta\phi$ pour l'onde K_1 , outre les variations irrégulières on observe une allure décroissant linéairement avec le temps. La dérive lente de la phase de l'onde K_1 atteint environ 360 degrés/an - c'est le résultat de la combinaison K_1 , S_1 et P_1 . L'influence la plus importante est exercée par l'onde S_1 . Toutefois les amplitudes des variations du paramètre δ pour les observations avec les clinomètres à auto-compensation sont plus petites (en éliminant les ondes diurnes dans la direction NS).

La divergence du paramètre δ des ondes les plus importantes est à peu près 2 à 5 fois plus petite avec ces clinomètres qu'avec les appareils non auto compensés. Ceci s'explique par :

- a) absence presque complète des perturbations instrumentales dans les observations avec des clinomètres à auto compensation.
- b) diminution du niveau des perturbations extérieures.

Il est difficile de dire à présent laquelle de ces causes joue un rôle dominant. Les graphiques permettent d'établir les limites des parties d'enregistrements qui introduisent des erreurs systématiques dans les valeurs

des paramètres. Leur élimination a été faite au stade de la moyenne vectorielle des valeurs δ et $\Delta\phi$. Dans les tables 1 et 2, on donne les moyennes vectorielles δ et $\Delta\phi$ pour toutes les séries prises avec recouvrement de 0,5 mois (ces données ont été utilisées lors de la construction des graphiques des Fig. 1 à 4), à l'exclusion des séries ayant des erreurs systématiques importantes.

TABLE 1. Valeurs moyennes δ et $\Delta\phi$ selon diverses variantes (composante EW).

Onde	Nombre de séries moyennées					
	$n = 28$		$n = 21$		$n = 11$	
	δ	$\Delta\phi$	δ	$\Delta\phi$	δ	$\Delta\phi$
Q_1	0,7432 ± 2900	-26,94° $\pm 19,28$	0,6001 ± 1481	-3,20° $\pm 19,14$	0,3536 ± 3206	34,74° $\pm 39,07$
Q_2	0,6210 ± 395	-11,65 $\pm 3,69$	0,5902 ± 261	-4,81 $\pm 2,19$	0,6042 ± 330	-9,55 $\pm 5,80$
K_1	0,5301 ± 1536	4,85 $\pm 14,21$	0,8367 ± 697	-5,95 $\pm 6,19$	0,5907 ± 2893	-3,81 $\pm 14,91$
M_1	0,9380 ± 6889	45,87 ± 4233	1,3116 ± 3088	9,60 $\pm 20,28$	2,1691 ± 9990	-15,39 $\pm 12,17$
K_2	0,7297 ± 370	-0,82 $\pm 3,42$	0,7308 ± 229	-2,65 $\pm 3,00$	0,7405 ± 198	-4,71 $\pm 2,32$
M_2	0,7298 ± 66	-2,57 $\pm 0,56$	0,7209 ± 34	-3,16 $\pm 0,55$	0,7151 ± 26	-2,85 $\pm 0,78$
S_2	1,0320 ± 365	8,77 $\pm 2,10$	0,9399 ± 264	4,37 $\pm 0,93$	1,0007 ± 428	6,05 $\pm 3,44$
M_2	0,5157 ± 1680	-26,83 $\pm 22,69$	0,6605 ± 1821	19,93 $\pm 13,39$	0,5062 ± 2746	-23,44 $\pm 36,33$

TABLE 2. Valeurs moyennes δ et $\Delta\phi$ selon diverses variantes (composante NS)

Onde	Nombre de séries moyennées					
	$n = 27$		$n = 21$		$n = 11$	
	δ	$\Delta\phi$	δ	$\Delta\phi$	δ	$\Delta\phi$
Q_1	2,3135 $\pm 2,9580$	27,88° $\pm 97,72$	1,0370 ± 8660	24,80° $\pm 56,08$	0,3948 ± 9256	-46,47° $\pm 130,24$
Q_2	1,2373 ± 7454	7,73 $\pm 24,93$	0,7700 ± 1800	20,25 $\pm 11,06$	0,9288 ± 2870	14,75 $\pm 9,81$
K_1	5,7070 $\pm 1,6760$	57,13 $\pm 16,04$	1,2180 ± 3990	19,68 $\pm 14,15$	1,1965 ± 6290	19,31 $\pm 15,41$
M_1	4,4814 $\pm 9,3840$	21,94 $\pm 110,76$	4,2080 $\pm 1,7310$	-13,72 $\pm 19,17$	3,9446 $\pm 1,5734$	-2,33 $\pm 27,96$
K_2	0,7972 ± 1404	-2,12 $\pm 6,55$	0,6910 ± 400	-0,34 $\pm 3,47$	0,6627 ± 614	0,20 $\pm 6,36$
M_2	0,6810 ± 354	0,51 $\pm 1,22$	0,6977 ± 49	0,55 $\pm 0,46$	0,6821 ± 45	0,92 $\pm 0,62$
S_2	0,8960 ± 1356	-34,95 $\pm 10,68$	0,4480 ± 270	-0,80 $\pm 5,25$	0,6350 ± 261	-5,34 $\pm 7,91$
M_2	1,6707 ± 5791	85,32 $\pm 11,01$	0,3009 ± 2270	12,96 $\pm 25,63$	0,3429 ± 2313	-4,39 $\pm 35,55$

Les moyennes vectorielles des paramètres de δ et $\Delta\phi$ concordent dans les limites des erreurs, indépendamment du procédé de moyennisation. Les erreurs des paramètres varient en fonction du procédé de moyennisation. La moyennisation des valeurs mensuelles δ et $\Delta\phi$ indépendantes donne les erreurs maximales. La moyennisation sur les séries avec recouvrement de 0,5 mois, avec rejet des séries perturbées, donne les plus petites erreurs quadratiques moyennes. Des valeurs intermédiaires sont obtenues par moyennisation des séries mensuelles indépendantes mais avec rejet des données perturbées {9}. Si on compare ces résultats avec ceux d'une série de trois années d'observations dans {10}, on note une excellente concordance (les erreurs dépendent évidemment de la durée des séries comparées).

L'analyse spectrale permet d'extraire une information plus complète sur le niveau de bruit et sur l'existence de signaux réguliers dans des fréquences ne résultant pas des marées. Ceci peut être utilisé pour l'étude des propriétés physiques du noyau de la Terre. En particulier l'existence de certaines non linéarités dues aux propriétés mécaniques des roches à grande profondeur conduit à l'apparition de sous-harmoniques. En mesurant les paramètres de ces harmoniques on pourra juger de la linéarité de la réponse de la Terre au signal de marée. L'analyse théorique montre que lors de la formation et de la croissance du foyer d'un tremblement de Terre futur on peut observer des cas de renforcement de la non linéarité des propriétés mécaniques de la roche de la zone focale et une dilatance. On pourrait constater, au cours du temps, dans les observations clinométriques et extensométriques une augmentation sensible ou une allure anormale des sous-harmoniques. On pourrait utiliser cet effet pour prévoir les tremblements de Terre. L'importance de ce procédé, s'il est réel, sera la possibilité d'extraction continue et opérationnelle de l'information résultant de l'existence constante, en tout point de la Terre, du signal expérimental de marée. Le clinomètre doit, pour cela, avoir une haute précision et une bonne linéarité ainsi qu'un large diapason dynamique et une haute stabilité vis à vis des bruits. Le clinomètre à auto-compensation satisfait à ces exigences. Les conditions d'observation doivent éliminer le bruit météorologique. L'application de cette méthode sera limitée avant tout par les conditions d'observations, et la constitution spectrale du bruit. L'étude de la constitution spectrale des observations clinométriques dans les différentes stations clinométriques situées aussi bien dans des régions tectoniques actives qu'en dehors de celles-ci permet d'évaluer le niveau de bruit dans cette gamme et la sûreté de détermination des paramètres des sous-harmoniques. A cet égard la composition spectrale des observations clinométriques à "Soudievka" présente un intérêt géophysique certain.

Pour l'analyse spectrale on a utilisé les ordonnées horaires des observations en composante E.W. pour laquelle on a calculé précédemment les paramètres δ et $\Delta\phi$.

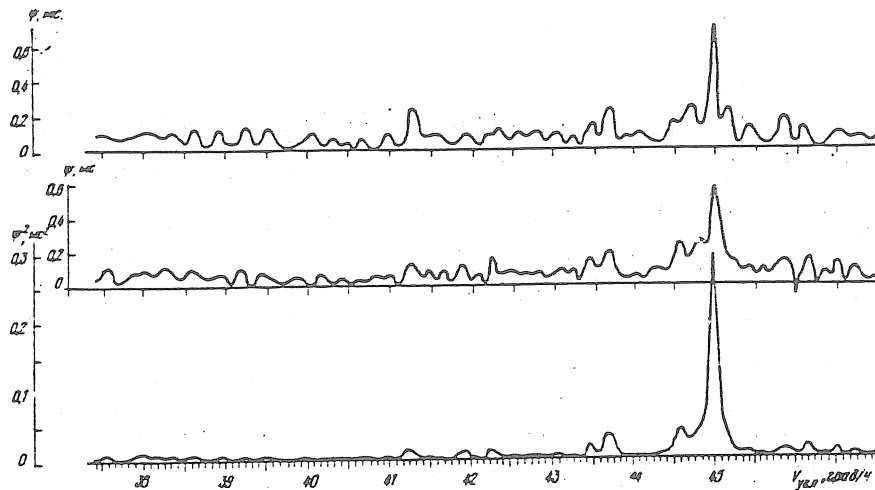


Fig. 5. Aspect général des spectres des observations clinométriques dans la gamme de 37,5 - 46,7 degrés/heure.

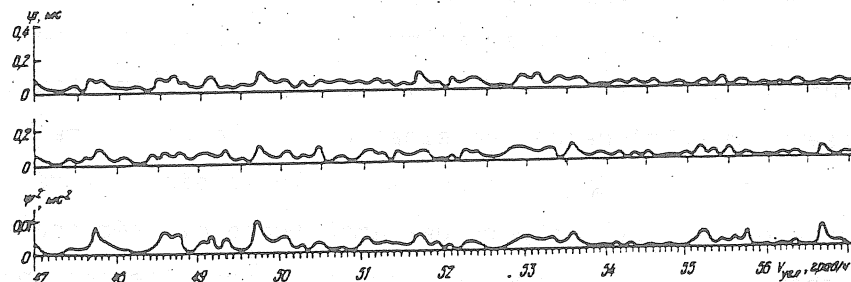


Fig. 6. Aspect général des spectres des observations clinométriques dans la gamme de 46,7 - 57,0 degrés/heure.

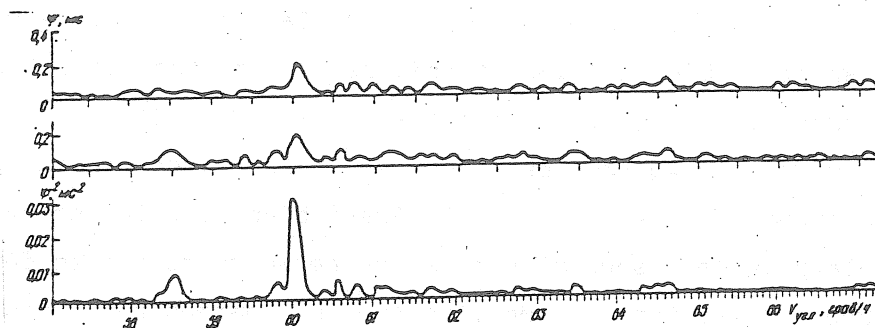


Fig. 7. Aspect général des spectres des observations clinométriques dans la gamme de 57,0 - 64,4 degrés/heure.

Le spectre est étudié dans la gamme de fréquence de 2,49 à 4,49 cycle/jour ou dans la gamme des vitesses angulaires de 37,42 à 67,37 degrés/heure. Dans le choix de la gamme de fréquence donnée on a poursuivi trois buts : 1) vérifier la présence d'un bruit de fond dans les gammes d'un tiers ou d'un quart de jour; 2) évaluer la possibilité de séparation de l'onde lunaire d'un tiers de jour M_3 ; 3) déterminer les fréquences des harmoniques ne résultant pas des marées. La durée de chaque ensemble de données est de 6 mois et leur recouvrement réciproque est de 3 mois. Ainsi sur un intervalle d'observations on a obtenu 4 analyses de 6 mois. L'analyse a été faite par transformée de Fourier, avec une fenêtre rectangulaire (programme de B.S. Doubik). On a préalablement réalisé, à l'aide des filtres numériques {11}, la neutralisation des composantes diurnes et semi-diurnes de la marée. Les résultats sont donnés sur les fig. 5 à 7 où les deux courbes supérieures (1, 2) sont les spectres de Fourier, calculés d'après deux analyses voisines indépendantes, et la courbe inférieure est le spectre de puissance.

Entre les spectres de Fourier, calculés pour toutes les analyses il y a des différences très sensibles. On peut juger de cette différence en comparant les spectres de Fourier de deux analyses voisines indépendantes. Les différences obtenues s'expliquent apparemment par des altérations de différentes sortes, des bruits accidentels dont le niveau est assez important, par la résolution insuffisante des fréquences voisines et par la structure fine du spectre du signal étudié. Cela conduit à une certaine imprécision des résultats de l'analyse spectrale, dans les valeurs des amplitudes et fréquences des harmoniques ne provenant pas de la marée, aux environs des vitesses angulaires de 45°/h. L'utilisation du spectre de puissance permet de juger plus précisément de l'existence de signaux ne provenant pas de la marée et du niveau du bruit.

On a trouvé le spectre de puissance par la moyenne des carrés des amplitudes des spectres de Fourier calculés préalablement pour chaque application. Cette approche bien qu'elle ne soit pas assez rigoureuse peut s'appliquer avec quelques hypothèses par rapport à la standardité et l'ergodicité du processus étudié. Les courbes des spectres de la puissance sont données dans la partie inférieure des Fig. 5 à 7. Aussi bien dans les spectres d'amplitude que dans la puissance spectrale on a une série de maxima se détachant sur le bruit de fond, ce qui témoigne de l'existence d'harmoniques ayant des amplitudes sensibles.

Le pic le plus fort correspond à fréquence de l'onde S_3 (vitesse angulaire 45°/h). L'autre maximum mentionné moins sensible (vitesse angulaire 60°/h) a évidemment une origine solaire. Il est très probable qu'elles représentent les plus hautes harmoniques de l'onde diurne météorologique. Sur la

fréquence de l'onde de marée terdiurne principale on a un maximum qui se détache faiblement sur le bruit de fond. C'est pourquoi on n'a pas réussi jusqu'à présent à obtenir une estimation numérique quelque peu sûre du facteur d'amplitude pour cette onde. Apparemment, pour séparer sûrement cette onde faible par les observations clinométriques il faut : a) abaisser le niveau du bruit d'origine extérieure en réalisant ces observations en des points où le bruit à haute fréquence sera minimum; b) augmenter la durée des séries des observations; c) réaliser la séparation de l'onde, après avoir appliqué un certain procédé de réduction du bruit. Dans ce but le procédé de Yousvinskii {12} largement appliqué en radiotechnique est très utile. On peut montrer par des calculs simples qu'en appliquant ce procédé, il est facile de séparer les ondes faibles des marées par rapport au bruit de fond.

Les maxima spectraux apparaissent moins sensiblement à d'autres fréquences. Ils ne dépassent que de 1,5 à 3 fois le niveau général du bruit de fond dans les environs de la ligne spectrale correspondante, même sur la courbe du spectre de puissance. Les vitesses angulaires moyennes de ces maxima sont respectivement 41,3; 45,9; 58,6 et 64,7 degré/h. On n'en a pas établi les causes. Ils ne correspondent pas aux fréquences des sous-harmoniques sauf celui de 58,6 degrés/h qui correspond à une des composantes de combinaison. Apparemment ces pics sont les produits de différentes sortes de perturbations énumérées au début de notre travail.

En conclusion, il y a des perturbations saisonnières dans les observations avec des clinomètres autocompensateurs comme dans les observations avec les appareils photoélectriques. Leurs sources sont des bruits internes des appareils. Dans le spectre des observations clinométriques de la gamme de tiers ou du quart de jour, outre le bruit de fond, on a des lignes spectrales avec des fréquences qui ne proviennent pas des marées. On y a établi la présence de composantes de combinaison. Dans les observations clinométriques à la station de "Soudievka" le niveau de bruit dans les gammes de tiers et quart de jour sont comparables à l'amplitude de l'onde M_3 .

REFERENCES.

1. ОСТРОВСКИЙ А.Е., ШЛЯХОВЫЙ В.П., МАТВЕЕВ П.С. Об эффективности применения отрицательной обратной связи для стабилизации чувствительности фотоэлектрического наклономера. - Вращение и прилив. деформации Земли, 1977, вып. 9, с. 44-50.
2. ШЛЯХОВЫЙ В.П. Анализ структурных схем фотоэлектрических наклономеров с отрицательной обратной связью. - Там же, 1978, вып. 10, с. 58-63.
3. ШЛЯХОВЫЙ В.П. Реакция наклономеров автокомпенсационного типа на динамические воздействия. - Там же, 1980, вып. 12, с. 63-68.
4. ШЛЯХОВЫЙ В.П., ОСТРОВСКИЙ А.Е., МАТВЕЕВ П.С. Опытные наблюдения приливных наклонов земной поверхности фотоэлектрическими наклономерами автокомпенсационного типа. - Там же, 1981, вып. 13, с. 13-18.
5. ШЛЯХОВЫЙ В.П. Помехоустойчивость наклономеров автокомпенсационного типа. - Там же, 1982, вып. 14, с. 41-46.
6. МАТВЕЕВ П.С., БОГДАН И.Ю. О возможности исключения остаточного эффекта температурной суточной волны из результатов определения важнейших волн земного прилива. - Там же, 1973, вып. 5, с. 95-94.
7. АНОХИНА К.М., ШИРОКОВ И.А. Некоторые результаты наблюдений периодических тепловых наклонов земной поверхности. - Там же, 1974, вып. 6, с. 82-88.
8. БОГДАН И.Ю. К вопросу о характере влияния неприливной волны J_2 на результаты наклономерных наблюдений. - Там же, 1977, вып. 9, с. 60-66.
9. Уточненные значения параметров земного прилива для пунктов наклономерного профиля Сумы - Херсон / П.С.МАТВЕЕВ, В.Г.ГОЛУБИЦКИЙ, И.Ю.БОГДАН и др. - Там же, с. 16-32.
10. Результаты гармонического анализа наклономерных наблюдений на станции "Судиевка" за 1971-1973 гг. / П.С.МАТВЕЕВ, А.Е.ОСТРОВСКИЙ, В.Г.ГОЛУБИЦКИЙ и др. - Там же, 1975, вып. 7, с. 3-9.
11. МЕЛЬХИОР П. Земные приливы. - М. : Мир, 1968. - 482 с.
12. ЧИСТЯКОВ Н.И. Радиоприемные устройства. - М. : Сов. радио, 1978. - 150 с.