

TABLE DES MATIERES N° 61.

M.S. MOLODENSKI (<i>Traduction</i>)	p.
Déplacements dus aux marées dans une Terre élastique compte tenu des forces de Coriolis	3002
I.A. DITCHKO (<i>Traduction</i>)	
Sur le retard des marées terrestres	3009
R.O. VICENTE (<i>Traduction</i>)	
La dépendance de la marée terrestre de la structure du noyau de la Terre	3017
S.N. BARSENKOV, V.A. VOLKOV, M.V. KOUZNETSOV, N.N. PARIISKII (<i>Traduction</i>)	
Observations des variations de marées de la force de pesanteur à Talgar I en 1963-1964	3036
B. STUKENBROKER	
Steigerung der relativen Meßwertgenauigkeit einer Erdzeitenmeßanlage mit einem Askania - Gs 11 - Gravimeter unter verwendung einer verrichtung zur kontinuierlichen Kalibrierung.	3051
M. BONATZ	
Zur frage der Störbeschleunigungen bei der Eichung von Registriergravimetern auf einer vertikalen Labor-Eichbasis	3066
M. BONATZ	
Der Einfluß von Änderungen der verstärkereingangsspannung auf die Meßwertanzeige des neuen Askania-Gravimeters GS 15	3070
A.V. HOROMSKI, M.V. OKHOTSIMSKAIA (<i>Traduction</i>)	
Première série d'observations clinométriques à Obninsk.	3073
I.A. CHIROKOV, A.E. OSTROVSKII (<i>Traduction</i>)	
Résultats préliminaires des observations clinométriques à Dagestan	3077
B.P. PERTSEV (<i>Traduction</i>)	
Estimation des influences des marées océaniques sur les marées terrestres en des points éloignés des océans	3084
B.P. PERTSEV (<i>Traduction</i>)	
Effet indirect des marées océaniques dans la fréquence de l'onde M_2	3100
B.P. PERTSEV (<i>Traduction</i>)	
Sur la question du retard de phase dans les observations des marées terrestres	3108

DEPLACEMENTS DUS AUX MAREES DANS UNE TERRE ELASTIQUE COMPTE TENU DES
FORCES DE CORIOLIS

M.S. MOLODENSKII

Physique de la Terre 4 - 1970, page 102.

СМЕЩЕНИЯ ПРИ ПРИЛИВАХ В УПРУГОЙ ЗЕМЛЕ
С УЧЕТОМ СИЛ КОРИОЛИСА.

М.С. Молоденский.

Физика Земли 4 - 1970, Стр. 102.

On examine la solution générale du problème avec des tensions données sur la surface et en tenant compte des forces de Coriolis pour de faibles valeurs du module de déplacement dans le noyau.

1. Les marées dans une sphère élastique gravitative se déterminent par les équations différentielles connues [1] si les tensions initiales ont le caractère hydrostatique et si la densité ρ ainsi que les coefficients élastiques λ , μ dépendent uniquement de la distance au centre :

$$\frac{\partial A}{\partial x} + Bx + f(u) = -2\omega\rho v \quad (1)$$

$$\frac{\partial A}{\partial y} + By + f(v) = +2\omega\rho u \quad (2)$$

$$\frac{\partial A}{\partial z} + Bz + f(w) = 0 \quad (3)$$

$$\Delta R = 4\pi\kappa(\rho\delta + \rho'H) \quad (4)$$

où

$$\begin{aligned} A &= \rho(R + W'H) + (\lambda + \mu)\delta + \mu'H \\ -rB &= \rho'(R + W'H) + \rho W'\delta + \mu'\delta + \left(\frac{\mu'}{r}\right)' rH \end{aligned} \quad (5)$$

$$f = \mu\Delta - \mu' \frac{\partial}{\partial r} - \frac{\mu'}{r} + \sigma^2\rho \quad (6)$$

u, v, w sont les déplacements tandis que H, R et δ sont respectivement la composante radiale du déplacement, la variation du potentiel et la dilatation cubique.

σ et ω sont les fréquences de la marée et de la rotation de la Terre.

Les équations (1) à (3) ont été transformées [2] comme suit.

La première est multipliée par x, la deuxième par y et la troisième par z et on les somme ; la première est différenciée par rapport à x, la deuxième par rapport à y, et la troisième par rapport à z et les résultats sont également sommés.

Ainsi, au lieu des équations (1) à (4) on peut considérer les équations (3) et (4) et les deux suivantes :

$$\begin{aligned} \mu \left(r\Delta H + 2H' + \frac{2}{r}H - 2\delta \right) + \mu'(rH' - H) + A'r + r^2B = \\ = -(\sigma^2H + 2\omega l)r\rho \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \mu\Delta\delta + \mu' \left(\delta' - \frac{2}{r}\delta + \Delta H + \frac{1}{r}H' + \frac{3}{r^2}H \right) - \mu'' \left(H' - \frac{1}{r}H \right) + \\ + \Delta A + rB' + 3B = -(\sigma^2\delta - 2\omega\dot{\rho})\rho - (\sigma^2H + 2\omega l)\rho' \end{aligned}$$

Le système d'équations (7) et (4) a été ramené à un système du premier ordre par rapport aux fonctions R, H, L, F, P, Q qui expriment la variation du potentiel, le déplacement radial, la divergence des composantes radiales de la tension et la tension normale.

2. On a montré précédemment que

$$\begin{aligned} xf(u) + yf(v) + zf(w) \\ \frac{\partial f(u)}{\partial x} + \frac{\partial f(v)}{\partial y} + \frac{\partial f(w)}{\partial z} \end{aligned} \quad (8)$$

s'expriment uniquement en fonction de H et δ (u, v et w interviennent uniquement par l'intermédiaire de ces fonctions).

Nous exprimerons ensuite les solutions des équations

$$f(\bar{u}) = f(\bar{v}) = f(\bar{w}) = 0 \quad (9)$$

qui ne changent pas H et δ c'est-à-dire qui sont soumises aux conditions

$$\begin{aligned} \bar{u}x + \bar{v}y + \bar{w}z &= 0 \\ \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} &= 0 \end{aligned} \quad (10)$$

Pour déterminer les déplacements nous donnerons jusqu'à présent w uniquement par l'expression :

$$w = \frac{\sigma^2 - 4\omega^2}{\sigma^2} \left(\frac{\partial \psi}{\partial z} - z\chi \right) + \sigma m \bar{w} \quad (11)$$

les fonctions ψ , χ sont proportionnelles à $P_n^m(\cos \theta) \cos(\sigma t - m\phi)$ ou sont représentées par des sommes de termes semblables avec les mêmes valeurs m et σ .

Si nous substituons cette expression en (8) alors nous aurons :

$$f(w) = \frac{\partial f_1}{\partial z} + f_2 z \quad (12)$$

ainsi f_1 et f_2 dépendent uniquement de H et δ .

Alors, après avoir combiné les expressions (8) et en tenant compte de (10), nous obtenons :

$$\begin{aligned} f(u) &= \frac{\partial f_1}{\partial x} + f_2 x \\ f(v) &= \frac{\partial f_1}{\partial y} + f_2 y \end{aligned}$$

les fonctions f_1 et f_2 sont les mêmes qu'en (12). Il s'ensuit que les équations (1) et (2) se ramènent à la forme :

$$\begin{aligned} (4\omega^2 - \sigma^2) \left(\frac{\partial \psi}{\partial x} - x\chi \right) &= -2\omega \rho v + \sigma^2 u \\ (4\omega^2 - \sigma^2) \left(\frac{\partial \psi}{\partial y} - y\chi \right) &= 2\omega \rho u + \sigma^2 v \end{aligned} \quad (13)$$

Nous les différencions par rapport au temps et nous remplacerons \ddot{u} et \ddot{v} par $-\sigma^2 u$ et $-\sigma^2 v$.
Après l'élimination dans ces quatre équations de u et v nous obtiendrons :

$$\begin{aligned} u &= \frac{\partial \psi}{\partial x} - x\chi - \frac{2\omega}{\sigma^2} \left(\frac{\partial \psi}{\partial y} - y\dot{\chi} \right) + y \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} - z \frac{\partial \bar{w}}{\partial y}, \\ v &= \frac{\partial \psi}{\partial y} - y\chi + \frac{2\omega}{\sigma^2} \left(\frac{\partial \psi}{\partial x} - x\dot{\chi} \right) - x \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} + z \frac{\partial \bar{w}}{\partial x}, \\ w &= \frac{\sigma^2 - 4\omega^2}{\sigma^2} \left(\frac{\partial \psi}{\partial z} - z\dot{\chi} \right) + \sigma m \bar{w}. \end{aligned} \quad (14)$$

Il est facile de déterminer $H, S - 2rH, l$ et p en fonction des expressions

$$\begin{aligned} H &= \frac{x}{r} u + \frac{y}{r} v + \frac{z}{r} w = \psi' - r\chi - \frac{2\omega}{\sigma} m \frac{\psi}{r} - \\ &\quad - \frac{4\omega^2}{\sigma^2 - 4\omega^2} \frac{z}{r} (w - \sigma m \bar{w}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} S - 2rH &= r^2 (H' - \delta) = \left(n(n+1) + \frac{2\omega}{\sigma} m \right) \psi - \\ &\quad - \left(2 + \frac{2\omega}{\sigma} m \right) (\psi' - r\chi) r + \frac{4\omega^2}{\sigma^2 - 4\omega^2} r \sin^2 \vartheta \frac{\partial (w - \sigma m \bar{w})}{\partial \cos \vartheta} \end{aligned} \quad (15)$$

$$l = \frac{x}{r} v - \frac{y}{r} u = \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\sigma^2 - 4\omega^2}{\sigma^2} \frac{\psi}{r} + \frac{2\omega}{m\sigma} \frac{z}{r} (w - \sigma m \bar{w}) \right) - \frac{2\omega}{m\sigma} \frac{\partial H}{\partial \varphi} + \bar{l}$$

$$p = \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(-\frac{\sigma^2 - 4\omega^2}{\sigma^2} \chi - \frac{2\omega}{m\sigma} \frac{\partial}{\partial z} (w - \sigma m \bar{w}) \right) + \frac{2\omega}{m\sigma} \frac{\partial \delta}{\partial \varphi} + \bar{p} \quad (16)$$

Par les deux premières formules nous obtenons :

$$\begin{aligned} \left(n - \frac{2\omega}{\sigma} m \right) \left(n + 1 + \frac{2\omega}{\sigma} m \right) (\psi' - r\chi) r &= \left(n(n+1) - \frac{2\omega}{\sigma} m \right) rH + \\ &\quad + \frac{2\omega}{\sigma} mS + \frac{4\omega^2}{\sigma^2 - 4\omega^2} \left(n(n+1) + \frac{2\omega}{\sigma} m \right) \cos \vartheta (w - \sigma m \bar{w}) r - \\ &\quad - \frac{2\omega}{\sigma} m \sin^2 \vartheta \frac{\partial (w - \sigma m \bar{w})}{\partial \cos \vartheta} r \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \left(n - \frac{2\omega}{\sigma} m \right) \left(n + 1 + \frac{2\omega}{\sigma} m \right) \psi &= S + \frac{2\omega}{\sigma} m rH + \\ &\quad + \frac{4\omega^2}{\sigma^2} \left(\left(2 + \frac{2\omega}{\sigma} m \right) r \cos \vartheta (w - \sigma m \bar{w}) \right) - \sin^2 \vartheta \frac{\partial (w - \sigma m \bar{w})}{\partial \cos \vartheta} \cdot r \end{aligned}$$

Nous éliminons w des deux dernières formules à l'aide de la première des formules (16) et nous obtenons :

$$\begin{aligned} 2\omega l + \sigma^2 H &= (\sigma^2 - 4\omega^2) (\psi' - r\chi) + 2\omega \bar{l} \\ -2\omega \dot{p} + \sigma^2 \delta &= (\sigma^2 - 4\omega^2) (\Delta\psi - r\chi' - 3\chi) - 2\omega \bar{p} \\ 2\omega ((r^2 l)' + r^2 \dot{p}) + \sigma^2 S &= (\sigma^2 - 4\omega^2) n(n+1)\psi + 2\omega ((r^2 \bar{l})' + r^2 \bar{p}) \end{aligned} \quad (18)$$

Si $\omega^2 \leq \sigma^2$, on détermine de suite, en fonction de (17), $\psi' - r\chi$ et ψ qui entrent dans les expressions (14) donnant les déplacements et les équations (7). Si donc ω^2 et σ^2 sont des quantités du premier ordre alors on ne peut pas exprimer $\psi' - r\chi$ par H et S du premier ordre seulement. Ces mêmes fonctions y entrent également avec l'ordre 2, 4, 6.....

3. Pour les oscillations sphéroïdales et $\sigma^2 \gg 4\omega^2$ on peut prendre en (14) :

$$\bar{w} = [w_{n-1} P_{n-1}^m(\cos \vartheta) + w_{n+1} P_{n+1}^m(\cos \vartheta)] \cos(\sigma t - m\varphi) \quad (20)$$

L'équation (3) est satisfaite si w_{n-1} et w_{n+1} sont les solutions des équations habituelles :

$$\begin{aligned} \frac{2n+1}{n-m+1} \sigma m f(w_{n+1}) + A' + rB - \frac{n}{r} A + \frac{\sigma^2 - 4\omega^2}{\sigma^2} f(\psi' - r\chi) &= 0 \\ \frac{2n+1}{n+m} \sigma m f(w_{n-1}) + A' + rB + \frac{n+1}{r} A + \frac{\sigma^2 - 4\omega^2}{\sigma^2} f(\psi' - r\chi) &= 0 \end{aligned}$$

Nous éliminerons ainsi $\psi' - r\chi$ à l'aide de (18) mais $A' + rB$ et A à l'aide de (7) et (5). Nous obtiendrons :

$$\begin{aligned} f(w_{n+1}) - \frac{2\omega}{\sigma m} \frac{n-m+1}{2n+1} \rho(l-\bar{l}) &= 0 \\ f(w_{n-1}) - \frac{2\omega}{\sigma m} \frac{n+m}{2n+1} \rho(l-\bar{l}) &= 0 \end{aligned} \quad (21)$$

4. Supposons qu'on ait à l'intérieur de la Terre une surface $r = r_0$, où μ , λ , ρ ou μ' , μ'' , ρ' subissent une discontinuité. Alors au moment de l'intégration des équations (7) et (4), la question se pose du prolongement des fonctions au delà de cette limite. De ces équations et des conditions aux limites il s'ensuit que H, R, M, N, L doivent être continus mais la fonction S par laquelle s'exprime la divergence des déplacements peut être discontinue. Alors pour conserver la continuité des déplacements il convient de remplir la condition

$$\begin{aligned} &\frac{(k+m+2)(k+m+3)}{(2k+3)(2k+5)} \Delta S_{k+2} + \left(\frac{(k+1)^2 - m^2}{(2k+1)(2k+3)} + \right. \\ &\left. + \frac{k^2 - m^2}{(2k-1)(2k+1)} - \frac{1}{2k+1} \right) \Delta S_k + \frac{(k-m-1)(k-m)}{(2k-3)(2k-1)} \Delta S_{k-2} = 0 \end{aligned}$$

Par des égalités semblables on détermine toutes les discontinuités ΔS_k , en commençant avec ΔS_m ou ΔS_{m+1} , elles sont proportionnelles à ΔS_n .

La convergence de la série

$$\sum_m^{\infty} \Delta S_k P_k^m(\cos \vartheta)$$

est mauvaise si la surface $r = r_0$ est voisine de la surface de la Terre pour les points qui se trouvent sur l'axe polaire et pour $m = 0$. Pour les déplacements la série converge plus rapidement et plus rapidement encore pour l'énergie cinétique.

Nous représenterons chacune des fonctions H, R, M, N, L, S par une série de la forme suivante

$$H = \left[H_n P_n^m(\cos \vartheta) + C \sum_m^{\infty} \bar{H}_k P_k^m(\cos \vartheta) \right] \cos(\sigma t - m\varphi)$$

où H_n est la solution du problème aux limites avec des conditions aux limites hétérogènes, \bar{H}_k est la solution avec des conditions aux limites homogènes et une discontinuité S sur la valeur ΔS_k .

La constante C se détermine par la condition du minimum d'énergie.

Pour les oscillations de torsion on trouve des solutions discontinues pour w_k pour les conditions

$$\begin{aligned} \mu \left(\frac{w_k}{r} \right)' &= 0 \quad (\text{sur la surface de la sphère}) \\ \mu_l \left(\frac{w_k}{r} \right)'_e &= \mu_i \left(\frac{w_k}{r} \right)'_i \quad (r = r_0) \end{aligned}$$

Alors la condition de continuité des déplacements

$$(k+2)(k+m+1)\Delta w_{k+1} = (k-1)(k-m)\Delta w_{k-1} \quad (23)$$

détermine tous les Δw_k

5. La composante de la tension M_w se détermine par l'expression :

$$M_w = \mu r \left(\frac{w}{r} - \frac{z}{r} \frac{H}{r} \right)' + \frac{\mu}{r} \sin^2 \vartheta \frac{\partial H}{\partial \cos \vartheta}. \quad (24)$$

On peut toujours la représenter sous la forme suivante :

$$M_w = \sin^2 \vartheta \frac{\partial a}{\partial \cos \vartheta} + b, \quad (25)$$

où a et b s'expriment par les sommes de termes dont chacun est proportionnel à $P_n^m(\cos \theta) \cos(\sigma t - m\varphi)$.

La composante M_1 se détermine à partir de M et M_w . Si $\omega = 0$, on a pour les oscillations sphéroïdales $b = 0$, et pour les oscillations torsionnelles $a = 0$. Alors pour les oscillations sphéroïdales

$$\begin{aligned} -n(n+1)M_w &= r \sin^2 \vartheta \frac{\partial M}{\partial \cos \vartheta} \\ -n(n+1)M_l &= r \frac{\partial M}{\partial \varphi} \end{aligned}$$

où M est la divergence des composantes tangentielle de la tension. Pour les oscillations torsionnelles

$$M_w = \left(\frac{\bar{w}}{r} \right)' r \mu$$

Pour $\omega \neq 0$ les oscillations torsionnelles se caractérisent par des petites valeurs R , H , δ , M , les sphéroïdales par la petite valeur de b .

6. Il paraît ainsi tout à fait nécessaire d'utiliser les résultats obtenus pour préciser le modèle de structure de la Terre conformément aux données numériques sur les oscillations propres de la Terre, aux nombres de Love et aux amplitudes de la nutation, aux périodes de la nutation libre, en utilisant pour cela les indications que nous avons sur les vitesses de propagation des ondes longitudinales et transversales. Il est nécessaire de préciser la théorie de la nutation et de la rotation de la Terre. Mais l'obtention des indications sur la viscosité à l'intérieur de la Terre constitue un problème ultérieur très difficile.

BIBLIOGRAPHIE

1. P. MELCHIOR

Marées terrestres.

Edit. "Mir" Moscou, 1968.

2. M. MOLODENSKII

Marées dans la Terre élastique.

Revue "Oscillations lentes de la Terre" Edit. Naouka - Moscou, 1970.

SUR LE RETARD DES MAREES TERRESTRES

I.A. DITCHKO

(Observatoire gravimétrique de Poltava de l'Institut de Géophysique de l'Ac. des Sc. d'Ukraine)

Bull. Information n° 11, pp. 203 - 208, Kiev 1967

О ЗАПАЗДЫВАНИЕ ЗЕМНЫХ ПРИЛИВОВ

И.А. Дычко.

Полтав. Гравиметр. Обсерват. Инстит. Геоф. АН УССР
Геофизика и Астрономия Информ. Бюл. Стр. 203-208.

Киев 1967.

Par l'analyse des observations effectuées avec les gravimètres "Askania" en sept stations d'URSS où on a tenu compte soigneusement du retard instrumental on a déterminé que le retard de la marée terrestre est égal à $1^{\circ}10 \pm 0^{\circ}28$. Sur cette base on examine la part de l'influence des marées terrestres sur le ralentissement séculaire de la rotation de la Terre. Les résultats obtenus ici ne peuvent être considérés que comme préliminaires.

N.B. Cet article a subi, de la part de son auteur une correction importante dans les résultats numériques. Les valeurs figurant dans cette traduction sont les nouvelles valeurs corrigées.

Parmi les observations des marées terrestres les enregistrements par gravimètres sont à présent les plus précis. Cependant ils donnent un désaccord sensible des constantes harmoniques des ondes de marée dans chaque station et lors du passage d'une station à l'autre. La différence est particulièrement grande entre les stations européennes et asiatiques.

Même pour l'onde M_2 les différences dans les facteurs δ atteignent 10 % [14].

Cette différence s'explique non seulement par des erreurs d'observation mais surtout par l'influence des effets indirects océaniques et par les particularités locales géologiques et tectoniques.

Pour le nombre χ , retard de la marée terrestre par rapport au potentiel générateur de marées, les choses sont pires. Ce retard est faible, aussi la précision relative de sa détermination est beaucoup plus petite que celle de δ et la divergence de la valeur χ d'une station à l'autre dépasse naturellement cette valeur [15]. La situation se complique encore par le fait que le retard instrumental des gravimètres qui nous semble insuffisamment pris en considération par les différents observateurs influence de façon importante le nombre χ . Nous rappellerons que la valeur du retard instrumental du gravimètre "Askania" calculé d'après les paramètres du galvanomètre enregistreur donnés par la firme peut dépasser de deux fois la valeur de ce retard trouvée après la détermination soigneuse des paramètres du galvanomètre [1].

Il ne faut donc pas tirer de conclusion définitive sur la valeur de χ d'après les observations dont nous disposons à présent. Pour une discussion préliminaire nous avons calculé la moyenne pondérée de χ avec des poids inversement proportionnels au carré des erreurs pour les cinq ondes fondamentales obtenues par les observations en URSS (table 1). Nous nous limiterons aux observations effectuées en URSS car le retard instrumental γ a été déterminé avec un grand soin [1, 8]. Le retard instrumental a été pris en considération dans certains travaux étrangers [16, 17] cependant on ne sait pas avec quelle précision cela a été fait et si l'on a utilisé pour cela les paramètres du galvanomètre donnés par la firme ou déterminés par les observateurs. Il est intéressant de noter à ce sujet que dans aucune station d'URSS on n'a obtenu avec certitude une avance pour l'onde M_2 , c'est-à-dire une valeur qui dépasserait de trois fois l'erreur.

La moyenne pondérée de χ pour la marée diurne pour les cinq ondes fondamentales par les observations en sept stations d'URSS est égale à $- 0^{\circ}16 \pm 0^{\circ}04$. Cette valeur représente le retard dans la variation de la force de pesanteur et non dans la déformation elle-même. Pour déterminer le retard de la marée terrestre il faut multiplier le nombre χ par $\frac{\delta_0}{\delta_0 - 1}$ [9,18] :

$$\Theta = 0,5 \frac{\delta_0}{\delta_0 - 1} \chi, \quad (1)$$

où δ_0 est la valeur de δ , représentative pour toute la Terre.

En prenant $\delta_0 = 1,170$ (la moyenne des valeurs que nous avons calculées pour l'Europe et l'Asie est égale à $1,169 \pm 0,001$) nous avons

$$\Theta = - 1^{\circ},10 \pm 0^{\circ},28 \quad (2)$$

Nous noterons que N.N. Pariiskii [10] prend $\delta_0 = 1,160$ pour les mêmes calculs préliminaires.

Nous examinerons maintenant quelle partie du ralentissement séculaire de la rotation de la Terre peut s'expliquer par les marées terrestres si le retard est $\Theta = 1^{\circ}10$.

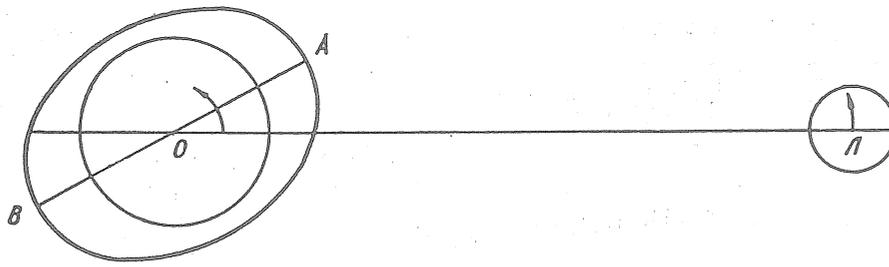
Auteur	Lieu	Gravimètre	Nombre de mois d'observations	Valeurs X obtenues par les observations en URSS *				
				M ₂	S ₂	N ₂	O ₁	K ₁
You. S. Dobrochotov et autres [2]	Poulkovo	A**124, 135	7	+1, 2±0, 5***	+1, 9±2, 1	-2, 7±4, 1	-0, 2±0, 8	-0, 9±0, 7
You. S. Dobrochotov								
V.I. Lissenko [3]	Kiev	A 124, 135	12	+0, 5±0, 4	+0, 5±0, 6	+2, 3±0, 6	+2, 7±0, 5	+0, 3±0, 4
Y.A. Ditchko	Poltava	A 159	27	+0, 6±0, 3	+0, 6±0, 6	+0, 3±1, 2	-0, 1±0, 6	-1, 1±0, 4
You. S. Dobrochotov [4]	Krasnaya Pakhra	A 124, 126	9	-1, 5±0, 6	+0, 2±0, 6	-0, 7±1, 4	+0, 4±0, 9	+0, 2±0, 5
N.N. Pariiskii et autres [5]	Tachkent	A 126, 134	12	-1, 2±0, 2	-1, 1±0, 4	-0, 8±0, 8	0, 0±0, 3	+0, 1±0, 4
N.N. Pariiskii et autres [6]	Alma-Ata	A 126, 134	7	-0, 8±0, 3	+0, 5±1, 3	+0, 4±1, 6	-1, 4±0, 8	+0, 2±0, 5
S.N. Barsenkov et autres [7]	Frounze	A 126, 134	14	-0, 4±0, 2	-1, 8±0, 6	-0, 1±0, 8	+0, 9±0, 5	+0, 4±0, 4

* Le retard instrumental est bien pris en considération [1, 8]

** A - Askania

*** Le signe moins correspond au retard

Le retard de la marée terrestre est provoqué par la viscosité de la Terre :



Retard des marées terrestres

Les bourrelets de marées sont entraînés par la Terre en rotation et ne sont plus orientés vers le corps générateur de marées (dessin). Les distances des bourrelets au corps générateur ne sont pas les mêmes et sont différemment attirées par ce corps. A son tour l'attraction sur le satellite est plus grande pour le bourrelet A que pour le bourrelet B ce qui engendre un moment qui accélère le satellite et l'éloigne de la planète (si la vitesse de rotation de la planète est plus grande que la vitesse de révolution du satellite). Ces moments sont égaux entre eux et opposés en direction ; leur valeur absolue est :

$$L_{\zeta} = -J \frac{d\Omega}{dt}, \quad (3)$$

où J est le moment d'inertie de la Terre, $\frac{d\Omega}{dt}$ est l'accélération angulaire de la rotation de la Terre provoquée par la marée lunaire.

N.N. Pariiskii donne [10] :

$$L_{\zeta} = \frac{3}{2} \frac{km^2a^5}{R^6} \sin 2\Theta, \quad (4)$$

où k est le premier nombre de Love, f est la constante d'attraction universelle, m la masse de la Lune, a le rayon de la Terre, R le rayon de l'orbite lunaire, Θ est le retard de la marée terrestre diurne. Alors pour $k = 0,30$

$$\frac{d\Omega}{dt} = -6,65 \cdot 10^{-21} \sin 2\Theta \text{ [rad/sec}^2\text{]}. \quad (5)$$

De (2) et (5) nous déduisons

$$\frac{d\Omega}{dt} = -2,56 \cdot 10^{-22} \text{ [rad/sec}^2\text{]}. \quad (6)$$

Or $\Omega = 7,3 \cdot 10^{-5}$ rad/sec, le jour varie donc d'une seconde par $3,5 \cdot 10^{-18}$ de sa valeur et sur 10^{-5} partie de sa valeur (1 sec) il varie de $0,91 \cdot 10^5$ an (0,0011 sec/siècle).

La dissipation d'énergie du système Terre-Lune se détermine par la formule [11, 12].

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\zeta} = -L_{\zeta} (\Omega - n_{\zeta}), \quad (7)$$

où n_{ζ} est la vitesse angulaire orbitale de la Lune. Il est facile d'obtenir en fonction de (2), (3) et (5) la dissipation d'énergie produite par la marée terrestre :

$$- 3,8 \cdot 10^{20} \sin 2\Theta = 1,46 \cdot 10^{19} \text{ [erg/sec]}. \quad (8)$$

Table 2.

Auteur	Dissipation de l'énergie de marée en 10^{19} erg/sec	
	Valeur commune $\frac{dE}{dt}$	Energie de marée lunaire $\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\zeta}$
N.N. Pariiskii [10]	5,5	4,6
H. Jeffreys [11]	1,5	1,3
W. Munk et G.H. Mac Donald [12]	2,7	2,3
Marées terrestres pour $\Theta = 1^{\circ}1$	1,8	1,5

Pour déterminer le freinage dû aux marées N.N. Pariiskii [10] s'est servi de l'accélération séculaire du Soleil obtenue par de Sitter d'après les observations des anciennes éclipses, et d'occultations d'étoiles par la Lune depuis plus de 2000 ans. Par suite des marées lunaires la durée du jour doit croître de 0,00302 sec/siècle, ce qui donne

$$\frac{d\Omega}{dt} = -8,05 \cdot 10^{-22} \text{ [rad/sec}^2\text{]} \quad (9)$$

La valeur correspondante $\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\zeta}$ et la dissipation d'énergie ainsi que ces valeurs dans l'hypothèse où $\Theta = 1^{\circ}1$ sont données dans la table 2. Nous donnons aussi $\frac{dE}{dt}$ et $\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\zeta}$ obtenues par H. Jeffreys [11] et W. Munk, G. Mac Donald [12]. On a admis que

$$\frac{L_{\zeta}}{L_{\odot}} = 5,1,$$

comme l'a trouvé H. Jeffreys pour le cas du frottement linéaire.

La différence dans la dissipation d'énergie obtenue par les différents auteurs s'explique par le fait qu'ils ont utilisé différentes données de départ. Ainsi H. Jeffreys détermine $\frac{dE}{dt}$ pour l'accélération séculaire de la Lune obtenue par les observations des 2.000 dernières années ; N.N. Pariiskii d'après l'accélération séculaire du Soleil pour cette même période mais W. Munk et G. Mac Donald d'après les observations de la position du Soleil, de la Lune et de Mercure

depuis 1680. La grande différence des résultats de N.N. Pariiskii et de H. Jeffreys qui ont utilisé les observations pour la même période est provoquée par le fait que le rapport observé des accélérations de la Lune et du Soleil diffère beaucoup de cette valeur calculée théoriquement avec la valeur déterminée $\frac{d\Omega}{dt}$ [11].

Si le retard de la marée terrestre diurne est de $1^{\circ}1$ et la dissipation générale de l'énergie de marée correspond à la valeur obtenue par N.N. Pariiskii, la marée terrestre fournit moins du tiers de cette dissipation.

Pour $\frac{dE}{dt} = 3,2 \cdot 10^{19}$ erg/sec (résultat de W. Munk et G. Mac Donald) la marée solide représente environ 30 % de toute l'énergie de dissipation mais pour $\frac{dE}{dt}$ obtenu par H. Jeffreys, environ 55 %.

H. Jeffreys [19] considère qu'il ne se dissipe par les marées terrestres qu'environ 1 % de la dissipation générale de l'énergie de marée. La partie principale de l'énergie se dissipe à son avis [11] dans les mers peu profondes. Tenant compte des endroits où la dissipation est la plus importante dans l'océan il a trouvé $1,1 \cdot 10^{19}$ erg/sec. Dans la mer de Behring elle est environ $3/4$ de cette valeur. Il convient de noter que la valeur de la dissipation de l'énergie est déterminée de façon tout à fait imprécise à cause de la connaissance insuffisante de la répartition des courants de marées dans l'océan. Selon l'avis de H. Jeffreys par exemple cette valeur est obtenue dans la mer de Behring avec une précision de 50 %.

D'après W. Munk et H. Mac Donald [12] on obtient par les observations séismiques $\theta = 0^{\circ}7$ et par la période de Chandler $0^{\circ}3$. Si la dissipation d'énergie dépend de la fréquence alors θ obtenue par les observations des marées doit se trouver entre ces valeurs. Il est intéressant que la valeur préliminaire $\theta = 1^{\circ}1$ obtenue par nous dans ce travail correspond à ce critère.

Un essai de détermination du retard de la marée terrestre de façon purement théorique a été entrepris par M.S. Molodenskii [13]. En considérant la Terre comme un corps de Maxwell il a obtenu les valeurs complexes de δ , h , k et L , dont il a tiré la tangente des angles de déphasage. Le retard obtenu ainsi pour δ est dans les limites de $1^{\circ}4$ à $2^{\circ}7$ en fonction de la loi de variation de la partie complexe de la rigidité μ .

En conclusion, nous rappellerons encore que la discussion donnée ici ne peut être considérée que comme préliminaire. Les résultats des observations obtenues jusqu'à présent sont fortement déformés par les effets indirects et par les erreurs systématiques de différente sorte. Ce n'est qu'après avoir bien tenu compte de toutes les perturbations qu'on pourra obtenir une valeur moyenne de χ qui aurait un caractère planétaire et en tirer des conclusions sur l'influence des marées terrestres dans le ralentissement séculaire de la rotation de la Terre. Pour cela il faut une étude détaillée des instruments, la mise au point de procédés tenant soigneusement compte des effets indirects et aussi l'accumulation ultérieure des observations. Il y a

encore peu d'observations dans le centre des continents par exemple celles comme en Asie Centrale effectuées par l'Institut de Physique de la Terre de l'Académie des Sciences d'URSS. Malheureusement au centre de l'Afrique, en Australie et dans les deux Amériques ces observations ne s'effectuent pas encore, bien qu'elles pourraient donner des indications précieuses.

BIBLIOGRAPHIE

1. KORBA P.S., DITCHKO I.O. DA.N.
Ukraine 1965, 8, 1035 - 1038.
2. DOBROKHOTOV You, S. et autres.
Recherches gravimétriques,
1 Edit. Ac. des Sc. d'URSS. M. 1960, 7-14.
3. DOBROKHOTOV You. S. LISSENKO V.I.
Etude des marées terrestres,
3. Edit. Ac. des Sc. d'URSS, M. 1963, 40-53.
4. DOBROKHOTOV You. S.
Etude des marées terrestres,
3, Edit. Ac. des Sc. d'URSS M. 1963, 54-58
5. PARIISKII N.N. et autres
Etude des marées terrestres,
Edit. Ac. des Sc. d'URSS, M. 1963, 9-39.
6. PARIISKII N.N. et autres
Recherches gravimétriques, 1.
Edit. Ac. des Sc. d'URSS M. 1960, 27-33
7. BARSENKOV S.N. et autres
Etude des marées terrestres,
"Naouka", M, 1964, 3 - 40.
8. VOLKOV V.A.
Etude des marées terrestres.
"Naouka" M, 1964, 71-82
9. PARIISKII N.N.
Nouvelles de l'Ac. des Sc. d'URSS,
série géophys. 1963, 2, 193-215.

10. PARIISKII N.N.
Revue astronomique, 1960, 37, 543-549.
11. JEFFREYS H.
La Terre, son origine, histoire et structure
II M. 1960, 287-327
12. MUNK W. MAC DONALD H.
Rotation de la Terre
"Mir" 1964, 254.
13. MOLODENSKII M.S.
Nouvelles de l'Ac. des Sc. d'URSS,
série géophys. 1963, 10, 1469-1482.
14. PARIISKII N.N.
Tectonophysics,
Amsterdam, 1964, I (5) ; 439-442.
15. MELCHIOR P.
Marées Terrestres
bul. d'inf. 1963, 33, 1010
16. MELCHIOR P.
Ann. Obs. Roy. Belg. 1960, VIII, f. 4, s. g. 53.
17. NAKAGAWA I.
Bull. Prev. Res. Inst. Kyoto Univ. 1962, 53, 2-65.
18. HARRISON J. a.o.
Journal of Geophys. Res. 1963, 68, 1497-1516.
19. JEFFREYS H.
Month. Not. R.A.S. 1957, 117, 585-589.

Traduction.

LA DEPENDANCE DE LA MAREE TERRESTRE DE LA STRUCTURE DU NOYAU DE LA TERRE

R.O. VICENTE

A DEPENDENCIA DA MARE TERRESTRE DA ESTRUTURA DO NUCLEO DA TERRA

R.O. VICENTE

Revista da faculdade de ciências de Lisboa 2.^a Série - A - Vol. IX - Fasc. 1.^o - Págs. 45 a 75

Lisboa - 1962.

1. Constitution interne de la Terre.

Les connaissances actuelles concernant l'intérieur de la Terre, obtenues principalement à partir des observations sismologiques, permettent de considérer la Terre comme constituée de deux régions principales, l'enveloppe et le noyau. Ses dimensions et sa structure ont été l'objet de nombreuses recherches, surtout de la part de Bullen [1], qui ont permis de déterminer les valeurs de la densité et des constantes élastiques dans les différentes couches considérées, définies en fonction des valeurs croissantes de la distance, comptée à partir de la surface jusqu'au centre de la Terre.

L'étude de la structure du noyau présente des difficultés, spécialement les couches situées au voisinage du centre de la Terre et désignées sous le nom du noyau interne, si l'on dénomme noyau externe, les couches plus proches de l'enveloppe.

Les recherches théoriques effectuées au cours de ces dernières années paraissent conduire à la conclusion que la région du noyau interne doit être solide, définition s'appliquant à toute substance pour laquelle le modèle de rigidité $\mu \neq 0$.

Nous devons en tous cas noter que les observations ne sont pas en nombre suffisant pour être statistiquement significatives, de manière à confirmer expérimentalement l'existence d'un noyau interne solide, en procédant actuellement à la compilation de recherches adaptées (communication personnelle du Prof. Bullen).

Dans toutes ces recherches, on considère la Terre comme un sphéroïde de révolution dont le rayon moyen est a ; r étant la distance d'un point quelconque au centre de la Terre, il

convient de définir une variable $\xi = \frac{r}{a}$. Les dimensions adoptées sont les suivantes : pour l'enveloppe $1 \geq \xi \geq 0,5447$, pour le noyau externe $0,5447 \geq \xi \geq 0,1962$ et pour le noyau interne $0,1962 \geq \xi \geq 0$; les valeurs indiquées sont en accord avec les recherches de Bullen.

2. Marée terrestre.

On a perfectionné dernièrement les méthodes d'observation de la marée correspondant à la partie solide de la Terre, sommairement désignée par marée terrestre. En considérant que le potentiel générateur de ces marées est représenté par une fonction sphérique, solide, harmonique d'ordre 2, W_2 , on vérifie que les valeurs correspondant à la marée terrestre peuvent s'exprimer en fonction de trois nombres h , k et l , appelés nombres caractéristiques de la marée terrestre (voir, par exemple, JEFFREYS [2]).

Toute théorie sur la marée terrestre devra être telle qu'on obtienne pour les nombres caractéristiques h , k et l des valeurs en accord avec les résultats des nombreuses observations déjà effectuées. La théorie la plus récente due à Takeuchi [3], considère un modèle compressible de densité et d'élasticité variable, en supposant la Terre constituée d'une enveloppe et d'un noyau. Cette théorie ne considère pas l'existence d'un noyau interne solide, vu que sa réalité a été seulement envisagée récemment.

Nous allons essayer de rechercher dans ce travail l'influence possible que l'existence d'un noyau interne solide apportera pour les valeurs des nombres caractéristiques de la marée terrestre. Comme les valeurs correspondantes à la densité et aux constantes élastiques du noyau interne ne sont pas connues avec suffisamment de précision, il convient de considérer différents modèles, avec des valeurs différentes pour la densité et pour les constantes élastiques. En outre, vu les nombreux calculs numériques à exécuter, nous devons considérer d'abord les modèles plus simples et, ensuite, les modèles plus compliqués, en espérant publier sous peu les résultats de ces recherches.

3. Modèle terrestre utilisé.

Les dimensions adoptées pour les noyaux interne et externe, comme d'ailleurs pour l'enveloppe, sont celles indiquées dans le § 1.

On considère le noyau interne comme solide, ($\mu = 0$) en le supposant élastique et homogène. En fonction de sa densité qui peut avoir différentes valeurs, conformément aux hypothèses adoptées, indiquées par Bullen [1], supposons des modèles dont la densité moyenne soit 14 g/cm^3 ou 18 g/cm^3 ; les connaissances actuelles paraissent indiquer que les valeurs possibles de la densité doivent être comprises entre ces limites. On suppose que le noyau interne est un sphéroïde élastique et homogène, ce qui facilite le traitement analytique, en adaptant les résultats obtenus par Love [4].

On suppose que le noyau externe a un module de rigidité $\mu = 0$, c'est-à-dire qu'on le considère comme un liquide. La distribution interne de la densité ρ sera donnée par l'expression :

$$\rho_0 = 12,284 (1 - 0,64014 \xi^2) \quad (1)$$

en vérifiant que les valeurs obtenues par cette formule sont en accord avec les valeurs indiquées par Bullen [1].

L'enveloppe est supposée solide, la densité et les constantes élastiques étant considérées comme fonctions du rayon de la Terre. Le modèle adopté est le modèle 2 de Takeuchi [3], dans lequel les valeurs utilisées, pour la densité et pour les constantes élastiques, concordent avec les résultats des recherches de Bullen.

On considère un modèle terrestre statique, puisque les périodes propres des vibrations élastiques dans la Terre sont de l'ordre de 1 heure.

4. Fonctions se référant aux changements dans le noyau interne.

Le potentiel générateur étant représenté par une fonction sphérique, solide, harmonique, d'ordre 2, W_2 , le potentiel K, résultant de l'action des corps extérieurs et des changements internes, sera donné par l'expression (Chap. VIII, Love [4]).

$$K = K_2(r) W_2 = A \psi_2(ar) + B \chi_2(\beta r) + C.$$

Vu que nous adopterons comme variable $\xi = \frac{r}{a}$, et pour pouvoir immédiatement appliquer la théorie de l'enveloppe, développée par Takeuchi [3], il conviendra d'écrire cette expression sous la forme suivante :

$$K_2(\xi) = \frac{A}{4 \pi f a^2} \psi_2(\alpha a \xi) + \frac{B}{4 \pi f a^2} \chi_2(\beta a \xi) + \frac{C}{4 \pi f a^2}.$$

Dans ces expressions A, B et C sont des constantes arbitraires à déterminer, f la constante de gravitation universelle, les fonctions $\psi_n(x)$ et $\chi_n(x)$ pouvant être définies par les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} \psi_n(x) &= \left(\frac{1}{x} \frac{d}{dx} \right)^n \frac{\sin x}{x} \\ \chi_n(x) &= \left(\frac{1}{x} \frac{d}{dx} \right)^n \frac{\sinh x}{x} \end{aligned} \quad (1)$$

Les formules de récurrence suivantes sont utiles pour les calculs numériques

$$\begin{aligned} \frac{1}{x} \frac{d \psi_n}{dx} &= \psi_{n+1} = - \frac{(2n+1) \psi_n + \psi_{n-1}}{x^2} \\ \frac{1}{x} \frac{d \chi_n}{dx} &= \chi_{n+1} = - \frac{(2n+1) \chi_n - \chi_{n-1}}{x^2} \end{aligned} \quad (2)$$

On vérifie que les fonctions $\psi_n(x)$ peuvent correspondre aux fonctions de Bessel $J_{n+\frac{1}{2}}(x)$, et les fonctions $\chi_n(x)$ aux fonctions de Bessel, $J_{n+\frac{1}{2}}(ix)$, ou bien soit, aux fonctions de Bessel modifiées $I_{n+\frac{1}{2}}(x)$, avec les coefficients numériques qui conviennent.

Les valeurs de α et β sont obtenues à partir des racines, désignées par α^2 et β^2 , de l'équation de degré 2 :

$$\mu(\lambda + 2\mu)x^2 + \frac{16}{3}\pi f \rho_0^2 \mu x - 6\left(\frac{4}{3}\pi f \rho_0^2\right)^2 = 0 \quad (8)$$

μ et λ étant les coefficients de Lamé, et ρ_0 la densité du noyau interne, considéré comme homogène.

Comme la théorie de la marée terrestre de l'enveloppe est exprimée à l'aide des fonctions

$$F_2(\xi), G_2(\xi), K_2(\xi), F_2'(\xi) = \frac{dF_2(\xi)}{d\xi}, G_2'(\xi) = \frac{dG_2(\xi)}{d\xi}, K_2'(\xi) = \frac{dK_2(\xi)}{d\xi},$$

et les expressions adoptées pour les changements sont du type

$$u_i = F_2(\xi) \frac{\partial W_2}{\partial x_i} + G_2(\xi) x_i W_2 \quad (i=1, 2, 3),$$

il convient d'exprimer aussi les équations du noyau interne avec les mêmes quantités. Dans toutes les expressions suivantes nous faisons abstraction de l'indice 2 parce que le potentiel générateur est toujours une fonction sphérique, solide, harmonique, de l'ordre 2. Nous obtenons :

$$F(\xi) = \frac{A'}{\alpha^2 a^2} \psi_2(\alpha a \xi) + \left[\frac{A'}{2\alpha^2 a^2} - \frac{A}{8\pi f \rho_0 a^2} \right] \psi_1(\alpha a \xi) + \\ + \frac{B'}{\beta^2 a^2} \chi_2(\beta a \xi) - \left[\frac{B'}{2\beta^2 a^2} - \frac{B}{8\pi f \rho_0 a^2} \right] \chi_1(\beta a \xi) + \\ + \frac{3C}{8\pi f \rho_0 a^2}$$

$$G(\xi) = A' \psi_3(\alpha a \xi) + B' \chi_3(\beta a \xi)$$

$$K'(\xi) = \frac{A a \alpha}{4\pi f a^2} \cdot \frac{d\psi_2(\alpha a \xi)}{d(\alpha a \xi)} + \frac{B a \beta}{4\pi f a^2} \cdot \frac{d\chi_2(\beta a \xi)}{d(\beta a \xi)}$$

La tension additionnelle radiale sera donnée par une expression dont la composante suivant l'axe des X est :

$$X_r = T_1 \frac{\partial W_2}{\partial x} + T_2 \frac{x}{r} W_2,$$

On obtient des expressions semblables pour les autres composantes, les expressions de T_1 et T_2 étant les suivantes :

$$\begin{aligned}
 T_1(\xi) &= \mu \left[F'(\xi) + \frac{2}{\xi} F(\xi) + \xi G(\xi) \right] = \\
 &= \frac{\mu A'}{\xi \alpha^2 a^2} \left[\frac{(\alpha a \xi)^2}{2} \psi_2(\alpha a \xi) - 8 \psi_2(\alpha a \xi) - \psi_1(\alpha a \xi) \right] - \\
 &\quad - \frac{\mu A}{4 \pi f \rho_0 a^2 \xi} \left[\frac{(\alpha a \xi)^2}{2} \psi_2(\alpha a \xi) + \psi_1(\alpha a \xi) \right] - \\
 &\quad - \frac{\mu B'}{\xi \beta^2 a^2} \left[\frac{(\beta a \xi)^2}{2} \chi_2(\beta a \xi) + 8 \chi_2(\beta a \xi) - \chi_1(\beta a \xi) \right] + \\
 &\quad + \frac{\mu B}{4 \pi f \rho_0 a^2 \xi} \left[\frac{(\beta a \xi)^2}{2} \chi_2(\beta a \xi) + \chi_1(\beta a \xi) \right] + \frac{2 \mu C'}{\xi a^2} \\
 T_2(\xi) &= \mu \left[\frac{2}{\xi} F'(\xi) + 2 \xi G'(\xi) + 4 G(\xi) \right] + \\
 &+ \lambda \left[\frac{2}{\xi} F'(\xi) + \xi G'(\xi) + 5 G(\xi) \right] = -\mu A' [8 \psi_3(\alpha a \xi) + \\
 &\quad + \psi_2(\alpha a \xi)] - (\lambda + \mu) \frac{a^2 A}{4 \pi f \rho_0} \psi_2(\alpha a \xi) - \mu B' [8 \chi_3(\beta a \xi) - \\
 &\quad - \chi_2(\beta a \xi)] + (\lambda + \mu) \frac{\beta^2 B}{4 \pi f \rho_0} \chi_2(\beta a \xi).
 \end{aligned}$$

Les constantes A' , B' et C' sont déterminées par les expressions suivantes

$$\begin{aligned}
 A' &= \frac{\alpha^2 A}{4 \pi f \rho_0} \left[1 + \frac{8 \pi f \rho_0^2}{3 \mu \alpha^2} \right] \\
 B' &= \frac{\beta^2 B}{4 \pi f \rho_0} \left[1 - \frac{8 \pi f \rho_0^2}{3 \mu \beta^2} \right] \\
 C' &= \frac{3 C}{8 \pi f \rho_0}
 \end{aligned} \tag{4}$$

5. Equations différentielles de la déformation élastique du noyau extérieur.

Comme on considère le noyau externe comme liquide ($\mu = 0$), on simplifie les équations différentielles se référant à la déformation élastique (Takeuchi) [3], Chap. 5 § 3), qui se réduisent aux deux équations suivantes

$$\frac{d^2 K(\xi)}{d\xi^2} + \frac{6}{\xi} \frac{dK(\xi)}{d\xi} + 4\pi f a^2 K(\xi) \frac{\frac{d\rho_0}{d\xi}}{\frac{dV_0}{d\xi}} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{dP_0}{d\xi} U(\xi) + \lambda f(\xi) + 4\pi f a^2 \rho_0 K(\xi) = 0 \quad (2)$$

où $U(\xi)$ représente le déplacement normal, $f(\xi) = \frac{2}{\xi} F'(\xi) + \xi G'(\xi) + 5 G(\xi)$ et ρ_0, P_0 et V_0 désignent respectivement la densité, la pression hydrostatique et le potentiel d'attraction newtonienne au point de coordonnées (x, y, z) dans l'état initial.

En tenant compte de la distribution de densité indiquée dans le § 3 et comme

$$\frac{dV_0}{d\xi} = -1,148 \xi \times 10^{12}$$

l'équation (1) prend la forme suivante

$$\frac{d^2 K(\xi)}{d\xi^2} + \frac{6}{\xi} \frac{dK(\xi)}{d\xi} + (2,158)^2 K(\xi) = 0.$$

Cette équation différentielle d'ordre 2 est un cas particulier de l'équation de BESSEL, la solution générale de cette équation étant donnée par l'expression

$$K(\xi) = \xi^{-\frac{5}{2}} \left[A_0 J_{\frac{5}{2}}(\alpha_1 \xi) + B_0 J_{-\frac{5}{2}}(\alpha_1 \xi) \right] \quad (3)$$

où $\alpha_1 = 2,158$, A_0 et B_0 sont des constantes arbitraires.

Il est intéressant aussi de connaître l'expression de $K'(\xi)$, qui apparaît dans les conditions frontières et on obtient :

$$K'(\xi) = \alpha_1 \xi^{-\frac{5}{2}} \left[-A_0 J_{\frac{7}{2}}(\alpha_1 \xi) + B_0 J_{-\frac{7}{2}}(\alpha_1 \xi) \right]. \quad (4)$$

Comme on suppose que la tension initiale (considérée comme une pression hydrostatique P_0) équilibre le potentiel V_0 dans l'état initial, étant donné

$$\frac{dP_0}{d\xi} = \rho_0 \frac{dV_0}{d\xi}$$

l'équation (2) peut s'écrire

$$\lambda f(\xi) = - \left[\rho_0 \frac{dV_0}{d\xi} U(\xi) + 4\pi f a^2 \rho_0 K(\xi) \right] \quad (5)$$

L'équation, écrite sous cette forme, est utile quand on détermine les conditions aux frontières.

6. Conditions frontières à la surface du noyau interne.

La surface de discontinuité, entre le noyau interne (où $\mu \neq 0$) et le noyau extérieur (dans lequel $\mu = 0$), est située à la distance de $r_i = 1250$ km du centre de la Terre ($\xi_1 = 0,1962$). Les conditions aux frontières se rapportent à la continuité des déformations, de la tension additionnelle et du potentiel additionnel, avec encore une condition relative aux gradients du potentiel additionnel de l'un et l'autre côté de la surface de discontinuité.

En représentant le déplacement normal par

$$U(\xi) = \frac{1}{\xi} [2F(\xi) + \xi^2 G(\xi)]$$

on aura

$$U(\xi_i^+) = U(\xi_i^-) \quad (1)$$

désignant par ξ_i^+ la valeur correspondant au côté extérieur du noyau et par ξ_i^- la valeur du côté intérieur du noyau.

La continuité de la tension additionnelle sera exprimée par les conditions

$$T_1(\xi_i^-) = T_1(\xi_i^+) = 0$$

$$T_2(\xi_i^-) = T_2(\xi_i^+) = [\lambda f(\xi)]_{\xi_i^+}$$

En tenant compte des expressions obtenues pour T_1 et T_2 dans le noyau interne, solide et dans le noyau externe, liquide, nous aurons respectivement

$$\begin{aligned} & \frac{\mu A'}{\xi_i a^2} \left[\frac{(\alpha a \xi_i)^2}{2} \psi_2(\alpha a \xi_i) - 8 \psi_2(\alpha a \xi_i) - \psi_1(\alpha a \xi_i) \right] - \\ & - \frac{\mu A}{4 \pi f \rho_0 a^2 \xi_i} \left[\frac{(\alpha a \xi_i)^2}{2} \psi_2(\alpha a \xi_i) + \psi_1(\alpha a \xi_i) \right] - \\ & - \frac{\mu B'}{\xi_i \beta^2 a^2} \left[\frac{(\beta a \xi_i)^2}{2} \chi_2(\beta a \xi_i) + 8 \chi_2(\beta a \xi_i) - \chi_1(\beta a \xi_i) \right] + \\ & + \frac{\mu B}{4 \pi f \rho_0 a^2 \xi_i} \left[\frac{(\beta a \xi_i)^2}{2} \chi_2(\beta a \xi_i) + \chi_1(\beta a \xi_i) \right] + \frac{2 \mu C}{\xi_i a^2} = 0 \quad (2) \\ & - \mu A' [8 \psi_3(\alpha a \xi_i) + \psi_2(\alpha a \xi_i)] - (\lambda + \mu) \frac{a^2 A}{4 \pi f \rho_0} \psi_2(\alpha a \xi_i) - \\ & - \mu B' [8 \chi_3(\beta a \xi_i) - \chi_2(\beta a \xi_i)] + (\lambda + \mu) \frac{\beta^2 B}{4 \pi f \rho_0} \chi_2(\beta a \xi_i) = \\ & = - \left[\rho_0 \frac{dV_0}{d\xi} U(\xi) + 4 \pi f a^2 \rho_0 K(\xi) \right]_{\xi_i^+} \quad (3) \end{aligned}$$

Les conditions aux limites, correspondant au potentiel additionnel, seront données par

$$K(\xi_i^-) = K(\xi_i^+) \quad (4)$$

$$K'(\xi_i^+) = K'(\xi_i^-) + U(\xi_i^-) [\rho_0(\xi_i^+) - \rho_0(\xi_i^-)] \quad (5)$$

cette dernière condition résulte de ce qu'on a égalé la différence des gradients du potentiel, de l'un et de l'autre côté de la surface du noyau interne, à $(-4\pi f)$ fois la différence des densités superficielles à la surface de discontinuité.

7. Conditions frontières à la surface du noyau externe.

On considère le noyau externe comme un liquide, dans la mesure où : l'on considère que l'enveloppe correspond à un solide élastique, dont les équations différentielles de déformation sont les expressions dans les termes de $F(\xi)$, $G(\xi)$, $K(\xi)$, $F'(\xi)$, $G'(\xi)$ et $K'(\xi)$.

La surface de discontinuité est située à une distance de 3.470 km du centre de la Terre ($\xi_e = 0,5447$), les conditions frontières étant semblables à celles indiquées pour la surface du noyau interne.

Nous aurons ainsi :

$$F(\xi_e^+) = D$$

$$U(\xi_e^+) = U(\xi_e^-) = E$$

D et E étant des constantes arbitraires, à déterminer par les conditions frontières à la surface de la Terre ;

$$G(\xi_e^+) = \frac{\xi_e U(\xi_e^+) - 2F(\xi_e^+)}{\xi_e^2}$$

$$K(\xi_e^+) = K(\xi_e^-)$$

$$K'(\xi_e^+) = K'(\xi_e^-) + U(\xi_e^-) [\rho_0(\xi_e^+) - \rho_0(\xi_e^-)]$$

de même les conditions se référant à la tension additionnelle

$$T_1(\xi_e^+) = T_1(\xi_e^-)$$

$$T_2(\xi_e^+) = T_2(\xi_e^-)$$

ou bien qu'elles soient respectivement

$$\left[\mu F' + \frac{2F}{\xi} + \xi G \right]_{\xi_e^+} = 0$$

$$\left[\lambda \left(\frac{2F'}{\xi} + \xi G' + 5G \right) + \mu \left(\frac{2F'}{\xi} + 2\xi G' + 4G \right) \right]_{\xi_e^+} = [\lambda f(\xi)]_{\xi_e^-}$$

Les valeurs de $K(\xi_e^-)$ et $K'(\xi_e^-)$ sont obtenues à partir des expressions générales, déterminées par ces fonctions dans le § 5, étant données par les formules (3) et (4).

8. Equations différentielles de l'enveloppe.

La théorie de l'enveloppe, développée par Takeuchi ([3], Chap. 3) pour l'étude de la marée terrestre, considère que la densité et les constantes élastiques sont fonctions de la distance au centre de la Terre, en accord avec les recherches de BULLEN, relatives aux valeurs de ces grandeurs à l'intérieur de l'enveloppe.

Les équations différentielles de la déformation élastique de l'enveloppe consistent en un système de trois équations différentielles ordinaires, d'ordre 2, relativement aux variables $F(\xi)$, $G(\xi)$ et $K(\xi)$.

$$\begin{aligned} & \mu \frac{d^2 F}{d\xi^2} + \left[\frac{d\mu}{d\xi} + \frac{2\lambda + 6\mu}{\xi} \right] \frac{dF}{d\xi} + \frac{2}{\xi} \left[\frac{d(P_0 + \mu)}{d\xi} \right] F + \\ & + (\lambda + \mu) \xi \frac{dG}{d\xi} + \left[\xi \frac{d(P_0 + \mu)}{d\xi} + 5\lambda + 7\mu \right] G + 4\pi f a^2 \rho_0 K = 0 \\ & 2(\lambda + \mu) \frac{d^2 F}{d\xi^2} + 2 \left[\frac{d(\lambda + \mu)}{d\xi} - \frac{\lambda + \mu}{\xi} \right] \frac{dF}{d\xi} + \\ & + 2 \left[-\frac{1}{\xi} \frac{dP_0}{d\xi} + \rho_0 \frac{d^2 V_0}{d\xi^2} \right] F + (\lambda + 2\mu) \xi^2 \frac{d^2 G}{d\xi^2} + \\ & + \left[\xi^2 \frac{d(\lambda + 2\mu)}{d\xi} + (6\lambda + 14\mu) \xi \right] \frac{dG}{d\xi} + \\ & + \left[\xi^2 \rho_0 \frac{d^2 V_0}{d\xi^2} + \xi \frac{d(5\lambda + 4\mu - 4P_0)}{d\xi} \right] G + 4\pi f a^2 \rho_0 \xi \frac{dK}{d\xi} = 0 \\ & \frac{d^2 K}{d\xi^2} + \frac{6}{\xi} \frac{dK}{d\xi} - \frac{2\rho_0}{\xi} \frac{dF}{d\xi} - \frac{2}{\xi} \frac{d\rho_0}{d\xi} F - \rho_0 \xi \frac{dG}{d\xi} - \\ & - \left(\xi \frac{d\rho_0}{d\xi} + 5\rho_0 \right) G = 0. \end{aligned}$$

Parmi les différents modèles calculés par Takeuchi, celui qui se rapproche le plus des résultats, obtenus à partir des observations sismologiques, est le modèle 2, que nous adopterons dans nos calculs.

L'intégration du système des équations différentielles indiqué, est faite par des méthodes numériques, et le résultat obtenu est exprimé sous la forme matricielle $Y(\xi) = [F'(\xi), G'(\xi), K'(\xi), F(\xi), G(\xi), K(\xi)]$, représenté par la matrice suivante.

$$[Y]_{\xi=1} = \begin{bmatrix} -2,5905 & -0,63176 & -0,018045 & 6,4993 & -5,8115 & -0,41494 \\ 4,1475 & 0,75863 & -0,017772 & -3,3958 & 6,5610 & 0,13189 \\ 1,5035 & 0,27430 & 0,0079880 & -1,1582 & 2,4688 & -0,088505 \\ -0,31632 & -0,10078 & -0,0017902 & 1,8066 & -0,94353 & -0,056012 \\ 1,1211 & 0,23543 & -0,0042113 & -0,74924 & 2,2353 & 0,038850 \\ 0,53725 & 0,093253 & 0,10001 & -0,36011 & 0,84038 & 0,98620 \end{bmatrix} [Y]_{\xi} = 0,5447 +$$

9. Conditions frontières à la surface de l'enveloppe.

Les conditions frontières sont simplifiées à la surface de la Terre, en les réduisant à l'annulation de la tension additionnelle et à une condition à laquelle doit satisfaire le potentiel additionnel.

De cette manière, on obtient :

$$T_1(1) = F'(1) + 2 F(1) + G(1) = 0 \quad (1)$$

$$T_2(1) = \lambda(1)[2 F'(1) + G'(1) + 5 G(1)] + \mu(1)[2 F'(1) + 2 G'(1) + 4 G(1)] = 0. \quad (2)$$

Comme le potentiel dû à la déformation de la Terre est donné par les expressions

$$\begin{aligned} [K(r)-1]W_2 & \quad \text{par } r \leq a \\ [K(a)-1]\left(\frac{a}{r}\right)^5 W_2 & \quad \text{par } r > a, \end{aligned}$$

la condition, qu'on doit vérifier à la surface de l'enveloppe, correspond à évaluer la différence des gradients du potentiel, d'un côté et de l'autre de la surface de l'enveloppe, à $(-4 \pi f)$ fois la densité superficielle, c'est-à-dire

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial r} [(K(a)-1)\left(\frac{a}{r}\right)^5 W_2] \right\}_{r=a+} - \left\{ \frac{\partial}{\partial r} [(K(r)-1) W_2] \right\}_{r=a-} = -4 \pi f \rho_0(a) U(a) W_2$$

comme $\xi = \frac{r}{a}$, $K(\xi) = \frac{K(r)}{4 \pi f a^2}$ et $U(r) = a U(\xi)$, on obtient finalement

$$K'(1) + 5 K(1) - \rho_0(1) U(1) = \frac{5}{4 \pi f a^2}. \quad (3)$$

Les équations (1), (2) et (3) nous permettent de déterminer les valeurs des constantes arbitraires qui apparaissent dans la solution correspondante à l'enveloppe.

10. Nombres caractéristiques de la marée terrestre

Les résultats obtenus consistent à déterminer quelles sont les valeurs que l'on obtient pour les nombres caractéristiques h , k et l , en considérant les effets possibles de l'existence d'un noyau interne solide.

Il convient pour ceci d'écrire les expressions analytiques qui nous permettront de déterminer les valeurs de h , k et l , en utilisant la théorie de la marée terrestre décrite dans les paragraphes antérieurs. Pour ceci, nous considérerons un système de coordonnées sphériques (r, θ, λ) ayant son origine au centre de la Terre, r étant le rayon vecteur, θ la colatitude et λ la longitude. Supposons un vecteur \vec{U} tel que ses composantes soient U_r , U_θ et U_λ dans ce système de coordonnées ; la composante radiale U_r a déjà été calculée dans le § 6, en vérifiant que

$$U_r(\xi) = \frac{1}{\xi} [2 F(\xi) + \xi^2 G(\xi)]$$

où

$$U_r(r) = a U_r(\xi) W_2$$

les déplacements horizontaux étant donnés par

$$U_\theta(r) = \frac{1}{r} F(r) \frac{\partial W_2}{\partial \theta}$$

$$U_\lambda(r) = \frac{1}{r} F(r) \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial W_2}{\partial \lambda}$$

Dans le cas de la surface externe de la Terre, $r = a$ et en introduisant la valeur de la gravité à la surface $g = \frac{4}{3} \pi f a \bar{\rho}$ (la densité moyenne terrestre étant $\bar{\rho} = 5,53 \text{ g/cm}^3$), on obtient

$$\begin{aligned} U_r(a) &= a U_r(1) W_2 \\ &= a \frac{h'}{4 \pi f a^2} W_2 = \frac{h'}{0,5425 g} W_2 = \frac{h}{g} W_2. \end{aligned} \quad (1)$$

en posant

$$U_r(1) = \frac{h'}{4 \pi f a^2} e \frac{h'}{0,5425} = h,$$

$$\begin{aligned} U_\theta(a) &= \frac{1}{a} F(a) \frac{\partial W_2}{\partial \theta} = \frac{1}{a} a^2 F(1) \frac{\partial W_2}{\partial \theta} \\ &= \frac{l'}{4 \pi f a} \frac{\partial W_2}{\partial \theta} = \frac{l'}{0,5425 g} \frac{\partial W_2}{\partial \theta} = \frac{l}{g} \frac{\partial W_2}{\partial \theta} \end{aligned} \quad (2)$$

en posant

$$F(1) = \frac{l'}{4 \pi f a^2} e \frac{l'}{0,5425} = l.$$

La variation du potentiel K_a , due à la déformation de la Terre en fonction du potentiel de la marée terrestre W_2 , sera donnée par l'expression

$$\begin{aligned} K_a &= K(a) W_2 - W_2 \\ &= [4 \pi f a^2 K(1) - 1] W_2 = (k' - 1) W_2 = k W_2 \end{aligned} \quad (3)$$

en posant

$$K(1) = \frac{k'}{4 \pi f a^2} e \quad k' - 1 = k.$$

Les expressions (1) à (3) seront utilisées dans le calcul des valeurs numériques des nombres caractéristiques h , k et l .

11. Valeurs numériques adoptées.

La théorie adoptée pour l'enveloppe, indiquée dans le § 8, a conduit aux valeurs numériques qui sont groupées sous la forme d'une matrice à la fin du paragraphe référé. On suppose le noyau externe tel que $\mu = 0$, la densité étant donnée par la formule (1) du paragraphe 3, en ayant indiqué dans le § 5 les équations se référant à la déformation élastique de ce noyau.

En accord avec les indications exposées dans le § 3, nous allons considérer diverses valeurs numériques pour ρ , μ et λ dans le noyau interne, et qui soient en accord avec les informations actuelles concernant les valeurs de ces grandeurs.

Les modèles considérés pour le noyau interne, homogène et élastique, ont été les suivantes (on emploie les unités CGS)

Table 1.

Modelo	ρ	λ	μ
I	14	11×10^{12}	10^{11}
II	»	»	10^{12}
III	»	»	10^{11}
IV	»	10^{15}	10^{12}
V	18	11×10^{12}	10^{14}

Preuve des calculs pour le modèle II.

Comme les autres valeurs indiquées pour ρ , λ et μ , l'équation (3) du § 4 possède l'aspect suivant

$$13 \times 10^{24} x^2 + 219,04 \times 10^6 x - 17993 \times 10^{-12} = 0$$

les racines étant

$$-x^2 = -46,57 \times 10^{-18} \text{ e } \beta^2 = 29,72 \times 10^{-18}.$$

Les valeurs constantes A' , B' et C' , données par les équations (4) du § 4, sont

$$A' = 0,1330 \times 10^{-10}$$

$$B' = -0,06801 \times 10^{-10}$$

$$C' = 0,001278 \times 10^8.$$

En considérant que $a a \xi_1 = 0,8530$ et $\beta a \xi_1 = 0,6815$, les valeurs des fonctions $\psi_n(a a \xi_1)$ et $\chi_n(\beta a \xi_1)$ qui interviennent dans les calculs numériques de $F(\xi_i)$, $G(\xi_i)$, $K(\xi_i)$, $K'(\xi_i)$, $T_1(\xi_i)$ et $T_2(\xi_i)$, sont

$\psi_0 = 0,8831$	$\chi_0 = 1,079$
$\psi_1 = -0,3097$	$\chi_1 = 0,3491$
$\psi_2 = 0,06327$	$\chi_2 = 0,06888$
$\psi_3 = -0,009116$	$\chi_3 = 0,01009$
$\psi_2' = -0,007776$	$\chi_2' = 0,006877$

Ces valeurs ont été calculées à partir des expressions (1) et (2) du § 4, les expressions correspondantes des fonctions de Bessel ayant aussi été utilisées comme vérification des calculs exécutés. En outre, quelques unes de ces valeurs ont été calculées avec la machine électronique "ZEBRA", fournissant des résultats concordants.

A partir de ces valeurs, on calculera les fonctions

$$F(\xi_i) = -0,03195 \frac{A}{10^{12}} + 0,09624 \frac{B}{10^{12}} + 0,3150 \frac{C}{10^{12}}$$

$$G(\xi_i) = -0,1213 \frac{A}{10^{12}} - 0,06863 \frac{B}{10^{12}}$$

$$K(\xi_i) = 0,1860 \frac{A}{10^{12}} + 0,2025 \frac{B}{10^{12}} + 2,940 \frac{C}{10^{12}}$$

$$K'(\xi_i) = -0,09939 \frac{A}{10^{12}} + 0,07021 \frac{B}{10^{12}}$$

$$T_1(\xi_i) = -0,3153 A + 1,017 B + 3,211 C$$

$$T_2(\xi_i) = -2,884 A + 2,174 B.$$

Les valeurs numériques des fonctions $K(\xi)$, $K'(\xi)$ et $\lambda f(\xi)$, se référant au noyau externe, sont calculées pour $\xi = \xi_i$ (surface du noyau interne) et pour $\xi = \xi_e$ (surface du noyau externe). Elles sont déterminées par les expressions (3) à (5) du § 5 lesquelles contiennent le calcul des fonctions de Bessel $J_{\frac{5}{2}}(\alpha_1 \xi)$, $J_{\frac{5}{2}}(\alpha_1 \xi)$, $J_{\frac{7}{2}}(\alpha_1 \xi)$ et $J_{\frac{7}{2}}(\alpha_1 \xi)$ pour $\alpha_1 \xi_i = 0,4285$ et $\alpha_1 \xi_e = 1,1757$

$$K(\xi_i) = 0,3592 A_e + 1240 B_e$$

$$K'(\xi_i) = -0,04167 A_e - 31988 B_e$$

$$\lambda f(\xi_i) = 0,9433 A - 2,612 B - 8,668 C - \\ -1,464 \times 10^{12} A_e - 5052 \times 10^{12} B_e$$

$$K(\xi_e) = 0,3294 A_e + 9,427 B_e$$

$$K'(\xi_e) = -0,1221 A_e - 77,46 B_e$$

$$\lambda f(\xi_e) = 6,224 \times 10^{12} E - 1,115 \times 10^{12} A_e - 31,90 \times 10^{12} B_e.$$

Les conditions frontières à la surface du noyau interne sont données par les expressions (1) à (5) du § 6. On a obtenu les valeurs numériques suivantes :

$$-0,3153 \frac{A}{10^{12}} + 1,017 \frac{B}{10^{12}} + 3,211 \frac{C}{10^{12}} = 0$$

$$-1,941 \frac{A}{10^{12}} - 0,4879 \frac{B}{10^{12}} - 8,668 \frac{C}{10^{12}} = -1,464 A_e - 5052 B_e$$

$$0,1860 \frac{A}{10^{12}} + 0,2025 \frac{B}{10^{12}} + 2,940 \frac{C}{10^{12}} = 0,3592 A_e + 1240 B_e$$

$$0,6064 \frac{A}{10^{12}} - 1,884 \frac{B}{10^{12}} - 6,486 \frac{C}{10^{12}} = -0,04167 A_e - 31988 B_e$$

Ces conditions frontières constituent un système de 4 équations à 4 inconnues, nous permettant de déterminer les valeurs des constantes arbitraires A, B, C et B₀. La résolution de ce système conduit aux valeurs suivantes

$$\frac{A}{10^{12}} = 0,3995 A_0$$

$$\frac{B}{10^{12}} = 0,5935 A_0$$

$$\frac{C}{10^{12}} = 0,07327 A_0$$

$$B_0 = 0,00004094 A_0$$

Les conditions frontières à la surface du noyau externe, indiquées au § 7, permettent de calculer les valeurs de

$$F'(\xi_0^+) = -E$$

$$G'(\xi_0^+) = 41,08 D - 5,245 E - 0,1957 A_0$$

$$K'(\xi_0^+) = -4,42 E - 0,1253 A_0$$

$$F(\xi_0^+) = D$$

$$G(\xi_0^+) = -6,740 D + 1,836 E$$

$$K(\xi_0^+) = 0,3298 A_0$$

qu'on peut écrire sous la forme matricielle suivante (où les colonnes correspondent respectivement aux coefficients de D, E et A₀) :

$$[Y]_{0,3447^+} = \begin{bmatrix} 0 & -1 & 0 \\ 41,08 & -5,245 & -0,1957 \\ 0 & -4,42 & -0,1253 \\ 1 & 0 & 0 \\ -6,740 & 1,836 & 0 \\ 0 & 0 & 0,3298 \end{bmatrix}$$

L'intégration numérique des équations différentielles se référant à l'enveloppe a permis d'écrire le résultat sous la forme d'une matrice, indiquée à la fin du § 8. En effectuant la multiplication de cette matrice par la matrice écrite ci-dessus, on obtient

$$[Y]_1 = \begin{bmatrix} 19,71 & -4,684 & -0,01096 \\ -16,45 & 3,996 & -0,1027 \\ -6,529 & 1,555 & -0,08387 \\ 4,026 & -0,8793 & 0,001473 \\ -6,143 & 1,766 & -0,03273 \\ -2,195 & 0,07432 & 0,2945 \end{bmatrix} \quad (1)$$

Nous aurons maintenant à considérer les conditions frontières à la surface de la Terre, données par les équations (1) à (3) du § 9.

En tenant compte des valeurs indiquées par la matrice (1) et comme

$$\lambda(1) = 0,68 \times 10^{12} \text{ CGS } \quad \mu(1) = 0,6 \times 10^{12} \text{ CGS } \quad \rho_0(1) = 3,0 \text{ g/cm}^3,$$

elles prennent l'aspect suivant

$$\begin{aligned} 21,622 D - 4,676 E - 0,0407 A_e &= 0 \\ -16,087 D + 5,764 E - 0,4110 A_e &= 0 \\ 41,647 D - 12,13 E + 1,3556 A_e &= \frac{5}{4 \pi f a^2}. \end{aligned}$$

Nous obtenons ainsi un système de 3 équations à 3 inconnues qui nous permet de déterminer les valeurs de D, E et A_e suivantes

$$D = \frac{0,2625}{4 \pi f a^2} \quad E = \frac{1,1614}{4 \pi f a^2} \quad A_e = \frac{6,012}{4 \pi f a^2}.$$

Il reste encore à obtenir les valeurs des nombres caractéristiques h, k et l de la marée terrestre afin de compléter les calculs. Ces valeurs sont déterminées par les expressions (1) à (3) du § 10, à partir du calcul de $U_r(1)$, F(1) et K(1). La matrice (1) permet d'obtenir les expressions numériques de $U_r(1)$ et K(1), en introduisant les valeurs de D, E et A_e indiquées ci-dessus

$$F(1) = \frac{0,04456}{4 \pi f a^2} \quad K(1) = \frac{1,281}{4 \pi f a^2} \quad U_r(1) = \frac{0,3308}{4 \pi f a^2}$$

et finalement

$$\begin{aligned} U_r(a) &= \frac{0,3308}{0,5425 g} W_2 = \frac{0,610}{g} W_2 & h &= 0,610 \\ U_\theta(a) &= \frac{0,04456}{0,5425 g} \frac{\partial W_2}{\partial \theta} = \frac{0,0821}{g} \frac{\partial W_2}{\partial \theta} & l &= 0,0821 \\ K_d &= (1,281 - 1) W_2 = 0,281 W_2 & k &= 0,281 \end{aligned}$$

13. Résultats obtenus

Le processus utilisé, dans le calcul numérique des différents modèles, a été donné en exemple dans le paragraphe antérieur pour le modèle II. Procédant de manière analogue, en utilisant les valeurs numériques indiquées dans le § 11 pour les autres modèles, on a obtenu les

résultats indiqués ci-après (où sont contenues les valeurs se référant au modèle II pour qu'on puisse comparer, avec le plus de facilité, tous les résultats obtenus).

On trouve dans le Tableau 2, les valeurs des fonctions, se référant à la surface du noyau interne.

Les valeurs obtenues montrent que pour les modèles I, II et III (dans lesquels ρ et λ sont égaux, car il y a seulement une différence dans la valeur adoptée pour μ) existent seules des variations appréciables de ces fonctions dans le cas du modèle III, en vertu de la valeur élevée adoptée pour le modèle de rigidité.

La comparaison des modèles II et IV, qui diffèrent seulement dans les valeurs utilisées pour λ , montre que ces fonctions ont toujours le même signe, représentant le potentiel, de même que son gradient, valeurs de même ordre de grandeur, à mesure que les valeurs correspondantes aux tensions T_1 et T_2 ont des différences appréciables.

Les modèles III et V, qui diffèrent seulement dans les valeurs adoptées pour la densité, permettent de vérifier que, malgré que ces fonctions aient toujours les mêmes signes, il existe des différences appréciables dans les valeurs des tensions à mesure que les valeurs du potentiel présentent de petites variations ; les différences de densité se remarquent dans les valeurs du gradient du potentiel.

La résolution du système d'équations algébriques, formée à partir des conditions frontières à la surface du noyau interne, permet d'obtenir les valeurs suivantes :

Table 2

		Modèles				
		I	II	III	IV	V
$\frac{F(\xi_i)}{10^{12}}$	A	-0,1167	-0,03195	0,002841	-0,5069	0,0001747
	B	0,2579	0,09624	0,002428	0,5767	0,04316
	C	0,3150	0,3150	0,3150	0,3150	0,2450
$\frac{G(\xi_i)}{10^{12}}$	A	-0,8864	-0,1213	-0,4433	-0,6017	-0,08009
	B	-0,8766	-0,06863	7,022	-0,2654	0,07880
$\frac{K(\xi_i)}{10^{12}}$	A	0,1678	0,1860	0,2238	0,1972	0,2018
	B	0,2231	0,2025	0,9328	0,1962	0,2069
	C	2,940	2,940	2,940	2,940	2,940
$\frac{K'(\xi_i)}{10^{12}}$	A	-0,2706	-0,09939	-0,7188	-0,06312	-0,1670
	B	0,2890	0,07021	-18,78	0,02857	-0,2709
$T_1(\xi_i)$	A	-0,1014	-0,3153	-14,43	-5,341	-2,885
	B	0,2979	1,017	278,3	5,835	47,47
	C	0,3211	3,211	321,1	3,211	249,7
$T_2(\xi_i)$	A	-7,280	-2,884	3,517	-20,71	0,6075
	B	8,490	2,174	-56,17	25,03	-0,6300

Table 3

Modèle	$\frac{A}{10^{12}}$	$\frac{B}{10^{12}}$	$\frac{C}{10^{12}}$	$10^5 B_0$
I	0,02227 A_0	-0,1357 A_0	0,1329 A_0	0,4099 A_0
II	0,3996 »	0,5935 »	0,07327 »	4,094 »
III	2,518 »	0,2020 »	-0,06192 »	17,00 »
IV	0,07293 »	0,002521 »	0,1167 »	-0,08825 »
V	-7,868 »	-5,950 »	1,040 »	-9,662 »

Ces résultats montrent les variations appréciables obtenues pour les valeurs de ces constantes lorsque, tant la densité que les constantes élastiques, ont des valeurs différentes. Ainsi, par exemple, les modèles I à III, qui diffèrent seulement dans les valeurs adoptées pour le module de rigidité, conduisent à des résultats différents. De même, les modèles III et V permettent de vérifier les modifications dans les valeurs de A, B et C, dans le cas où la densité du noyau interne varie de 4 g/cm³.

Les conditions frontières à la surface de la Terre nous permettent de déterminer les valeurs des constantes arbitraires D, E et A_0 . On réunit les valeurs obtenues dans le tableau 4 :

Table 4

Modèle	$4 \pi f a^2 D$	$4 \pi f a^2 E$	$4 \pi f a^2 A_0$
I	0,2625	1,1612	6,0126
II	0,2625	1,1614	6,0125
III	0,2628	1,1628	6,0135
IV	0,2625	1,1612	6,0126
V	0,2622	1,1599	6,0112

L'analyse de ces valeurs montre que les modèles I et II fournissent des résultats pratiquement identiques, et c'est seulement lorsque le module de rigidité varie de 10^3 (entre les modèles I et III) qu'apparaissent de légères variations dans les valeurs des constantes. En comparant les résultats obtenus pour les modèles II et IV (différant dans la valeur adoptée pour λ), on vérifie qu'ils sont pratiquement identiques. L'influence de la densité est confirmée par la comparaison des valeurs se référant aux modèles III et V.

Les nombres caractéristiques de la marée terrestre, pour les différents modèles employés, ont les valeurs suivantes :

Table 5

Modèle	h	k	l
I	0,6097	0,2309	0,08216
II	0,6098	0,2311	0,08214
III	0,6108	0,2306	0,08190
IV	0,6097	0,2309	0,08216
V	0,6091	0,2304	0,08210

Les affirmations faites à propos des valeurs des constantes D, E et A_e s'appliquent aux valeurs données dans le Tableau 5. En effet, on vérifie que seulement dans les cas où le modèle de rigidité varie suffisamment, de petites variations apparaissent dans les valeurs de h, k et l. La considération de modèles où le module λ a différentes valeurs montre que celui-ci n'affecte pas les valeurs obtenues pour les nombres caractéristiques. La variation de densité (indiquée par III et V) provoque de petites différences dans les valeurs de h, k et l.

14. Conclusions.

Les calculs effectués, se référant aux différents modèles dans lesquels la densité et les constantes élastiques du noyau interne ont des valeurs différentes, permettent de tirer des conclusions variées à propos de l'influence que les paramètres considérés (ρ , λ et μ) ont dans les valeurs des nombres caractéristiques de la marée terrestre. En premier lieu, nous devons distinguer les résultats obtenus, pour les différentes fonctions calculées, soit à la surface de la Terre soit à la surface du noyau interne en fonction des différentes valeurs que l'on admet pour (ρ , λ et μ dans le noyau interne.

Les nombres donnés dans les Tableaux 2 et 3 montrent que la considération des différentes valeurs, pour n'importe quel paramètre considéré (ρ , λ et μ) impliquent des variations appréciables dans les grandeurs qui définissent le mouvement élastique du noyau interne. Cependant, lorsque l'on analyse les résultats obtenus pour la surface du noyau externe, on vérifie que les altérations expérimentales par le noyau interne ne se reflètent pas à la surface du noyau externe, de légères modifications apparaissant seulement dans les limites qui dépendent du potentiel additionnel.

Les résultats obtenus, se référant à la surface de la Terre, exprimés par les données des Tableaux 4 et 5, permettent d'arriver à la conclusion que la considération de modèles du noyau interne si différents, n'affecte pas sensiblement les valeurs des nombres caractéristiques de la marée terrestre. En effet, on vérifie que les modèles, correspondants aux valeurs des paramètres suffisamment différentes de celles admises à partir des données sismologiques, conduisent aux valeurs de h, k et l qui ne s'écartent pas beaucoup du modèle II, comme le sont les modèles III (relatif à μ), IV (relatif à λ) et V (se référant à la densité).

Le modèle V est celui qui correspond aux plus grandes valeurs tant de la densité que du modèle de rigidité. La valeur adoptée pour la densité correspond à une valeur maximale possible, dans le noyau interne, à mesure que le module de rigidité est suffisamment supérieur aux valeurs qu'on suppose qui prévalent à proximité du centre de la Terre.

En outre, les nombres caractéristiques de la marée terrestre ne présentent pas de grandes variations comparés aux autres modèles.

Le modèle II a des valeurs de ρ , λ et μ en accord avec les résultats déduits à partir des observations sismologiques, vérifiant que les valeurs déterminées pour h, k et l sont identiques non seulement aux valeurs obtenues par les observations expérimentales de ces nombres, à la surface de la Terre, mais encore aux valeurs calculées à partir des modèles terrestres où l'on ne considère pas l'existence d'un noyau interne solide.

La conclusion ainsi obtenue est acceptable en vertu de ce que les dimensions du noyau interne sont relativement faibles par rapport aux dimensions de la Terre, car il a un petit volume.

En outre, nous devons noter que l'existence d'un noyau externe, liquide, atténue encore les effets possibles du noyau interne, solide, dans les valeurs de la marée terrestre à la surface de la Terre, comme nous l'avons vérifié par les valeurs calculées.

BIBLIOGRAPHIE

1. BULLEN, K.E.
An introduction to the theory of seismology,
2nd edition, Camb. Univ. Press (1953).
2. JEFFREYS, H.
The Earth,
4th edition, Camb. Univ. Press (1959).
3. TAKEUCHI, H.
Journal Fac. Science,
Univ, Tokyo, Section 11, vol. 7, part 11 (1951).
4. LOVE, A.E.H.
Some problems of geodynamics,
Camb Univ. Press (1911).

Traduction

OBSERVATIONS DES VARIATIONS DE MAREES DE LA FORCE DE PESANTEUR A TALGAR I
EN 1963 - 1964

S.N. Barsenkov, V.A. Volkov, M.V. Kouznetsov, N.N. Pariiskii

Méthode de mesure des marées terrestres et des déformations lentes de la surface de la Terre
Acad. Sc. URSS, Inst. Phys. Terr. Schmidt - Moscou pp. 3-25, 1970.

НАБЛЮДЕНИЯ ПРИЛИВНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ
В ТАЛГАРЕ I В 1963 - 1964 гг.

С.Н. Барсенков, В.А. Волков, М.В. Кузнецов, Н.Н. Парийский.

Методика измерения земных приливов и медленных
деформаций земной поверхности.

А.Н. СССР. Инст. Физики Земли Шмидта Москва Стр. 3-25 1970.

Les observations des variations de marées de la force de pesanteur à Talgar (à 25 Km à l'est de Alma-Ata) ont commencé le 14 novembre 1961. La description du point d'observations, les méthodes et les résultats de la réduction de la 1^{ère} série de 19 mois d'observations par les gravimètres GS-11 N° 126 et 134 ont été publiés précédemment [1, 2].

Nous donnons ici les résultats d'une série annuelle d'observations par le gravimètre GS-11 N° 126, effectuées au même point et selon la même méthode que précédemment [1], du 4 août 1963 au 24 mars 1964 (234 jours) et du 5 avril 1964 au 3 août 1964 (121 jours) lorsque les observations ont été interrompues à cause du transfert de la station gravimétrique dans un nouvel endroit (Talgar II).

Le nombre de jours d'observations soumises à l'analyse harmonique était égal à 355 soit 8520 valeurs horaires des ordonnées d'enregistrement. Le gravimètre GS-11 N° 134 a fonctionné pendant cette période avec de grandes interruptions les résultats obtenus étaient troublés et nous ne les donnerons pas.

On a introduit dans les ordonnées horaires relevées des enregistrements des corrections à la non-linéarité de l'échelle du galvanomètre. Pour cela on a effectué sur toute la durée de l'enregistrement cinq déterminations de la non-linéarité de l'échelle du galvanomètre : 16 juillet et 21 octobre 1963 ; 29 janvier, 15 mai, 3 août 1964. Les graphiques des corrections calculés d'après ces déterminations de la non-linéarité sont donnés à la figure 1.

Les corrections pour chaque détermination de non-linéarité ont été ramenées à son échelle linéaire à l'inverse de la réduction des observations de Frounze [3] et des premières observations de Talgar [1, 2] où on a pris une échelle linéaire unique pour toutes les déterminations de non-linéarité.

Les corrections de non-linéarité de l'échelle du galvanomètre relevées des deux courbes successives ont été moyennées et introduites dans les ordonnées mesurées pour les intervalles de temps entre ces déterminations. Lors du passage d'une échelle de corrections de non-linéarité à la suivante, les divergences n'ont pas dépassé 1 mm (il y avait en tout trois de ces ordonnées).

Les coefficients d'étalonnage K ont été calculés par le procédé de 49 heures de B.P.Pertsev [4] en tenant compte des corrections de non-linéarité de la dérive [5].

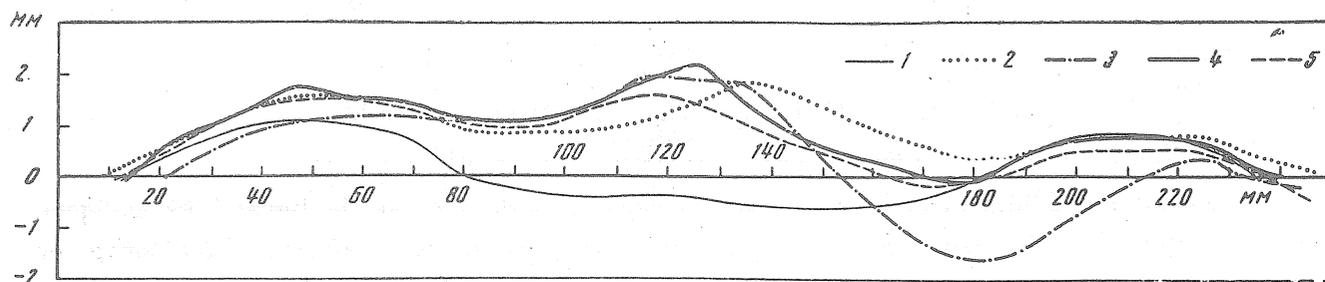


Fig. 1. Graphiques des corrections de la non-linéarité du Galvanomètre.

1 - 16 juillet 1963 ; 2 - 21 octobre 1963 ; 3 - 29 janvier 1964 ; 4 - 15 mai 1964 ;
5 - 3 août 1964.

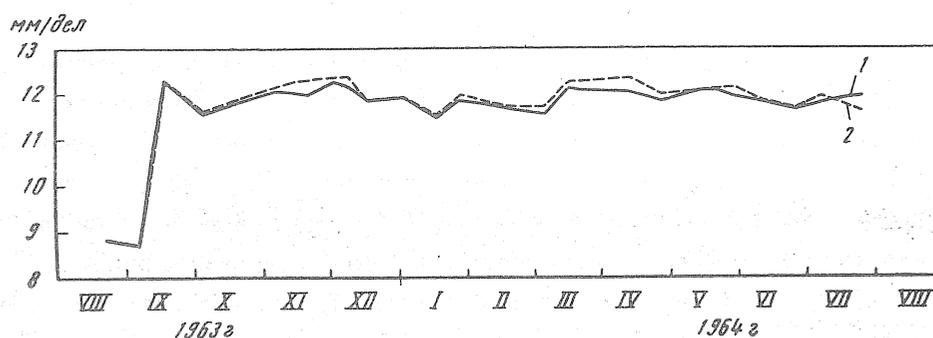


Fig. 2. Allure dans le temps du coefficient d'étalonnage \bar{K} en tenant compte de la non-linéarité de la dérive (1) et sans en tenir compte (2).

Table 1

Coefficients d'étalonnage - Gravimètre N° 126

Date	K en tenant compte du glissement	K sans tenir compte du glissement	Date	K en tenant compte du glissement	K sans tenir compte du glissement
<i>1963 :</i>					
21.VIII	8,88	8,89	20.II	11,73	11,77
6.IX	8,72	8,75	5.III	11,62	11,78
18	12,35	12,35	15	12,18	12,29
4.X	11,61	11,64	11.IV	12,14	12,36
24	11,94	11,99	25	11,87	12,02
10.XI	12,14	12,23	19.V	12,17	12,18
21	12,02	12,02	30	11,95	12,12
1.XII	12,34	12,42	9.VI	11,85	11,91
9	12,23	12,40	25	11,71	11,73
17	11,91	11,90	5.VII	11,87	11,97
<i>1964</i>					
3.I	11,98	11,98	22	12,00	11,68
17	11,54	11,57	4.VIII	11,85	11,87
28	11,91	12,00	Valeur moyenne du coefficient	11,95	12,01

Les valeurs d'étalonnage K sont données dans la table 1 et sur la figure 2 est indiquée leur évolution dans le temps. La ligne continue donne l'allure du coefficient d'étalonnage en tenant compte de la non-linéarité de la dérive ; et le pointillé donne la même chose sans tenir compte de cette correction.

Les écarts maxima du coefficient d'étalonnage en fonction de la moyenne ont atteint pour la période du 18 septembre 1963 au 4 août 1964 (pour 10,5 mois) + 3,4 et - 3,3 %. Pour la période observée, les coefficients d'étalonnage K ont été déterminés 25 fois.

Sur toute la durée de l'enregistrement il y a eu 95 écarts ou sauts et parmi eux, 52 sont "systématiques" c'est-à-dire effectués pour déterminer les coefficients d'étalonnage K. L'élimination de ces écarts et sauts a été effectuée comme dans les travaux précédents [Tashkent, Frounze et Talgar (1, 3, 6)]. Avant l'analyse harmonique, toutes les ordonnées ont été converties en microgals selon la méthode décrite dans le travail [3]. Les paraboles pour la conversion des ordonnées en microgals ont été construites d'après les coefficients interpolés K. Pour déterminer la valeur de la division du micromètre on a effectué le 11 août 1964, un étalonnage du gravimètre par la méthode de roulement des billes donnant :

$$a = 0,07252 \pm 0,00002 \text{ mgl./div.}$$

Avant le début des observations on a obtenu les valeurs suivantes [1] :

1. Par la bille, le 30 mai 1963

$$a = 0,07265 = 0,00002 \text{ mgl./div.}$$

2. D'après un levé terrain, le 29 mai 1963

$$a = 0,7252 \pm 0,00015 \text{ mgl/div.}$$

Lors de la conversion des ordonnées en microgals on a pris :

$$a_{\text{moy}} = 0,07256 \text{ mgal/div.}$$

L'analyse harmonique a été effectuée d'après le procédé de B.P. Pertsev [7] par la méthode glissante [1] avec déplacement du jour central d'un jour. On a éliminé préalablement la dérive. Les valeurs δ et $\Delta\phi$ pour les cinq ondes principales (M_2 , S_2 , N_2 , K_1 et O_1) ont été calculées pour les époques 11,5 TU chaque jour du 19 août 1963 au 9 mars 1964 (première série ininterrompue) et du 20 avril au 19 juillet 1964 (seconde série ininterrompue).

On a ainsi effectué au total 295 analyses. Les résultats δ et $\Delta\phi$ sont donnés dans les tables 2 et 3. Le signe moins correspond à un retard de l'onde de marée observée.

Nous indiquons sur la figure 3 les variations de δ dans le temps pour quatre ondes de marées principales et sur la figure 4 les variations dans le temps de $\Delta\phi$ pour ces mêmes ondes. Comme nous le constatons par la figure 3 la valeur δ pour l'onde M_2 a à peu près une allure périodique avec une période d'environ 8 heures. C'est pourquoi les valeurs δ pour cette onde ont été soumises à une moyenne glissante de 8 heures.

Le graphique lissé de la valeur δ pour l'onde M_2 est donné à la figure 5.

Nous donnons dans la table 4 les valeurs de δ et $\Delta\phi$ obtenues pour 10 séries mensuelles indépendantes c'est-à-dire pour les jours centraux des séries mensuelles dont les ordonnées ne se recouvrent pas. Dans les avant dernières lignes de la table, nous donnons les valeurs moyennes pour les séries mensuelles indépendantes et dans les dernières les valeurs moyennes d'après l'analyse harmonique glissante c'est-à-dire les moyennes des valeurs δ et $\Delta\phi$ données dans les tables 2 et 3.

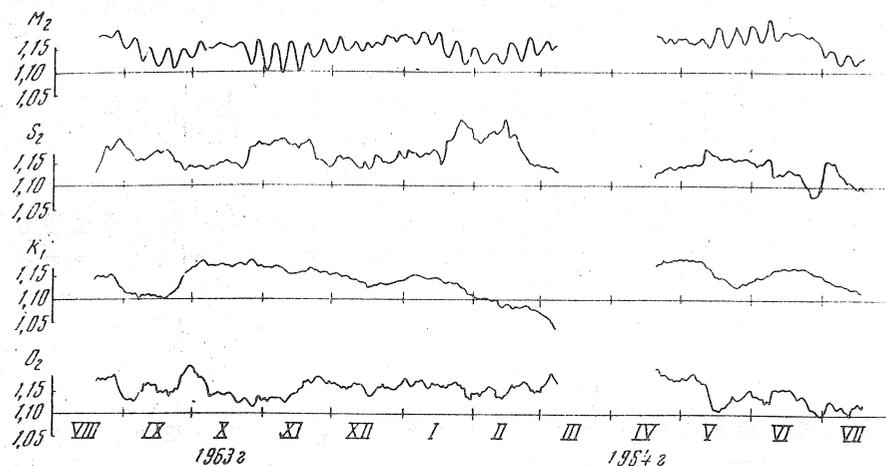


Fig. 3. Variation dans le temps de δ pour les ondes de marées principales.

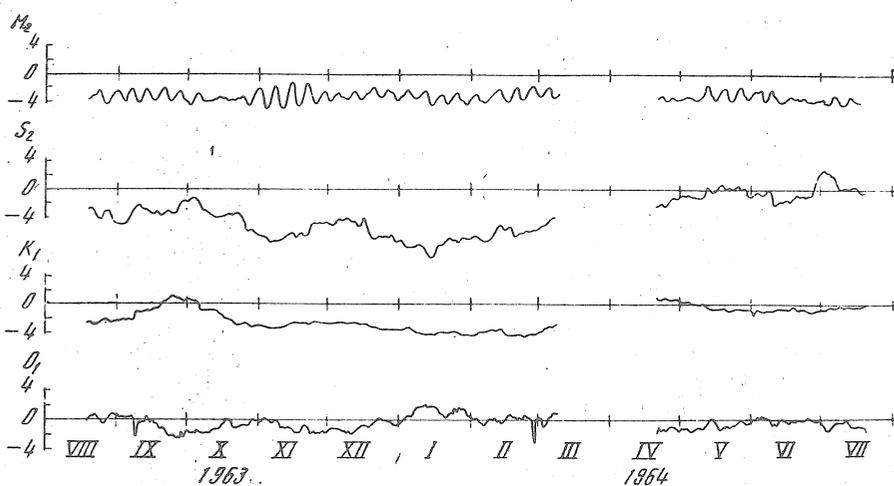


Fig. 4. Variation dans le temps de $\Delta\phi$ pour les ondes de marées principales.

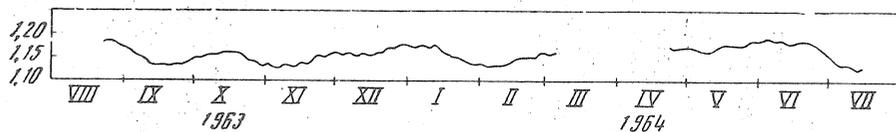


Fig. 5 Valeurs amorties de δ_{M_2} dans le temps.

Table 2
Valeurs δ , Gravimètre N° 126

Date	M_2	S_2	N_2	K_1	O_1
19.VIII 1963	1,170	1,124	1,052	1,138	1,167
20	1,180	1,133	1,120	1,146	1,170
21	1,184	1,145	1,156	1,149	1,179
22	1,183	1,155	1,100	1,147	1,171
23	1,184	1,175	1,123	1,147	1,173
24	1,179	1,186	1,133	1,146	1,170
25	1,177	1,180	1,173	1,149	1,174
26	1,178	1,177	1,210	1,151	1,179
27	1,187	1,186	1,195	1,149	1,179
28	1,196	1,193	1,165	1,146	1,183
29	1,190	1,199	1,038	1,137	1,164
30	1,173	1,202	1,062	1,126	1,152
31	1,159	1,193	1,106	1,122	1,141
1.IX	1,151	1,185	1,115	1,121	1,136
2	1,153	1,181	1,037	1,115	1,131
3	1,166	1,178	1,000	1,113	1,128
4	1,174	1,171	1,042	1,110	1,129
5	1,178	1,163	1,104	1,110	1,126
6	1,165	1,157	1,123	1,112	1,125
7	1,148	1,153	1,099	1,110	1,131
8	1,126	1,158	1,130	1,097	1,151
9	1,125	1,153	1,100	1,107	1,150
10	1,146	1,153	1,159	1,109	1,165
11	1,156	1,157	1,235	1,107	1,160
12	1,152	1,164	1,239	1,110	1,168
13	1,139	1,169	1,146	1,108	1,158
14	1,124	1,171	1,117	1,110	1,162
15	1,113	1,175	1,178	1,107	1,163
16	1,116	1,172	1,268	1,102	1,146
17	1,128	1,169	1,203	1,103	1,148
18	1,145	1,172	1,151	1,100	1,145
19	1,154	1,175	1,149	1,099	1,148
20	1,148	1,176	1,241	1,102	1,134
21	1,128	1,166	1,246	1,107	1,145
22	1,107	1,159	1,173	1,112	1,145
23	1,110	1,150	1,172	1,114	1,155
24	1,130	1,149	1,171	1,119	1,153
25	1,142	1,144	1,186	1,133	1,177
26	1,150	1,138	1,207	1,140	1,184

Table 2 (suite)

Date	M ₂	S ₂	N ₂	K ₁	O ₁
27.IX	1,150	1,133	1,211	1,150	1,198
28	1,144	1,132	1,187	1,158	1,202
29	1,135	1,138	1,182	1,160	1,201
30	1,130	1,141	1,211	1,161	1,201
1.X	1,130	1,136	1,296	1,168	1,186
2	1,146	1,136	1,274	1,169	1,185
3	1,163	1,139	1,189	1,175	1,177
4	1,167	1,140	1,161	1,179	1,177
5	1,158	1,141	1,194	1,182	1,174
6	1,146	1,139	1,254	1,186	1,163
7	1,151	1,130	1,160	1,181	1,145
8	1,151	1,132	1,143	1,171	1,135
9	1,150	1,137	1,172	1,173	1,136
10	1,157	1,137	1,190	1,171	1,139
11	1,162	1,139	1,176	1,171	1,144
12	1,163	1,143	1,155	1,171	1,144
13	1,161	1,148	1,139	1,173	1,138
14	1,159	1,147	1,167	1,174	1,136
15	1,158	1,151	1,189	1,174	1,136
16	1,156	1,152	1,182	1,173	1,145
17	1,152	1,149	1,122	1,172	1,143
18	1,152	1,146	1,124	1,168	1,136
19	1,155	1,146	1,154	1,171	1,126
20	1,162	1,145	1,171	1,175	1,121
21	1,166	1,139	1,187	1,178	1,122
22	1,165	1,133	1,157	1,178	1,126
23	1,158	1,133	1,155	1,177	1,131
24	1,145	1,143	1,119	1,173	1,128
25	1,128	1,162	1,152	1,177	1,119
26	1,114	1,181	1,189	1,183	1,115
27	1,125	1,181	1,138	1,184	1,114
28	1,149	1,183	1,077	1,181	1,129
29	1,169	1,187	1,038	1,174	1,136
30	1,162	1,195	1,098	1,170	1,132
31	1,132	1,191	1,190	1,172	1,127
1.XI	1,108	1,185	1,163	1,170	1,125
2	1,100	1,186	1,070	1,168	1,133
3	1,115	1,186	1,066	1,168	1,127
4	1,141	1,187	1,144	1,168	1,133
5	1,157	1,189	1,217	1,167	1,133
6	1,158	1,195	1,177	1,170	1,135
7.XI	1,136	1,195	1,074	1,136	1,169
8	1,104	1,201	1,061	1,168	1,186
9	1,096	1,199	1,154	1,166	1,181
10	1,110	1,201	1,226	1,165	1,127
11	1,141	1,195	1,195	1,162	1,124
12	1,164	1,191	1,103	1,158	1,133
13	1,165	1,186	1,092	1,153	1,140
14	1,144	1,186	1,171	1,152	1,144
15	1,116	1,187	1,236	1,153	1,145
16	1,098	1,179	1,190	1,155	1,147
17	1,115	1,188	1,143	1,158	1,156
18	1,144	1,189	1,144	1,156	1,155
19	1,159	1,191	1,158	1,159	1,171
20	1,162	1,196	1,197	1,160	1,170
21	1,148	1,199	1,193	1,163	1,173
22	1,132	1,190	1,170	1,168	1,166
23	1,130	1,167	1,130	1,162	1,173
24	1,143	1,153	1,126	1,157	1,179
25	1,158	1,154	1,200	1,158	1,180
26	1,173	1,152	1,224	1,157	1,179
27	1,168	1,144	1,234	1,158	1,172
28	1,157	1,140	1,173	1,157	1,168
29	1,144	1,138	1,151	1,155	1,165
30	1,141	1,139	1,202	1,153	1,172
1.XII	1,148	1,141	1,203	1,152	1,166
2	1,165	1,152	1,197	1,153	1,168
3	1,177	1,160	1,167	1,151	1,164
4	1,172	1,161	1,144	1,149	1,162
5	1,158	1,156	1,165	1,147	1,155
6	1,146	1,158	1,167	1,147	1,160
7	1,148	1,159	1,178	1,147	1,156
8	1,151	1,161	1,186	1,145	1,159
9	1,160	1,152	1,174	1,144	1,156
10	1,167	1,148	1,193	1,142	1,164
11	1,161	1,143	1,197	1,141	1,167
12	1,150	1,139	1,179	1,139	1,162
13	1,145	1,138	1,181	1,136	1,166
14	1,149	1,144	1,202	1,133	1,161
15	1,164	1,155	1,215	1,131	1,155
16	1,160	1,137	1,156	1,125	1,145
17	1,152	1,134	1,107	1,125	1,138

Table 2 (suite)

Date	M ₂	S ₂	N ₂	K ₁	O ₁
18.XII	1,157	1,141	1,199	1,124	1,138
19	1,164	1,166	1,181	1,128	1,144
20	1,160	1,164	1,153	1,129	1,152
21	1,158	1,162	1,128	1,129	1,160
22	1,160	1,159	1,184	1,133	1,157
23	1,172	1,151	1,237	1,131	1,164
24	1,181	1,151	1,203	1,130	1,156
25	1,178	1,148	1,131	1,132	1,159
26	1,178	1,150	1,139	1,132	1,156
27	1,167	1,153	1,192	1,135	1,152
28	1,165	1,159	1,212	1,136	1,154
29	1,171	1,170	1,162	1,136	1,154
30	1,180	1,176	1,120	1,139	1,161
31	1,180	1,169	1,150	1,140	1,163
1.I.1964	1,181	1,161	1,204	1,141	1,172
2	1,177	1,164	1,214	1,145	1,177
3	1,177	1,178	1,187	1,148	1,168
4	1,168	1,173	1,162	1,150	1,161
5	1,163	1,173	1,188	1,153	1,163
6	1,166	1,170	1,214	1,153	1,167
7	1,176	1,166	1,205	1,152	1,172
8	1,188	1,164	1,199	1,151	1,170
9	1,185	1,168	1,154	1,149	1,173
10	1,180	1,171	1,169	1,146	1,165
11	1,171	1,173	1,192	1,145	1,160
12	1,160	1,167	1,168	1,143	1,159
13	1,159	1,171	1,160	1,144	1,163
14	1,175	1,180	1,190	1,145	1,169
15	1,188	1,178	1,179	1,146	1,164
16	1,185	1,172	1,131	1,145	1,163
17	1,160	1,144	1,170	1,142	1,165
18	1,144	1,156	1,188	1,139	1,155
19	1,135	1,183	1,112	1,135	1,160
20	1,134	1,197	1,079	1,137	1,152
21	1,148	1,199	1,112	1,137	1,165
22	1,163	1,203	1,138	1,135	1,164
23	1,169	1,216	1,108	1,133	1,169
24	1,162	1,229	1,141	1,131	1,171
25	1,143	1,234	1,165	1,125	1,162
26	1,129	1,244	1,166	1,122	1,163

Date	M ₂	S ₂	N ₂	K ₁	O ₁
27.I	1,118	1,241	1,208	1,122	1,155
28	1,124	1,234	1,218	1,117	1,152
29	1,134	1,229	1,220	1,112	1,136
30	1,149	1,228	1,183	1,110	1,133
31	1,152	1,220	1,154	1,106	1,132
1.II	1,443	1,200	1,132	1,104	1,144
2	1,135	1,198	1,214	1,103	1,142
3	1,123	1,194	1,206	1,100	1,148
4	1,120	1,193	1,189	1,099	1,140
5	1,120	1,202	1,128	1,100	1,150
6	1,127	1,206	1,113	1,101	1,150
7	1,134	1,214	1,172	1,099	1,160
8	1,141	1,215	1,229	1,098	1,161
9	1,141	1,221	1,229	1,096	1,158
10	1,136	1,222	1,150	1,096	1,154
11	1,125	1,217	1,077	1,090	1,137
12	1,120	1,213	1,115	1,086	1,138
13	1,120	1,220	1,176	1,084	1,135
14	1,128	1,231	1,165	1,083	1,140
15	1,154	1,248	1,129	1,089	1,141
16	1,163	1,226	1,183	1,089	1,150
17	1,164	1,204	1,293	1,086	1,156
18	1,159	1,206	1,236	1,080	1,167
19	1,147	1,213	1,195	1,084	1,159
20	1,132	1,211	1,210	1,084	1,161
21	1,126	1,197	1,243	1,083	1,163
22	1,140	1,184	1,172	1,083	1,170
23	1,158	1,177	1,103	1,087	1,172
24	1,170	1,170	1,101	1,087	1,167
25	1,177	1,160	1,174	1,082	1,161
26	1,163	1,151	1,188	1,079	1,152
27	1,147	1,149	1,090	1,079	1,154
28	1,141	1,144	1,109	1,077	1,148
29	1,146	1,147	1,186	1,074	1,152
1.III	1,158	1,145	1,236	1,071	1,149
2	1,165	1,140	1,168	1,088	1,159
3	1,170	1,140	1,085	1,064	1,160
4	1,168	1,140	1,114	1,061	1,171
5	1,158	1,140	1,201	1,057	1,182
6	1,151	1,137	1,238	1,051	1,189
7	1,155	1,133	1,176	1,045	1,178

Table 2 (suite)

Date	M ₂	S ₂	N ₂	K ₁	O ₁
8.III	1,157	1,134	1,063	1,038	1,173
9	1,163	1,129	1,086	1,034	1,166
20.IV	1,185	1,119	1,074	1,170	1,199
21	1,178	1,127	1,098	1,178	1,201
22	1,177	1,127	1,183	1,179	1,193
23	1,170	1,130	1,199	1,180	1,186
24	1,166	1,137	1,094	1,190	1,187
25	1,171	1,138	1,103	1,185	1,185
26	1,174	1,142	1,145	1,185	1,179
27	1,172	1,140	1,161	1,185	1,177
28	1,165	1,137	1,139	1,186	1,176
29	1,172	1,138	1,144	1,189	1,177
30	1,176	1,140	1,145	1,188	1,178
1.V	1,172	1,143	1,123	1,189	1,177
2	1,174	1,142	1,153	1,189	1,180
3	1,174	1,141	1,142	1,190	1,176
4	1,163	1,149	1,134	1,189	1,178
5	1,162	1,146	1,123	1,187	1,183
6	1,160	1,145	1,120	1,188	1,186
7	1,162	1,147	1,152	1,187	1,188
8	1,166	1,148	1,144	1,185	1,183
9	1,169	1,146	1,125	1,189	1,176
10	1,174	1,151	1,114	1,189	1,176
11	1,168	1,152	1,115	1,187	1,170
12	1,165	1,183	1,153	1,176	1,168
13	1,152	1,179	1,183	1,172	1,150
14	1,159	1,175	1,067	1,169	1,142
15	1,173	1,171	0,996	1,162	1,124
16	1,189	1,169	1,019	1,154	1,113
17	1,198	1,168	1,136	1,151	1,114
18	1,190	1,161	1,117	1,148	1,110
19	1,182	1,161	0,987	1,150	1,117
20	1,163	1,162	1,026	1,146	1,117
21	1,153	1,163	1,036	1,144	1,120
22	1,160	1,161	1,115	1,141	1,127
23	1,179	1,156	1,128	1,137	1,131
24	1,189	1,158	1,026	1,134	1,142
25	1,202	1,160	1,021	1,131	1,134
26	1,188	1,158	1,074	1,130	1,132
27	1,170	1,158	1,149	1,131	1,134
28.V	1,162	1,159	1,159	1,154	1,140
29	1,166	1,166	1,140	1,155	1,105
30	1,159	1,090	1,145	1,154	1,101
1.VI	1,206	1,154	1,150	1,141	1,155
2	1,194	1,151	1,227	1,143	1,142
3	1,186	1,144	1,092	1,150	1,144
4	1,169	1,148	1,031	1,150	1,139
5	1,168	1,147	1,120	1,150	1,135
6	1,181	1,150	1,188	1,150	1,135
7	1,202	1,158	1,170	1,152	1,126
8	1,218	1,163	1,058	1,155	1,132
9	1,201	1,162	1,035	1,157	1,128
10	1,176	1,123	1,167	1,164	1,153
11	1,174	1,123	1,159	1,165	1,155
12	1,171	1,124	1,158	1,167	1,156
13	1,178	1,126	1,148	1,168	1,156
14	1,186	1,124	1,146	1,169	1,152
15	1,187	1,128	1,176	1,170	1,156
16	1,186	1,133	1,157	1,170	1,156
17	1,183	1,138	1,163	1,169	1,158
18	1,183	1,132	1,145	1,171	1,154
19	1,184	1,127	1,170	1,173	1,146
20	1,186	1,128	1,197	1,172	1,137
21	1,186	1,131	1,165	1,171	1,136
22	1,184	1,123	1,131	1,170	1,142
23	1,182	1,112	1,136	1,171	1,143
24	1,180	1,109	1,160	1,169	1,131
25	1,178	1,101	1,180	1,167	1,126
26	1,180	1,093	1,148	1,162	1,116
27	1,175	1,078	1,084	1,160	1,116
28	1,172	1,077	1,098	1,157	1,109
29	1,166	1,077	1,140	1,155	1,105
30	1,159	1,090	1,145	1,154	1,101
1.VII	1,147	1,108	1,098	1,154	1,100
2	1,132	1,147	1,099	1,146	1,111
3	1,139	1,154	1,102	1,144	1,122
4	1,147	1,156	1,103	1,142	1,130
5	1,148	1,154	1,124	1,141	1,128
6	1,143	1,152	1,128	1,139	1,122

Table 3 (suite)

Date	M ₂	S ₂	N ₂	K ₁	O ₁
7.IX	-2,2	-3,9	-7,7	-2,4	0,5
8	-2,7	-3,0	-7,6	-1,5	-0,4
9	-3,8	-2,4	-8,1	-1,2	0
10	-4,1	-2,4	-13,0	-1,3	-0,4
11	-3,4	-2,5	-10,0	-1,2	-0,5
12	-2,6	-2,8	-6,0	-1,2	-0,3
13	-2,1	-2,9	-4,2	-1,1	-0,5
14	-2,4	-3,1	-8,7	-1,1	0,4
15	-3,0	-3,4	-11,8	-1,2	-0,6
16	-3,7	-3,6	-6,5	-0,9	-0,1
17	-3,8	-3,6	-2,6	-0,9	-0,5
18	-3,5	-3,4	-3,7	-0,9	-0,6
19	-2,8	-3,8	-8,9	-0,3	-1,1
20	-2,2	-3,9	-9,9	-0,1	-1,2
21	-2,0	-3,7	-7,7	0,2	-1,2
22	-2,9	-3,4	-6,0	0,4	-1,8
23	-3,9	-3,1	-9,5	0,7	-2,3
24	-4,0	-3,5	-7,7	1,0	-2,4
25	-3,6	-3,6	-8,2	0,9	-2,3
26	-3,0	-3,5	-6,9	0,8	-2,5
27	-2,6	-2,9	-4,5	0,7	-2,5
28	-2,5	-2,1	-3,6	0,5	-2,6
29	-3,1	-1,7	-3,7	0,3	-1,9
30	-3,8	-1,8	-6,9	0,6	-2,5
1.X	-4,3	-1,9	-7,3	0,6	-1,6
2	-4,5	-1,5	-3,6	0,5	-1,9
3	-4,1	-1,5	-2,0	0,5	-1,9
4	-3,4	-1,5	-4,8	0,3	-1,9
5	-2,8	-1,6	-7,5	0,2	-2,0
6	-2,9	-1,7	-6,4	0	-1,6
7	-3,5	-2,4	-5,5	-1,2	-1,9
8	-3,8	-2,9	-5,7	-1,1	-1,8
9	-3,9	-3,1	-5,0	-1,0	-1,9
10	-3,9	-3,4	-5,5	-1,0	-1,9
11	-3,7	-3,7	-5,6	-1,0	-1,8
12	-3,6	-3,9	-5,4	-1,1	-1,5
13	-3,6	-4,0	-6,9	-1,1	-1,4
14	-3,3	-3,0	-6,2	-1,3	-1,4
15	-3,5	-3,9	-5,7	-1,6	-1,2
16	-3,5	-3,9	-4,7	-1,8	-1,0
17	-3,6	-3,9	-5,4	-2,1	-0,5

Valeurs δ, Gravimètre N° 126 (suite)

Date	M ₂	S ₂	N ₂	K ₁	O ₁
7.VII	1,131	1,154	1,125	1,135	1,116
8	1,116	1,138	1,141	1,133	1,113
9	1,116	1,128	1,122	1,134	1,120
10	1,123	1,122	1,140	1,133	1,121
11	1,137	1,119	1,159	1,131	1,112
12	1,136	1,110	1,173	1,130	1,110
13	1,131	1,112	1,166	1,126	1,102
14	1,123	1,105	1,127	1,125	1,116
15	1,115	1,103	1,139	1,124	1,118
16	1,118	1,100	1,164	1,122	1,123
17	1,121	1,098	1,190	1,120	1,124
18	1,126	1,101	1,138	1,117	1,119
19	1,133	1,089	1,124	1,120	1,126

Table 3

Valeurs Δφ, Gravimètre N° 126

Date	M ₂	S ₂	N ₂	K ₁	O ₁
19.VIII 1963	-3,9	-3,2	-3,2	-2,8	-0,5
20	-3,5	-2,9	-4,1	-2,7	0,1
21	-3,2	-2,9	-2,2	-3,0	0,5
22	-3,0	-3,3	-3,9	-3,0	0,5
23	-2,5	-3,7	-3,0	-3,0	0,6
24	-2,5	-4,2	-3,2	-2,8	0
25	-3,2	-4,4	-6,2	-2,5	-0,2
26	-4,1	-3,4	-9,0	-2,4	-0,7
27	-4,4	-3,3	-6,5	-2,5	-0,6
28	-4,0	-3,3	-5,4	-2,6	-0,1
29	-3,2	-3,9	-6,5	-2,8	0,3
30	-2,7	-4,5	-13,2	-2,8	0,8
31	-2,5	-4,8	-12,4	-2,6	0,7
1.IX	-2,6	-4,9	-9,0	-2,6	0,7
2	-3,3	-5,0	-7,9	-2,5	0,4
3	-3,6	-5,0	-9,1	-2,3	0,4
4	-3,5	-5,1	-12,7	-2,4	0,2
5	-2,8	-4,9	-11,3	-2,4	0,3
6	-2,3	-4,4	-9,5	-2,3	0,3

Table 3 (suite)

Date	M ₁	S ₁	N ₁	K ₁	O ₁	Date	M ₂	S ₂	N ₂	K ₂	O ₂
18.X	-3,8	-3,8	-6,9	-2,3	0,1	27.XI	-3,0	-5,0	-4,6	-2,8	-1,7
19	-3,7	-3,7	-6,7	-2,4	0	28	-2,6	-4,9	-4,3	-2,9	-1,8
20	-3,7	-3,8	-5,4	-2,5	-0,4	29	-2,5	-5,0	-7,7	-2,9	-1,5
21	-3,6	-3,9	-4,0	-2,8	-1,0	30	-3,2	-4,8	-9,3	-2,9	-1,7
22	-3,5	-3,7	-5,3	-3,0	-1,2	1.XII	-3,9	-4,8	-7,4	-2,9	-1,4
23	-3,6	-3,5	-7,7	-3,2	-1,2	2	-3,7	-4,9	-6,5	-2,9	-1,2
24	-3,3	-4,0	-8,2	-3,0	-1,0	3	-3,3	-5,4	-6,4	-2,9	-1,1
25	-3,6	-4,5	-10,5	-3,0	-0,9	4	-2,7	-5,3	-7,8	-2,9	-1,2
26	-4,3	-5,5	-11,0	-3,0	-0,7	5	-2,6	-4,7	-7,6	-2,8	-1,3
27	-4,6	-6,1	-8,4	-3,0	-0,8	6	-3,1	-4,3	-7,1	-2,8	-1,3
28	-4,3	-6,2	-9,1	-3,3	-0,8	7	-3,3	-4,6	-8,1	-2,8	-1,5
29	-3,2	-6,0	-11,9	-3,5	-0,3	8	-3,5	-4,6	-5,4	-2,8	-1,5
30	-2,4	-6,2	-13,4	-3,5	0	9	-3,6	-4,3	-5,6	-2,9	-1,9
31	-2,0	-6,6	-10,7	-3,4	-0,3	10	-3,0	-4,3	-6,7	-2,8	-1,4
1.XI	-2,6	-6,7	-7,0	-3,5	-0,2	11	-2,6	-4,7	-5,8	-2,8	-1,9
2	-3,8	-6,8	-7,2	-3,4	-0,4	12	-2,5	-4,7	-6,8	-2,8	-1,8
3	-5,0	-6,9	-11,0	-3,4	-0,1	13	-2,9	-4,8	-7,5	-2,8	-1,4
4	-5,0	-7,1	-13,9	-3,5	0,1	14	-3,5	-5,2	-7,5	-2,9	-1,1
5	-4,1	-7,1	-10,2	-3,5	0	15	-3,6	-5,4	-5,8	-3,0	-0,9
6	-2,6	-7,7	-7,1	-3,6	-0,2	16	-3,2	-5,0	-5,8	-3,0	-0,7
7	-1,8	-7,7	-7,9	-3,6	-0,4	17	-2,7	-4,2	-8,4	-3,0	-0,7
8	-2,2	-7,6	-11,6	-3,6	-0,2	18	-2,7	-5,0	-9,2	-3,0	-0,9
9	-3,5	-7,6	-13,9	-3,6	-0,3	19	-2,0	-6,1	-8,7	-3,2	-1,1
10	-4,7	-7,7	-10,7	-3,5	-0,5	20	-1,9	-6,8	-2,4	-3,3	-0,8
11	-4,9	-7,5	-6,8	-3,6	-1,0	21	-2,2	-7,2	-4,2	-3,4	-0,5
12	-4,0	-7,1	-7,6	-3,5	-1,0	22	-2,8	-7,3	-5,3	-3,5	-0,2
13	-2,3	-6,8	-11,6	-3,4	-1,3	23	-3,3	-7,0	-2,1	-3,7	0,1
14	-1,3	-6,6	-13,3	-3,2	-1,0	24	-3,1	-6,9	-0,5	-3,7	0,1
15	-1,5	-6,5	-10,5	-3,0	-1,1	25	-2,6	-7,2	-1,9	-3,7	0
16	-3,0	-6,4	-7,9	-2,8	-1,2	26	-2,2	-6,9	-3,5	-3,8	-0,3
17	-4,4	-6,7	-8,1	-2,8	-1,9	27	-2,4	-7,1	-5,1	-3,8	-0,2
18	-4,8	-7,1	-11,3	-2,8	-1,7	28	-2,8	-7,0	-2,1	-3,9	-0,4
19	-3,8	-6,5	-13,5	-2,7	-1,7	29	-3,3	-6,9	-0,6	-3,8	-0,6
20	-2,4	-6,3	-10,7	-2,8	-1,2	30	-3,7	-7,6	-0,5	-3,7	-0,8
21	-1,3	-6,7	-7,3	-2,7	-0,7	31	-3,7	-7,9	-1,7	-3,8	-0,7
22	-1,7	-6,7	-6,3	-2,8	-0,8	1.I 1964	-3,2	-7,6	-0,7	-3,8	-0,5
23	-2,9	-6,0	-6,0	-3,0	-1,2	2	-2,8	-7,6	0,5	-3,7	0
24	-3,7	-5,4	-9,2	-2,8	-2,0	3	-2,3	-8,2	-0,4	-3,6	0,3
25	-4,2	-4,9	-8,8	-2,8	-1,6	4	-2,6	-8,4	-1,7	-3,6	0,5
26	-3,7	-4,9	-5,6	-2,8	-1,9	5	-2,8	-8,4	-2,2	-3,6	0,7

Table 3 (suite)

Date	M ₂	S ₂	N ₂	K ₁	O ₁
6.I					
7	-3,2	-8,4	-2,1	-3,9	0,6
8	-3,5	-8,4	-2,0	-4,0	1,0
9	-3,4	-8,2	-2,2	-4,1	1,5
10	-3,1	-8,1	-3,6	-4,2	1,8
11	-2,8	-8,2	-3,2	-4,4	1,8
12	-2,6	-8,5	-1,8	-4,4	1,8
13	-2,9	-8,8	-1,3	-4,4	2,2
14	-3,7	-9,4	-3,8	-4,4	2,0
15	-4,5	-10,0	-4,7	-4,4	2,0
16	-4,1	-10,1	-3,4	-4,4	2,0
17	-3,4	-9,9	-3,8	-4,5	2,0
18	-3,2	-8,9	-9,2	-4,4	1,6
19	-3,0	-8,2	-9,5	-4,3	1,1
20	-3,0	-8,2	-9,2	-4,3	0,9
21	-3,4	-8,3	-10,0	-4,2	0,7
22	-4,1	-7,9	-9,6	-4,2	0,3
23	-4,3	-7,5	-8,4	-4,3	0,4
24	-3,7	-7,2	-7,1	-4,2	0,9
25	-2,9	-7,4	-8,8	-4,2	0,9
26	-2,6	-7,5	-9,1	-4,3	1,8
27	-2,8	-7,5	-7,3	-4,2	1,3
28	-3,6	-7,8	-8,2	-4,3	2,0
29	-3,9	-7,3	-9,4	-4,5	1,4
30	-4,2	-7,2	-7,9	-4,5	1,5
31	-4,1	-7,3	-7,1	-4,5	1,1
1.II	-3,6	-7,4	-7,8	-4,5	0,6
2	-3,3	-7,3	-8,2	-4,6	0,5
3	-2,9	-7,1	-8,4	-4,5	0,2
4	-3,2	-6,9	-6,5	-4,5	0,3
5	-3,7	-7,0	-4,9	-4,3	-0,3
6	-3,9	-7,3	-3,3	-4,2	-0,5
7	-4,1	-7,5	-6,3	-4,2	-0,9
8	-3,8	-7,7	-7,4	-4,0	-0,7
9	-3,5	-7,7	-5,5	-4,0	-0,3
10	-3,3	-7,5	-4,8	-3,9	0,2
11	-2,8	-7,3	-2,0	-3,9	0
12	-2,3	-6,9	-3,6	-3,8	0,2
13	-2,2	-6,1	-4,2	-3,9	-0,3
14	-2,7	-5,6	-2,4	-3,8	-0,2
15	-3,1	-5,2	0,6	-3,8	-0,4
	-3,4	-5,7	4,3	-3,9	-0,2
16.II					
17	-3,8	-6,1	2,1	-4,6	0,4
18	-4,0	-5,7	3,4	-4,7	0,6
19	-3,1	-5,5	3,0	-4,6	0,8
20	-2,2	-6,0	0,8	-4,6	0,6
21	-1,7	-6,9	-4,4	-4,5	0,4
22	-2,4	-7,0	-2,0	-4,5	0,2
23	-3,4	-6,6	0,3	-4,5	0,5
24	-3,6	-6,5	-2,3	-4,6	0,3
25	-3,3	-6,5	-3,7	-4,8	0,7
26	-2,3	-6,2	-4,6	-4,6	0,5
27	-1,7	-6,1	-0,4	-4,4	0,5
28	-1,7	-6,2	0,2	-4,4	-0,1
29	-2,2	-6,0	-3,9	-4,4	0
	-2,9	-6,0	-6,9	-4,4	0,1
1.III					
2	-3,2	-5,8	-3,4	-4,2	0
3	-3,2	-5,6	1,2	-4,1	-0,6
4	-2,5	-5,4	-0,4	-3,9	-1,0
5	-1,9	-5,3	-6,0	-3,6	-0,9
6	-1,9	-5,4	-5,7	-3,5	-0,5
7	-2,5	-4,6	-4,4	-3,3	0,4
8	-3,1	-4,1	-1,2	-3,5	0,6
9	-3,0	-4,1	-1,3	-3,3	1,1
20.IV	-2,7	-4,1	-7,5	-3,1	1,0
21	-3,6	-2,4	-2,9	1,1	-1,8
22	-3,3	-2,5	-6,0	0,6	-0,9
23	-3,0	-2,3	-6,2	0,6	-1,4
24	-3,2	-2,2	-3,1	0,7	-1,1
25	-3,7	-2,6	-1,6	0,8	-1,5
26	-3,6	-2,2	-2,9	0,5	-1,0
27	-3,3	-1,8	-4,9	0,5	-0,9
28	-3,3	-1,5	-3,5	0,5	-0,9
29	-3,4	-1,3	-2,4	0,5	-1,0
30	-3,6	-1,4	-3,0	0,4	-1,2
1.V	-3,5	-1,3	-2,9	0,3	-1,4
2	-3,4	-1,0	-3,9	0,3	-1,0
3	-3,3	-0,9	-3,9	0,3	-1,2
4	-3,2	-1,0	-2,2	0,2	-1,1
5	-3,3	-0,9	-4,0	0,2	-1,4
	-3,3	-1,0	-3,8	0	-1,4

Table 3 (suite)

Date	M ₂	S ₂	N ₂	K ₁	O ₁
6.V	-3,4	-1,1	-4,5	0,1	-1,4
7	-3,7	-1,2	-3,9	-0,1	-1,2
8	-3,7	-1,4	-3,3	-0,2	-1,1
9	-3,5	-1,3	-4,0	-0,1	-1,1
10	-3,3	-1,4	-3,9	-0,2	-1,2
11	-2,8	-1,1	-6,4	-0,3	-1,1
12	-1,4	0,4	-12,7	-0,6	-0,4
13	-1,9	0,2	-5,6	-0,7	-0,2
14	-3,1	-0,2	-2,3	-0,8	0,3
15	-3,5	-0,3	-6,1	-0,9	-0,2
16	-3,4	-0,1	-11,5	-0,8	-0,5
17	-2,8	0,1	-10,6	-0,8	-1,2
18	-2,3	0,4	-4,2	-0,7	-1,4
19	-2,1	0,7	-2,3	-0,7	-1,0
20	-2,0	0,3	-5,7	-0,9	-1,2
21	-3,0	0,1	-9,3	-1,0	-0,9
22	-3,8	-0,3	-8,5	-1,0	-1,1
23	-3,9	0	-3,8	-0,9	-0,9
24	-3,4	0,2	-2,2	-0,9	-0,8
25	-2,3	0,4	-6,0	-0,8	-0,5
26	-1,7	0,5	-7,1	-0,8	-0,1
27	-1,8	0,3	-7,7	-0,8	-0,3
28	-2,7	0,2	-3,3	-0,8	-0,6
29	-3,2	0	-1,4	-0,8	-0,6
30	-3,6	-0,8	-4,6	-0,8	-0,5
31	-3,1	-1,1	-6,5	-0,9	-0,2
1.VI	-2,6	-1,0	-5,9	-1,0	0
2	-2,3	-0,5	-4,0	-0,9	-0,1
3	-2,4	-0,4	-0,5	-0,9	0,5
4	-2,3	-0,6	-6,1	-1,1	0,1
5	-3,2	-0,8	-9,3	-1,1	0,5
6	-3,8	-0,8	-5,2	-1,0	0,3
7	-3,7	-0,5	-0,6	-1,0	0,3
8	-3,0	-0,3	-0,3	-1,0	0
9	-2,1	-0,3	-6,9	-0,9	-0,9
10	-3,1	-2,2	-0,8	-0,8	-0,6
11	-3,4	-2,2	-0,7	-0,8	-0,9
12	-3,7	-1,9	-0,4	-0,8	-0,3
13	-3,9	-1,8	-0,4	-0,7	0
14	-4,0	-1,8	-1,7	-0,7	0,2
15	-3,7	-1,8	-0,9	-0,7	-0,2

Date	M ₂	S ₂	N ₂	K ₁	O ₁
16.VI	-3,4	-1,6	0,3	-0,8	-0,5
17	-3,2	-2,0	0,1	-0,7	-0,3
18	-3,3	-1,5	-1,1	-0,6	-0,2
19	-3,5	-1,4	-1,8	-0,8	-0,2
20	-3,6	-0,9	-1,3	-0,9	-0,1
21	-3,7	-1,0	0,1	-1,0	0
22	-3,5	-1,0	-0,3	-0,9	-0,1
23	-3,5	-0,9	-1,9	-1,0	0
24	-3,6	-1,1	-3,2	-1,1	0,2
25	-3,8	-1,0	-1,2	-1,2	0,2
26	-3,8	-1,0	0,7	-1,2	-0,1
27	-3,9	-0,4	-1,4	-1,1	-0,3
28	-3,7	0,4	-4,4	-1,0	-0,4
29	-3,7	1,5	-5,3	-0,8	-0,2
30	-3,7	2,2	-3,8	-0,7	-0,5
1.VII	-3,6	2,4	-3,2	-0,8	-0,9
2	-4,0	2,7	-7,1	-0,6	-1,5
3	-4,3	2,6	-7,7	-0,6	-1,5
4	-4,1	2,5	-7,8	-0,6	-1,4
5	-3,5	1,9	-8,8	-0,6	-0,8
6	-2,9	1,8	-8,9	-0,6	-0,6
7	-3,1	1,2	-7,3	-0,5	-0,4
8	-3,5	0,3	-6,9	-0,5	-0,5
9	-4,1	0,2	-7,6	-0,6	-0,5
10	-4,3	0,3	-8,4	-0,6	-0,3
11	-4,2	0,1	-8,4	-0,5	-0,1
12	-3,8	0,2	-7,0	-0,5	-0,5
13	-3,1	0,2	-5,8	-0,5	-1,0
14	-3,4	0,3	-6,9	-0,5	-1,2
15	-3,6	0,2	-8,6	-0,4	-1,5
16	-4,1	0	-7,6	-0,5	-0,9
17	-4,1	-0,5	-5,5	-0,5	-1,1
18	-4,0	-0,8	-4,5	-0,4	-1,0
19	-3,8	-0,6	-7,1	-0,3	-1,8

Table 4

Valeurs δ et $\Delta\phi$, Gravimètre N° 126 (séries indépendantes)

N°	Jour moyen des observations	Facteur δ					$\Delta\phi$				
		M_2	S_2	N_2	K_1	O_1	M_2	S_2	N_2	K_1	O_1
1	19.VIII 1963	1,170	1,124	1,052	1,138	1,167	-3,9	-3,2	-3,2	-2,8	-0,5
2	18.IX	1,145	1,172	1,151	1,100	1,145	-3,5	-3,4	-3,7	-0,9	-0,6
3	18.X	1,152	1,146	1,124	1,168	1,136	-3,8	-3,8	-6,9	-2,3	+0,1
4	17.XI	1,115	1,188	1,143	1,158	1,156	-4,4	-6,7	-8,1	-2,8	-1,9
5	17.XII	1,152	1,134	1,107	1,125	1,138	-2,7	-4,2	-8,4	-3,0	-0,7
6	16.I 1964	1,185	1,172	1,131	1,145	1,163	-3,4	-9,9	-3,8	-4,5	+2,0
7	15.II	1,154	1,248	1,129	1,089	1,141	-3,4	-5,7	+4,3	-3,9	-0,2
8	20.IV	1,185	1,119	1,074	1,170	1,199	-3,6	-2,4	-2,9	+1,1	-1,8
9	20.V	1,162	1,162	1,026	1,146	1,117	-2,0	+0,3	-5,7	-0,9	-1,2
10	19.VI	1,184	1,127	1,170	1,173	1,146	-3,5	-1,4	-1,8	-0,8	-0,2
11	19.VII	1,133	1,089	1,124	1,120	1,126	-3,8	-0,6	-7,1	-0,3	-1,8
	Moyenne des indépendantes (lignes 1-11)	1,158	1,153	1,112	1,139	1,148	-3,4	-3,7	-4,3	-1,9	-0,6
	Moyenne des glissantes	1,157	1,160	1,151	1,141	1,151	-3,2	-4,0	-5,6	-2,2	-0,7
		$\pm 0,004_4$	$0,008_8$	$\pm 0,008_8$	$\pm 0,005_8$	$\pm 0,044$	$\pm 0,1_3$	$\pm 0,5_7$	$\pm 0,7_4$	$\pm 0,3_4$	$\pm 0,1_8$

Si on corrige les valeurs des résultats moyens de δ de l'inertie [9] (les corrections du terme d'inertie sont égales respectivement à - 0,004 et - 0,001 pour les ondes semi-diurnes et diurnes) et si on introduit dans la valeur δ_{K_1} la correction théorique de la résonance des marées avec la nutation diurne [10] égale à + 0,022, nous obtiendrons les valeurs moyennes suivantes de δ et $\Delta\phi$ en fonction de toutes les observations, avec des erreurs probables calculées d'après la convergence intrinsèque des résultats pour 10 séries indépendantes d'observations :

	$\delta = 1 + h - 3/2k$	ε_δ	$\Delta\phi$	$\varepsilon_{\Delta\phi}$
M_2	1,153	$\pm 0,004_4$	-3,2	$\pm 0,1_3$
S_2	1,156	$\pm 0,008_8$	-4,0	$\pm 0,5_7$
N_2	1,147	$\pm 0,008_8$	-5,6	$\pm 0,7_4$
K_1	1,162	$\pm 0,005_8$	-2,2	$\pm 0,3_4$
O_1	1,150	$\pm 0,004_4$	-0,6	$\pm 0,1_8$

Si on prend les moyennes simples des quatre valeurs δ (on ne prend pas en considération l'onde N_2 puisqu'elle est moins précise, nous obtiendrons :

$$\delta_{moy} (M_2, S_2, K_1, O_1) = 1,155 \pm 0,003_0$$

après avoir fait la moyenne de ces valeurs avec le poids $P_1 = \frac{1}{\varepsilon^2}$ (ε^2 — est l'erreur probable de la valeur δ pour chaque onde) nous aurons :

$$\bar{\delta}_{P_1} (M_2, S_2, K_1, O_1) = 1,154 \pm 0,002_6$$

Et enfin, après avoir pris les moyennes avec des poids égaux aux amplitudes des ondes théoriques $P_2 = A_i$ ($i = M_2, S_2, K_1, O_2$), nous obtiendrons :

$$\delta_{P_2} (M_2, S_2, K_1, O_1) = 1,156 \pm 0,001_2.$$

Comme nous le constatons les trois différentes moyennes de la valeur δ sont voisines. Pour la valeur $\Delta\phi$ la moyenne s'effectue séparément pour les ondes semi-diurnes et diurnes.

Pour les ondes semi-diurnes M_2 et S_2 :

Selon la simple moyenne

$$\Delta\phi_{\text{moy.}} (M_2, S_2) = -3^{\circ},6 \pm 0,2_0.$$

Selon la moyenne avec les poids $P = \frac{1}{\varepsilon^2}$ (ε^2 — est l'erreur probable)

$$\Delta\phi_{P_1} (M_2, S_2) = -3^{\circ},2 \pm 0,1_3.$$

Pour les ondes diurnes, respectivement

$$\Delta\phi_{\text{moy.}} (K_1, O_1) = -1^{\circ},4 \pm 0,1_9,$$

$$\Delta\phi_{P_1} (K_1, O_1) = -0^{\circ},9 \pm 0,1_6.$$

Comme dans les travaux précédents nous prenons comme valeurs définitives de δ et $\Delta\phi$ pour la série donnée d'observations les valeurs moyennes avec les poids $P = \frac{1}{\varepsilon^2}$, c'est-à-dire

$$\delta_{P_1} (M_2, S_2, O_1, K_1) = 1,154 \pm 0,002_6,$$

$$\Delta\phi_{P_1} (M_2, S_2) = -3,2 \pm 0,1_3; \quad \Delta\phi_P (O_1, K_1) = -0^{\circ},9 \pm 0,1_6;$$

la comparaison de ces valeurs avec les valeurs δ et $\Delta\phi$ obtenues à la station de Talgar pour les autres intervalles d'observations est donnée dans le travail [11].

Les auteurs expriment leur reconnaissance à You. F. Shibaev, V.V. Jarkov et N.M. Ponkrotova pour leur aide lors des observations et dans la réduction des données obtenues.

BIBLIOGRAPHIE

1. S.N. BARSENKOV, V.A. VOLKOV, D.G. GRIDNIEV, M.V. KRAMER, N.N. PARIISKII
Variations de marées de la force de pesanteur à Talgar déterminées par la méthode glissante d'observations de 19 mois par deux gravimètres.
Publ. "Marées Terrestres et structure interne de la Terre" M. Edit. "Naouka" 1967.
2. N.N. PARIISKII, S.N. BARSENKOV, V.A. VOLKOV, D.G. GRIDNIEV, M.V. KRAMER
Résultats des observations de 19 mois des marées terrestres à Talgar.
Izvest. Ac. des Sc. d'URSS série Physique de la Terre, 1967. N° 2.
3. S.N. BARSENKOV, V.A. VOLKOV, D.G. GRIDNIEV, N.N. PARIISKII.
Variations de marées de l'accélération de la force de pesanteur à Frounze.
Publ. "Variations de marées de la force de pesanteur" M. Edit. "Naouka" 1964.
4. B.P. PERTSEV
Essai de détermination des coefficients d'étalonnage de l'enregistrement lors des observations des variations de marées de la force de pesanteur.
Publ. "Recherches gravimétriques" N° 1 Série Résultats de l'AGI M, Edit. Ac. des Sc. d'URSS, 1960.
5. You. S. DOBROKHOTOV
Sur les erreurs de détermination de l'échelle d'enregistrement des variations de marées de la force de pesanteur provoquées par la dérive du gravimètre.
Publ. "Etude des marées terrestres" N° 3, série Résultats de l'AGI M. Edit. Ac. des Sc. d'URSS 1963.
6. N.N. PARIISKII, D.G. GRIDNIEV, S.N. BARSENKOV, You. K. SARITCHEVA, M.N. KRAMER
Variations de marées de la force de pesanteur à Tashkent.
Publ. "Etude des marées terrestres" N° 3 Série Résultats de l'AGI M. Edit. Ac. des Sc. d'URSS, 1963.
7. B.P. PERTSEV
Analyse harmonique des marées élastiques.
Izv. Ac. des Sc. d'URSS série géophysique, 1958, N° 8.
8. B.P. PERTSEV
Calcul de la dérive au moment des observations des marées terrestres
Izv. Ac. des Sc. d'URSS, série géophys. 1958, N° 3.
9. N.N. PARIISKII
Correction aux accélérations verticales lors des observations des variations de marées de la force de pesanteur.
Publ. "Recherches gravimétriques" N° 1 Série Résultats AGI M, Edit. Ac. des Sc. URSS, 1960.
10. M.S. MOLODENSKII
Théorie de la nutation et des marées terrestres diurnes.
Edit. Ac. des Sc. d'URSS, 1961.
- 11: S.N. BARSENKOV, V.A. VOLKOV, M.V. KOUZNETSOV, L.I. KOUZNETSOVA, N.N. PARIISKII
Variations de marées de la force de pesanteur à Talgar II (ce travail).

STEIGERUNG DER RELATIVEN MEßWERTGENAUIGKEIT EINER ERDGEZEITENMEßANLAGE
MIT EINEM ASKANIA - Gs 11 - GRAVIMETER UNTER VERWENDUNG EINER VORRICHTUNG
ZUR KONTINUIERLICHEN KALIBRIERUNG

Berthold Stukenbröker

Institut für Geophysik der Universität Kiel

Es soll über ein Verfahren berichtet werden, das es unter bestimmten Voraussetzungen gestattet, für Meßwerte einer Erdzeitenregistrierung eine relative Meßwertgenauigkeit von $\pm 1\%$ zu erreichen, wenn ein ASKANIA- Gs 11 -Gravimeter mit elektromagnetischer Kalibriervorrichtung verwendet wird.

Leider stand für die Versuchsmessungen im Herbst 1969 im Institut für Geophysik der Universität Kiel keine Erfassungsanlage für digitale Meßwerte zu Verfügung, so daß nur die ohnehin schon mit Ablesefehlern behafteten Meßwerte eines Kompensationsschreibers verwendet werden konnten.

Dennoch wurden die Vorteile der kontinuierlichen Kalibrierung an einem Beispiel eindrucksvoll deutlich.

Prinzip der Vorrichtung zur kontinuierlichen Kalibrierung.

Den Partialtiden der Gezeiten wird eine künstlich erzeugte "Partialtide", eine Kalibrierwelle, überlagert. Amplitude und Frequenz dieser Welle sollen so genau bekannt sein, daß nach einer Analyse der registrierten Meßwerte Änderungen von 1% in der Amplitude der Kalibrierwelle einer entsprechenden Empfindlichkeitsänderung des Erdzeitenmeßsystems (Gravimeter-Verstärker-Registriereinheit) eindeutig zugeordnet werden können.

Herstellung der Kalibrierwelle.

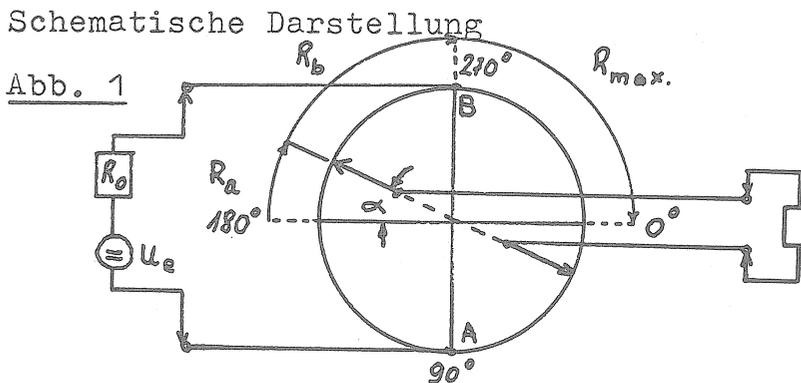
Über ein Präzisions-Sinus-Potentiometer, das durch einen Gleichstrommotor mit Meßcharakteristik oder besser einen Synchronmotor über ein Getriebe angetrieben wird, erhält die elektromagnetische Kalibriereinrichtung des Gravimeters eine sinusförmige Spannung von regel- und kontrollierbarer Frequenz zugeführt. Ist die Spannung bekannt, so kann ihr zu jedem Zeitpunkt

ein bestimmter Strom durch die beiden kleinen Helmholtz-Spulen der Kalibriervorrichtung und damit eine bestimmte auf das Meßsystem wirkende Kraft zugeordnet werden. Dieser Kraft überlagert sich die Gezeitenwirkung.

Trennt man durch geeignete Filterung beide Anteile in der Registrierung voneinander, so kann man einerseits für jeden Meßwert einen Kalibrierfaktor E_K in $\mu\text{Gal}/\text{mm}$ bestimmen und erhält andererseits die eigentliche Gezeitenregistrierung.

1) Vier-Quadranten-Sinus-Potentiometer.

Das Sinus-Potentiometer ist für die Erzeugung der sinusförmigen Kalibrierwelle besonders geeignet, weil die Reproduzierbarkeit der Funktionstransformation sehr gut ist. Selbst bei nicht streng sinusförmigem Funktionsverlauf können die Meßwerte entsprechend korrigiert werden.



$R_a + R_b =$ Quadrantenwiderstand

$R =$ Widerstand der beiden Helmholtz-Spulen + Vorwiderstand zur Strombegrenzung

Die Vierpol-Theorie (siehe hierzu auch I) liefert für die Ausgangsspannung die Beziehung :

$$U_a = \frac{\sin \alpha}{1 + \frac{R_0}{R} + \frac{R_0}{R_{max}} + \frac{R_{max}}{R} (1 - \sin^2 \alpha)}$$

Man erkennt, daß die Ausgangsspannung nur dann genau sinusförmig ist, wenn das Potentiometer ausgangsseitig leerläuft und der Innenwiderstand der Spannungsquelle konstant bleibt.

Unter diesen Voraussetzungen erhält man die reine Sinusspannung

$$U_{\text{sin}} = U_a = \frac{U_e}{1 + \frac{R_o}{R_{\text{max}}}} \sin \alpha$$

Daten des verwendeten Sinus-Potentiometers :

Gesamtwiderstand	100 Ohm
Windungsanzahl	618
Zulässige Gesamtspannung	32 Volt

2) Stromversorgung.

Zur Herstellung einer sinusförmigen Ausgangsspannung U_a ist eine Gleichspannung hoher Konstanz für die Eingangsspannung U_e erforderlich.

Es wird ein Steck-Konstanter mit folgenden Daten verwendet :

Ausgangsspannung	6 V
Maximaler Ausgangsstrom	1,5 A
Restwelligkeit	ca. 0,4 mV _{SS}
Anderung der Ausgangsspannung bei einem Sprung von Leer- lauf auf Vollast	0,5 ‰/∞
Stabilisierung	1000 : 1
Temperaturabhängigkeit	ca. 0,2 ‰/∞/C

3) Wahl der Frequenz für die Kalibrierwelle

Um sicherzustellen, daß der Anteil, welcher im Linienspektrum der Registrierung von der Kalibrierwelle herrührt, herausgefiltert werden kann und keine Fehler in das anschließend anzuwendende Verfahren der harmonischen Analyse hineinträgt, soll sich die Frequenz der Kalibrierwelle möglichst deutlich von den Frequenzen der Hauptzeitentiden unterscheiden, die eine meßbare Amplitude in der Registrierung besitzen können. Zum anderen muß die Frequenz der zu überlagernden Welle unterhalb der Nyquist-Frequenz liegen, die durch den gewählten Punktabstand der Beobachtungswerte festgelegt wird. Außerdem muß ein Frequenzbereich mit möglichst geringem "noise" herausgesucht werden.

Eine Frequenzwahl ist von Fall zu Fall neu zu entscheiden.

Da in Kiel zunächst Registrierungen von Monatslänge und hierbei keine Partialtiden höherer Ordnung untersucht werden sollten, wurde als Frequenz $\nu_K = 60^\circ/\text{Std.} = 4 \text{ cpd}$ gewählt (cpd = cycles per day). Der Punktabstand ist $\Delta t = 1 \text{ Std.}$

4) Wahl der Amplitude für die Kalibrierwelle.

Es soll gewährleistet sein, daß sich die Amplitude der aufgeprägten Welle nach der Filtrierung mit einem minimalen Fehler bestimmen läßt. Die Amplitude muß also demnach möglichst groß sein, um sich vom "noise" im 4-cpd-Bereich zu unterscheiden.

Andererseits darf die durch den Strom hervorgerufene Wärmewirkung möglichst nicht so groß werden, daß sie einen meßbaren Einfluß auf die Registrierung hat. Also soll hier der Strom und damit die Amplitude der Kalibrierwelle klein sein.

Mit einem Kalibrierstrom I_K von ca. 0,15 bis 0,20 mA, was einer Schwerewirkung von ca. 45 - 60 μGal entspricht, lassen sich beide Forderungen erfüllen.

Eine Rechnung ergibt, daß sich hierbei 1 g Eisen pro Tag um nicht mehr als 0,75 C erwärmen kann.

Es war nicht anzunehmen, daß diese geringe Wärmemenge einen Einfluß auf das Meßsystem haben würde. Dennoch wurden die Registrierungen später noch auf einen temperaturbedingten Effekt hin untersucht ($\nu_{th} = 8 \text{ cpd}$).

Filterung.

Für eine Kalibrierfrequenz von 4 cpd gestattet das Verfahren mit der elementaren Kombination Z eine besonders zeitparende Filterung :

Es soll auf die stündlichen Beobachtungswerte eine Kombination angewendet werden, welche die ganztägigen und halbtägigen Gezeitenwellen möglichst eliminiert und die Kalibrierwelle stark hervorhebt.

Die Kombination

$$[K] = (Z_1 + Z_2 - Z_4 - Z_5 + Z_7 + Z_8 - Z_{10} - Z_{11}) / 16$$

erfüllt diese Forderungen.

Ihre Selektivität ist

$$\rho [K] = \frac{\alpha_3 \cdot (\beta_4 + \beta_5 - \beta_7 - \beta_8)}{16}$$

Wendet man die Kombination zweimal nacheinander an, so erhält man die gewünschte Selektivität $\rho [K'] = (\rho [K])^2$ (siehe Tab. 1).

Tab. 1

Durchlaßfunktion der Kombinationen [K] und [K']

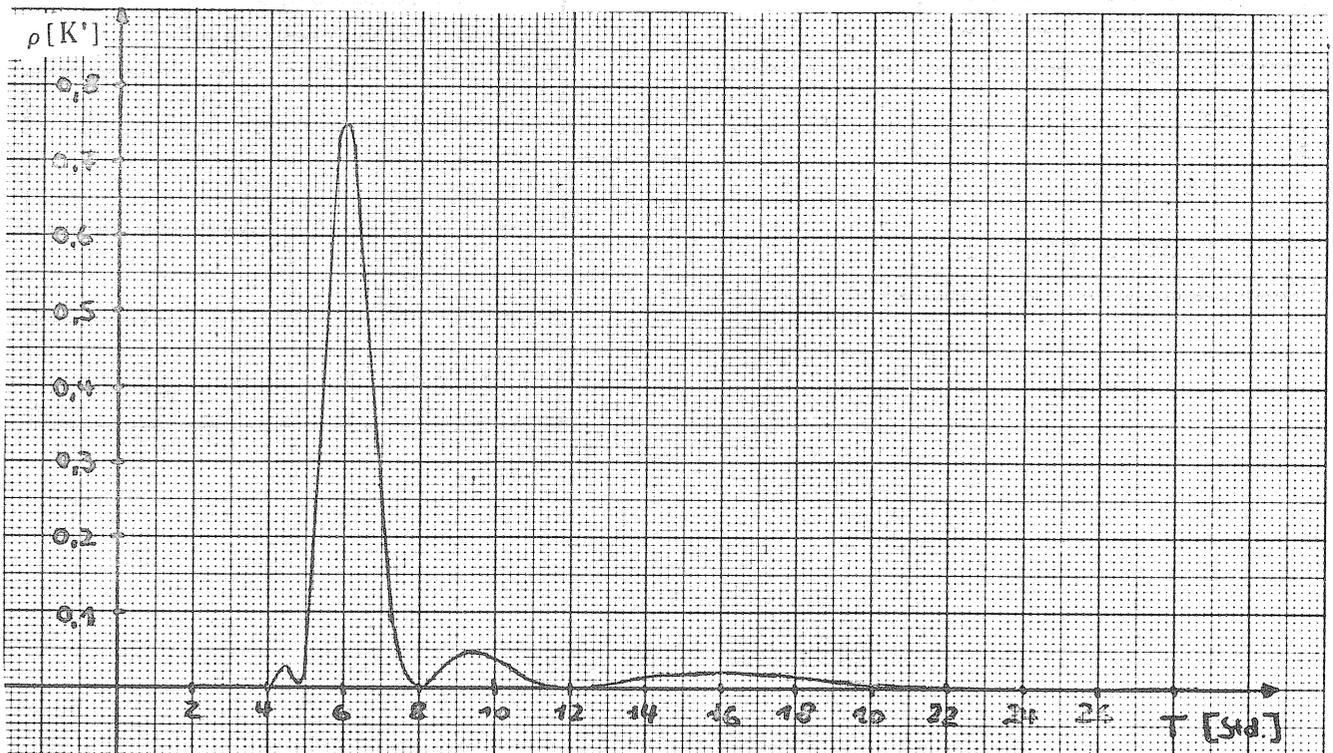
Tide Symbol	Periode [Std]	ρ [K]	ρ [K']
Q_1	26,868	- 0,04351	0,00189
O_1	25,819	- 0,02916	0,00085
M_1	24,833	- 0,01405	0,00020
K_1	23,934	+ 0,00115	0,00013
J_1	23,098	+ 0,01650	0,00027
N_2	12,658	+ 0,05289	0,00280
M_2	12,421	+ 0,03522	0,00124
S_2	12,000	0	0
Kalibrierwelle	6,000	+ 0,86603	0,75000

(siehe auch Abb. 2)

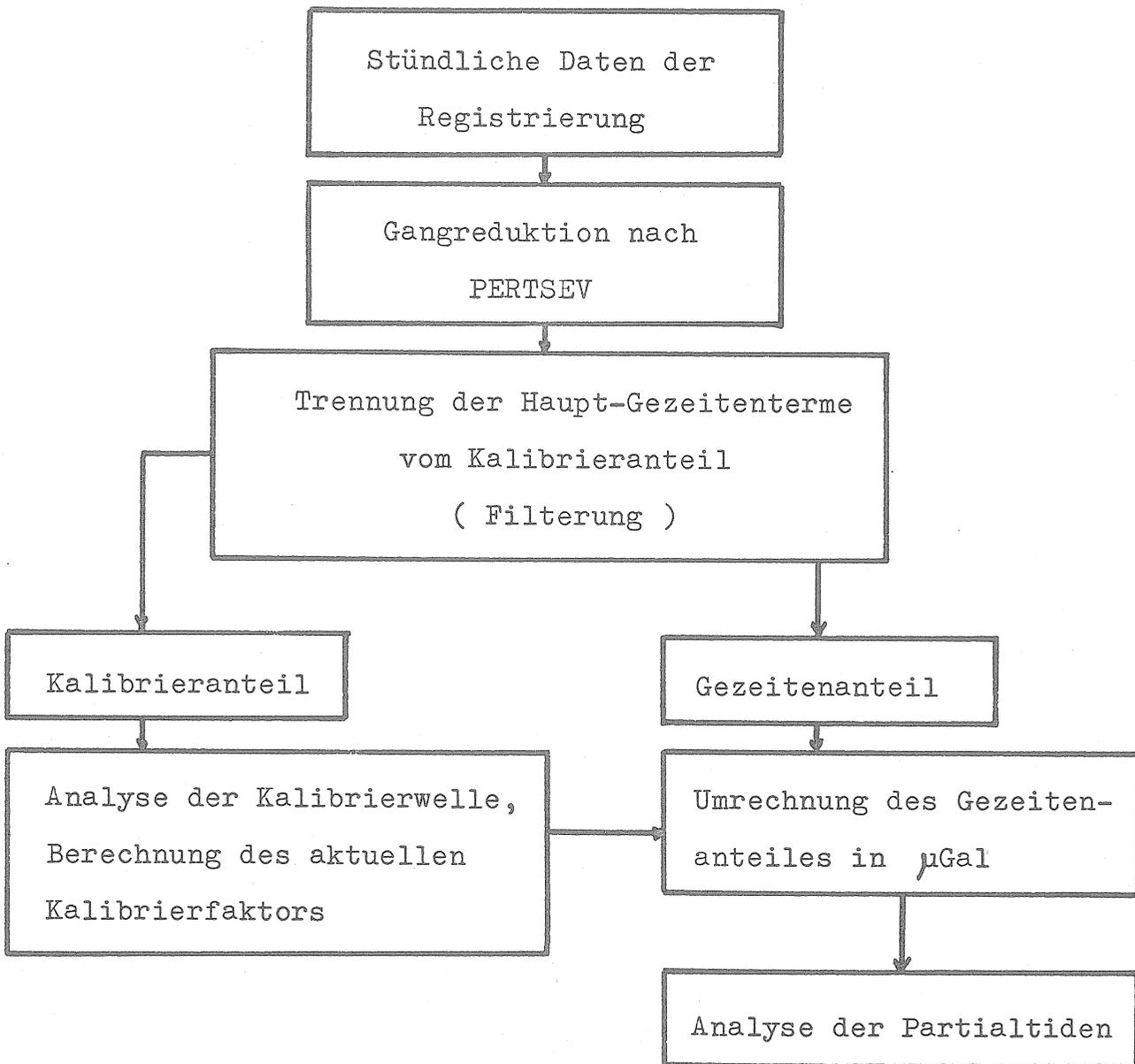
Insgesamt wird die Anzahl der Beobachtungswerte durch zweimalige Anwendung der Kombination [K] um 44 verringert.

Abb. 2

Durchlaßfunktion der Kombination [K]



Darstellung des Verfahrens zur Eliminierung des Kalibrieranteiles in der Gezeitenregistrierung



Berechnung von Amplitude und Phase der Kalibrierwelle

Mittels der Filterung wird die Registrierung in zwei Teile zerlegt :

- 1) Gezeitenanteil
- 2) Kalibrieranteil

Der unter 2) genannte Anteil enthält stündliche Werte einer Sinusschwingung $y(t) = A \sin(\omega t + \phi)$ mit einer zuvor bestimmten und während der Registrierung kontrollierten Periode. Bei bekannter Periode kann die Amplitude A bestimmt werden :

$$y_1 = A \sin(\omega t_1 + \phi) = a \sin \omega t_1 + b \cos \omega t_1$$

$$\text{mit } A = \sqrt{a^2 + b^2}$$

$$\text{und } \operatorname{tg} \phi = \frac{b}{a}$$

$$y_2 = A \sin(\omega t_2 + \phi) = a \sin \omega t_2 + b \cos \omega t_2$$

Mit $\sin \omega t_1 \cos \omega t_2 - \cos \omega t_1 \sin \omega t_2 = D$ und $D \neq 0$ erhält man

$$a = \frac{y_1 \cos \omega t_2 - y_2 \cos \omega t_1}{D}$$

$$b = \frac{y_2 \sin \omega t_1 - y_1 \sin \omega t_2}{D}$$

Um Winkelgeschwindigkeitsänderungen der Sinusschwingung vom einmal eingestellten Wert abschätzen zu können (es wurde ein Gleichstrommotor verwendet), soll aus der Registrierung auch die Phase der Kalibrierwelle ermittelt werden : $\phi = \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{b}{a}$.

Die Amplitude A ist ein Maß für die Empfindlichkeit der Registrieranlage. Ändert sich bei konstantem Strom I_K die Amplitude A , so zeigt dies eine Änderung der Empfindlichkeit an. Wird A größer (kleiner), so wird auch die Empfindlichkeit größer (kleiner).

Mit Stromfaktor E_s in [$\mu\text{Gal}/\text{mA}$], Amplitude A in [mm] und Strom I_K in [mA] können die stündlichen Beobachtungswerte in [μGal] umgerechnet werden.

Ergebnisse.

Es wurden drei Registrierperioden von unterschiedlicher Länge untersucht :

- 1) 12.09.1969 18⁰⁰ MEZ - 9.10.1969 10⁰⁰ MEZ (641 stündliche Beobachtungswerte mit kontinuierlicher Kalibrierung).

Erdgezeiten-Meßsystem :

Gs 11/Nr. 199 mit photoelektrischer Indikatoreinrichtung, photoelektrischer Meßverstärker (ASKANIA), Kompensations-Linienschreiber und RC-Glieder

Kalibrierung :

Kalibrierfrequenz : 3,983 cpd
Max. Kalibrierstrom : 0,191 mA

Da ein Gleichstrom-Meßmotor für den Antrieb des Sinus-Potentiometers verwendet wurde, konnte die Frequenz nicht exakt eingestellt werden (auf 4 cpd). Außerdem mußte die Frequenz jeden Tag kontrolliert werden.

- 2) 10.11.1969 10⁰⁰ MEZ - 15.12.1969 3⁰⁰ MEZ (834 stündliche Beobachtungswerte mit kontinuierlicher Kalibrierung)

Erdgezeiten-Meßsystem :

Wie unter 1), nur der photoelektrische Verstärker wurde durch den KEITHLEY-Verstärker Model 150 B ersetzt.

Kalibrierung :

Kalibrierfrequenz : 4,003 cpd
Max. Kalibrierstrom : 0,191 mA

- 3) 20.12.1969 1⁰⁰ MEZ - 29.12.1969 24⁰⁰ MEZ (240 stündliche Beobachtungswerte ohne kontinuierliche Kalibrierung)

Eine Untersuchung der Registrierperiode 3) soll Aufschluß über den Anteil der 4-cpd- und 8-cpd- Frequenz im Spektrum der Registrierung geben.

Erdgezeiten-Meßsystem :

Wie unter 2).

Die Erdzeitenstation befindet sich in einem auf $\pm 0,1$ C temperaturstabilisierten Raum mit einem geeigneten Fundament.

Kalibrierfaktor : $\bar{E}_s = 435,7 \mu\text{Gal}/\text{mA}$

Ergebnisse der Registrierperiode 1)

Einen unerwarteten Verlauf zeigt die Darstellung der Amplitude A der Kalibrierwelle (Abb. 3). Sie zeigt außerordentlich große Schwankungen :

$$\begin{aligned}\text{Mittelwert } \bar{A} &= 25,28 \text{ mm} \\ \text{Minimalwert } A_{\min} &= 23,38 \text{ mm} \\ \text{Maximalwert } A_{\max} &= 27,82 \text{ mm}\end{aligned}$$

Diese Änderungen der Amplitude zeigen eine Änderung der Empfindlichkeit von über 10 % innerhalb weniger Tage an !

In der Zeit vom 14. bis zum 21. September nimmt die Empfindlichkeit um ca. 12 % ab. Dann folgt ein rascher Anstieg, dem sich wiederum eine Abnahme der Empfindlichkeit anschließt. Dieser Verlauf wiederholt sich. Es fällt auf, daß ein Anstieg der Empfindlichkeit immer zur Zeit der Spindelverstellungen erfolgt. Dies gibt einen Hinweis auf eine Fehlerquelle im Meßsystem :

Die Spindelverstellungen wurden zur Kompensation der Drift des Meßsystems vorgenommen :

Die Spannungswerte näherten sich einem Wert, der den Meßbereich des Kompensationsschreibers überschreitet. Hier war die Spindelverstellung ein Hilfsmittel, um wieder in einen geeigneteren Spannungsbereich zu gelangen. - Während der Registrierperiode 1) waren die Spindelverstellungen für eine Verminderung der Signalspannung notwendig geworden.

Mit zunehmenden Signalspannungswerten nahm also jeweils die Empfindlichkeit des gesamten Meßsystems ab. Demzufolge waren entweder die Signalspannungswerte nicht der auf das Gehänge wirkenden Kraft proportional (Fehler im Gravimeter), oder die Verstärkung bzw. Registrierung der Signalspannung war im Meßbereich nicht linear (Fehler im Verstärker bzw. Kompensationsschreiber).

Eine gesonderte Untersuchung bestätigte diese Überlegung. Der verwendete photoelektrische Verstärker war für den Fehler verantwortlich :

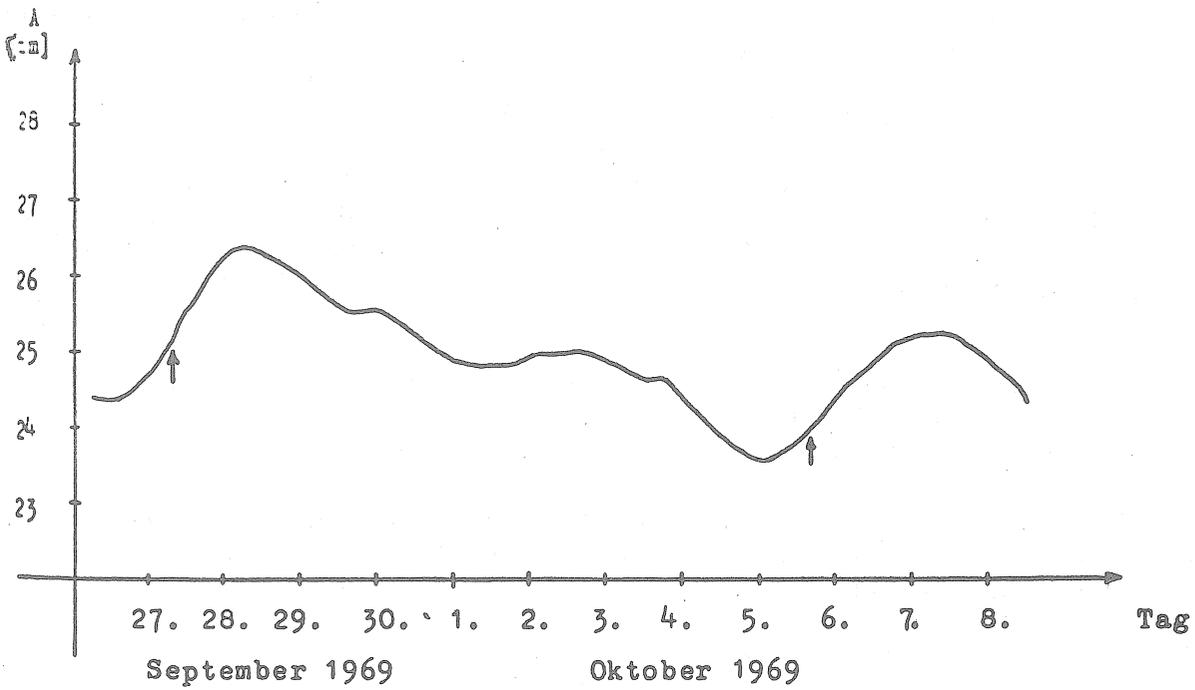
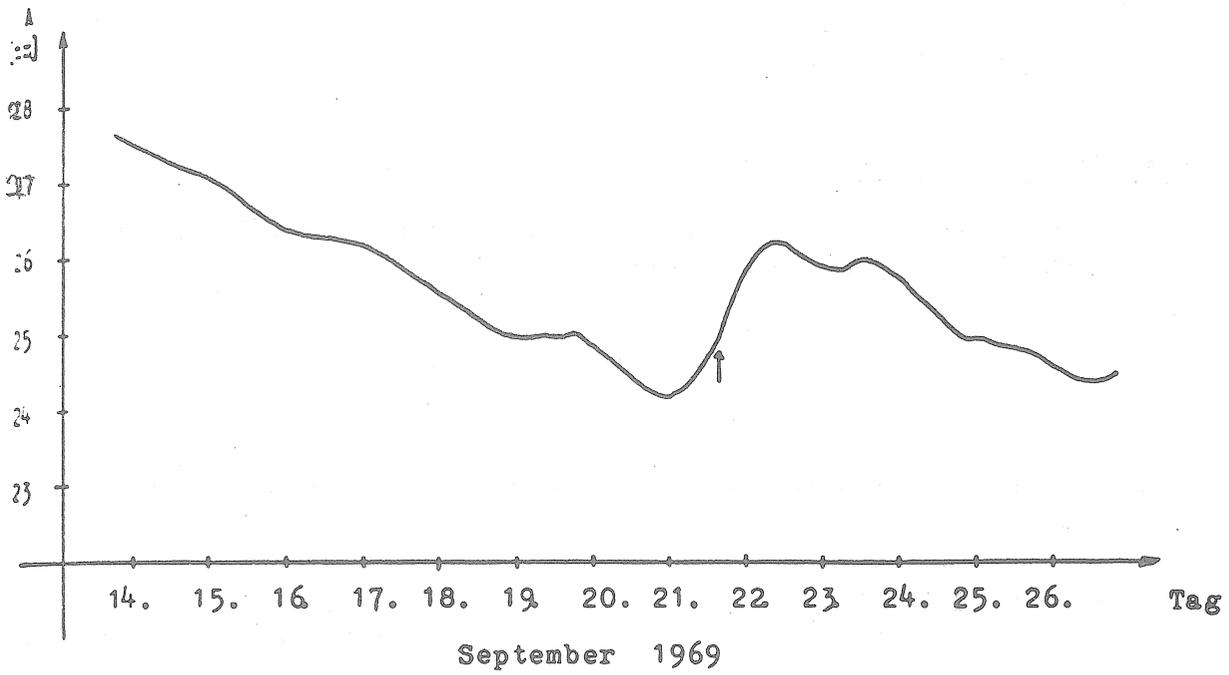
Seine Empfindlichkeit nahm zu höheren Spannungswerten hin um ca. 15 % ab.

Die aus Abb. 3 ersichtliche allmähliche Empfindlichkeitszunahme (statt des zu erwartenden Sprunges in der Empfindlichkeit) auch schon vor der Spindelverstellung erklärt sich aus den Eigenschaften des Filteroperators.

Der defekte Verstärker wurde ausgewechselt.

Durchschnittlicher Gang : $41,8 \mu\text{Gal}/\text{Tag}$

Abb. 3



Amplitude A der Kalibrierwelle in der Registrierung
↑ Spindelverstellungen

Ergebnisse der Registrierperiode 2)

Für die Amplituden der Kalibrierwelle (Abb. 4) wurden die folgenden Werte ermittelt :

Mittelwert	\bar{A}	= 26,20 mm
Minimalwert	A_{\min}	= 25,67 mm
Maximalwert	A_{\max}	= 26,79 mm

Hier lassen sich auch Schwankungen der Empfindlichkeit erkennen. Sie waren jedoch schon wesentlich kleiner als in Registrierperiode 1). Die maximale Abweichung von der höchsten Empfindlichkeit betrug nur noch 4,7 % . Abweichungen dieser Größenordnung konnten aufgrund unserer Erfahrungen erwartet werden.

Durchschnittlicher Gang : 33,34 μ Gal/Tag.

Ergebnisse der Registrierperiode 3)

Diese Registrierung sollte Aufschluß über "noise" und Gang für Registrierungen ohne kontinuierliche Kalibrierung geben. Aus diesen Ergebnissen wird dann ein Fehlermaß für die Ergebnisse des Filterverfahrens angegeben.

Die durchschnittliche Amplitude des "noise" im 4-cpd- Bereich betrug $\bar{A} = 0,246$ mm.

Der durchschnittliche Gang hat die Größe von 18,57 μ Gal/Tag.

Thermischer Effekt.

Alle drei Registrierungen wurden auf die 8-cpd-Frequenz hin untersucht. Dabei ergab sich, daß die Registrierungen 1) und 2) gegenüber 3) keine signifikanten Unterschiede aufwiesen. Bei allen lag die Amplitude im 8-cpd-Bereich in der Größenordnung von 0,3 mm.

Ein thermischer Effekt läßt sich also nicht nachweisen.

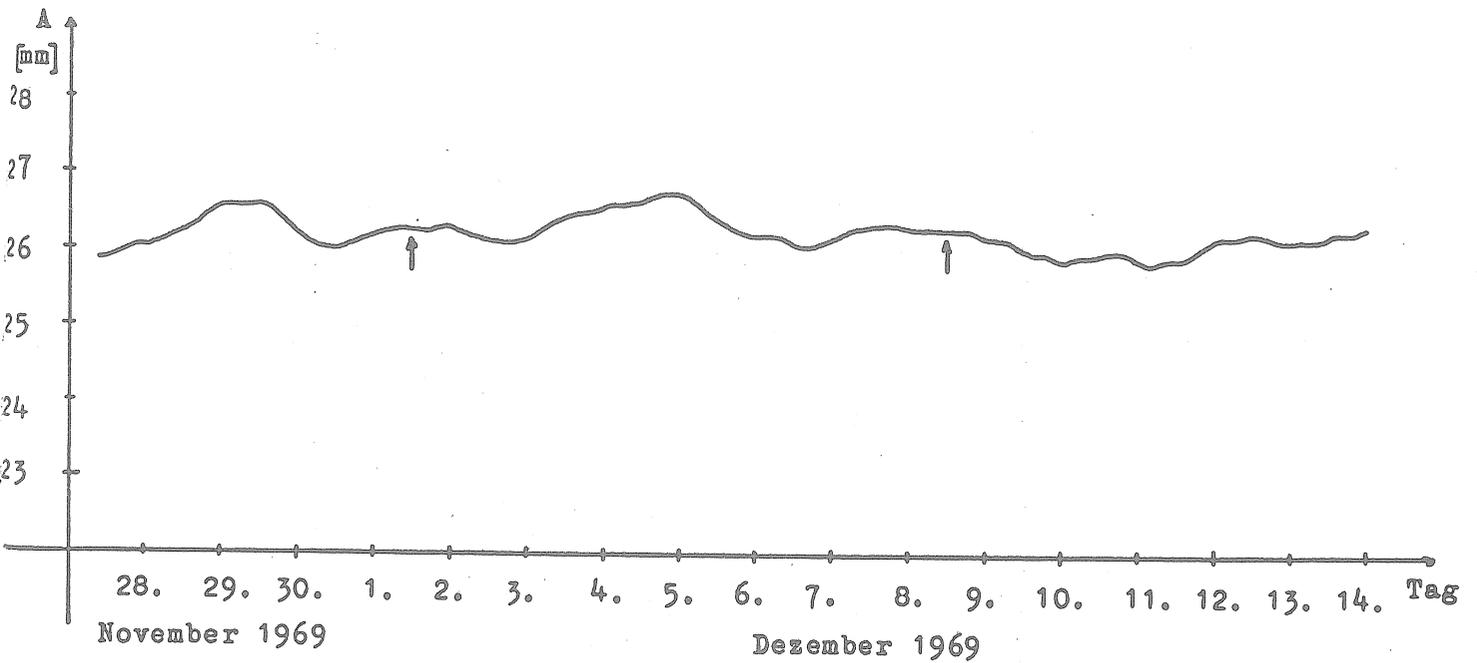
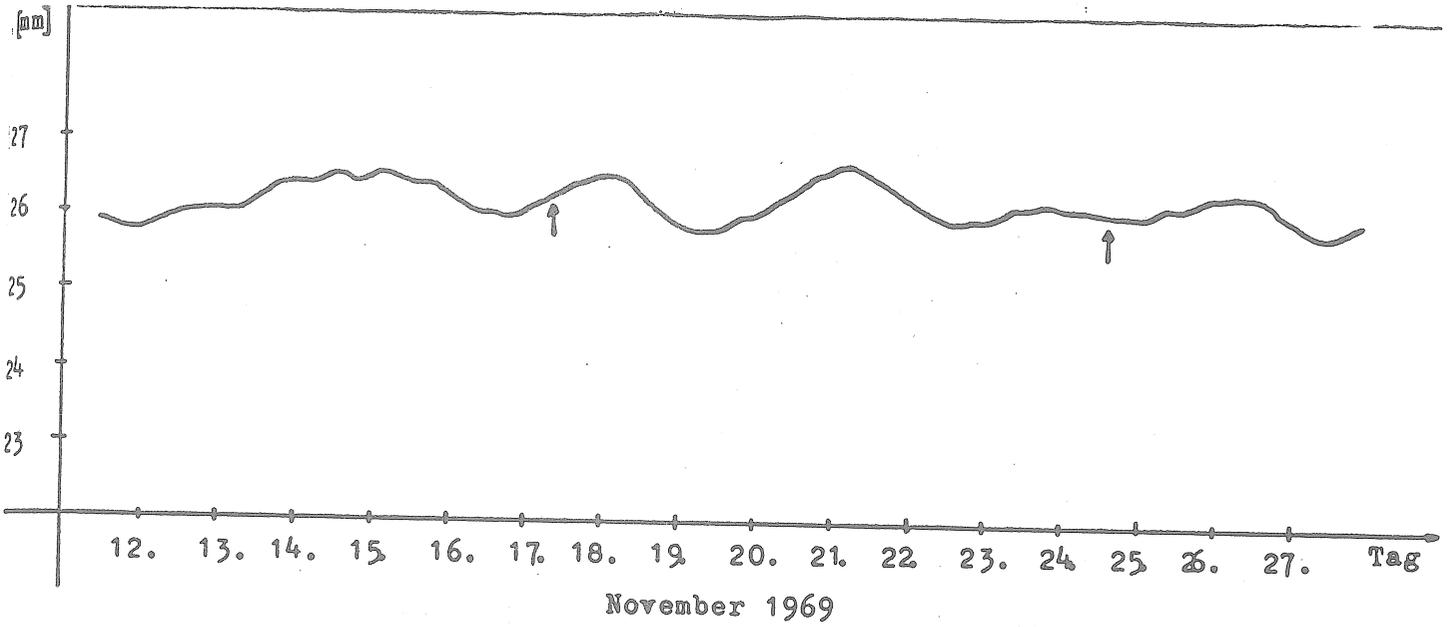
Linearitätsmessung der Kalibriereinrichtung.

Tab. 2

Kalibrierstrom		Auslenkung A des Schreibers [mm]	
$+ I_k$	$- I_k$		
[mA]			
0,102		13,35	
	0,102		13,81
0,203		27,42	
	0,203		27,97
0,303		40,99	
	0,303		42,21
0,403		55,29	
	0,403		55,92
0,502		69,56	
	0,502		69,81

(siehe auch Abb. 5)

Abb. 4



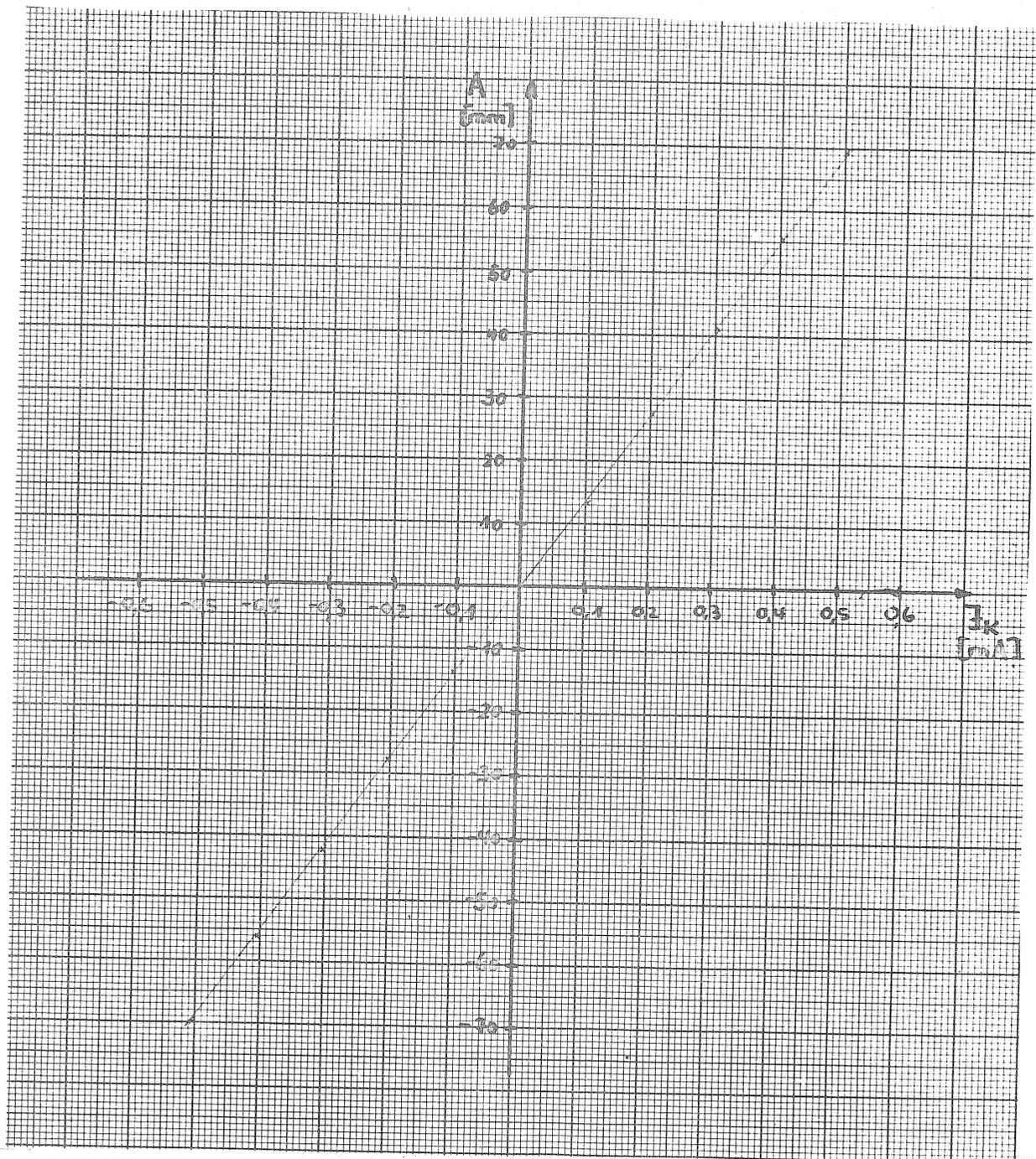
Amplitude A der Kalibrierwelle in der Registrierung

↑ Spindelverstellungen

Für $+I_K$ ergibt sich ein durchschnittlicher Wert der Auslenkung zu 135,4 [mm/mA] und für $-I_K$ zu 138,6 [mm/mA]. Diese Unsymmetrie der Kalibriervorrichtung bei wechselnder Stromrichtung ist wegen der Verteilung der Filterkoeffizienten ohne Einfluß auf die Berechnung der Amplitude der Kalibrierwelle, wenn man den Mittelwert $(A_{(+I_K)} + A_{(-I_K)})/2$ zugrunde legt. Diese Tatsache ist nur bei der Eliminierung der aufgeprägten Welle zu berücksichtigen. Es sind Korrekturen anzubringen. Im übrigen bestätigen die gemessenen Werte gut die erwartete Linearität.

Abb. 5.

Linearitätsmessung der elektro-magnetischen Kalibriereinrichtung.



Filtereigenschaften

Abb. 6 zeigt die zeitabhängige Amplitudenverteilung bei Anwendung des Filterverfahrens für eine Sprungfunktion :

$$A(t - t') = \begin{cases} 0 & \text{für } t < t' \\ 1 & \text{für } t \geq t' \end{cases}$$

44 Stunden vor dem Sprung setzt die Änderung der Amplitude bereits ein und 44 Stunden nach dem Sprung erreicht sie erst den wahren Wert. Es treten zwei schwache Nebenmaxima auf.

Geht man davon aus, daß sich die Empfindlichkeit innerhalb von jeweils 47 Stunden linear ändert, so erhält man für die 23., 24. und 25. Stunde dieses betrachteten Intervalles exakte Werte für die Kalibrierwelle. Aus diesen läßt sich der Amplitudenwert der 24. Stunde berechnen.

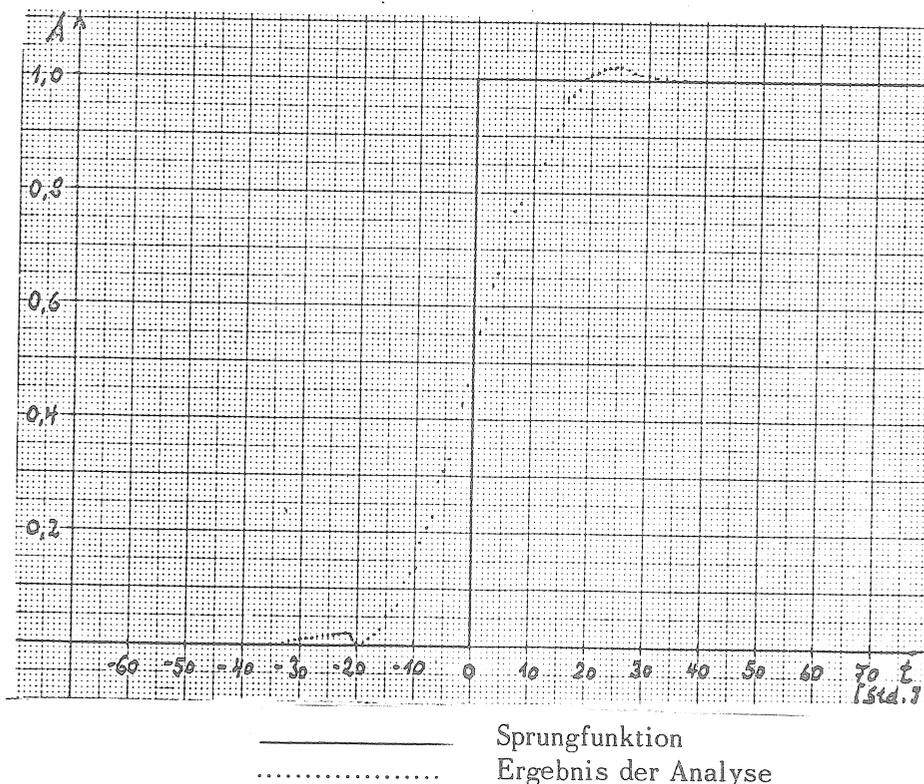
Hieraus folgt, daß zur sicheren Erfassung von kurzzeitigen Empfindlichkeitsschwankungen eine höhere Kalibrierfrequenz erforderlich ist, da sich die Schwankungen erst dann mit der geforderten Genauigkeit ermitteln lassen.

Mit dem hier beschriebenen Verfahren läßt sich ein Einblick in längerperiodische Empfindlichkeitsschwankungen des Erdzeitenmeßsystems gewinnen. Geht man davon aus, daß die Änderungen innerhalb eines Zeitraumes von zwei Tagen linear sind, so erhält man dann zweitägige Mittelwerte hoher Genauigkeit, was gegenüber den herkömmlichen Verfahren ein großer Vorteil ist.

Die folgende Fehlerbetrachtung bezieht sich auf die Genauigkeit eben dieser Mittelwerte.

Abb. 6

Filterung einer Sprungfunktion mit der Kombination [K'] (Sprung zur Zeit 0).



Fehlerabschätzung.

Mit einem mittleren Fehler von $m = 0,3$ mm für jeden Meßwert (siehe Ergebnisse der Registrierperiode 3) erhält man für das Ergebnis einer Kombination [K'] einen mittleren Fehler $m_1 = \pm 0,019$ mm.

Mit dem Fehlerfortpflanzungsgesetz ergibt sich für die Amplitude A ein mittlerer Fehler von durchschnittlich $\epsilon = \pm 0,05$ mm.

Dies entspricht in unserem Fall einem relativen Fehler des Kalibrierfaktors von 0,2 % .

Hinzu kommt noch ein Fehler durch mögliche Schwankungen der Spannungsversorgung für das Sinus-Potentiometer. Sie dürften bei maximal 0,1 % liegen.

Insgesamt ergibt sich für dieses Kalibrierverfahren ein relativer Fehler, der kleiner als 0,5 % bleibt. Ist der Ablesefehler des Meßwerts für den Gezeitenanteil ebenfalls auf ca. 0,5 % genau, so ist der relative Fehler des Meßwerts kleiner als 1 % .

Unberücksichtigt geblieben hierbei ist eine Änderung der Polstärken der beiden Magneten der elektro-magnetischen Kalibriervorrichtung. R. SCHULZE (siehe III) gibt eine zu erwartende Änderung von weniger als 1 ‰ pro Jahr an. Eine Ermittlung des Stromfaktors E_s im Jahr ist zu empfehlen.

Zusammenfassung

Die kontinuierliche Kalibrierung bietet neben größerer Meßwertgenauigkeit den Vorteil, daß während einer Registrierung der Erdgezeiten Fehler im Meßsystem festgestellt werden können, wenn die anfallenden Daten gleich verarbeitet werden. Die monatlichen Spindelverstellungen entfallen. Dafür wird einmal im Jahr der Stromfaktor E_s kontrolliert.

Das hier beschriebene Verfahren vermeidet auch die bei Impulskalibrierungen auftretenden Informationsverluste während der verzögerten Einlaufzeit nach dem Impuls.

Aus den Ergebnissen wird deutlich, daß eine einzige Kalibrierung im Monat nicht ausreicht, um eine sichere Aussage über die Empfindlichkeit des Meßsystems und damit über den Kalibrierfaktor und die Zuverlässigkeit der Daten zu machen.

LITERATUR

1. LENNARTZ

Darstellung der Sinus- und Kosinus-Funktion durch drahtgewickelte Drehwiderstände.
Zeitschrift "Elektronik" 1960, Nr. 11 Franzis-Verlag.

2. MELCHIOR

The Earth Tides
Pergamon Press 1966

3. SCHULZE

Eine neue Eicheinrichtung im Gezeitengravimeter
Askania-Warte 1965, Heft 66.

ZUR FRAGE DER STÖRBEACHEUNIGUNGEN BEI DER EICUNG VON REGISTRIERGRAVIMETERN AUF EINER VERTIKALEN LABOR-EICHBASIS

von Manfred BONATZ, Bonn

In der Erdzeitenstation Bonn werden seit dem Jahre 1965 mit guten Ergebnissen Registriergravimeter mit Hilfe einer vertikalen Laboreichbasis geeicht (1), (2), (3), (4). Bei Diskussionen wurde in letzter Zeit mehrfach die Frage nach den bei diesem Verfahren auftretenden Störbeschleunigungen gestellt, insbesondere wurden Zweifel geäußert, ob bei Registrierungen in der oberen Position der Gravimeterplattform die Messungsergebnisse nicht infolge der durch die unstabilere Aufstellung des Gravimeters verursachten eventuell größeren Störbeschleunigungen verfälscht sind.

Zur Klärung dieser Frage wurde an den zweiten Registrierausgang des zur Verstärkung des Gravimetermeßsignals eingesetzten Keithley Microvoltmeters 150 B(5) ein Siemens-Flüssigkeitsstrahloszillograph Oszillomink parallel angeschlossen. Die Messungen wurden ausgeführt mit dem neuen Askania-Gravimeter GS 11 Nr. 206 mit kapazitivem Abgriff.

Abb. 1 zeigt einen Ausschnitt des registrierten Rauschens (ungefiltert) in der unteren Position des Registriergravimeters (Lage 0 cm auf der Eichbasis), Abb. 2 in der oberen Position (Lage 100 cm auf der Eichbasis) und Abb. 3 wieder in der unteren Position. Der Zeitabstand der Aufzeichnungen beträgt jeweils etwa eine halbe Stunde. Signifikante Unterschiede sind nicht zu erkennen. Eine Verfälschung des gefilterten Gezeitenmeßwertes in Abhängigkeit von der Höhe des Gravimeters auf der vertikalen Eichbasis ist daher unwahrscheinlich. Eine Änderung des Verhaltens mit stärkerer oder schwächerer Mikroseeismik wurde nicht festgestellt. Merkbare Neigungsänderungen traten in beiden Positionen der Plattform nicht auf.

Ein Beispiel für die beim Anfahren bzw. Abbremsen der Plattform entstehenden Störbeschleunigungen ist in Abb. 4 angegeben. Bei sorgfältiger Steuerung läßt es sich erreichen, daß diese Beschleunigungen den Betrag von 5 mGal nicht wesentlich überschreiten.

Abb. 5 zeigt die Störbeschleunigungen bei der "gleichförmigen" Bewegung der Plattform mit einer Geschwindigkeit von 4 cm/min. Die aufgezeichneten Störungen resultieren aus den mechanisch bedingten, geringen Ungleichförmigkeiten im Spindeltrieb der Plattform. Dieser Einfluß läßt sich durch Verringerung der Hebegeschwindigkeit verkleinern; eine Abhängigkeit zwischen diesen Störbeschleunigungen und dem Eichausschlag am Registrierschreiber konnte aber bisher nicht festgestellt werden.

LITERATUR

- (1) BONATZ, M.
Über die Eichung von Registriergravimetern mittels einer vertikalen Labor-Eichstrecke,
Dt. Geod. Kommiss., Veröff. Reihe C, Heft 84 München 1965.
- (2) BONATZ, M.
Ergebnisse der Schwereregistrierungen in der Station Bonn (1964/65),
Dt. Geod. Kommiss., Veröff. Reihe B, Heft 133, München 1966.
- (3) BONATZ, M.
Ergebnisse von Parallelregistrierungen mit zwei Askania-Gravimetern in der Erdgezeitenstation Bonn,
Dt. Geod. Kommiss., Veröff. Reihe B, Heft 158, München 1968.
- (4) BONATZ, M.
Ergebnisse gravimetrischer Parallelregistrierungen in der Erdgezeitenstation Bonn 1967(68),
Dt. Geod. Kommiss., Veröff. Reihe B, Heft 170, München 1969.
- (5) BONATZ, M.
Gravimetric Earth Tide Recording with Askania-Gravimeter GS 11 or 12 by Electronic Amplification of the Gravimeter-Signal,
dem Erdgezeitensymposium anlässlich der Generalversammlung der IUGG 1967 in Luzern vorgelegter Bericht.

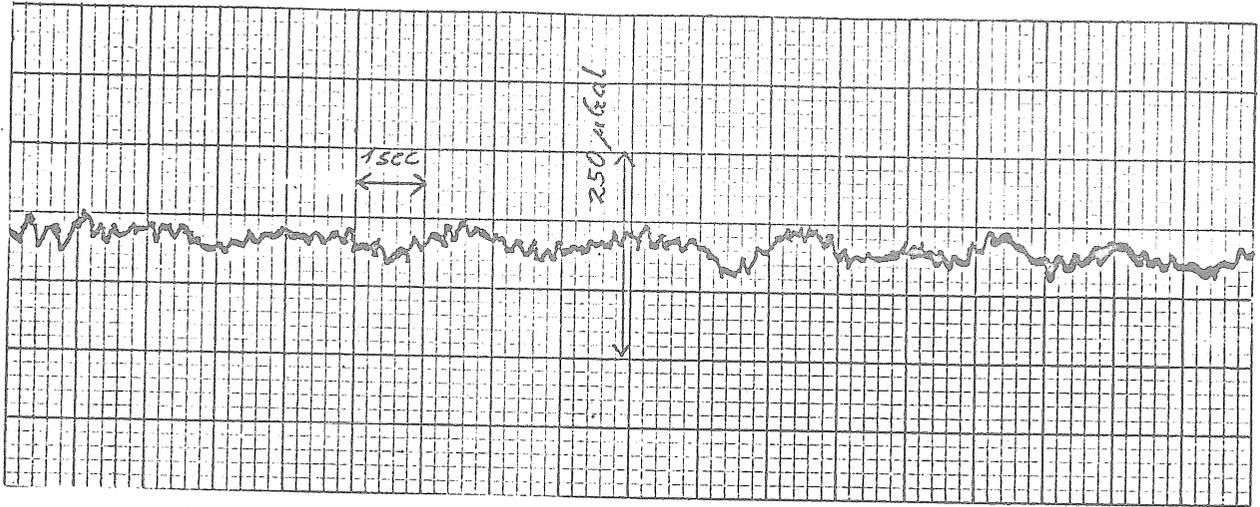


Abb. 1

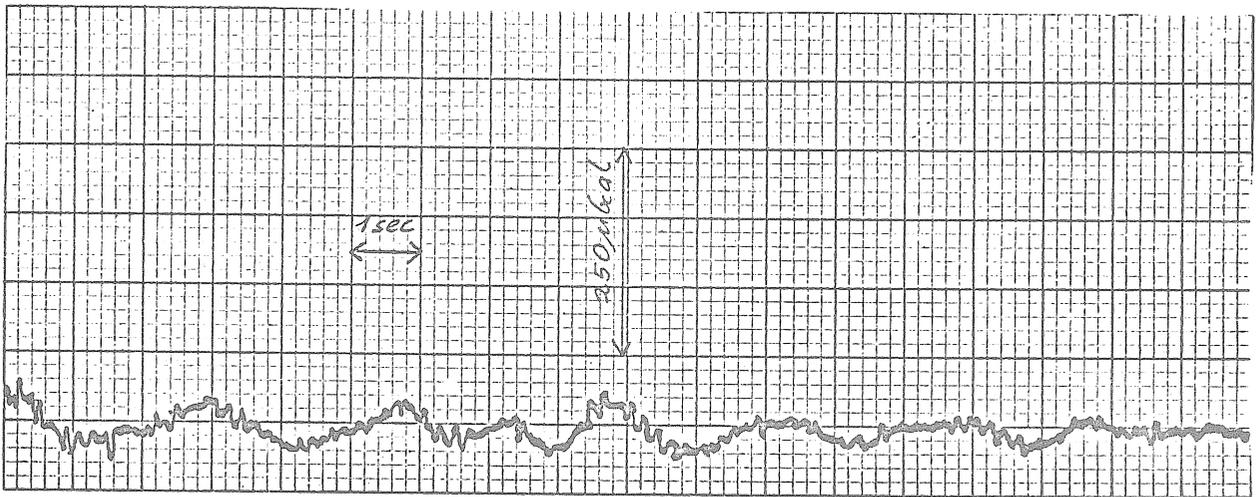


Abb. 2

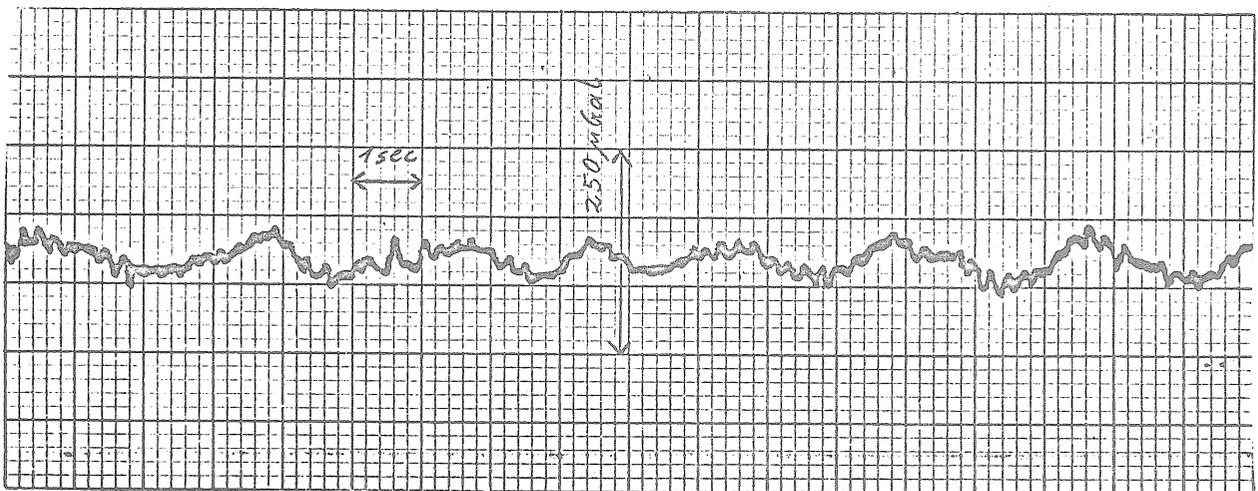


Abb. 3

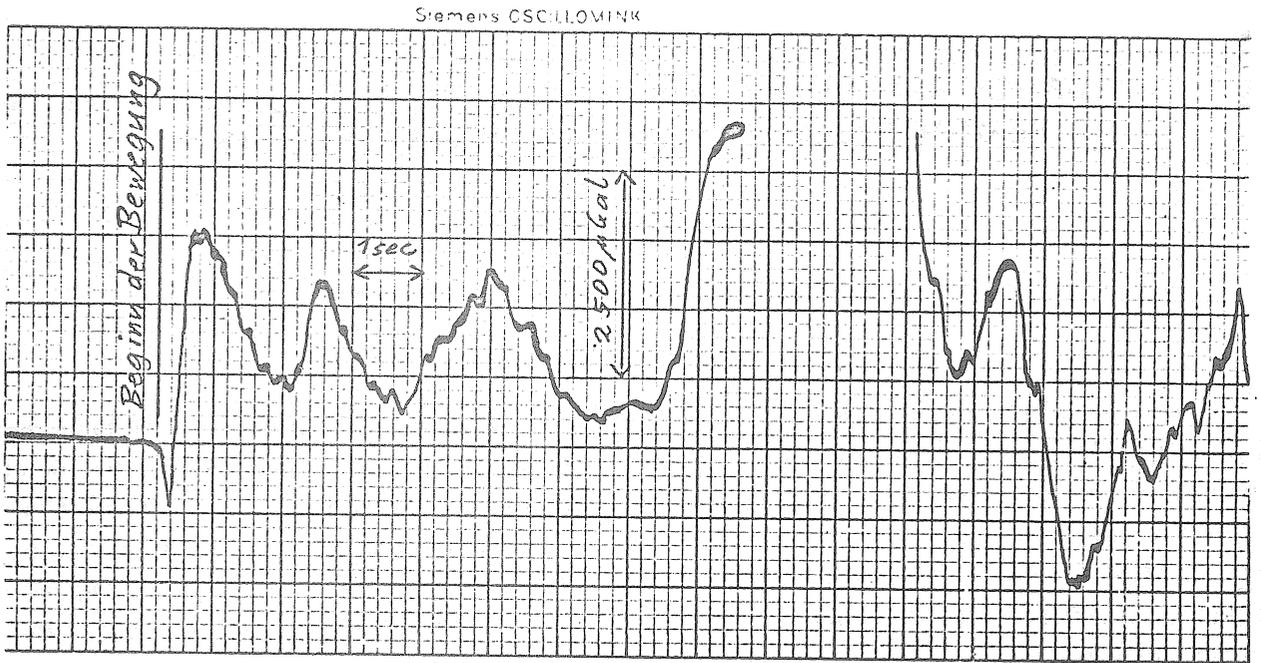


Abb. 4

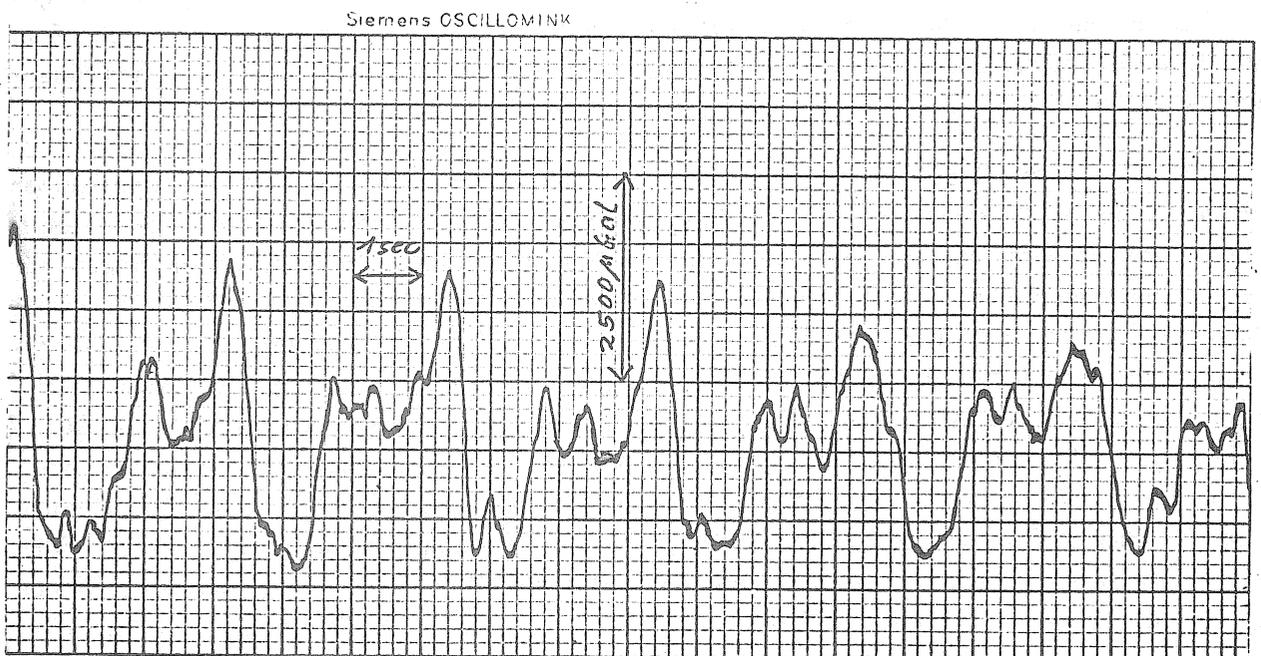


Abb. 5

DER EINFLUß VON ÄNDERUNGEN DER VERSTÄRKEREINGANGSSPANNUNG AUF DIE MEßWERTANZEIGE DES NEUEN ASKANIA-GRAVIMETERS GS 15

von Manfred BONATZ, Bonn

Der wesentliche Unterschied des neuen Askania-Gravimeters GS 15 gegenüber den bisherigen Typen (GS 11) besteht darin, daß die Lage der Gravimetermasse nicht mehr über ein photoelektrisches Meßsystem angezeigt wird, sondern kapazitiv abgegriffen wird [1]: Die mittlere Platte eines Dreiplattenkondensators ist mit dem Gravimeterhebelarm verbunden und bildet mit den beiden anderen, feststehenden Platten zwei Kondensatoren, die Teile einer mit 10 kHz gespeisten kapazitiven Brücke sind. Bei Lageänderungen der Gravimetermasse ändern sich die Kapazitäten beider Kondensatoren und damit auch die Abstimmung der Brücke. An der mittleren Kondensatorplatte wird nun (bezogen auf Masse) eine Wechselspannung abgegriffen, die proportional der Lageänderung dieser Platte ist. Die Wechselspannung wird verstärkt und gleichgerichtet, so daß am Gravimeterausgang eine Analoggleichspannung zur Verfügung steht, die, bezogen auf die Amplitude der gravimetrischen Gezeiten (0,3 mGal), im mV-Bereich liegt.

Vom Verfasser wurde in der Vergangenheit an einer Reihe von Beispielen gezeigt (BIM 1964-1968), wie Änderungen der äußeren Messungsbedingungen - zu denen auch Änderungen der Versorgungsspannungen gehören - das Meßergebnis der Askania-Erdgezeitenregistrieranlagen beeinflussen können. In diesem Sinne interessiert bei dem neuen Askania-Gravimeter GS 15 in erster Linie die Wirkung von Änderungen der 24 V-Gleichspannung für die Versorgung des eingebauten kapazitiven Abgriff- und Verstärkersystems auf die Meßwertanzeige.

Abb. 1 zeigt ein Registrierbeispiel bei Spannungsänderungen um 1 bzw. 2 Volt. Unmittelbar nach der Spannungsänderung setzt eine kurzperiodische Drift ein, deren Amplitude etwa nach 6 Minuten erreicht wird, und der sich dann eine größere gegenläufige Schwingung überlagert mit einem Maximum nach etwa 35 - 40 Minuten. Ursache für diese Drifteffekte dürfte einmal der unmittelbare Einfluß der Spannungsänderungen auf das elektronische Meßsystem sein, zum anderen aber auch der Einfluß der mit den Spannungsänderungen verbundenen Änderungen der Verlustleistung und der daraus resultierenden Änderungen des Temperaturzustandes im Gravimeter. In Abb. 2 ist die Amplitude beider Schwingungen als Funktion der Spannungsänderung angegeben. Setzt man die Grenze für die zulässigen Driftschwankungen mit etwa $\pm 0,1$ bis $0,2 \mu\text{Gal}$ fest (Grenze der graphischen Auflösung des Registrierschreibers bei einer Empfindlichkeit von etwa $2 \mu\text{Gal}/\text{mm}$), so ergibt sich daraus eine notwendige Stabilität der 24 Volt-Versorgungsspannung für das Abgriffsystem von etwa $\pm 0,01$ bis $0,02 \text{ V}$ ($0,05 - 0,1 \%$). Diese Stabilität läßt sich leicht bei Verwendung geeigneter Netzgeräte erreichen, z.B. Oltronix Stabpac [2] (Eingangsspannung 220 V $\pm 10 \%$, Ausgangsspannung $24 \text{ V} \pm 0,01 \%$).

- 3071 -

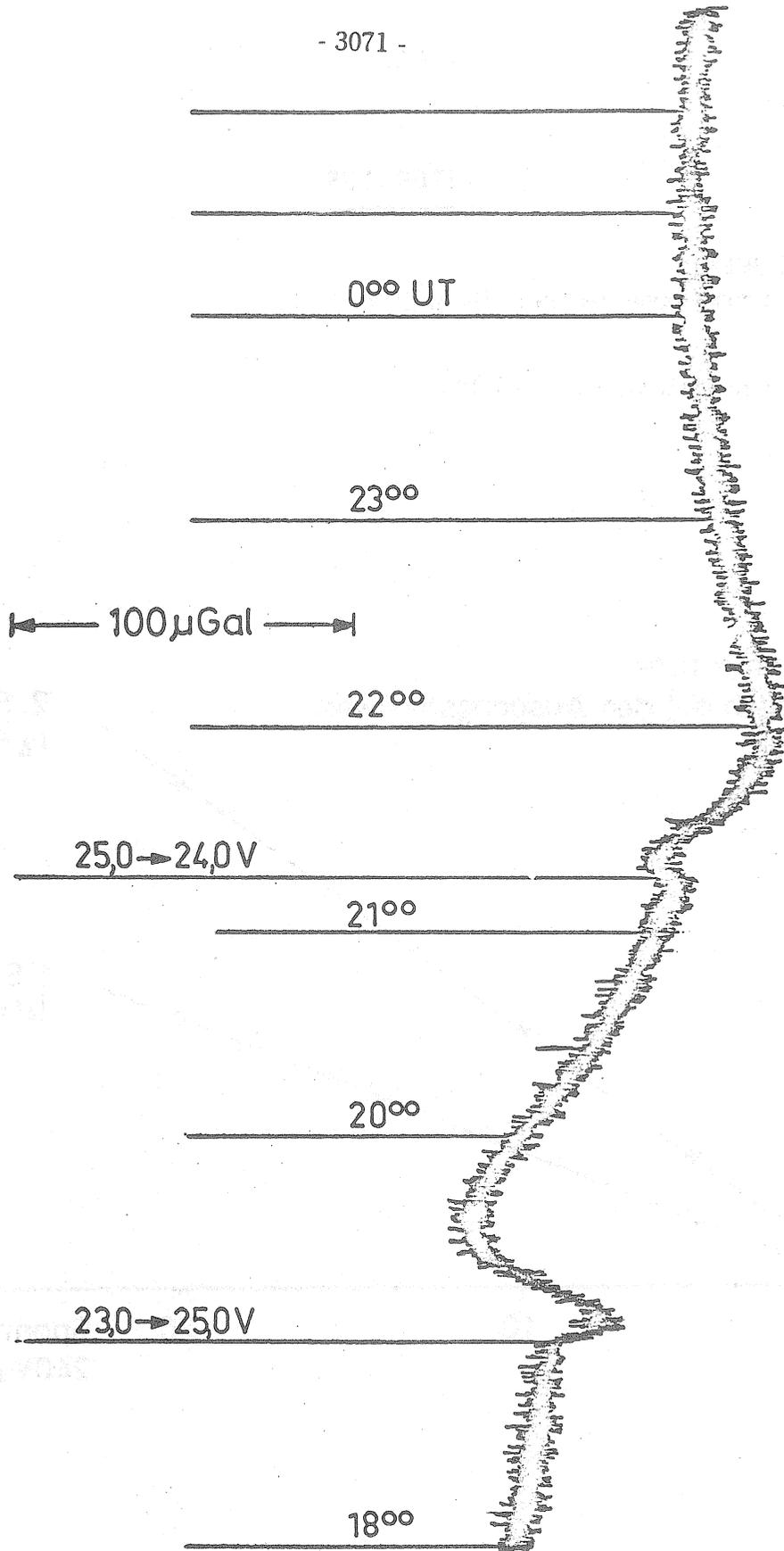


Abb. 1

LITERATUR

- (1) ASKANIA-WERKE BERLIN :
Gebrauchsanleitung zum Gravimeter GS 15 Berlin 1970.
- (2) OLTRONIX :
Gebrauchsanleitung zum Stabpac Stockholm 1967.

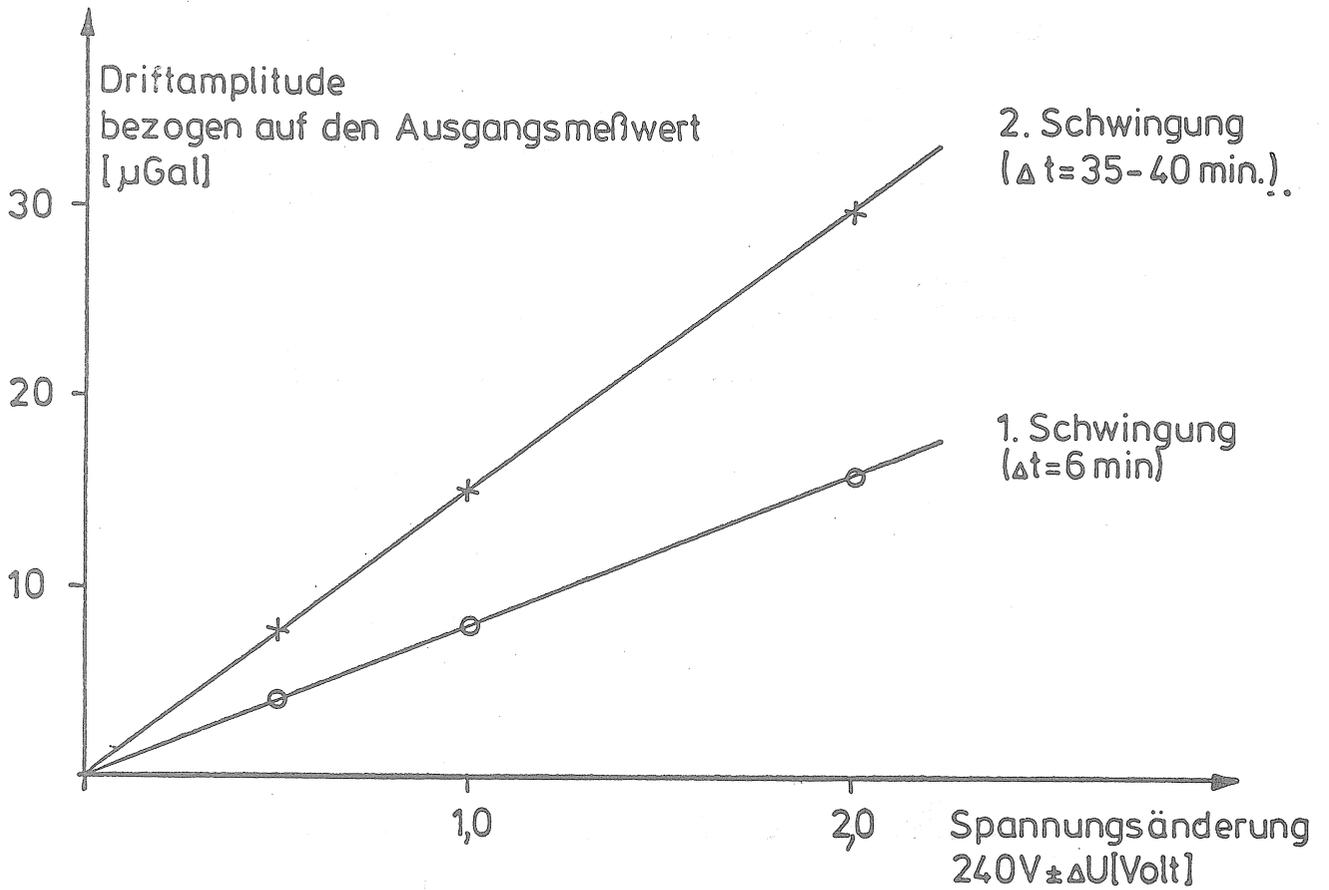


Abb.2

PREMIERE SERIE D'OBSERVATIONS CLINOMETRIQUES A OBNINSK

A.V. HOROMSKI, M.V. OKHOTSIMSKAIA

Méthode de mesure des marées terrestres et des déformations lentes de la surface de la Terre

Inst. Phys. Terrestre Moscou 1970 pp.155-159

ПЕРВЫЙ РЯД НАКЛОНОМЕРНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ
В г. ОБНИНСКЕ.

А.В. Хоромский, М.В. Охотимская.

Методика измерения земных приливов и
медленных деформаций земной поверхности.
Инст. Физ. Земли. Москва 1970 Стр. 155-159.

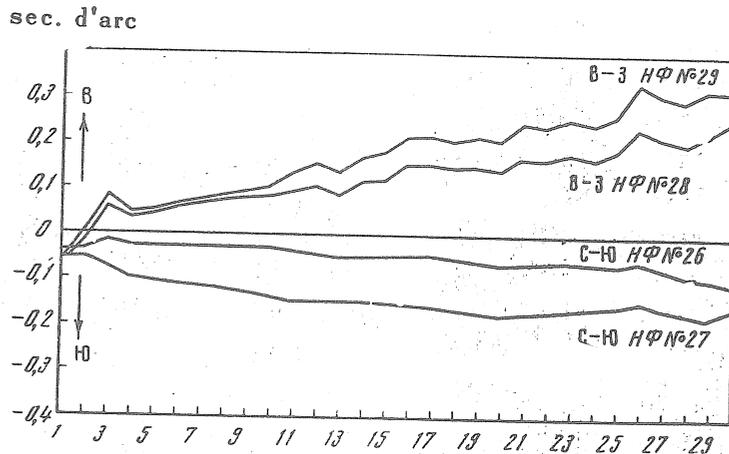
Des observations clinométriques à l'Observatoire géophysique Central (O.G.C.) de l'Institut de Physique de la Terre de l'Académie des Sciences d'URSS à Obninsk ont été commencés à la fin de 1965 sous la direction de A.E. Ostrovskii. Les observations ont été effectuées par deux complexes de clinomètres photoélectriques Ostrovskii, production de 1964.

La salle souterraine [1] de dimensions de 4 x 6 m se trouve à la profondeur de 30 m dans la lentille du calcaire. Les murs et le plafond voûté de la salle ont été couverts d'une couche de béton; on a utilisé une résine époxyde à titre de revêtement d'isolation de l'eau. Un vaste tambour à deux portes sépareit la salle de la galerie. Deux socles en béton d'une surface de 5,4 m² ont été montés à l'intérieur de la salle.

Le site se trouve à 300 m du lieu d'enregistrement, relié par un système de câbles. Les clinomètres n^{os} 26, 27, 28 et 29 ont été soigneusement calibrés d'après le paramètre principal I_0 (courant dans les bobines du système magnétoélectrique qui correspond à l'inclinaison de l'appareil pour 1"). Les valeurs I_0 des bobines des appareils sont données dans la table 1; les valeurs I_0 sont déterminées avec une précision d'environ 0,5 %.

Table 1.

N° de l'appareil	Première bobine	Deuxième bobine
26	0,998	1,000
27	1,001	1,003
28	1,003	1,003
29	1,001	1,002



Novembre 1966

Fig. 1. Graphique des dérives des clinomètres

La température a été enregistrée par un électrothermographe. On a observé qu'une température naturelle de $8,5^{\circ}$ se maintenait constante.

La figure 1 donne les dérives des appareils. On constate que malgré le fait que la différence des inclinaisons des appareils doublés atteint parfois jusqu'à 100 msec il y a beaucoup de commun dans le caractère de la dérive.

Les données du 28 octobre au 8 décembre 1966 ont été soumises à l'analyse harmonique [2] pour le calcul de γ . On a calculé 11 séries séparées l'une de l'autre d'un jour. Les calculs sur EVM ont été effectués d'après le programme composé par MV Kramer.

On a obtenu cinq paires de valeurs γ et $\Delta\phi$ correspondant aux cinq ondes principales de marées M_2 , S_2 , N_2 , K_1 et O_1 . Les résultats sont donnés dans les tables 2-5.

1. Valeurs moyennes γ calculées pour l'onde M_2 pour Obninsk

$$\gamma_{EW} = 0,768 \text{ pour l'appareil 28}$$

$$\gamma_{EW} = 0,769 \text{ pour l'appareil 29}$$

$$\gamma_{NS} = 0,609 \text{ pour l'appareil 26}$$

$$\gamma_{NS} = 0,650 \text{ pour l'appareil 27}$$

Les séries séparées se caractérisent par les écarts moyens suivants

pour γ_{EW} pour l'appareil 28 : $\pm 0,012$

γ_{EW} pour l'appareil 29 : $\pm 0,012$

γ_{NS} pour l'appareil 26 : $\pm 0,053$

γ_{NS} pour l'appareil 27 : $\pm 0,023$

Table 2

Rapport des amplitudes et différence des phases des ondes de marées
Cl. Ph. 28 EW

Date	M_2		S_2		N_2		K_1		O_1	
	γ	$\Delta\varphi$								
13.XI 1966	0,780	-5,4	0,659	2,4	0,945	-0,1	0,920	-9,4	0,770	-1,7
14	0,791	-4,7	0,669	2,8	0,882	3,0	0,902	-9,8	0,743	-1,9
15	0,786	-4,1	0,668	3,2	0,767	-3,2	0,883	-9,8	0,711	-0,4
16	0,773	-4,1	0,664	3,7	0,787	-5,3	0,887	-9,6	0,705	-1,1
17	0,754	-5,4	0,672	6,6	0,757	-1,7	0,871	-10,3	0,704	-1,3
18	0,763	-5,9	0,676	6,5	0,863	-1,9	0,874	-9,8	0,694	0,9
19	0,767	-5,6	0,685	6,5	0,851	7,0	0,872	-10,0	0,692	-2,0
20	0,775	-5,2	0,683	7,0	0,780	6,0	0,862	-10,4	0,705	-3,3
21	0,762	-3,7	0,687	5,8	0,715	5,9	0,853	-9,9	0,695	-5,3
22	0,754	-3,7	0,686	5,1	0,713	4,0	0,850	-9,5	0,703	-4,5
23	0,745	-3,4	0,671	5,8	0,852	6,8	0,841	-8,9	0,727	-6,3
Valeur moyenne	0,768	-4,7	0,675	5,0	0,810	1,9	0,874	-9,8	0,714	-2,6

Table 3

Rapport des amplitudes et différence des phases des ondes de marées
Cl. Ph. 29 EW

Date	M_2		S_2		N_2		K_1		O_1	
	γ	$\Delta\varphi$								
13.XI 1966	0,774	-4,7	0,638	7,0	1,029	-1,8	0,913	-9,1	0,776	0,6
14	0,793	-3,7	0,657	6,7	0,989	2,4	0,893	-9,8	0,743	0,3
15	0,788	-3,2	0,654	6,4	0,768	-2,1	0,810	-9,8	0,708	3,0
16	0,772	-3,3	0,657	6,9	0,731	-8,7	0,867	-9,5	0,689	2,2
17	0,747	-4,8	0,665	10,3	0,741	-8,4	0,849	-9,8	0,682	2,4
18	0,767	-5,5	0,672	9,7	0,910	-5,2	0,855	-9,1	0,672	3,2
19	0,766	-5,2	0,681	9,4	0,904	6,8	0,855	-9,4	0,675	2,2
20	0,780	-4,7	0,678	9,9	0,787	8,1	0,845	-9,9	0,694	0,8
21	0,778	-2,8	0,679	8,9	0,681	3,0	0,835	-9,4	0,674	-1,0
22	0,759	-2,3	0,674	8,0	0,715	-1,3	0,833	-8,9	0,691	0,1
23	0,740	-2,1	0,662	8,1	0,890	2,6	0,826	-8,3	0,703	-2,6
Valeur moyenne	0,769	-3,8	0,665	8,3	0,831	-0,4	0,853	-9,4	0,701	1,0

3. La différence des valeurs obtenues par les différentes composantes permet d'émettre l'hypothèse de l'existence d'anisotropie du coefficient γ .

Nous remercions L.I. Mironova pour son aide active lors de la réalisation de l'analyse harmonique sur EVM.

Table 4

Rapport des amplitudes et différence des phases des ondes de marées
Cl. Ph. 26 NS

Date	M ₂		S ₂		N ₂		K ₁		O ₁	
	γ	Δφ	γ	Δφ	γ	Δφ	γ	Δφ	γ	Δφ
13.XI 1966	0,676	2,5	0,807	-5,3	0,389	9,1	0,467	6,1	1,035	-13,1
14	0,645	-0,3	0,787	-5,8	0,473	6,8	0,464	5,2	1,039	-14,6
15	0,573	-15,9	0,579	-0,4	0,709	98,0	0,393	1,5	0,962	-16,2
16	0,620	-21,4	0,562	6,6	0,470	88,6	0,369	-9,6	0,926	-20,5
17	0,677	-14,4	0,573	6,4	0,592	39,6	0,376	2,0	0,901	-19,7
18	0,689	-5,6	0,582	4,5	0,934	45,6	0,380	2,9	0,880	-19,8
19	0,639	-1,2	0,566	3,7	1,147	73,3	0,392	4,7	0,894	-20,2
20	0,532	-0,3	0,565	6,3	0,867	103,3	0,420	3,5	0,884	-14,4
21	0,511	-6,2	0,571	8,5	0,300	58,4	0,450	1,5	0,857	-12,3
22	0,528	-17,4	0,578	8,3	0,984	31,2	0,486	1,0	0,749	-6,6
23	0,605	-22,6	0,586	6,9	0,923	46,6	0,504	-0,5	0,658	-11,6
Valeur moyenne	0,609	-9,3	0,614	3,6	0,708	54,5	0,427	1,7	0,890	-15,4

Table 5

Rapport des amplitudes et différence des phases des ondes de marées
Cl. Ph. 27 NS

Date	M ₂		S ₂		N ₂		K ₁		O ₁	
	γ	Δφ	γ	Δφ	γ	Δφ	γ	Δφ	γ	Δφ
13.XI 1966	0,670	1,7	0,819	-7,2	0,448	-9,1	0,490	12,0	0,990	-10,1
14	0,654	2,2	0,824	-7,8	0,633	-5,2	0,486	10,3	0,987	-11,7
15	0,637	1,3	0,827	-8,6	0,677	5,0	0,481	8,6	1,001	-15,3
16	0,629	-1,0	0,816	-8,4	0,487	11,2	0,509	7,8	1,019	-15,0
17	0,650	-3,9	0,798	-7,9	0,271	-7,0	0,527	6,0	1,072	-14,2
18	0,669	-3,0	0,802	-8,3	0,477	-23,4	0,542	6,3	1,095	-12,3
19	0,682	-1,0	0,798	-8,9	0,711	-8,2	0,564	7,2	1,089	-10,3
20	0,679	-1,2	0,802	-6,9	0,587	5,5	0,606	6,8	1,032	-6,5
21	0,674	-1,2	0,790	-5,4	0,497	0,3	0,627	5,1	1,020	-4,9
22	0,618	3,2	0,758	-11,3	0,189	57,6	0,609	2,8	1,014	-3,7
23	0,583	2,4	0,717	-12,6	0,186	-7,7	0,621	0,5	1,007	0,3
Valeur moyenne	0,650	-0,05	0,796	-8,5	0,469	1,7	0,551	6,7	1,032	-9,4

BIBLIOGRAPHIE

1. A.E. OSTROVSKII

Clinomètre avec enregistrement photoélectrique.

Publ. "Etude des marées terrestres" N° 2 Série Résultats de l'AGI, M. Edit. Ac. des Sc. d'URSS, 1961.

2. B.P. PERTSEV

Analyse harmonique des marées élastiques.

Nouv. Ac. des Sc. URSS, série géophys. 1958, N° 8.

RESULTATS PRELIMINAIRES DES OBSERVATIONS CLINOMETRIQUES A DAGESTAN

I.A. Chirokov, A.E. Ostrovskii

Rotation et déformations de marées de la Terre.

fasc. 1 - Kiev 1970, pp. 165-173

ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ НАКЛОНОМЕРНЫХ
НАБЛЮДЕНИЙ В ДАГЕСТАНЕ.

И.А. Широков, А.Е. Островский.

Вращение и приливные деформации Земли.

Выпуск I Киев - 1970 Стр. 165-173.

Les observations clinométriques à Dagestan sur le terrain de la station hydro-électrique de Tchirkée ont commencé en mai 1965 et ont été terminées en juillet 1966.

Le but poursuivi était la détermination de l'amplitude et des caractéristiques des inclinaisons tectoniques lentes dans les crevasses ouvertes par les galeries de mine et également la mesure des inclinaisons de marées.

Le massif montagneux dans l'alignement du barrage de la station hydro-électrique de Tchirkée est coupé par de grandes et de petites crevasses tectoniques. Le terrain a été étudié en détail sous le rapport rhéologique. Les crevasses tectoniques principales sont ouvertes par des mines, des galeries des puits. Les plus dangereuses du point de vue de la construction du barrage sont les crevasses tectoniques qui s'observent facilement même par un examen rapide en surface du cañon du fleuve Soulak. Les crevasses 46 et 127 passent par la rive droite depuis le dessus même presque jusqu'au niveau d'eau dans le fleuve en fendant le massif de la rive droite en blocs séparés.

Les crevasses coupent la surface de contiguïté du barrage sur la rive droite sous un angle de 45° en passant de l'angle gauche supérieur de la surface à l'angle droit inférieur où elles sortent des limites du barrage projeté. Les deux crevasses sont coupées par la mine 89 : la crevasse 127 sur 31 mètres et la crevasse 46 sur 55 mètres depuis l'entrée de la mine.

La mine 89 dans laquelle on a observé des inclinaisons est située 35 m au-dessus du niveau de l'eau dans le fleuve. La hauteur des bords du cañon atteint 250 à 300 m. On a aménagé dans la mine trois sites d'observations et un local pour les enregistreurs. Pour créer des conditions isothermiques, la mine a été équipée de cloisons en bois.

Le site N° 1 se trouvait à 31 m. de l'entrée de la mine. Sur la crevasse tectonique 127, le site N° 2 à 55 m sur la crevasse tectonique 46. Le site N° 3 a été placé dans une partie non perturbée du massif, à 82 m de l'entrée de la mine.

L'épaisseur des crevasses tectoniques 127 et 46 à l'endroit où elles coupent les galeries varie de 1,5 à 3 cm. Les crevasses sont remplies de calcite cristallin et d'argile (85 % de calcite et 15 % d'argile). L'azimut de l'incidence des crevasses est de 80° c'est-à-dire que la direction des crevasses correspond presque à la direction NS. L'angle d'incidence des crevasses est de 60° .

Pour aménager les socles en béton on a creusé à la main un fossé d'une profondeur de 1 m et de 1 m de côtés. Nous avons fait un croquis géologique de la galerie. Les crevasses 127 et 46 passaient presque au milieu des fossés en les coupant d'un angle à l'autre. Un mois avant les observations, les fossés ont été comblés de béton de sorte que la moitié inférieure du socle soit solidement cimentée avec la roche tandis que la moitié supérieure a été séparée de la roche par un coussin d'air de quelques centimètres. Les clinomètres à enregistreur photo-électrique ont été installés sur la surface lisse du socle dans les azimuts NS et EW. L'erreur d'installation du clinomètre en azimut ne dépassait pas $\pm 0,5^\circ$ / fig.1/.

La direction la plus importante est la composante EW puisqu'elle enregistre les inclinaisons du socle provoquées par le déplacement d'un bord de la crevasse par rapport à l'autre. Il convient de noter que les déformations uniformes sont particulièrement dangereuses car en croissant d'un mois à l'autre, elles peuvent atteindre en plusieurs années des valeurs importantes.

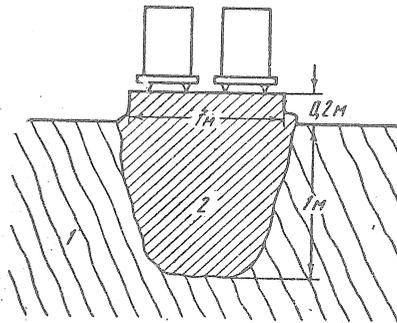


Fig. 1. Schéma de construction du socle sous le clinomètre :
1 - calcaire ; 2 - crevasse tectonique, remplie d'argile et de calcite.

On a utilisé huit clinomètres à enregistreur photo-électrique d'une sensibilité de 700 - 200 mm/sec. d'arc.

Les inclinaisons du socle N° 1 /fig. 2. a/ dans la direction NS et EW ont été enregistrées respectivement par les appareils 51 et 52. Une panne au clinomètre 51, n'a pas permis d'obtenir une série continue d'observations par cet appareil. Il convient de noter également qu'on a enregistré au point N° 1 des difficultés importantes à cause de la distance relativement petite de ce point à la surface réelle. Les variations journalières de la température de l'air à l'intérieur de la mine ne dépassaient pas 0,001 à 0,002° C. L'inclinaison du premier socle était pour la période d'observations 0,8 vers l'est et 2,7 vers le sud soit respectivement 1,1 et 3,6 par an.

Connaissant les dimensions du socle, il est facile de calculer les angles d'inclinaisons dans le déplacement d'un bord du socle par rapport à l'autre.

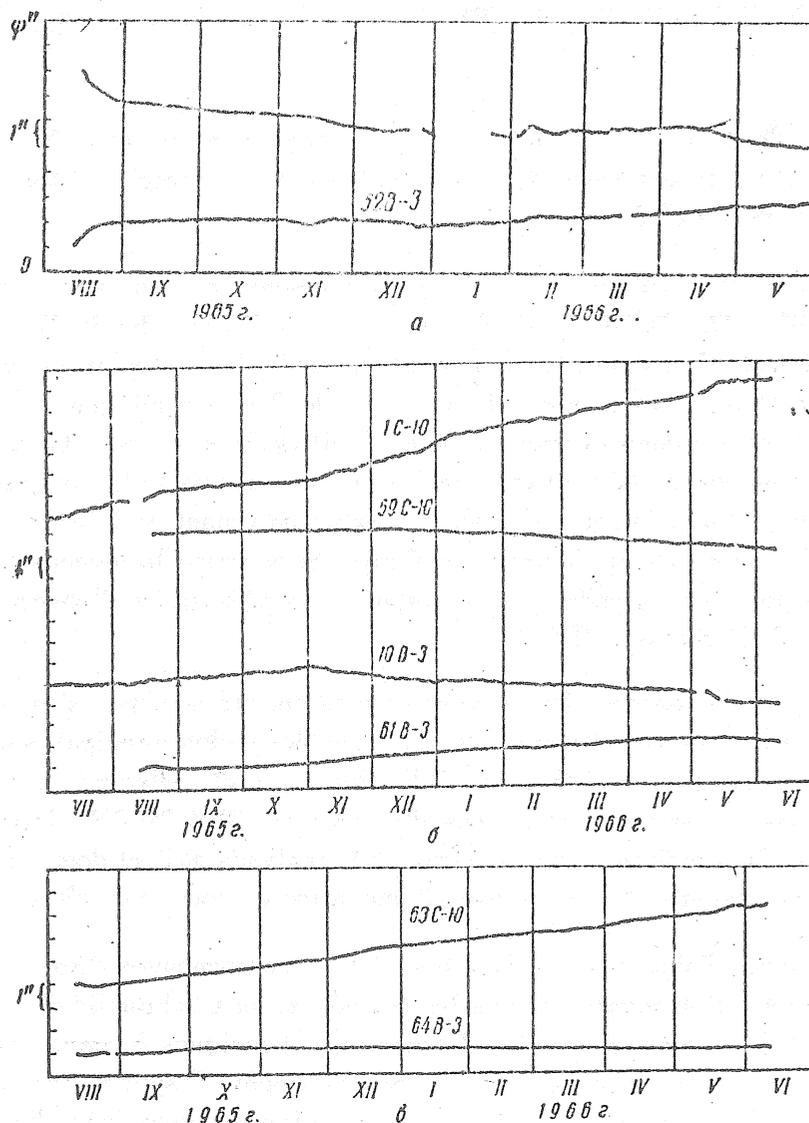


Fig. 2. Allure des inclinaisons aux points :
a - N₁; b - N₂; c - N₃.

En prenant $L = 100$ cm et ψ déduit des observations nous arriverons à la conclusion que le déplacement des bords ne dépassait pas 5,5 m par an.

Au point N° 2 les mesures ont été effectuées par quatre appareils /fig. 2. b/ : dans la direction NS et EW respectivement les clinomètres 1,59 et 10,61. Le clinomètre 1 a enregistré une inclinaison particulièrement grande. On n'a pas réussi à établir si cet appareil a une grande dérive instrumentale ou si cette grande inclinaison s'explique par les déformations locales du socle. Après avoir éliminé de l'examen les indications du clinomètre 1, on peut noter que les inclinaisons annuelles du second socle ne dépassaient pas la valeur de $\pm 1''5$ et le déplacement des bords de la crevasse 46 ne dépassait pas la valeur de 7 m par an.

Au point N° 3 dans la direction EW l'inclinaison du socle ne dépassait pas $0''1$ pour dix mois d'observations (fig. 2, c/.)

Ainsi, en EW la plus petite inclinaison a été enregistrée au point N° 3 situé dans la partie la plus profonde et non perturbée du massif rocheux. On a enregistré dans la direction NS une inclinaison uniforme de $4''2$ par an.

On remarque dans l'allure générale des inclinaisons une onde annuelle périodique d'amplitude de $0''2$ à $0''3$. On n'a pas établi de corrélation de l'allure des inclinaisons avec les variations de pression de l'air extérieur. Pendant la période des observations le niveau de l'eau du fleuve Soulak a changé brusquement deux fois / de 2 à 3 m par jour / ce qui a provoqué des inclinaisons des socles dans la mine de 50 à 60 millisecondes d'arc. La largeur du fleuve dans la région de la mine est de 10 m et la distance moyenne depuis le fleuve jusqu'aux sites d'observation est de 80 m. La variation maximale de charge provenant de 3 mètres d'eau dans le fleuve correspond à 30 T. pour 1 m de longueur du fleuve. Si on prend la longueur de la partie effective du fleuve deux fois plus grande que la distance jusqu'au point d'observation, on obtient une charge générale de l'ordre de 5.000 T.

Les résultats des observations clinométriques ont été soumis à l'analyse harmonique pour déterminer les valeurs des amplitudes et des phases des ondes principales de la marée terrestre. L'analyse harmonique par la méthode de B.P. Pertsev a été effectuée avec un déplacement du moment central de la série d'observations d'un jour sur 3BM "M.20" d'après le programme fait par M.V. Kramer. On a réalisé en tout environ 1500 analyses qui ont donné 7500 paires de valeurs moyennes pour chaque site de mesure avec l'indication du numéro du clinomètre.

Les conditions d'observations dans les régions montagneuses dénudées diffèrent sensiblement des conditions d'observations dans les plaines où on a habituellement des dépôts d'espèces friables, protégeant la propagation des déformations thermiques à grande profondeur. Le massif rocheux dans lequel se trouve la mine n'a pas de dépôt d'espèces friables et c'est pourquoi il subit au cours d'un jour un réchauffement et un refroidissement périodique. Les déformations d'origine thermique se propagent à dix mètres dans la profondeur du massif et perturbent les mesures des inclinaisons de marées. Si sous Moscou la profondeur du point d'observation de 15 à 20 mètres est habituellement suffisante pour obtenir des observations de haute qualité, dans

les conditions du massif rocheux dénudé, la distance jusqu'à la surface réelle doit être augmentée de 4 à 5 fois et plus. Nous donnons sur les figures 3 et 4 la variation des valeurs obtenues γ et $\Delta\phi$ pour l'onde M_2 avec un éloignement des points d'observation en fonction de la surface réelle et aussi en fonction de leur situation sur l'une ou l'autre crevasse tectonique.

Il est simple de remarquer une certaine augmentation des valeurs γ_{NS} et γ_{EW} et une diminution de la valeur $\Delta\phi_{NS}$ au site 2 situé sur la crevasse 46. Les plus petites valeurs γ_{NS} et γ_{EW} ont été obtenues au site 1 / crevasse 127/.

Le caractère de la variation de la valeur $\Delta\phi_{EW}$ à mesure de l'éloignement de la surface réelle dans la profondeur du massif présente de l'intérêt. A la distance de 50 m $\Delta\phi_{EW}$ diminue de -60° à -23° ; ces grandes différences de phases des ondes de marées théoriques et observées s'expliquent apparemment par les grandes influences des déformations de température sur les inclinaisons de marées.

Les crevasses tectoniques 46 et 127 ne se distinguent presque pas en valeur γ comme cela a été observé par exemple à Kondara sur la fracture [3]. Cela témoigne de ce qu'ici les crevasses tectoniques ont un caractère superficiel.

Les valeurs γ et $\Delta\phi$ et NS pour les ondes diurnes dépassent l'unité. Cela s'explique également par les influences de la température.

Les valeurs moyennes γ et $\Delta\phi$ pour l'onde M_2 à Tchirkee sont égales à :

$$\begin{aligned} \gamma_{NS} &= 0.885 & \Delta\phi_{NS} &= -8.85 \\ \gamma_{EW} &= 0.686 & \Delta\phi_{EW} &= -39^\circ \end{aligned}$$

Site	Appareil	M_2		S_2		N_2		K_1		O_1	
		γ	$\Delta\phi$	γ	$\Delta\phi$	γ	$\Delta\phi$	γ	$\Delta\phi$	γ	$\Delta\phi$
1	51	0.782	$-9^\circ.1$	0.887	$-4^\circ.0$	0.791	$-7^\circ.0$	1.429	$-4^\circ.5$	2.992	$-10^\circ.9$
		± 0.024	$\pm 1^\circ.7$	± 0.154	$\pm 1^\circ.4$	± 0.078	± 0.5	± 0.150	± 2.3	± 0.460	± 2.7
2	1	0.970	$-6^\circ.3$	0.992	-5.6	0.352	-9.0	2.174	-185°	1.267	-178
		± 0.006	$\pm 1.4^\circ$	± 0.090	$\pm 0.8^\circ$	± 0.068	$\pm 0.8^\circ$	± 0.262	± 0.51	± 0.310	± 65
3	59	0.865	$-5^\circ.9$	0.900	-4.8	0.861	-8.45	1.071	-96°	2.350	-100
		± 0.002	± 0.1	± 0.004	± 2.1	± 0.029	± 0.65	± 0.102	$\pm 76^\circ$	± 0.520	± 85
8	63	0.921	$-13^\circ.1$	0.898	-9.4	0.900	-14.8	1.120	-165°	1.085	-186
		± 0.017	$\pm 0^\circ.6$	± 0.028	± 1.4	± 0.010	± 0.6	± 0.150	$\pm 50^\circ$	± 0.270	± 46
Moyenne		0.885	-8.85	0.919	-5.95	0.851	-9.81	1.449	-	-	-

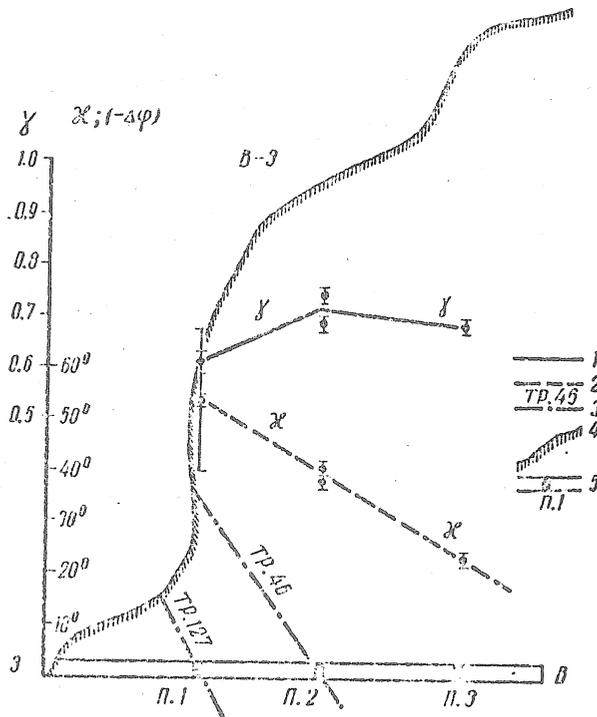


Fig. 3. Graphiques des valeurs γ_{EW} et $\Delta\phi_{EW}$ aux sites d'observation .
 1 - graphique des valeurs γ_{EW} ; 2 - graphique des valeurs $\Delta\phi_{EW}$;
 3 - crevasse tectonique ; 4 - surface réelle ; 5 - site d'observation.

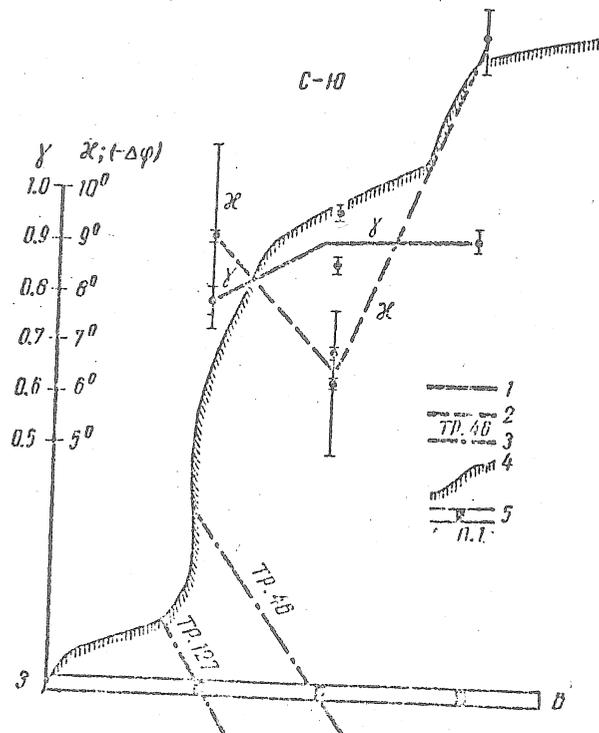


Fig. 4. Graphiques des valeurs γ_{NS} et $\Delta\phi_{NS}$ aux sites d'observation :
 1 - Graphique des valeurs γ_{NS} ; 2 - graphique des valeurs $\Delta\phi_{NS}$;
 3 - crevasse tectonique ; 4 - surface réelle ; 5 - site d'observation.

Pour la composante NS, la valeur γ était exagérée et pour la composante EW l'écart de phase a une valeur anormalement grande. Les brusques variations journalières de la température dans le canon du massif rocheux étaient la cause principale des perturbations des inclinaisons de marées.

BIBLIOGRAPHIE

1. A.E. OSTROVSKII

Dans le livre : Etude des marées terrestres,
2. Edit. Ac. des Sc. URSS, 1961.

2. V.F. BONTCHKOVSKII

Travaux de séismologie
Institut de l'Ac. des Sc. d'URSS 99, 1940.

3. A.E. OSTROVSKII et autres.

Dans le livre : Mouvements actuels de l'écorce terrestre 1
Edit. Ac. des Sc. d'URSS. M. 1963.

Traduction.

ESTIMATION DES INFLUENCES DES MAREES OCEANIQUES SUR LES MAREES TERRESTRES
EN DES POINTS ELOIGNES DES OCEANS

B. P. Pertsev

Marées Terrestres et structure interne de la Terre. Acad. Sc. URSS. Inst. Phys. Terr. Schmidt.
pp. 10-22 Moscou 1967.

ОПЕНКА ВЛИЯНИЙ МОРСКИХ ПРИЛИВОВ НА ЗЕМНЫЕ
В ПУНКТАХ, УДАЛЕННЫХ ОТ ОКЕАНОВ.

Б.П. Перцев.

ЗЕМНЫЕ ПРИЛИВЫ И ВНУТРЕННЕЕ СТРОЕНИЕ ЗЕМЛИ
Инстит. Физ. Земли Шмидт Москва 1967 Стр. 10 - 22

PROBLEME DE LA PRISE EN CONSIDERATION DE L'EFFET INDIRECT DES MAREES OCEANIQUES

Les marées océaniques déforment la Terre rigide, changent son champ gravitationnel et créent par cela même des variations supplémentaires de la force de pesanteur aussi bien en amplitude qu'en direction. En raison de l'identité des fréquences et des différences dans le caractère des marées océaniques et élastiques, ces variations supplémentaires du champ gravitationnel constituent des perturbations dans l'étude des marées qui se produisent dans le corps de la Terre.

L'influence des marées océaniques appelée effet indirect, se manifeste comme suit. C'est premièrement une attraction variable des masses d'eau des océans. Deuxièmement, une variation périodique du champ gravitationnel à la suite de la déformation de la Terre rigide par les marées océaniques. Et troisièmement la déformation (fléchissements et inclinaisons) de la surface de la Terre au site d'observation sous l'effet de la charge supplémentaire des eaux. La première composante exerce la plus grande influence sur les variations de la force de pesanteur. La troisième sur les inclinaisons, tout particulièrement près des rivages.

L'influence de l'effet indirect est jusqu'à présent très peu étudiée étant donné la connaissance insuffisante des marées dans les mers ouvertes et dans les océans. Nous ne connaissons bien les constantes des marées océaniques que pour les ports. Mais les marées, près de la

côte, diffèrent très fort des marées dans les mers profondes et c'est pourquoi elles ne peuvent servir pour l'estimation des marées dans les mers ouvertes. C'est seulement au cours de ces dernières années qu'ont commencé à apparaître des cartes cotidales sûres des mers et des océans donnant les amplitudes et déphasages des ondes séparées les plus importantes.

Jusqu'à présent dans la majorité des cas on n'a pas introduit la correction de l'influence de l'effet indirect dans les résultats des observations des marées terrestres. Dans de rares cas cela se fait mais pas très sûrement et uniquement en tenant compte des marées dans les mers voisines du point d'observation. Le calcul de l'effet indirect provenant de zones proches s'effectue naturellement d'après une des méthodes suivantes.

La méthode empirique de Corkan [1, 2, 3] a été créée et s'emploie pour la séparation des effets direct et indirects dans les observations clinométriques. A sa base, il y a trois hypothèses : 1) le rapport des amplitudes du groupe semi-diurne d'ondes dans la marée observée affranchie de l'influence de la marée océanique est le même que dans la marée statique ; 2) le rapport des amplitudes dans l'effet indirect est le même que dans la marée océanique des mers qui entourent ; 3) les déphasages dans la marée observée sont déterminés uniquement par l'effet indirect.

La dernière hypothèse est remplacée en [3] (grâce à l'utilisation des observations en deux points) par une hypothèse plus fondée : les déphasages dans l'effet direct sont les mêmes pour toutes les ondes semi-diurnes. On suppose également l'égalité des valeurs γ dans les deux points. La plus grande difficulté provient de la seconde hypothèse. Le fait est que le rapport des amplitudes des différentes ondes dans la marée océanique varie sensiblement d'un point à l'autre. Et le choix des rapports laissés pour les marées océaniques ne peut être fait sûrement que pour de petites surfaces d'eau. Dans le second procédé [4, 5] on tient compte séparément des trois composantes de l'effet indirect. L'attraction des masses d'eau est calculée d'après les cartes cotidales et le fléchissement et l'inclinaison de l'écorce terrestre et la variation du potentiel d'attraction se calcule sur la base de la solution du problème de Boussinesq. Ce procédé de calcul de l'effet indirect est certainement utile pour la réduction des observations des inclinaisons de marées produites près de l'océan puisque le fléchissement de l'écorce dans la proximité immédiate du lieu d'observation se fait fortement sentir sur les inclinaisons de la surface de la Terre. Cependant il faut noter que l'influence des marées qui se produisent loin des points d'observation peut se faire sentir sur les variations de marées de la force de pesanteur et des inclinaisons de la surface de la Terre.

Les avis rencontrés dans les publications sur le fait que l'influence des zones éloignées n'est pas sensible sont tout à fait sans fondement. Pour les variations de la force de pesanteur c'est pour le moins pas du tout évident. Il n'y a pas de doute que les zones proches doivent donner une grande partie de l'effet, particulièrement pour les inclinaisons de marées. Cependant avec la précision actuelle des observations, l'influence des zones éloignées peut être non négligeable. Pour calculer l'influence des zones éloignées les deux méthodes indiquées ne conviennent pas.

En 1962-1963, Longman [6, 7] a mis au point une méthode de calcul de l'effet indirect provoqué par les zones éloignées. Mais pour autant que nous le sachions cette méthode n'a pas été éprouvée.

La méthode décrite plus loin est basée sur la représentation des marées océaniques en séries de fonctions sphériques et tient compte de la déformation de la Terre comme d'une charge périodique supplémentaire de masses d'eau.

METHODE D'ESTIMATION DE L'EFFET INDIRECT.

Nous considérons dans la suite que la hauteur de la marée dans n'importe quel point de la Terre est donnée par l'expression suivante :

$$H(\theta, \lambda) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n (A_n^m \cos m\lambda + B_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\theta), \quad (1)$$

où θ est la colatitude et λ la longitude du point mobile. Les coefficients A_n^m et B_n^m dépendent avant tout des coordonnées de l'astre générateur de marées.

Etant donné la petitesse de H la marée océanique sera considérée comme une couche simple couvrant la sphère terrestre et ayant en chaque point la densité $\sigma = \rho_0 H(\theta, \lambda)$ où ρ est la densité de l'eau de la mer. Par conséquent :

$$\sigma = \rho_0 \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n H_n^m.$$

Dans la suite, pour la simplicité de l'écriture, nous n'examinerons qu'un seul terme de la série $\sigma = \rho_0 H(\theta, \lambda)$ ce qui ne trouble pas l'identité des déductions.

Au point arbitraire d'observation N le potentiel des masses d'eau supplémentaires de la marée océanique aura l'expression suivante :

$$w_n^m(N) = f \int_s \frac{dm}{r} = \frac{f \rho_0 R^2}{R} \int_s H_n^m \sum_0^{\infty} P_n(\psi) ds',$$

puisque sur la sphère

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{R} \sum_0^{\infty} P_n(\psi),$$

où ψ est la distance sphérique entre le point N et le point mobile, et

$$dm = \rho_0 H_n^m R^2 ds'$$

(ici ds' est la surface élémentaire sur la sphère isolée). Mais en fonction de (1)

$$H_n^m = (A_n^m \cos m\lambda + B_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\theta),$$

et d'après le théorème d'addition nous avons

$$P_n(\psi) = P_n(N) P_n(0) + 2 \sum_{m=1}^n \frac{(n-m)!}{(n+m)!} P_n^m(N) P_n^m(\theta) \cos m(\lambda_N - \lambda_0).$$

Par conséquent, on peut écrire l'expression pour le potentiel comme suit :

$$w_n^m(N) = \rho_0 R \int_s [(A_n^m \cos m\lambda + B_n^m \sin m\lambda) P_n^m] \sum_0^\infty P_n(\psi) ds,$$

et en vertu de l'orthogonalité des fonctions sphériques

$$w_n^m(N) = \frac{4\pi}{2n+1} \rho_0 R [A_n^m(N) \cos m\lambda_N + B_n^m(N) \sin m\lambda_N] P_n^m(N),$$

où :

$$w_n^m(N) = \frac{4\pi}{2n+1} \rho_0 R H_n^m(N). \quad (2)$$

Nous examinerons maintenant l'influence de la couche simple gravitante de densité σ_n^m qui se trouve sur la sphère élastique gravitante, sur la force de pesanteur et les inclinaisons de la surface dans les points répartis sur cette sphère. Sous l'effet de la pression et de l'attraction de la Terre par la couche cette dernière se déforme. Sa surface se déplace suivant le rayon d'une valeur $h_n' \frac{w_n^m}{g}$. A cause de la déformation le potentiel de la Terre s'accroît proportionnellement au potentiel perturbateur $\Delta w = k_n' \omega_n^m$, et par conséquent le potentiel perturbateur sera égal à $\Delta_1 \omega = (1 + k_n') \omega_n^m$.

L'accroissement de la force de pesanteur sur la sphère en dehors de la couche sera

$$\Delta g_n^m = -2 \frac{w_n^m}{R} \left[-\frac{n+1}{2} - \frac{n+1}{2} k_n' + h_n' \right] \equiv -2 \frac{w_n^m}{R} \delta_n^m \quad (3)$$

et sous la couche

$$\Delta g_n^m = -2 \frac{w_n^m}{R} \left[\frac{n}{2} - \frac{n+1}{2} k_n' + h_n' \right] \equiv -2 \frac{w_n^m}{R} \delta_n^m. \quad (3')$$

Le premier terme dans les crochets est déterminé par la première composante de l'effet indirect c'est-à-dire par l'attraction des masses d'eau. En faisant la somme pour n et m nous obtiendrons un accroissement complet de la force de pesanteur

$$\Delta g = -\frac{2}{R} \sum_n \delta_n^m \sum_m w_n^m. \quad (4)$$

Pour les points répartis sur la Terre ferme, la valeur Δg pour $n \rightarrow \infty$ ne dépendra pas de ce que nous substituons en (4) δ_n en fonction de (3) ou de (3'). Pour n_1 final la différence dans les valeurs Δg en utilisant (3) et (3') sera égale à $4\pi f\rho_0 H$, où $H = \sum_0^{n_1} \sum_0^n H_n^m$.

Ainsi, en présence des océans les variations de marées de la force de pesanteur au point N seront

$$\Delta g = -\frac{2}{R} \left[\delta_2 V_2 + \sum_n \delta_n'' \sum_m w_n^m \right]. \quad (5)$$

Ici le premier terme est déterminé par les marées terrestres, le second par les marées océaniques.

De façon analogue nous avons pour les déviations de la verticale

$$\Delta \xi = \frac{\gamma_2}{g} \frac{\partial V_2}{\partial s} + \sum_n \frac{(1 - h'_n + k'_n)}{g} \sum_m \frac{\partial w_n^m}{\partial s}. \quad (6)$$

Les coefficients h'_n et k'_n sont analogues aux nombres de Love h_2 et k_2 pour le cas où le corps générateur de marées est une couche gravitante se trouvant sur la surface de la Terre. Leurs valeurs dépendent de la structure de la Terre et de l'ordre de l'harmonique. Pour le modèle de Terre de Gutenberg les valeurs des coefficients h'_n et k'_n ont été calculées par Longman [6] jusqu'à l'ordre $n = 40$. Nous avons également utilisé ces valeurs dans les calculs ultérieurs.

Puisque par nécessité la série s'interrompt pour une valeur relativement petite n ($n = 16$ dans notre travail) il est plus utile de calculer la première composante de l'effet indirect c'est-à-dire l'attraction des masses d'eau par intégration numérique immédiate sur la sphère sans décomposition préliminaire des hauteurs de la marée en série de fonctions sphériques. Etant donné le grand apport de la première composante dans l'effet total cela élève la précision du calcul de la marée océanique et élimine l'incertitude liée à la discontinuité dans la valeur de l'attraction de la couche simple.

Dans ce cas nous avons pour la première composante (pour les points répartis sur la terre ferme)

$$dg = f \int \frac{dm}{r^2} \sin \frac{\psi}{2} \quad (7)$$

(ici ψ est l'angle au centre entre le point d'observation N et le point mobile à la surface de la sphère). Et puisque $r = 2R \sin \psi/2$, alors

$$dg = \frac{f}{4R^2} \int \frac{dm}{\sin \psi/2} = \frac{f\rho_0}{4} \int \frac{H ds}{\sin \psi/2} \approx \frac{f\rho_0}{4} \sum \frac{H}{\sin \psi/2} \Delta s.$$

Par conséquent, on peut écrire maintenant la formule comme suit :

$$\Delta g = -\frac{2}{R} \left[\delta_2 V_2 - \frac{f\rho_0 R}{8} \sum \frac{H}{\sin \psi/2} \Delta s + \sum_n \left(h'_n - \frac{n+1}{2} k'_n \right) \sum_m w_n^m \right].$$

Après avoir remplacé ω_n^m en (2) nous obtiendrons :

$$\Delta g = -\frac{2}{R} \left[\delta_2 W_2 - \frac{j\rho_0 R}{8} \sum \frac{H}{\sin \psi/2} \Delta s + 4\pi j\rho_0 R \sum_n \frac{h'_n - \frac{n+1}{2} k'_n}{2n+1} \sum_m H_n^m \right]. \quad (5')$$

De façon tout à fait analogue nous écrivons l'expression (6) pour les variations des inclinaisons après avoir remplacé les dérivées par le rapport des différences finales et après avoir séparé l'effet direct

$$\Delta \xi = \frac{\gamma_2}{g} \frac{\Delta W_2}{\Delta s} + \frac{1}{g} \frac{\Delta W}{\Delta s} + \frac{1}{g} \sum_n (k'_n - h'_n) \sum_m \frac{\Delta w_n^m}{\Delta s}.$$

Après avoir remplacé ω_n^m d'après (2) nous obtiendrons

$$\Delta \xi = \frac{\gamma_2}{g} \frac{\Delta W_2}{\Delta s} + \frac{j\rho_0 R}{2g\Delta s} \Delta \left(\sum \frac{H}{\sin \psi/2} ds \right) + \frac{4\pi j\rho_0 R}{g\Delta s} \sum_n \frac{k'_n - h'_n}{2n+1} \sum_m \Delta H_n^m. \quad (6')$$

Les valeurs

$$\begin{aligned} \delta_n^I &= \frac{\frac{n}{2} + h'_n - \frac{n+1}{2} k'_n}{2n+1}, \\ \delta_n^{II} &= \frac{h'_n - \frac{n+1}{2} k'_n}{2n+1}, \\ \gamma_n^I &= \frac{k'_n - h'_n}{2n+1}. \end{aligned} \quad (8)$$

pour les différents n sont données à la figure 1. Comme nous le constatons par le graphique δ_n^{II} et γ_n^I

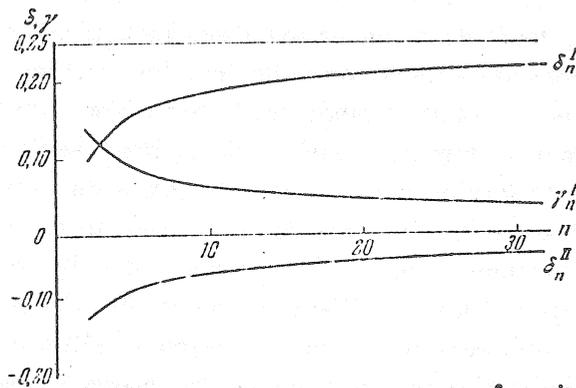


Fig. 1. Dépendance de δ_n^I , δ_n^{II} & γ_n^I en fonction de n .

diminuent en module de façon monotone mais lente (comme: $\sim n^{-\frac{1}{2}}$) quand n augmente en tendant vers la limite zéro; δ_n^I par contre croît de façon monotone vers sa valeur + 0,25.

DECOMPOSITION DE LA MAREE OCEANIQUE EN SERIE DE FONCTIONS SPHERIQUES

Comme nous l'avons déjà montré, pour se servir du procédé de calcul de l'effet indirect, il faut représenter la marée dans l'océan mondial en série de fonctions sphériques. Et puisque la marée réelle dans les océans n'est pas du tout semblable à la carte de la marée statique on a pris comme données ^{/ de départ} les amplitudes et les retards de phases (angles de position) relevés sur les cartes cotidales. Pour la première expérience on a pris l'onde lunaire semi-diurne M_2 pour laquelle on a trouvé plus de données que pour les autres ondes. En outre, M_2 est l'une des ondes fondamentales observées dans les marées terrestres et par conséquent la mieux déterminée par les analyses harmonique et spectrale des marées de la pesanteur et des inclinaisons. On a utilisé les cartes cotidales de l'onde M_2 pour les océans Pacifique [8], Indien [9] et Atlantique [10] et les mers de l'Asie du sud-est [11]. On a reporté sur ces cartes les isolignes des amplitudes H et des angles de position g° de l'onde M_2 .

La surface de la Terre a été partagée en 40 secteurs égaux en surface [12]. La surface de chaque secteur est approximativement égale à $1,25.10^6$ km². Tous les secteurs sont disposés dans 18 ceintures de latitude, 9 dans chaque hémisphère. A l'exception des 6 secteurs polaires tous ont la forme de quadrilatères sphériques (fig. 2), puisqu'il est important que cette décomposition représente exactement non seulement les valeurs et les régions des marées océaniques mais aussi les régions de terre ferme, cette grille régulière couvrant tout le globe terrestre est la plus utile.

Pour chaque secteur on a mesuré sur les cartes cotidales les valeurs moyennes des amplitudes H et des angles de position g° . Ces caractéristiques ont été considérées dans la suite comme se rapportant au centre géométrique du secteur donné. Dans les cas où cette valeur moyenne était relevée avec difficulté à cause de l'épaisseur des isolignes, le secteur a été partagé en plusieurs sous-secteurs dont chacun avait ses caractéristiques. On a obtenu ensuite les caractéristiques de marées du secteur principal par les sommes vectorielles $H \sin g^\circ$ et $H \cos g^\circ$. Si une partie du secteur était occupée par la terre ferme alors l'amplitude de la marée pour ce secteur diminuait dans le rapport : surface de la mer / surface de la terre ferme. On a reporté les caractéristiques de marées dans ce cas au centre du secteur. On a obtenu en tout les caractéristiques de 272 secteurs. Une grande partie des autres secteurs se rapporte à la terre ferme dont les caractéristiques sont nulles. Il n'y a que les régions de l'océan glacial Arctique, des mers près du Japon, des mers Méditerranée et des Caraïbes et aussi du voisinage de l'Antarctique qui avaient des caractéristiques de marées nulles incorrectes. Tous les secteurs ayant des caractéristiques de marées non nulles sont marquées par des tirets sur la fig. 2. Toutefois, cela n'a été fait que pour les régions océaniques, bien que les caractéristiques soient rapportées au centre de tout le secteur.

On a obtenu par les amplitudes et les angles de position pour chaque secteur les produits $H \sin g^\circ$ et $H \cos g^\circ$. Ces valeurs ont servi également pour déterminer deux séries de coefficients A_n^m et B_n^m de la décomposition de la marée M_2 en série de fonctions sphériques.

Le calcul des coefficients A_n^m et B_n^m a été effectué sur ordinateur électronique par les formules suivantes

$$A_0 = \frac{1}{410} \sum_{\varphi} \sum_{\lambda} (H \cos g^0),$$

$$A_n = \frac{2n+1}{410} \sum_{\varphi} P_n \sum_{\lambda} (H \cos g^0),$$

$$A_n^m = \frac{2n+1}{205} \frac{(n-m)!}{(n+m)!} \sum_{\varphi} P_n^m \sum_{\lambda} (H \cos g^0) \cos m\lambda,$$

$$B_n^m = \frac{2n+1}{205} \frac{(n-m)!}{(n+m)!} \sum_{\varphi} P_n^m \sum_{\lambda} (H \cos g^0) \sin m\lambda.$$

Les programmes de décomposition en série de fonctions sphériques et de détermination des valeurs de la fonction ont été composés par M.V. Ivanova et par l'auteur

FORMULES SERVANT POUR ESTIMER L'EFFET INDIRECT.

On peut représenter la hauteur de la marée en un point donné à l'instant arbitraire t de la façon suivante

$$H = H(\varphi, \lambda) \cos [V - g^0(\varphi, \lambda)],$$

où V est la fonction du temps et des constantes astronomiques correspondant à la marée statique au méridien initial.

D'où

$$H = H \cos g^0 \cos V + H \sin g^0 \sin V = \cos V \left[\sum_n \sum_m (A_n^m \cos m\lambda + B_n^m \sin m\lambda) P_n^m \right] + \sin V \left[\sum_n \sum_m (a_n^m \cos m\lambda + b_n^m \sin m\lambda) P_n^m \right].$$

Les sommations entre crochets sont ici les valeurs $H \cos g^0$ et $H \sin g^0$ représentées en séries de fonctions sphériques. Par conséquent

$$H_n^m = \cos V (A_n^m \cos m\lambda + B_n^m \sin m\lambda) P_n^m + \sin V (a_n^m \cos m\lambda + b_n^m \sin m\lambda) P_n^m \equiv \cos V \alpha_n^m + \sin V \beta_n^m. \quad (9)$$

Le potentiel générateur de marées pour l'onde M_2 peut être représenté par :

$$W_2 = A \cos (V + \Phi), \quad (10)$$

où A est l'amplitude de l'onde M_2 [13] et $\Phi = 2\lambda + \Delta\phi$

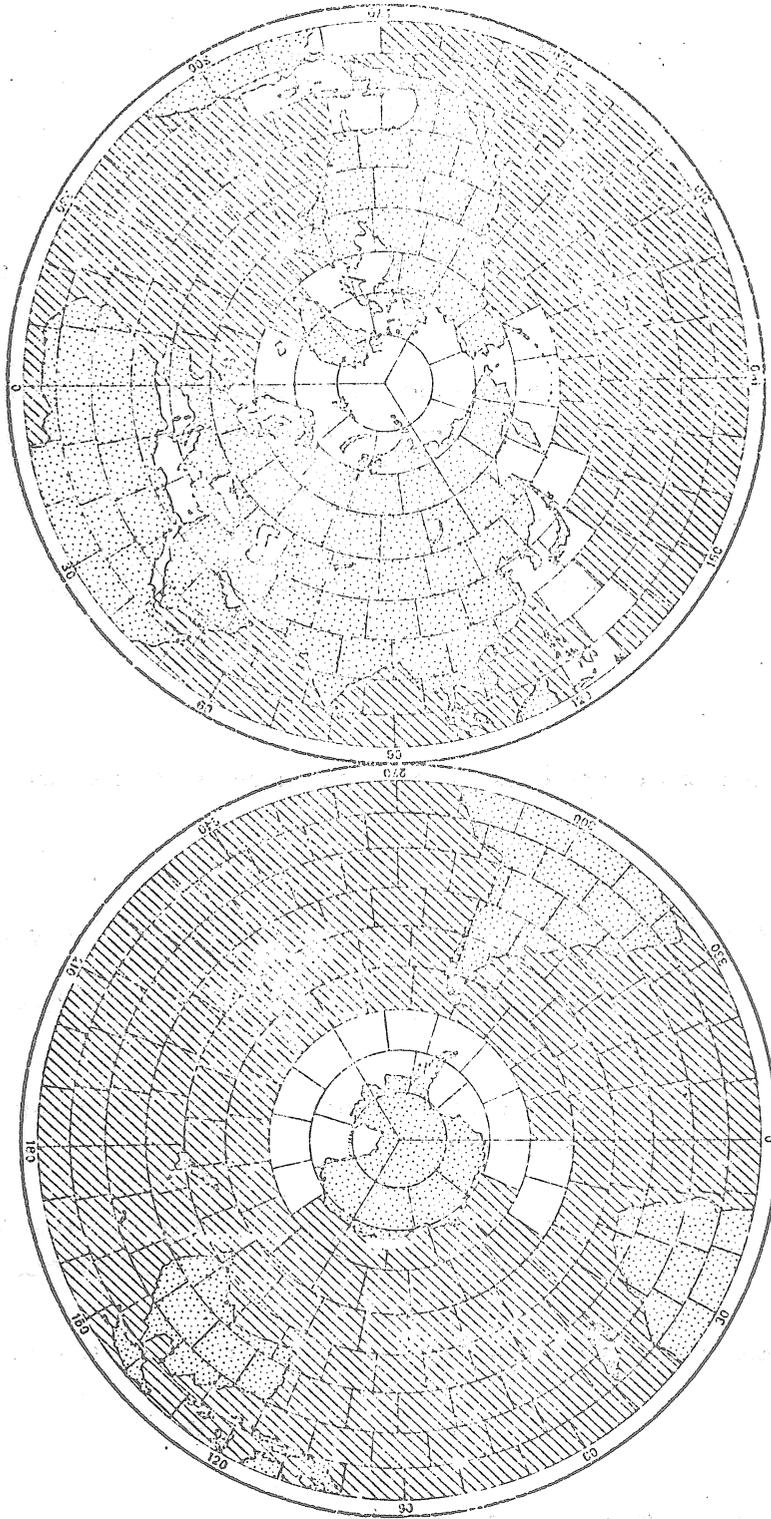


Fig. 2. Partage de la Terre en secteurs. Les parties hachurées sont les secteurs ayant des marées.

Ici $\Delta\phi$ est le retard de phases et λ est la longitude est. Après avoir identifié l'expression (5') à la valeur proportionnelle à la marée observée et tenant compte de (9) et (10) nous obtenons l'égalité suivante

$$\delta_{II} A \cos(V + \Phi_{II}) = \delta_{II} A \cos(V + \Phi_{II}) + 4\pi/\rho_0 R \sum_n \delta_n^{II} \sum_m (\cos V \alpha_n^m + \sin V \beta_n^m) - \frac{4\pi/\rho_0 R}{8 \cdot 410} \left(\sum \frac{H \cos g^0}{\sin \psi/2} \cos V + \sum \frac{H \sin g^0}{\sin \psi/2} \sin V \right). \quad (14)$$

Ici et plus loin l'indice "H" désigne les valeurs observées et l'indice "I" les valeurs cherchées. En (11) en conformité avec la division de la surface du globe terrestre en secteurs on a admis $\Delta s = \frac{4\pi}{410}$. En identifiant en (11) les facteurs pour $\cos V$ et $\sin V$ et en divisant par A, nous obtiendrons :

$$\begin{aligned} \delta_{II} \cos \Phi_{II} &= \delta_{II} \cos \Phi_{II} + \frac{4\pi/\rho_0 R}{A} \left\{ \sum_n \delta_n^{II} \sum_m \alpha_n^m - \frac{1}{3280} \sum \frac{H \cos g^0}{\sin \psi/2} \right\}, \\ \delta_{II} \sin \Phi_{II} &= \delta_{II} \sin \Phi_{II} + \frac{4\pi/\rho_0 R}{A} \left\{ - \sum_n \delta_n^{II} \sum_m \beta_n^m + \frac{1}{3280} \sum \frac{H \sin g^0}{\sin \psi/2} \right\}. \end{aligned} \quad (12)$$

Le facteur en évidence devant les crochets des équations de (12) pour M_2 est

$$\frac{4\pi/\rho_0 R}{A} = \frac{0,0230}{\cos^2 \varphi}.$$

On peut retranscrire l'expression (12) comme suit :

$$\begin{aligned} \delta_{II} \cos \Phi_{II} &= \delta_{II} \cos \Phi_{II} - \bar{\delta} \cos k, \\ \delta_{II} \sin \Phi_{II} &= \delta_{II} \sin \Phi_{II} - \bar{\delta} \sin k, \end{aligned} \quad (13)$$

où on a posé

$$\begin{aligned} \bar{\delta} \cos k &= \frac{0,0230}{\cos^2 \varphi} \left\{ \sum_n \delta_n^{II} \sum_m \alpha_n^m - 0,000305 \sum \frac{H \cos g^0}{\sin \psi/2} \right\}, \\ \bar{\delta} \sin k &= - \frac{0,0230}{\cos^2 \varphi} \left\{ \sum_n \delta_n^{II} \sum_m \beta_n^m - 0,000305 \sum \frac{H \sin g^0}{\sin \psi/2} \right\}. \end{aligned} \quad (13')$$

En (13) les seconds membres sont connus et par conséquent on peut déterminer les inconnues δ_n et $(\Delta\phi)_n$. Si $\bar{\delta}$ est faible comme cela a lieu en réalité alors

$$\begin{aligned} \delta_{II} &= \delta_{II} - \bar{\delta} \cos(\Phi_{II} - k), \\ (\Delta\phi)_{II} &= (\Delta\phi)_{II} + \arctg \frac{\bar{\delta}}{\delta_{II}} \sin(\Phi_{II} - k). \end{aligned}$$

De façon tout à fait analogue nous avons pour les inclinaisons de marées en fonction de (6')

$$\gamma_H \Delta W_H = \gamma_H \Delta W_H + \frac{4\pi/\rho_0 R}{820} \left\{ \Delta \sum_n \gamma_n^I \sum_m \beta_n^m + \frac{1}{820} \Delta \left(\sum \frac{H \cos g^0}{\sin \psi/2} \right) \right\} \quad (14)$$

où Δ est la différence entre les valeurs de la fonction en deux points voisins de la surface de la Terre.

Pour ΔW nous avons les valeurs suivantes (séparément dans le méridien et dans le premier vertical)

A. Dans le méridien.

$$\Delta W = A_2 \cos (V + \Phi_2) - A_1 \cos (V + \Phi_1).$$

Mais dans le cas donné $\lambda_2 = \lambda_1$ et par conséquent $\Phi_2 = \Phi_1$ et alors

$$\Delta W = (A_2 - A_1) \cos (V + \Phi). \quad (15)$$

B. Dans le premier vertical

$A_2 = A_1$ parce que l'amplitude ne dépend pas de la longitude $\Phi_2 = \Phi_1 + 2 d\lambda$ et par conséquent

et

$$\begin{aligned} \cos \Phi_2 &= \cos \Phi_1 \cos 2d\lambda - \sin \Phi_1 \sin 2d\lambda \approx \cos \Phi_1 - 2 d\lambda \sin \Phi_1 \\ \sin \Phi_2 &= \sin \Phi_1 \cos 2d\lambda + \cos \Phi_1 \sin 2d\lambda \approx \sin \Phi_1 + 2d\lambda \cos \Phi_1. \end{aligned}$$

Et alors

$$\Delta W = -2d\lambda \cdot A [\sin \Phi_1 \cos V + \cos \Phi_1 \sin V]. \quad (16)$$

Nous avons maintenant par (14) en tenant compte de (15) pour le méridien

$$\begin{aligned} \gamma_H \cos (V + \Phi_H) &= \gamma_H \cos (V + \Phi_H) + \\ &+ \frac{4\pi/\rho_0 R}{A_2 - A_1} \left\{ \Delta \sum_n \gamma_n^I \sum_m \alpha_n^m + \frac{1}{820} \Delta \left(\sum \frac{\cos V H \cos g^0 + \sin V H \sin g^0}{\sin \psi/2} \right) \right\}, \end{aligned}$$

d'où

$$\gamma_H \cos \Phi_H = \gamma_H \cos \Phi_H - \frac{4\pi/\rho_0 R}{A_2 - A_1} \left\{ \Delta \sum_n \gamma_n^I \sum_m \alpha_n^m + \frac{1}{820} \Delta \sum \frac{H \cos g^0}{\sin \psi/2} \right\},$$

$$\gamma_H \sin \Phi_H = \gamma_H \sin \Phi_H + \frac{4\pi/\rho_0 R}{A_2 - A_1} \left\{ \Delta \sum_n \gamma_n^I \sum_m \beta_n^m + \frac{1}{820} \Delta \frac{H \sin g^0}{\sin \psi/2} \right\}$$

où

$$\begin{aligned} \gamma_H \cos \Phi_H &= \gamma_H \cos \Phi_H - \bar{\gamma} \cos k, \\ \gamma_H \sin \Phi_H &= \gamma_H \sin \Phi_H - \bar{\gamma} \sin k, \end{aligned} \quad (17)$$

où

$$\begin{aligned} \bar{\gamma} \cos k &= -\frac{0,0230}{\sin 2\varphi_1} \frac{d\varphi}{d\varphi} \left\{ \Delta \sum_n \gamma_n^I \sum_m \alpha_n^m + \frac{1}{820} \Delta \sum \frac{H \cos g^0}{\sin \psi/2} \right\}, \\ \bar{\gamma} \sin k &= \frac{0,0230}{\sin 2\varphi_1} \frac{d\varphi}{d\varphi} \left\{ \Delta \sum_n \gamma_n^I \sum_m \beta_n^m + \frac{1}{820} \Delta \sum \frac{H \sin g^0}{\sin \psi/2} \right\}. \end{aligned} \quad (17')$$

Pour le premier vertical en fonction de (14) en tenant compte de (16) nous avons

$$\begin{aligned} \bar{\gamma} \cos k &= -\frac{0,0230}{2d\lambda \cos^2 \varphi} \left\{ \Delta \sum_n \gamma_n^I \sum_m \beta_n^m + \frac{1}{820} \Delta \sum \frac{H \sin g^0}{\sin \psi/2} \right\}, \\ \bar{\gamma} \sin k &= -\frac{0,0230}{2d\lambda \cos^2 \varphi} \left\{ \Delta \sum_n \gamma_n^I \sum_m \alpha_n^m + \frac{1}{820} \Delta \sum \frac{H \cos g^0}{\sin \psi/2} \right\}. \end{aligned} \quad (17'')$$

RESULTATS DES CALCULS

Des sommes de deux types entrent dans les formules pour le calcul des corrections de l'influence des marées océaniques (13'), (17') et (17''). C'est d'abord, les sommes du type

$$\sum_n \delta_n \sum_m \alpha_n^m \quad \text{et ensuite les sommes du type} \quad \sum \frac{H \cos g^0}{\sin \psi/2}.$$

Les premières sommes s'obtiennent par la somme de la série de fonctions sphériques, les secondes par la somme immédiate sur la sphère. Le calcul a été effectué sur ordinateur électronique pour la série de stations de marées terrestres éloignées des océans. Ensuite par les formules (13') (17') (17''), (13) et (17) on a calculé les corrections pour ces points en δ , γ et $\Delta\phi$.

Les résultats des calculs pour les points gravimétriques et clinométriques sont donnés dans les tables 1 et 2.

Nous donnons dans la table 1 les corrections d'effet indirect dans les résultats de l'analyse des marées de la pesanteur pour les points situés en Europe Orientale et en Asie Centrale. Nous donnons dans la colonne A les corrections calculées par décomposition de la marée jusqu'au 16^{ème} ordre sans tenir compte séparément de la première composante d'après la formule (7); c'est-à-dire que les trois composantes de l'effet indirect ont été prises simultanément en considération par l'utilisation dans les calculs de δ_n^I provenant de (8). Dans les colonnes B et C l'attraction des masses d'eau de marées a été calculée séparément d'après la formule (7) par intégration numérique. Dans la colonne B on a pris la décomposition jusqu'au 8ème ordre et dans la colonne C jusqu'au 16ème. Dans les colonnes D et E on a introduit de petites corrections en comparaison avec B et C. Pour expliquer ces corrections nous recopions le terme de correction de (5) en prenant en considération (2) sous la forme suivante

$$\sum_{n=0}^{\infty} \delta_n^{II} \sum_{m=0}^n H_n^m = \sum_0^k \delta_n^{II} \sum_0^n H_n^m + \sum_{k+1}^{\infty} \delta_n^{II} \sum_0^n H_n^m. \quad (18)$$

Table 1

Corrections de l'effet indirect dans les résultats de l'analyse des variations de marées de la force de pesanteur.

Point d'observation	A		B		C		D		E		Observées		Corrigées	
	Δs	$\Delta(\Delta\varphi)$	s	$\Delta\varphi$	s	$\Delta\varphi$								
Poulkovo	-0,122	-2,7	-0,054	-1,3	-0,080	-1,0	-0,035	-1,3	-0,075	-1,1	1,238	-2,1	1,163	-3,2
Krasnaya Pakhra	-0,017	+0,8	-0,039	-1,3	-0,053	-0,4	-0,047	-0,8	-0,055	-0,3	1,188	-5,2	1,132	-5,5
Kiev	-0,032	-0,3	-0,031	-1,3	-0,044	-0,9	-0,039	-1,0	-0,045	-0,8	1,195	-2,8	1,150	-3,6
Talgar	+0,016	+0,8	-0,004	+0,9	-0,013	+1,2	-0,007	+1,1	-0,011	+1,2	1,163	-3,3	1,152	-2,1
Tachkent	+0,035	+4,0	-0,002	+1,1	-0,022	+1,2	-0,007	+1,1	-0,017	+1,2	1,143	-4,0	1,126	-2,8
Frounze	+0,020	+0,6	-0,004	+0,9	-0,017	+1,2	-0,007	+1,1	-0,014	+1,2	1,145	-3,5	1,131	-2,3
Lantchou	+0,003	+0,4	+0,012	+1,5	+0,006	+1,0	+0,011	+1,3	+0,009	+1,1	1,148	-3,5	1,157	-2,4
											Moyenne		1,174 ± 0,0132	
														1,144 ± 0,0055

Table 2*
Corrections de l'effet indirect dans les résultats de l'analyse des variations de marées des inclinaisons

Point d'observation	Valeurs des inclinaisons					
	Observées			Corrigées		
	N-S	E-W	N-S	E-W	N-S	E-W
Moscou	0,610	0,720	0,610	0,736	0,000	+0,016
	+2,6	+2,1	+6,2	+7,1	+3,6	+5,0
Poltava	0,642	0,616	0,673	0,609	+0,031	-0,007
	-0,6	-2,0	0,0	+1,3	+0,6	+3,3
Kazan	0,661	0,637	0,633	0,661	-0,028	+0,024
	-2,0	-2,2	-2,0	+2,1	0,0	+4,3
Alma Ata	0,716	0,725	0,733	0,755	+0,017	+0,030
	-0,5	+9,4	-4,8	+11,0	-4,3	+1,6
Tomsk	0,58	0,46	0,58	0,47	-0,002	+0,010
	-2,2	+6,7	+0,1	+2,9	+2,3	-3,8
Douchambe	0,880	0,609	0,830	0,627	-0,050	+0,018
	+3,5	-6,3	+0,8	-7,7	-2,7	-1,4
Prague	0,664	0,702	0,622	0,600	-0,042	-0,102
	-3,0	-7,0	-2,5	+5,1	+0,5	+12,1
Moyenne	0,679	0,638	0,669	0,637		
	±0,037	±0,035	±0,033	±0,036		

* A la ligne supérieure pour chaque point sont les valeurs γ à la ligne inférieure les valeurs $\Delta\phi$ (en degré)

Comme nous le constatons par la figure 1, pour les grandes valeurs de n , la valeur δ_n^{II} varie très faiblement et c'est pourquoi nous écrivons le second terme en (18) comme suit

$$\text{Mais pour toute la Terre} \quad \sum_{n=k+1}^{\infty} \delta_n^{II} \sum_{m=0}^n H_n^m = \bar{\delta}_n \sum_{k+1}^{\infty} \sum_0^n H_n^m. \quad (19)$$

$$\sum_0^{\infty} \sum_0^n H_n^m = 0,$$

et par conséquent

$$\sum_{k+1}^{\infty} \sum_0^n H_n^m = - \sum_0^k \sum_0^n H_n^m. \quad (20)$$

En substituant (19) et en tenant compte de (20) en (8) nous obtiendrons

$$\sum_{n=0}^{\infty} \delta_n^{II} \sum_0^n H_n^m = \sum_0^k \delta_n^{II} \sum_0^n H_n^m - \bar{\delta}_n \sum_0^k \sum_0^n H_n^m. \quad (21)$$

De sorte qu'avec un choix correct de $\bar{\delta}_n$ le second terme du second membre (21) est égal au reste non pris en considération de la série. Comme $\bar{\delta}_n$ en D et E (table 1) on a pris les valeurs moyennes δ_n^{II} pour $n > 8$ et 16 c'est-à-dire la moitié des valeurs δ_8^{II} et δ_{16}^{II} . Si les valeurs choisies étaient exactes alors les valeurs de la colonne D coïncideraient avec les valeurs en E malgré que la colonne D est obtenue par décomposition jusqu'au 8^{ème} ordre, et E jusqu'au 16^{ème} ordre. On n'a pas obtenu une complète coïncidence cependant la différence entre D et E est sensiblement plus petite qu'entre B et C. Ainsi il faut considérer les valeurs de la colonne E comme les plus sûres. Dans les dernières colonnes de la table 1 nous donnons les valeurs δ et $\Delta\phi$ observées et corrigées de l'effet indirect pour les points examinés. Comme nous le constatons par la table, les corrections pour les points situés en Europe Orientale étaient importantes atteignant jusqu'à 7 % dans les valeurs δ . La valeur moyenne pour tous les points devenant de 3 % plus petite, ainsi δ_m pour les points d'Europe Orientale devenait presque identique avec δ_m pour les points du groupe d'Asie Centrale. Après introduction des corrections l'écart quadratique moyen des points par rapport à la moyenne a diminué de plus de deux fois.

La correction dans le retard de phases $\Delta\phi$ a diminué pour les points situés en Asie Centrale et on les a augmentées pour les points d'Europe. Puisque d'après les données préliminaires les retards observés sont déterminés presque complètement par le retard instrumental [14] et sont différents pour les divers gravimètres, il est prématuré d'émettre une opinion quelconque avant l'éclaircissement complet de la valeur de l'effet instrumental et de la précision de la valeur des corrections des marées océaniques.

Dans la table 2 nous donnons les corrections de l'effet indirect dans les résultats de l'analyse des variations de marées des inclinaisons de la surface de la Terre en sept points d'Europe et d'Asie. Tous les points sont également situés loin des océans. Dans la table nous ne donnons qu'une variante correspondant à la variante C de la table 1. La différence des potentiels dans la formule (17') a été prise pour les points éloignés l'un de l'autre de 1° en latitude et de 1°/cos ϕ en longitude dans la formule (17'').

Pour une diminution respective des intervalles entre les points de $0^{\circ}5$ et $0^{\circ}5/\cos \phi$, les résultats restent pratiquement les mêmes que dans le cas des intervalles d'un degré.

Comme nous le constatons par la table, dans les observations clinométriques on a obtenu une carte assez disparate bien que les corrections soient ici de l'ordre de quelques pourcents. Cette carte confirme seulement le fait que le désaccord des valeurs γ dans les inclinaisons de marées observées est déterminé de façon importante par la structure hétérogène en blocs de l'écorce terrestre. Les valeurs des corrections indiquent cependant que l'influence des zones éloignées n'est pas très faible dans le cas des inclinaisons de marées.

Toutes ces conclusions ont un caractère préliminaire puisque les données utilisées sont loin d'englober entièrement les étendues océaniques. Cette circonstance aussi détermine le partage global de la Terre en secteurs et l'ordre n jusqu'auquel on a effectué la décomposition de la marée en série de fonctions sphériques. Cependant ces données préliminaires montrent que l'influence des régions éloignées est tout à fait sensible aussi bien pour les observations gravimétriques que clinométriques.

L'utilisation de nombreuses données de départ et l'augmentation de l'ordre n permettront dans un avenir très proche d'obtenir des estimations plus précises de l'influence de l'effet indirect sur les observations des marées terrestres dans les points éloignés des océans.

En conclusion, j'exprime ma profonde gratitude à N.N. Pariiskii, M.S. Molodenskii et K.T. Bogdanov pour leurs précieux conseils; à M.V. Ivanova, S.N. Barsenkov et M.V. Kramer pour leur aide dans la composition des programmes et dans les calculs.

BIBLIOGRAPHIE.

1. A.T. DOODSON, R.H. CORKAN
Load tilt and body tilt at Bidston.
Monthly Notices R. Astr. Soc. Geoph. Suppl. vol. 3, N 6, 1934.
2. R.H. CORKAN
The analysis of tilt records at Bidston,
ibid., vol. 4, N 7, 1939.
3. R.H. CORKAN
A determination of the Earth tide from tilt observations at two places,
ibid, vol. 7, N 7, 1953.
4. E. NISHIMURA
On Earth tides.
Trans. Am. Geoph. Union, vol. 31, N 3, 1950.

5. I. NAKAGAWA

Some problems on time change of gravity.

Disaster prevention research Institute. Bulletin N 53, 1962.

6. I. LONGMAN

A Green's function for determining the deformation of the Earth under surface mass loads.
part 1. *J. of Geoph. Research, vol. 67, N 2, 1962.*

7. I. LONGMAN

A Green's function for determining the deformation of the Earth under surface mass loads.
part 2. *Ibid., vol. 68, N 2, 1963.*

8. K.T. BOGDANOV

Marées de l'Océan Pacifique.

Trav. de l'Institut d'Océanologie de l'Ac. des Sc. d'URSS, T. 60, 1962.

9. G. PRUFER

Die Gezeiten des Indischen Ozeans

Veroff. d. Inst. f. Meerskunde, Reihe A, Heft 37, 1939.

10. W. HANSEN

Gezeiten des Meeres.

Landolt-Bornstein, "Zahlenwerte und Funktionen", vol. 3, 1952.

11. K.T. BOGDANOV

Marées des mers Australo-Asiatiques.

Trav' del' Institut d'Océanologie de l'Ac. des Sc. d'URSS T 66, 1963.

12. I.D. JONGOLOVITCH

Champ gravitationnel extérieur de la Terre et constantes fondamentales relatives

Trav. de l'Institut de Théop. Astron. Publ. 3, 1952.

13. A.T. DOODSON

The harmonic development of the tidegenerating potential.

Proceedings of the Royal Society, A vol. 100, 1921.

14. V.A. VOLKOV

Détermination des caractéristiques de phases des systèmes enregistreurs de marées des gravimètres - galvanomètres.

Publ. "Variations de marées de la force de pesanteur" Edit. " Naouka" 1964.

Traduction.

EFFECT INDIRECT DES MAREES OCEANIQUES DANS LA FREQUENCE DE L'ONDE M_2

B.P. PERTSEV

Rotation et déformations de marées de la Terre - I Kiev 1970 pp. 156-165.

КОСВЕННЫЙ ЭФФЕКТ МОРСКИХ ПРИЛИВОВ В ЧАСТОТЕ ВОЛНЫ M_2 .

Б.П. Перцев.

ВРАЩЕНИЕ И ПРИЛИВНЫЕ ДЕФОРМАЦИИ ЗЕМЛИ

Киев I 1970 Стр. 156-165.

Pour déterminer les valeurs réelles δ , γ et $\Delta\phi$ il faut connaître l'influence de l'effet indirect des marées océaniques sur les marées terrestres. Il semble qu'à présent il y ait une possibilité réelle d'avoir une estimation sûre de ce phénomène. La publication de cartes cotidales des ondes semi-diurnes pour l'océan mondial [1] permet de faire un calcul plus soigneux de l'effet des marées océaniques que ce qui était possible jusqu'à présent [2, 3]. Comme précédemment nous nous limiterons à l'étude de l'influence de l'onde principale semi-diurne M_2 .

Quand on évalue l'effet indirect, outre [1] on a utilisé aussi les cartes cotidales [4-7]. En conséquence on a obtenu les caractéristiques de marées pour l'onde M_2 presque pour tout le globe terrestre.

Nous n'avons pu obtenir les caractéristiques de marées pour une partie importante du bassin polaire, pour la Méditerranée, la mer de Béring, la mer Rouge et pour certaines régions ayant des marées peu importantes. Les données pour les mers du Japon et d'Okhotsk ne sont pas très sûres.

Ces données plus sûres et homogènes ont permis de faire un calcul plus détaillé des corrections de l'effet indirect. Pour le calcul, le globe terrestre a été divisé en 1680 sections de surfaces égales. La surface de chaque section est de $\sim 5^\circ \times 5^\circ$. Pour chaque section on a déduit des cartes cotidales les valeurs moyennes des amplitudes H et des écarts de phases $\Delta\kappa$ de l'onde M_2 et on a formé les valeurs $H \sin \Delta\kappa$ et $H \cos \Delta\kappa$ qui ont constitué les données de base pour calculer les corrections de l'effet indirect sur les observations gravimétriques et clinométriques.

Pour calculer les corrections on a utilisé les formules fondamentales suivantes décrites en détail en [3]

$$\Delta \theta = -\frac{2}{R} \left[\delta_2 \sqrt{2} - \frac{f \rho_0 R}{g} \sum \frac{H}{\sin^2 \psi/2} \Delta S + 4\pi f \rho_0 R \sum_n \delta'_n \sum_m H_n^m \right], \quad /1/$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \delta'_n} = \frac{h'_n - \frac{n+1}{2} k'_n}{2n+1};$$

$$\Delta \xi = \frac{k'_2}{g} \cdot \frac{\Delta \sqrt{2}}{\Delta S} + \frac{f \rho_0 R}{2g \Delta S} \Delta \left(\sum \frac{H}{\sin^2 \psi/2} dt \right) + \frac{4\pi f \rho_0 R}{g \Delta S} \sum_n \delta'_n \sum_m H_n^m, \quad /2/$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial \delta'_n} = \frac{k'_n - h'_n}{2n+1}.$$

Les valeurs des coefficients de charge h'_n et k'_n ont été tirées du travail de Longman [8].

Pour calculer les corrections aux observations gravimétriques on a utilisé deux méthodes.

1. Dans la première méthode, les valeurs $H \sin \Delta \kappa$ et $H \cos \Delta \kappa$ ont été décomposées en séries de fonctions sphériques jusqu'à l'ordre 32. Pour chacune de ces valeurs, on a obtenu 1089 coefficients. Ces coefficients ont été ensuite multipliés par les facteurs correspondants δ'_n . Ensuite ils ont été transformés en coefficients d'une série nouvelle de départ [3]. Avec ceux-ci on a déterminé pour plusieurs stations de marées terrestres l'influence de la deuxième et troisième composantes de l'effet indirect. La première composante (attraction des masses d'eau) a été calculée séparément sans décomposition en série par une simple sommation sur la sphère des influences des sections séparées représentées par des masses ponctuelles. On n'a tenu compte que des sections dont les centres ne se trouvaient pas plus près que 15° de la station de marée terrestre donnée. Cette limite des zones éloignées a été déterminée par les dimensions des sections prises.
2. Dans la seconde méthode l'influence de chaque section a été calculée séparément pour les trois composantes de l'effet indirect. Pour cela on suppose qu'à la surface du segment de sphère terrestre se trouve une couche homogène gravitante. Si nous désignons le rayon du segment par a alors la densité σ de cette couche sera

$$\rho(\theta) = \begin{cases} b & \text{pour } 0 \leq \theta < \alpha; \\ 0 & \text{pour } \alpha \leq \theta \leq \pi. \end{cases}$$

Comme on le sait, dans ce cas, σ peut être représenté par une série de fonctions sphériques

$$\bar{\sigma} = \sum_{n=0}^{\infty} K_n P_n(\cos \alpha), \quad /3/$$

$$K_0 = -\frac{\sigma}{2} (1 - \cos \alpha)$$

et pour $\eta > 0$

$$K_n = -\frac{\sigma}{2} [P_{n-1}(\cos \alpha) - P_{n+1}(\cos \alpha)].$$

Le rayon a a été choisi de sorte que la surface du segment soit égale à la surface de la section indiquée plus haut. Les coefficients [3] sont ensuite multipliés par les valeurs correspondantes δ'_n (ou γ'_n) pour déterminer les corrections de l'influence des composantes, des déformations provoquées de la Terre. Pour représenter l'influence de ce disque avec une précision suffisante il a fallu élever l'ordre de la décomposition bien au delà de l'ordre pris par Longman $n = 40$. Puisque aussi bien δ'_n que γ'_n s'approchent très bien dans la gamme donnée par les fonctions $f(n) = \frac{C}{\sqrt{n}}$, on a pris pour le calcul de l'influence des disques :

$$\delta'_n = \frac{-0,150}{\sqrt{n}} \quad \text{et} \quad \gamma'_n = \frac{0,297}{\sqrt{n}}$$

Les courbes δ'_n et γ'_n sont données comme les fonctions n sur la figure 1. Les valeurs calculées d'après les coefficients calculés par Longman sont représentées par des points.

Comme l'ont montré les calculs, l'influence de ces disques attractifs sur des distances plus grandes que 15° et pour $n \geq 200$ ne dépend pratiquement pas de l'ordre de décomposition n . L'effet de ce disque sur les différentes distances depuis son centre est donné pour le cas gravimétrique sur la figure 2. La courbe continue est l'effet de l'attraction des masses d'eau. La ligne pointillée indique l'influence de la seconde et de la troisième composantes de l'effet indirect.

Nous constatons par la figure 2 que les composantes déterminées par les déformations de la Terre jouent un rôle assez important dans l'effet indirect. C'est pourquoi quand on l'évalue il ne faut pas se limiter à la prise en considération uniquement de la seule attraction par les masses d'eau.

En faisant le total de l'influence de toutes les sections éloignées de plus de 15° de la station de marée, nous trouverons l'effet des zones éloignées des marées océaniques sur les marées terrestres.

Ainsi, on a déterminé par les deux procédés les corrections de l'effet direct pour une série de stations de marées terrestres.

On a choisi les stations éloignées des océans. Pour celles-ci ce ne sont pas seulement les corrections des zones lointaines mais aussi l'effet complet. En ce qui concerne les points situés à moins de 1600 km des océans, les corrections calculées ne représentent pas encore l'effet indirect complet. Dans ce cas il faut tenir compte aussi de l'influence des zones voisines.

Les résultats des calculs sont donnés dans la table 1 où on ne donne que les stations éloignées des océans et pour lesquelles les corrections aux zones lointaines constituent l'effet complet des marées océaniques. Tous les points sont partagés en deux groupes. Au premier groupe se rapportent les stations de marées terrestres de l'Europe Orientale, au second celles de l'Asie Centrale. Nous donnons dans la première colonne de la table les valeurs δ et $\Delta\phi$ obtenues par les observations. Dans les deuxième et troisième colonnes sont données les mêmes valeurs corrigées de l'effet indirect. Les valeurs données dans la seconde colonne sont obtenues en tenant compte des sections séparées d'après la seconde méthode. Dans la troisième colonne nous donnons les résultats des calculs effectués avec la première méthode.

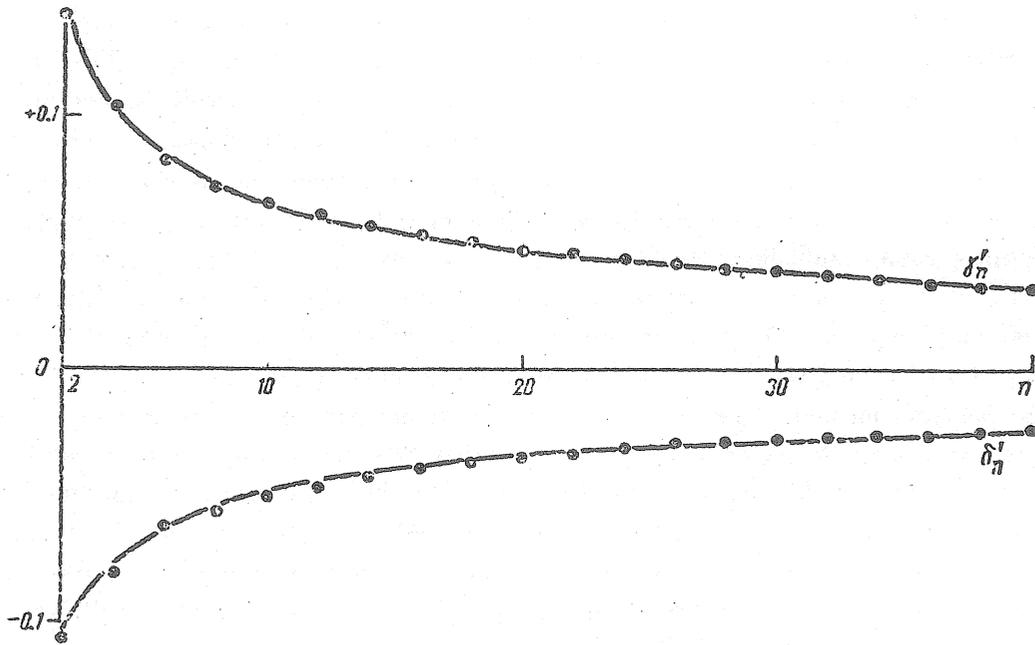


Fig. 1. Dépendance de δ'_n et γ'_n en fonction de n .

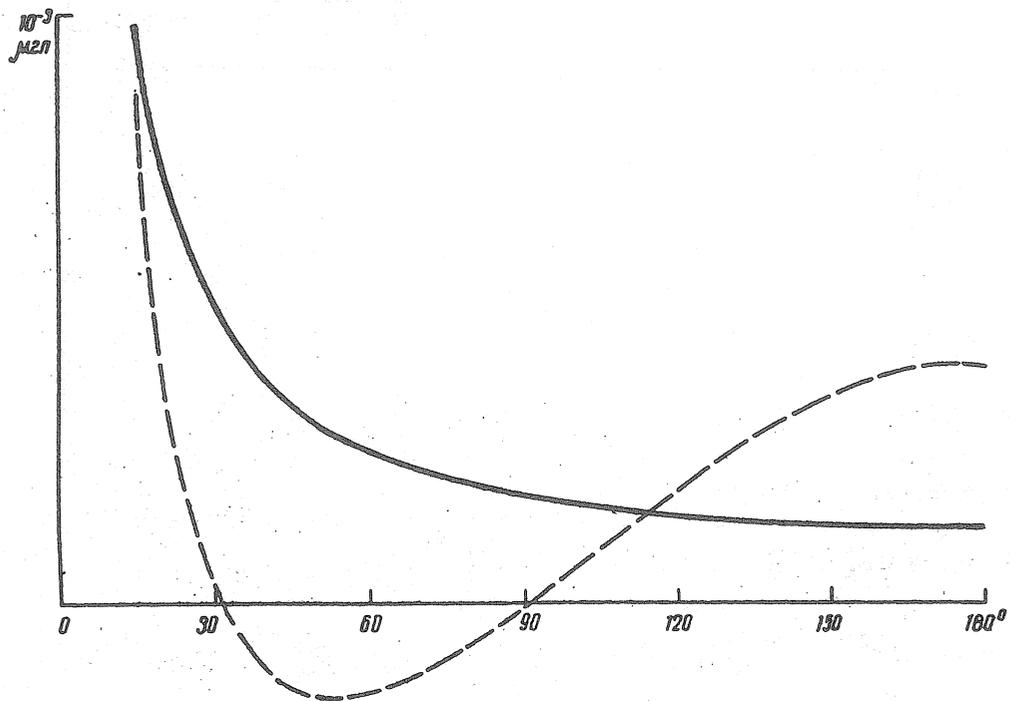


Fig. 2. Effet de la couche du segment ($\alpha = 2^\circ 8$, $\sigma = 1.03$) sur les différentes distances sphériques.

Nous constatons dans cette table que, pour tous les points, les deux méthodes donnent des résultats pratiquement identiques. Les corrections obtenues diffèrent sensiblement des précédentes [2, 3]. Comme le montraient les calculs, cette divergence s'explique non pas par l'élévation de l'ordre de décomposition mais par les nouvelles données de départ. Comme précédemment, les corrections de l'effet indirect ont sensiblement atténué la différence dans les valeurs δ obtenues dans les stations d'Europe Orientale et d'Asie Centrale. Il est apparu que même pour les points situés au centre du continent, les corrections de l'effet indirect ne sont pas si faibles. La nouvelle valeur δ corrigée de l'effet indirect était également différente de celle obtenue précédemment [2]. On peut espérer que cette valeur est plus proche de la vérité puisqu'on a utilisé ici des données de départ plus récentes et plus homogènes. Poulkovo occupe dans la table une position un peu anormale. La valeur δ obtenue par les observations est sensiblement plus élevée que pour les autres stations de marées terrestres. La correction de l'effet indirect baisse un peu cette valeur mais ne l'amène pas dans la série avec les valeurs δ pour les autres points. Ici se font probablement sentir les mers polaires qui n'ont pas été prises en considération. La mer Baltique voisine ne peut donner d'effet sensible puisque les marées y sont faibles. Si on exclut de l'examen la station de Poulkovo, l'écart entre les stations d'Europe et d'Asie devient encore plus petit comme l'indique la table 1.

Table 1.

Résultats des observations gravimétriques corrigés de l'effet indirect.

Station	Observées		Corrigées			
			sec. méth. I		prem. méth.	
	δ	$\Delta\delta$	δ	$\Delta\delta$	δ	$\Delta\delta$
Krasnaïa Pachra	1.180	-5 ⁰ .2	1.179	-5 ⁰ .9	1.162	-8 ⁰ .6
Kiev	1.195	-2.8	1.177	-1.6	1.177	-1.2
Poltava	1.188	+0.5	1.173	+1.9	1.174	+2.2
Poulkovo	1.253	-2.1	1.209	-0.1	1.212	-0.5
Moyenne	1.201		1.184		1.186	
	± 0.0126		± 0.0083		± 0.0087	
Moyenne	1.189		1.176		1.176	
	± 0.0035		± 0.0017		± 0.0028	
Talgar II						
Talgar	1.165	-0 ⁰ .4	1.189	-0 ⁰ .4	1.189	-0 ⁰ .2
Tachkent	1.143	-4.0	1.161	-3.5	1.164	-3.5
Frounze	1.145	-3.5	1.157	-3.3	1.159	-3.2
Lantschou	1.148	-3.5	1.162	-4.6	1.164	-4.7
Moyenne	1.150		1.170		1.172	
	± 0.0050		± 0.0066		± 0.0060	
Moyenne générale	1.175		1.177		1.179	
	± 0.0111		± 0.0057		± 0.0056	
Moyenne générale sans Poulkovo.	1.167		1.173		1.174	
	± 0.0083		± 0.0038		± 0.0025	

Table 2

Résultats des observations clinométriques corrigés de l'effet indirect.

Station	Observées		Corrigées	
	γ	$\Delta\phi$	γ	$\Delta\phi$
Moscou	0.610	+2.6	0.658	+4.9
Poltava	0.642	-0.6	0.670	+1.4
Kazan	0.661	-2.0	0.710	-0.1
Alma-Ata	0.716	-0.5	0.738	-3.1
Prague	0.664	-3.0	0.691	+2.6
Tomsk	0.580	-2.2	0.593	-3.3
Douchambe	0.880	+3.5	0.923	+0.6
Moyenne	0.679		0.712	
	± 0.037		± 0.039	
Moyenne	0.659		0.693	
/5/	± 0.017		± 0.014	
		EW		
Moscou	0.720	+2.1	0.742	+4.3
Poltava	0.616	-2.0	0.640	+1.8
Kazan	0.637	-2.2	0.656	-1.0
Alma-Ata	0.725	+9.4	0.741	+10.5
Prague	0.702	-7.0	0.660	+5.4
Tomsk	0.460	+6.7	0.483	+8.4
Douchambe	0.609	-6.3	0.612	-4.7
Moyenne	0.638		0.648	
	± 0.025		± 0.053	
Moyenne	0.680		0.688	
/5/	± 0.022		± 0.022	
(NS) - (EW)	+0.041		+0.034	
(NS) - (EW)				
/5/	-0.021		+0.005	

En ce qui concerne les déphasages $\Delta\phi$ leurs valeurs sont données ici uniquement pour illustrer l'importance des corrections puisque les valeurs observées $\Delta\phi$ exigent dans leur majorité la prise en considération du retard instrumental.

On a calculé de façon analogue les corrections de l'effet indirect des marées océaniques sur les résultats des observations clinométriques. Cependant dans ce cas étant donné la lente convergence, la première méthode donne des résultats peu sûrs. C'est pourquoi nous ne donnons dans la table 2 que les corrections calculées par la seconde méthode. Dans cette table les secondes valeurs moyennes notées par le chiffre 5 sont obtenues en excluant les stations de Tomsk et Douchambe pour lesquelles on a obtenu par les observations des valeurs anormales de γ . La même chose pour les lignes (NS) - (EW).

Comme le montre la table 2, dans le cas des inclinaisons, les corrections de l'effet indirect n'ont pas diminué la dispersion des résultats dans les différentes stations. Cela s'explique probablement en partie par l'imprécision de nos estimations. Mais avant tout l'influence des marées océaniques n'est pas la cause fondamentale de cette divergence.

Tous ces calculs montrent que l'influence de l'effet indirect des marées océaniques sur les résultats de l'analyse des observations de marées gravimétriques et clinométriques n'est pas tout à fait ressentie pour les points situés loin des océans. Pour les points se trouvant plus près du littoral il convient encore de tenir compte de l'influence également des zones océaniques. Si l'on en juge par la fig. 2, ces corrections supplémentaires peuvent avoir également une valeur importante pour les observations gravimétriques. L'identité des résultats obtenus par les deux méthodes montre que la sûreté des corrections est déterminée par la qualité des données de départ adoptées. L'absence de caractéristiques de marées pour des surfaces d'eau limitées, éloignées des points étudiés ne peut amener de perturbation sensible dans les résultats obtenus. Cependant on ne peut pas parler a priori de l'influence de la mer Méditerranée et particulièrement des mers polaires.

BIBLIOGRAPHIE

1. K.T. BOGDANOV, V.A. MAGARIK
Solution numérique du problème de la propagation des ondes de marées semi-diurnes (M_2 et S_2) dans l'océan mondial.
Données 6, 172, 1967.
2. B.P. PERTSEV
Sur l'influence des marées océaniques sur les variations de marées de la force de pesanteur.
Physique de la Terre, 10, 1966.
3. B.P. PERTSEV
Estimation de l'influence des marées océaniques sur les marées terrestres dans des points éloignés des océans.
"Marées Terrestres et structure interne de la Terre", "Naouka", 1967.
4. K.T. BOGDANOV
Marées des mers Austro-Asiatiques.
Trav. de l'Inst. d'Océanologie de l'Ac. des Sc. d'URSS, 66, 1963.
5. G.V. POLOUKAROV
Calcul des constantes harmoniques du niveau pour la mer d'Okhotsk.
6. S. OGURA
The tides in the seas adjacent to Japan,
Bull. Hydrographic Dept. 7, Tokyo, 1933.

7. W. JANSEN

Gezeiten des Meeres,

Landolt-Börnstein "Zahlenwerte und Funktionen", 3, 1952.

8. I. LONGMAN

A. Greens function for determining the deformation of the Earth under surface mass loads, pt.2

J. Geophys. Res. 68, n° 2, 1963.

SUR LA QUESTION DU RETARD DE PHASES DANS LES OBSERVATIONS DES MAREES
TERRESTRES

B.P. Pertsev

Méthode de mesure des marées terrestres et des déformations lentes de la surface de la Terre

К ВОПРОСУ О ЗАПАЗДЫВАНИИ ФАЗ В НАБЛЮДЕНИЯХ
ЗЕМНЫХ ПРИЛИВОВ

Б. П. Перцев.

Методика измерения земных приливов и
медленных деформаций земной поверхности.

А.Н. СССР. Инст. Физ. Земли Москва 1970 стр. IIО - II2.

Comme l'a montré L. Slichter [1] les retards de phases observés dans l'enregistrement des marées terrestres doivent être sensiblement plus petits que le retard "de la crête" de marées dans la Terre élastico-visqueuse. Cela s'explique par le fait que les facteurs de marées δ et γ sont constitués de trois composantes dont l'une est déterminée par l'influence immédiate du corps générateur de marées sur l'appareil et ne dépend pas de la structure de la Terre et par conséquent ne participe pas à la formation du retard des marées terrestres. En outre, comme nous le verrons ultérieurement ce phénomène même est la cause de ce que les relations des amplitudes obtenues par les observations par rapport aux amplitudes des marées statiques sont un peu différentes des valeurs $\delta = 1 + h - 3/2 k$ et $\gamma = 1 + k - h$.

En effet, à cause de l'élasticité imparfaite de la Terre, la crête de marée se manifeste par une rotation journalière d'un angle de ϵ° à l'est du méridien de l'astre générateur de marée. Alors n'importe quelle onde de vitesse horaire σ degré/heure, aura un retard $\Delta\phi$ déterminé par l'égalité suivante :

$$A \cos V + (\delta - 1) A \cos (V - \chi) = DA \cos (V - \Delta\phi). \quad (1)$$

Ici χ est la variation de la phase de l'onde pendant une rotation de la Terre de l'angle ϵ , c'est-à-dire que $\chi = \sigma\Delta t = \sigma \frac{\epsilon}{15}$; A et V sont l'amplitude et la phase de l'onde donnée dans la marée statique; D (T pour les inclinaisons) est la valeur observée de δ (γ). Dans la formule

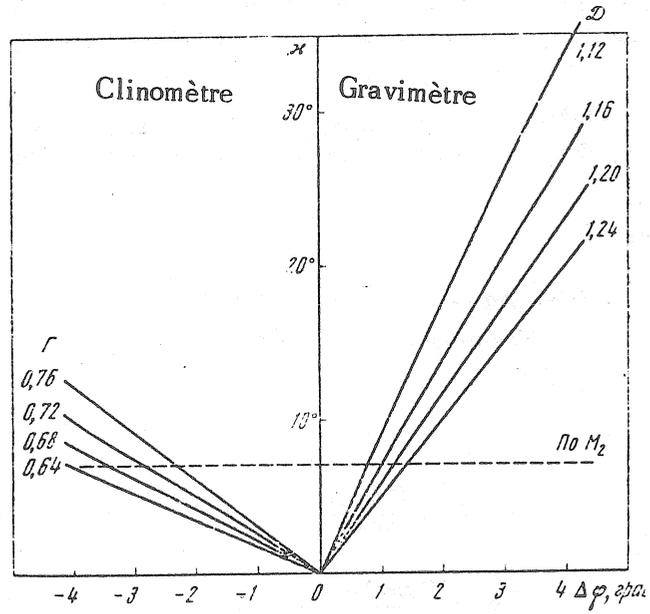


Fig. 1. Valeurs de $\alpha = f(D, \Delta\varphi)$ et $\alpha_1 = f_1(\Gamma, \Delta\varphi)$

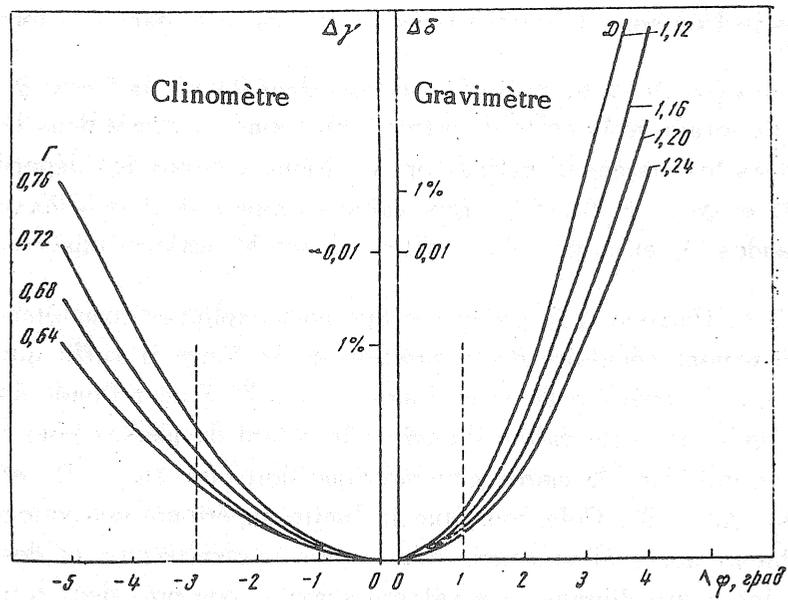


Fig. 2. Corrections $\Delta\delta = F(D, \Delta\varphi)$ et $\Delta\gamma = F_1(\Gamma, \Delta\varphi)$

(1), le premier terme à gauche est déterminé par la variation du potentiel de gravité par le corps générateur de marées, le second est déterminé par la déformation de la Terre. Les valeurs $15/\sigma$ pour les ondes principales de la marée luni-solaire sont données ci-dessous :

Onde . . .	M_2	S_2	N_2	K_1	O_1
$15/\sigma$. . .	0,5175	0,5000	0,5274	0,9973	1,0758

De (1) nous déduisons :

$$\begin{aligned} D \cos \Delta\varphi - 1 &= (\delta - 1) \cos \kappa, \\ D \sin \Delta\varphi &= (\delta - 1) \sin \kappa, \end{aligned}$$

d'où

$$\operatorname{tg} \kappa = \frac{D \sin \Delta\varphi}{D \cos \Delta\varphi - 1} \quad (2)$$

et

$$\delta = \frac{D \cos \Delta\varphi - 1}{\cos \kappa} + 1. \quad (3)$$

Pour le cas des inclinaisons de marées il suffit de remplacer dans ces formules δ par la valeur γ .

Les valeurs $\kappa = f(D, \Delta\varphi)$ et $\kappa_1 = f_1(\Gamma, \Delta\varphi)$ sont données sur la figure 2.

Nous constatons qu'au retard de la crête de marée correspond un retard dans la marée gravimétrique et une avance dans les marées d'inclinaison. La figure 2 donne les dépendances des corrections $\Delta\delta = F(D, \Delta\varphi)$ et $\Delta\gamma = F_1(\Gamma, \Delta\varphi)$. Les valeurs propres de δ et γ doivent être respectivement un peu plus grandes (δ) et un peu plus petites (γ) que les valeurs observées.

Du travail de N.N. Pariiskii [2] il découle que pour expliquer complètement par les marées terrestres le ralentissement séculaire de la rotation de la Terre il suffit que $\epsilon = 3^{\circ},5$. A cette valeur ϵ correspond $\kappa = 7^{\circ}$ pour l'onde semi-diurne et $\kappa = 3^{\circ},5$ pour l'onde diurne. Nous constatons par les figures qu'avec cette valeur d'angle ϵ le retard de phases pour l'onde M_2 (noté sur les figures par des tirets) dans la marée gravimétrique doit être $\Delta\phi^+ + 1^{\circ}$, et dans les observations clinométriques - $\Delta\phi^- - 3^{\circ}$. Cela constitue la limite supérieure des valeurs des déphasages que nous devons obtenir après éliminations des erreurs systématiques et des influences des effets indirects. Pour les ondes diurnes, ces valeurs seront à peu près deux fois plus petites. Les corrections en δ et γ seront respectivement $+ 0,1$ et $- 0,5$ %.

Ainsi pour découvrir l'apport des marées terrestres dans le ralentissement séculaire de la rotation de la Terre et évaluer la viscosité de la Terre il faut éliminer soigneusement toutes les influences systématiques, instrumentales, océaniques et météorologiques des observations des marées terrestres.

BIBLIOGRAPHIE

1. L. SLICHTER

Note concerning a common large error in estimating the energy dissipation associated with gravity tides.

2. N.N. PARIISKII

Sur l'influence des marées terrestres sur le ralentissement séculaire de la rotation de la Terre.

Revue Astronomique, 1960 XXXVII publ. 3.

