

MAREES TERRESTRES

BULLETIN D'INFORMATIONS

N° 50

15 février 1968

Association Internationale de Géodésie

Commission Permanente des Marées Terrestres

**Editeur Prof. Paul MELCHIOR
Observatoire Royal de Belgique
3. Avenue Circulaire
Bruxelles 18**

TABLE DES MATIERES N° 50

P.S. MATVEEV (<i>Traduction</i>) Analyse harmonique d'une série mensuelle d'observations des marées terrestres	P. 2231
S.N. BARSENKOV (<i>Traduction</i>) Calcul des marées du troisième ordre par les observations gravimétriques	2262
N.N.PARIISKII, S.N.BARSENKOV, V.A.VOLKOV, D.G.GRIDNIEV, M.V.KRAMER (<i>Traduction</i>) Résultats des observations de 19 mois des marées terrestres à Talgar	2270
S.N. BARSENKOV (<i>Traduction</i>) Analyse spectrale des variations de marée de la pesanteur à Talgar	2288
M. BONATZ Der Einfluß der Innentemperatur des Askania-Gravimeters GS 11 Nr 116 auf die Registrierempfindlichkeit	2300
Table des matières	2305

Traduction

ANALYSE HARMONIQUE D'UNE SERIE MENSUELLE D'OBSERVATIONS DES
MAREES TERRESTRES

P.S. Matveyev

Marées Terrestres Acad. Sc. R.S.S. d'Ukraine Observ. Grav. de Poltava
Institut Géophysique de la R.S.S. d'Ukraine Kiev 1966.

ГАРМОНИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ МЕСЯЧНОЙ СЕРИИ
НАБЛЮДЕНИЙ ЗЕМНЫХ ПРИЛИВОВ.

П.С. Матвеев.

Земные Приливы Акад. Наук УССР. Полтавская
Гравиметр. Обсерв. Инст. Геофизики АН УССР Киев-1966

INTRODUCTION

Le schéma d'analyse harmonique des observations de marées décrit dans les travaux [1,16] a été utilisé à maintes reprises ces derniers temps pour obtenir des informations sur la déformation de marée de la Terre et a été soumis à des examens particuliers. Les résultats obtenus démontrent la sûreté de ce schéma. La bonne concordance des valeurs γ (ou δ) et χ à l'intérieur de la série réduite peut servir de base à une telle estimation (passage d'une série à l'autre ou d'une onde à l'autre ou encore comparaison avec des valeurs analogues obtenues par d'autres méthodes). On a cependant constaté que pour garantir les exigences actuelles de précision (de l'ordre de 0.2 - 0.3 %) une amélioration partielle est encore nécessaire.

La découverte d'une périodicité dans les valeurs γ , δ et χ obtenues par les méthodes de R. Lecolazet [17] et B.P. Pertsev [4] lorsqu'on déplace l'époque centrale d'une heure ou d'un jour a constitué la raison de cet examen et d'une estimation critique du schéma [1, 16]. Cette circonstance désagréable dans les résultats d'analyse harmonique a été soulevée pour la première fois en octobre 1962 lors de la session du Comité de Séismologie de l'Académie des Sciences d'URSS tenue à Douchambe. Dans la série des rapports présentés à cette session et dans les articles parus depuis peu il a été montré [5 - 10] que les résultats d'analyse harmonique présentent des variations périodiques des types suivants :

- 1) variations de périodes (pour les différentes ondes) allant de trois à dix heures et se caractérisant par des amplitudes de 0.5 à 2.0 % ;
- 2) variations avec des périodes de quatre à huit jours se caractérisant par des amplitudes de quelques pourcents.

Il est tout à fait clair que ces périodicités, si on ne prend pas des mesures pour les prendre en considération ou pour les éliminer, peuvent devenir la source d'une erreur systématique importante dans les valeurs définitives γ (ou δ) et χ pour l'une ou l'autre station d'observation. Une grande attention est accordée à présent à l'étude de cette question. C'est pourquoi dès que le schéma [1, 16] a été programmé par S.N. Korba sur ordinateur électronique nous avons entrepris l'étude de la variabilité des résultats obtenus. Cette étude [11] a révélé des oscillations principalement à courte période ayant des amplitudes relatives de l'ordre de 1 % pour les ondes M_2 et S_2 et de 2 à 4 % pour les ondes K_1 et O_1 propres aux valeurs γ et χ obtenues d'après notre schéma. Les oscillations de périodes de 5 à 6 jours et d'amplitude très faible ont été relevées seulement dans les valeurs de χ pour les ondes M_2 et S_2 .

Pour éliminer les effets de ces oscillations nous avons introduit dans le schéma [1, 16] les changements suivants :

- 1) la formule de totalisation des ordonnées de départ pour la détermination de l'onde N_2 a été améliorée ;
- 2) la précision de la répartition des ondes diurnes en fonction des ondes semi-diurnes pour laquelle il fallait allonger d'un jour la série réduite, c'est-à-dire la rendre égale à 30 jours, a été augmentée ;
- 3) l'ordre d'élimination de la constante et de la partie linéaire de la dérive de l'appareil a été changé et la précision de calcul des coefficients intégraux A_H et B_H des ondes déterminées a été augmentée ;
- 4) on a augmenté la précision des coefficients caractérisant l'influence des ondes perturbatrices sur les ondes déterminées ;
- 5) on a pris en considération certaines harmoniques semi-diurnes faibles dont on n'avait pas tenu compte précédemment.

Les améliorations énumérées ont entraîné des changements dans beaucoup de tables du schéma. Le présent article donne un exposé court, mais suffisamment conséquent, de ces modifications.

Nous avons tenu compte également du vœu du Centre International des Marées Terrestres qu'à partir du 1er janvier 1965, le calcul des valeurs théoriques des ondes de marées soit effectué sur la base du nouveau système des constantes astronomiques admis en août 1964 au Congrès International d'Astronomie à Hambourg [12, 13]. C'est pourquoi les valeurs de $(H_g)_0$, $(H_g)_0^*$ et $(H_a)_0$, utilisées lors du calcul des amplitudes théoriques des ondes de marées sont

données, dans cet article (table II), déjà corrigées en conformité avec la recommandation mentionnée *.

CALCUL DES VALEURS THEORIQUES DES ONDES DE MAREES

N'importe quel terme de la décomposition harmonique du potentiel des forces génératrices de marées de la Lune et du Soleil [14, 15], après la transformation simple de son argument (de la phase) V , peut être représenté en forme de cosinusoïde avec une amplitude positive

$$W = C G_j (\rho, \Psi) \cos (qt + V_0), \quad (1)$$

où C est le coefficient numérique ; t , le temps solaire local moyen ; q , la vitesse de la variation de la phase V de l'harmonique pour 1 heure de ce temps ; V_0 , la phase initiale, c'est-à-dire la valeur de V à l'époque initiale t_0 . $G_j (\rho - \Psi)$ est la fonction géodésique dépendant de la latitude géocentrique Ψ du point d'observation et de sa distance ρ jusqu'au centre de la Terre.

Doodson [14] donne dans son travail la liste complète de tous les harmoniques de la marée avec des coefficients numériques C depuis 0.00010 et plus. Il contient en tout 99 harmoniques à longue période, 158 diurnes, 115 semi-diurnes et 14 ter-diurnes, chacun de ceux-ci est désigné par "le nombre caractéristique" de Doodson (argument number).

Nous donnerons dans la table I les nombres caractéristiques de 75 harmoniques diurnes et 66 semi-diurnes pris en considérations par le schéma d'analyse que nous proposons. On donne également la réunion des harmoniques séparés en ondes de groupes ayant une valeur indépendante. Le nombre de ces ondes était de 34, sept de celles-ci (désignées par des astérisques) tirent leur origine du potentiel du troisième degré W_3 . Les harmoniques principaux des ondes de marées de groupes avec indication de leurs nombres caractéristiques, des coefficients numériques C , de leur période et des expressions caractérisant la phase V sont données dans la table II.

Dans les expressions V , les longitudes moyennes de la Lune, du Soleil, du périégée lunaire et du périhélie solaire sont désignées respectivement par les symboles adoptés généralement dans la théorie des marées s , h , p et p_1 . Nous désignons par Λ la valeur constante pour l'onde donnée apparaissant dans la phase après sa transformation.

* Les tables numérotées en chiffres romains sont données à la fin de l'article.

L'expression de la valeur théorique de n'importe quel harmonique dans la variation de marée de la force de pesanteur $(-\delta g)_t = (\eta_g)_t$ peut être obtenue par la différenciation (1) par rapport à ρ , en considérant la direction extérieure du rayon vecteur comme positive. Pour obtenir une expression analogue de l'harmonique donné caractérisant l'oscillation de marée de la verticale $(\eta_\alpha)_t$ dans un azimut arbitraire α (calculé depuis le point du Sud vers l'Ouest) on prend le rapport de la dérivée de (1) suivant la direction correspondante dans le plan horizontal à la force de pesanteur g au point d'observation. Puisque l'élément linéaire de la direction arbitraire α à la surface de la Terre est fonction des coordonnées géodésiques, alors la déviation de marée complète de la verticale dans cette direction est facile à représenter sous la forme de la somme vectorielle des composantes η_{NS} et η_{EW} pour lesquelles les directions du mouvement du pied de la verticale vers le sud et vers l'ouest sont considérées comme positives. Ainsi la valeur théorique de l'harmonique particulier dans n'importe lequel des deux phénomènes envisagés de la marée terrestre peut être écrite sous la forme généralisée suivante :

$$\eta_T = H_T \cos (qt + V_o + j\lambda - A_j), \quad (2)$$

où la partie de la phase A_j , étant fonction de la latitude ψ et de l'azimut α , prend des valeurs déterminées uniquement dans la déviation de la verticale η_α et est toujours égale à zéro pour la composante verticale η_g .

Dans l'expression (2) à l'inverse de (1) le temps t est universel (de Greenwich) et non local. Cela explique l'apparition dans la phase du terme $j\lambda$ (pour les harmoniques diurnes $j = 1$, pour les semi-diurnes $j = 2$), où λ est la longitude du point d'observation, exprimée en degrés et positive à l'Est de Greenwich. L'utilisation du temps universel dans la notation des ordonnées observées est commode par le fait que dans ce cas il n'est plus nécessaire de réduire les valeurs de la phase V_o du méridien de Greenwich au méridien du point d'observation.

La première étape de l'analyse harmonique réside dans le calcul des valeurs théoriques des 34 ondes de marées de groupes inscrites sous la forme :

$$\eta_T = R_T \cos (qt - \xi_T) = u_T \cos qt + \nu_T \sin qt, \quad (3)$$

où

$$u_T = R_T \cos \xi_T, \quad \nu_T = R_T \sin \xi_T \quad (4)$$

Nous obtenons les valeurs de l'amplitude R_T et de la phase initiale ξ_T , conformément à la plupart des autres auteurs, par la réduction de l'amplitude et de la phase initiale de l'harmonique principal (2) de l'onde de groupe correspondante. Les valeurs réduites f (facteur d'amplitude) et u (correction de la phase) utilisées tiennent compte de l'influence de tous les harmoniques secondaires de telle ou telle onde sur son harmonique principal. Pour calculer ces valeurs, on a composé des formules spéciales de la forme :

$$\begin{aligned} f \cos u &= a_0 + \sum_i a_i \cos \Delta V_i, \\ f \sin u &= b_0 + \sum_i b_i \sin \Delta V_i, \end{aligned} \quad (5)$$

où a_0 , b_0 , a_i et b_i sont les coefficients numériques et ΔV_i est la différence entre les phases des harmoniques secondaire et principal de l'onde à l'époque moyenne de la série réduite.

Ainsi pour calculer l'amplitude R_T et la phase initiale ξ_T de n'importe quelle onde de marée nous avons :

$$\begin{aligned} R_T &= f H_T, \\ \xi_T &= -V_0 - u - j\lambda + A_j, \end{aligned} \quad (6)$$

où l'amplitude H_T de chacun des 34 harmoniques principaux (2) reste une valeur constante pour une station donnée.

Nous donnons ici les formules appliquées pour le calcul des valeurs H_T et A_j [1] entrant en (6)

a) Les variations de la force de pesanteur $(\eta_g)_i$:

$$\begin{aligned} H_T &= (H_g)_0 \Phi_j(\psi), \\ H_T^* &= (H_g)_0^* \Phi_j^*(\psi), \\ A_j &= 0. \end{aligned} \quad (7)$$

Ici pour les ondes tirant leur origine du potentiel W_2

$$\begin{aligned} (H_g)_0 &= 82.5815 \text{ C mgal} \\ \Phi_1(\psi) &= \left(1 - e \sin^2 \psi + \frac{h}{\rho_0}\right) \sin 2\psi, \\ \Phi_2(\psi) &= \left(1 - e \sin^2 \psi + \frac{h}{\rho_0}\right) \cos^2 \psi \end{aligned} \quad (8)$$

et pour les ondes provenant du potentiel W_3 ,

$$\begin{aligned} (H_g)_0^* &= 123.7336 \text{ C mgal} \\ \Phi_1^*(\psi) &= 0.72618 \cos \psi (1 - 5 \sin^2 \psi), \\ \Phi_2^*(\psi) &= 2.59808 \sin \psi \cos^2 \psi. \end{aligned} \quad (9)$$

Dans les expressions (8) on a désigné par h la hauteur du point d'observation au-dessus du niveau de la mer et par ρ_0 et e - respectivement le rayon équatorial et l'aplatissement de la Terre. Conformément au nouveau système admis depuis peu des constantes astronomiques $\rho_0 = 6.378.160$ m, $e = 0.003353$ [12, 13].

b) Les déviations de la verticale $(\eta_\alpha)_i$:

$$H_T = (H_\alpha)_0 k_j, \quad (10)$$

où

$$H_T^* = (H_\alpha)_0 k_j^*,$$

$$(H_\alpha)_0 = 17.3854 \text{ C mgal} \quad (11)$$

Pour les ondes provenant du potentiel W_2 , les coefficients k_j se trouvent avec leurs valeurs correspondantes A_j en fonction des équations suivantes :
pour les ondes diurnes -

$$k_1 \sin A_1 = \frac{979.77}{g} \sin \psi \left(1 - e \sin^2 \psi + \frac{h}{\rho_0} \right) \sin \alpha, \quad (12)$$

$$k_1 \cos A_1 = - \frac{979.77}{g} \left[\cos 2\psi \left(1 + \frac{h}{\rho_0} \right) - e \sin^2 \psi (6 \cos^2 \psi - 1) \right] \cos \alpha;$$

pour les ondes semi-diurnes -

$$k_2 \sin A_2 = \frac{979.77}{g} \cos \psi \left(1 - e \sin^2 \psi + \frac{h}{\rho_0} \right) \sin \alpha,$$

$$k_2 \cos A_2 = \frac{979.77}{2g} \sin 2\psi \left[1 + e (3 \cos^2 \psi - 1) + \frac{h}{\rho_0} \right] \cos \alpha. \quad (13)$$

Pour les ondes provenant du potentiel W_3 , les équations analogues pour le calcul des valeurs k_j^* et A_j^* ont une forme plus simple :

pour les ondes diurnes -

$$k_1^* \sin A_1^* = 0.36309 (1 - 5 \sin^2 \psi) \sin \alpha,$$

$$k_1^* \cos A_1^* = 0.36309 \sin \psi (15 \cos^2 \psi - 4) \cos \alpha; \quad (14)$$

pour les ondes semi-diurnes -

$$k_2^* \sin A_2^* = 1.29904 \sin 2\psi \sin \alpha,$$

$$k_2^* \cos A_2^* = 1.29904 \cos \psi (3 \sin^2 \psi - 1) \cos \alpha. \quad (15)$$

Nous désignons par g dans les expressions (12) - (13) l'accélération de la force de pesanteur au point d'observation. Nous avons utilisé, lors du calcul du coefficient numérique en (11), la valeur moyenne pour toute la Terre de cette valeur ($g_1 = 979.77 \text{ cm/sec}^2$).

Dans les formules (6) les valeurs V_o , f et u sont communes pour n'importe quel type d'onde dans la variation de la force de pesanteur et dans la déviation de la verticale. En conformité avec le schéma de sommation des ordonnées, la valeur V_o doit être calculée à l'époque t'_o , déplacée de 12 heures en avant par rapport à l'époque initiale t_o de la série réduite de 30 jours. Quant aux valeurs f et u elles doivent être calculées à l'époque moyenne de la série avancée par rapport à t_o de 359.5 heures.

Pour calculer V_o il convient d'appliquer la formule suivante :

$$V_o = (V_o)_{1950} + \sigma D + qt'_o, \quad (16)$$

où

$$t'_o = t_o + 12; \quad (17)$$

$(V_o)_{1950}$ est la valeur de départ de V_o à 0^h T.U. le 1er janvier 1950 ; σ et q sont respectivement les vitesses journalière et horaire de la variation de la phase de l'onde ; D est le nombre de jours entiers écoulés depuis 0^h T.U. le 1er janvier 1950 jusqu'à l'époque initiale de la série réduite. Pour faciliter le compte de D nous donnons dans la table III ses valeurs au début de chaque mois depuis 1950 jusqu'à 1975 inclus.

Les formules de la forme (5) pour le calcul des valeurs réduites f et u sont données dans la table V. Nous ne nous arrêtons pas ici sur leur déduction puisque nous avons déjà accordé notre attention à cette question dans nos travaux précédents [1, 2]. En comparaison avec le résumé donné dans les articles mentionnés, une nouvelle liste renferme les formules pour les ondes prises en considération complémentaiement, η_2 et 265*, et aussi pour l'onde 255*, étendue au calcul des harmoniques (255 455) et (255 665).

Pour beaucoup d'ondes de groupe les différences de phases ΔV_i en (5) se répètent. C'est pourquoi nous avons estimé utile de donner dans la table IV la liste des expressions de ces différences dont le nombre est de 25. Pour la facilité des calculs, nous avons donné un indice commun $i = 1, 2 \dots 25$ à chacune des ondes de la Table IV. Ils sont mis dans les expressions développées des formules (5) de la table V conformément à l'ordre de numérotation pris dans ces arguments.

Pour calculer les valeurs de la différence ΔV_1 à l'époque moyenne de la série réduite, il est utile d'employer la formule :

$$\Delta V_1 = (\Delta V_{o_1})_{1950} + q_1 t_o'' \quad (18)$$

où

$$t_o'' = 24 D + t_o + 359.5 ; \quad (19)$$

$(\Delta V_{o_1})_{1950}$ est la valeur de départ de la différence correspondante ΔV_1 à 0^h, le 1er janvier 1950 et q_1 est la vitesse de variation de cette différence pour une heure. Les valeurs $(\Delta V_{o_1})_{1950}$ et q_1 sont données dans la table IV.

En conclusion nous noterons une importante particularité de calcul pour la valeur théorique de l'onde de groupe M_1 . A titre d'harmonique principal de cette onde, nous avons introduit dans la table II l'harmonique fictif (155 555) ayant le même coefficient numérique C de l'amplitude que pour l'onde la plus grande de ce groupe, l'harmonique (155 655) mais différent de cette dernière de la valeur p dans l'argument. C'est pourquoi il faut noter que la valeur de l'onde M_1 obtenue par l'analyse des observations ne sera comparable avec la valeur théorique de l'harmonique (155 555) qu'après sa réduction au moyen des valeurs f et u trouvées d'après les formules correspondantes de la table V.

SOMMATION DES ORDONNEES ET DETERMINATION DES COEFFICIENTS INTEGRAUX.

La série d'observations doit contenir 720 ordonnées ($\eta_0, \eta_1, \eta_2 \dots \eta_{719}$) mesurées au début de chaque heure du temps de Greenwich. Les ordonnées sont réduites préalablement en un seul système de dérive, c'est-à-dire débarassées de tout saut s'il y en a dans le cours des observations.

Pour séparer telle ou telle onde x, les ordonnées η_t doivent être transformées, à l'aide de la combinaison linéaire déterminée, en une série de sommes d'après le principe de l'égalité de la phase de l'onde x pour toutes les ordonnées entrant dans la somme donnée σ_t . Lors de la détermination des ondes solaires S_1 et S_2 , ce principe est assez facile à réaliser puisque les ordonnées η_t sont mesurées et réparties dans les tables suivant le temps solaire. Pour les ondes lunaires la procédure de sommation se complique sensiblement. Dans ce cas, il convient d'utiliser un temps spécial, conventionnel, dont la durée en jours est égale à la période arrondie à l'heure entière de l'onde x journalière déterminée. Pour les ondes Q_1 et O_1 la durée m de ces jours est respectivement égale à 27 et 26 heures et pour les ondes M_1 et N_2 à 25 heures.

Le schéma d'analyse prévoit cinq sommations de départ (Q, O, S, M et N) qui s'effectuent d'après les formules suivantes :

La sommation Q (m = 27) :

$$\sigma_t = \sum_{k=0}^2 (\eta_{t+27k} + \eta_{615+t+27k}) + \sum_{p=0}^3 (\eta_{80+t+27p} + \eta_{187+t+27p} + \eta_{291+t+27p} + \eta_{401+t+27p} + \eta_{508+t+27p}). \quad (20)$$

La sommation O (m = 26) :

$$\sigma_t = \sum_{k=0}^2 \eta_{t+26k} + \sum_{p=0}^3 (\eta_{77+t+26p} + \eta_{180+t+26p} + \eta_{283+t+26p} + \eta_{386+t+26p} + \eta_{489+t+26p} + \eta_{592+t+26p}). \quad (21)$$

La sommation S (m = 24) :

$$\sigma_t = \sum_{k=0}^{28} \eta_{t+24k}. \quad (22)$$

La sommation M (m = 25) :

$$\sigma_t = \sum_{k=0}^3 \eta_{t+25k} + \sum_{p=0}^5 (\eta_{99+t+25p} + \eta_{248+t+25p} + \eta_{397+t+25p} + \eta_{546+t+25p}). \quad (23)$$

La sommation N (m = 25) :

$$\sigma_t = \sum_{k=0}^{17} (\eta_{t+38k} + \eta_{25+t+38k}) + \sum_{p=0}^8 (\eta_{13+t+38p} + \eta_{354+t+38p}). \quad (24)$$

Dans ces sommations, pour chaque valeur t, les indices k et p changent dans les limites indiquées par le symbole Σ dans les termes correspondants. A son tour, le temps t a, dans le processus de la sommation, successivement les valeurs t = 0, 1, 2 ..., (m + 23) de sorte que pour chacune des cinq sommations, on obtient une série composée de (m + 24) valeur σ_t .

Le facteur d'amplitude des combinaisons (20) - (24) pour l'onde déterminée x est proche du nombre n d'ordonnées η_t entrant dans la somme isolée σ_t . Pour la sommation N, le nombre n est 54 et pour les sommations Q, O, M et S, n est égal respectivement à 26, 27, 28 et 29. Outre l'effet de marée amplifié de l'onde x, on trouve dans les sommes σ_t la partie constante des ordonnées amplifiée n fois et le mouvement linéaire total de zéro de l'appareil. L'effet de toutes les autres ondes de marées dont les périodes ne sont pas multiples de la période de l'onde x dans le processus sommatoire périodique, σ_t , sera sensiblement plus faible que dans les ordonnées η_t .

Dans l'étape suivante du schéma, les sommes σ_t sont soumises à une transformation par les combinaisons :

$$\begin{aligned} l_1) \bar{\sigma}_t &= -\sigma_t + 2\sigma_{t+12} - \sigma_{t+24} \\ l_2) \bar{\sigma}_t &= \sigma_t - 2\sigma_{t+6} + 2\sigma_{t+12} - 2\sigma_{t+18} + \sigma_{t+24} \end{aligned} \quad (25)$$

qui éliminent complètement les parties constante et linéaire du zéro et renforcent la séparation des ondes diurnes et semi-diurnes. Comme on l'a noté en (17), le début du calcul du temps t' est avancé de 12 heures par rapport au début correspondant du temps t .

En transformant successivement les séries σ_t des sommations de départ Q, O, S et M par la combinaison l_1 nous obtenons quatre séries de sommes $\bar{\sigma}_t$, utilisées dans la suite pour la détermination des ondes diurnes Q_1 , O_1 , K_1 et M_1 . En transformant ensuite les séries des valeurs σ_t des sommations N, M, S et O à l'aide de la combinaison l_2 , nous obtenons quatre séries de sommes $\bar{\sigma}_t$, utilisées dans la suite pour la détermination des ondes semi-diurnes N_2 , M_2 , S_2 et μ_2 . Chacune des huit séries obtenues sera composée de m sommes séparées $\bar{\sigma}_t$, rapportées aux époques $t' = 0, 1, 2, \dots, (m - 1)$.

En utilisant les valeurs $\bar{\sigma}_t$ de l'une ou l'autre série comme termes indépendants, on peut composer le système m des équations de la forme

$$\bar{\sigma}_t = (\bar{A}_H)_1 \cos q_1 t' + (\bar{B}_H)_1 \sin q_1 t' + (\bar{A}_H)_2 \cos q_2 t' + (\bar{B}_H)_2 \sin q_2 t', \quad (26)$$

où $(\bar{A}_H)_j$ et $(\bar{B}_H)_j$ sont les coefficients intégraux caractérisant l'onde déterminée diurne ($j = 1$) ou semi-diurne ($j = 2$) dans son expression sommée. On a composé cinq systèmes d'équations de la forme (26) avec les variantes suivantes de combinaison des ondes déterminées et perturbatrices :

- 1) pour la détermination de l'onde Q_1 - le système de 27 équations dans lesquelles est incluse l'onde M_2 à titre harmonique d'ordre 2 ($j = 2$), dans le but d'éliminer le restant des influences des ondes semi-diurnes :
- 2) pour la détermination des ondes O_1 et μ_2 - le système de 26 équations ;
- 3) pour la détermination des ondes K_1 et S_2 - le système de 24 équations ;
- 4) pour la détermination des ondes M_1 et M_2 - le système de 25 équations ;
- 5) pour la détermination de l'onde N_2 le système de 25 équations dans lesquelles est incluse l'onde O_1 , à titre de premier harmonique, dans le but d'éliminer le restant des influences des ondes diurnes.

Ces systèmes sont résolus par moindres carrés. Dans les solutions trouvées, les inconnues sont représentées sous forme de fonctions linéaires provenant des termes indépendants correspondants :

$$w = \sum_{l=0}^{m-1} (a_w)_l \bar{\sigma}_l, \quad (27)$$

où W est la désignation généralisée de n'importe lequel des 16 coefficients intégraux \bar{A}_H et \bar{B}_H . Les coefficients a_w entrant dans (27), avec une précision atteignant le septième chiffre, sont donnés dans les tables VI - VII.

Dans les calculs suivants, le schéma d'analyse examine l'utilisation des coefficients intégraux A_H et B_H exprimés uniquement en microgals (lors de la réduction des variations de pesanteur) ou en millisecondes d'arc (lors de la réduction des inclinaisons de la surface de la Terre). C'est pourquoi, si les valeurs de ces coefficients \bar{A}_H et \bar{B}_H obtenues directement par (27) sont exprimées en mesure linéaire, alors il convient sans faute d'effectuer le passage.

$$A_H = \bar{A}_H E, \quad B_H = \bar{B}_H E \quad (28)$$

où E est la valeur moyenne du facteur de sensibilité pour la série réduite.

CALCUL DES INFLUENCES DES ONDES PERTURBATRICES.

Soit une onde quelconque écrite sous la forme (3) :

$$\eta_{ii} = R_{ii} \cos (qt - \zeta_{ii}) = u_{ii} \cos qt + v_{ii} \sin qt, \quad (29)$$

où

$$u_{ii} = R_{ii} \cos \zeta_{ii}, \quad v_{ii} = R_{ii} \sin \zeta_{ii}. \quad (30)$$

Après avoir appliqué à la cosinusoïde (29), exprimant l'onde x, toutes les opérations de la sommation correspondante (20) - (24) et après avoir exécuté les transformations successives (25) et (27), on peut montrer (après la généralisation du résultat obtenu sur d'autres ondes) que les coefficients intégraux A_H et B_H sont des fonctions linéaires des valeurs u_H et v_H , c'est-à-dire

$$\begin{aligned} A_H &= \sum_x (\bar{F}_u^A u_H + \bar{F}_v^A v_H)_x + \sum_y (\bar{F}_u^A u_H + \bar{F}_v^A v_H)_y, \\ B_H &= \sum_x (\bar{F}_u^B u_H + \bar{F}_v^B v_H)_x + \sum_y (\bar{F}_u^B u_H + \bar{F}_v^B v_H)_y. \end{aligned} \quad (31)$$

où l'indice x se rapporte aux ondes déterminées et l'indice y à toutes les autres ondes (perturbatrices).

Les coefficients $\bar{F}_{u,v}^A$ et $\bar{F}_{u,v}^B$ caractérisent quantitativement les apports des ondes d'un seul type dans les valeurs des coefficients intégraux A_H et B_H de l'onde déterminée x . Leur valeur dépend de la longueur de la série réduite, de la durée des jours spéciaux de l'onde x , de la différence entre les vitesses angulaires des ondes perturbatrice et déterminée et également des facteurs d'amplitude des combinaisons (20) - (24) et (25). Pour obtenir ces coefficients on pourrait se servir des valeurs des coefficients F_c et F_s donnés dans les travaux [1, 16] (après les avoir précisés un peu). Pour cela ces derniers doivent être multipliés par les facteurs d'amplitude des ondes correspondantes

$$\begin{aligned} L_1 &= 2 - 2 \cos 12 q, \\ L_2 &= 2 - 4 \cos 6 q + 2 \cos 12 q. \end{aligned} \quad (32)$$

La nécessité du calcul de ces facteurs s'explique par l'introduction dans le schéma de combinaisons supplémentaires l_1 et l_2 représentées par les expressions (25). Nous avons utilisé le procédé indiqué d'obtention des coefficients $\bar{F}_{u,v}^A$ et $\bar{F}_{u,v}^B$ seulement à titre de contrôle. Quant aux valeurs de ces coefficients appliquées dans le schéma, elles sont obtenues indépendantes au moyen d'un ordinateur électronique.

Les formules (31) ne sont pas encore appliquées, c'est pourquoi nous ne donnerons pas ici les coefficients $\bar{F}_{u,v}^A$ et $\bar{F}_{u,v}^B$. Leurs valeurs pour les huit ondes déterminées ont été utilisées lors de la composition des deux systèmes d'équations du type suivant :

$$\begin{aligned} \sum_x (\bar{F}_u^{A-} u_{Hx} + \bar{F}_v^{A-} v_{Hx}) &= A_H, \\ \sum_x (\bar{F}_u^{B-} u_{Hx} + \bar{F}_v^{B-} v_{Hx}) &= B_H, \end{aligned} \quad (33)$$

où les inconnues \bar{u}_H et \bar{v}_H caractérisent les valeurs des ondes déterminées x affranchies des influences réciproques de l'une sur l'autre, mais renfermant les influences de toutes les ondes perturbatrices du même type. Chacun des deux systèmes (pour les ondes diurnes et semi-diurnes) se compose de huit équations.

Les systèmes d'équations (33) ont été résolus d'après le schéma de Gauss. Dans les solutions standardisées trouvées, les valeurs \bar{u}_H et \bar{v}_H sont présentées sous forme de fonctions linéaires

$$\begin{aligned} \bar{u}_H &= \sum_x (\beta_A^u A_H + \beta_B^u B_H)_x, \\ \bar{v}_H &= \sum_x (\beta_A^v A_H + \beta_B^v B_H)_x. \end{aligned} \quad (34)$$

Les valeurs des coefficients qui y entrent, $\beta_{A,B}^u$ et $\beta_{A,B}^v$ sont données dans les tables VIII et IX.

On peut garantir l'obtention pour l'onde déterminée x des valeurs y ou δ et x qui ne sont pas altérées par l'influence des ondes perturbatrices par n'importe lequel des deux procédés suivants :

- 1) calculer les valeurs des corrections totales Δu_H et Δv_H en tenant compte des effets des ondes perturbatrices et soustraire ces corrections des valeurs \bar{u}_H et \bar{v}_H ;
- 2) calculer les valeurs des corrections totales analogues Δu_T et Δv_T et les ajouter aux valeurs théoriques u_T et v_T de l'onde déterminée donnée.

Il est tout à fait clair que la structure des formules pour le calcul des corrections Δu et Δv des deux aspects doit être la même. Pour déduire ces formules, on a composé deux systèmes d'équations :

$$\begin{aligned} \sum_x (\bar{F}_u^A \Delta u + \bar{F}_v^A \Delta v)_x &= \Delta A_H, \\ \sum_x (\bar{F}_u^B \Delta u + \bar{F}_v^B \Delta v)_x &= \Delta B_H, \end{aligned} \quad (35)$$

où

$$\begin{aligned} \Delta A_H &= \sum_y (\bar{F}_u^A u + \bar{F}_v^A v)_y, \\ \Delta B_H &= \sum_y (\bar{F}_u^B u + \bar{F}_v^B v)_y. \end{aligned} \quad (36)$$

Le système de la forme (35) est analogue au système correspondant (33). Chacun d'eux se compose de huit équations avec des coefficients communs. C'est pourquoi les solutions standardisées de ces systèmes seront également communes. Après avoir soumis les expressions développées ΔA_H et ΔB_H aux transformations basées sur la solution standardisée trouvée précédemment du système (33), nous obtiendrons :

$$\begin{aligned} \Delta u &= \sum_y (F_u^{\Delta u} u + F_v^{\Delta u} v)_y, \\ \Delta v &= \sum_y (F_u^{\Delta v} u + F_v^{\Delta v} v)_y. \end{aligned} \quad (37)$$

Les formules obtenues sont appliquées également aussi bien pour le calcul des corrections Δu_H et Δv_H dans la valeur observée de l'onde x que pour le calcul des corrections Δu_T et Δv_T dans la valeur théorique de cette onde. Dans le premier cas, on doit substituer dans le second membre (37) les valeurs $(u_H)_y$ et $(v_H)_y$ et dans le premier - les valeurs $(u_T)_y$ et $(v_T)_y$ de la forme (4). Les valeurs des coefficients $F_{u,v}^{\Delta u}$ et $F_{u,v}^{\Delta v}$ sont données avec une précision allant jusqu'au cinquième chiffre dans les tables X et XI.

DETERMINATION DES VALEURS γ (ou δ) ET κ CARACTERISANT LA DEFORMATION DE MAREE DE LA TERRE.

Dans la première approximation, la valeur observée de l'onde x peut être caractérisée par les valeurs \bar{u}_H et \bar{v}_H trouvées d'après (34). Pour calculer l'amplitude \bar{R}_H et la phase initiale $\bar{\xi}_H$ de cette valeur notée sous la forme (29), nous avons :

$$\begin{aligned} \bar{R}_H &= \sqrt{\bar{u}_H^2 + \bar{v}_H^2}, \\ \bar{\xi}_H &= \text{arc tg } \frac{\bar{v}_H}{\bar{u}_H}. \end{aligned} \quad (38)$$

La valeur théorique de l'onde déterminée x , homologue à (38), peut être obtenue par les valeurs \bar{u}_T et \bar{v}_T trouvées de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \bar{u}_T &= u_T + \Delta u_T, \\ \bar{v}_T &= v_T + \Delta v_T, \end{aligned} \quad (39)$$

où Δu_T et Δv_T sont les corrections calculées d'après les formules (37). L'amplitude \bar{R}_T et la phase initiale $\bar{\xi}_T$ de cette valeur se calculent d'après les formules analogues (38).

En comparant de la même façon " l'observation " avec la " théorie " nous obtenons :

$$\begin{aligned} \gamma' \text{ (ou } \delta') &= \frac{\bar{R}_H}{\bar{R}_T} \\ \chi' &= \bar{\xi}_H - \bar{\xi}_T \end{aligned} \quad (40)$$

Les valeurs γ' (ou δ') et κ' caractériseront dans la première approximation l'une ou l'autre onde de la marée terrestre dans la station d'observation. Elles sont analogues pour beaucoup aux valeurs correspondantes obtenues par la méthode de R.Lecolazet (17).

En exécutant les approximations suivantes, on cherche à obtenir pour chaque onde, des valeurs de γ (ou δ) et κ qui seraient altérées à un degré probablement moindre par les erreurs provoquées par l'inégalité réelle de ces valeurs, pour les différentes ondes de marées. Il est tout à fait clair que pour obtenir ces valeurs, la comparaison de " l'observation " avec la " théorie " doit s'effectuer non d'après les ondes perturbatrices déterminées comme cela a été fait dans la première approximation, mais d'après les ondes x libérées des influences des ondes perturbatrices.

C'est pourquoi pour effectuer la seconde approximation, les valeurs obtenues précédemment \bar{u}_H et \bar{v}_H sont soumises à la correction suivante :

$$\begin{aligned} u'_H &= \bar{u}_H - \Delta u'_H, \\ v'_H &= \bar{v}_H - \Delta v'_H, \end{aligned} \quad (41)$$

où les corrections totales $\Delta u'_H$ et $\Delta v'_H$ sont obtenues d'après les formules (37). Ainsi les valeurs $(u'_H)_y$ et $(v'_H)_y$, calculées pour chaque onde perturbatrice y sur la base des résultats de la première approximation, occupent la place des symboles u_y et v_y dans les termes correspondants des expressions (37), c'est-à-dire

$$\begin{aligned} (u'_H)_y &= (\gamma', \delta') R_T \cos(\xi_T + \chi'), \\ (v'_H)_y &= (\gamma', \delta') R_T \sin(\xi_T + \chi'). \end{aligned} \quad (42)$$

Puisque les valeurs réelles de γ' , δ' et χ' pour les ondes perturbatrices sont inconnues on prend à leur place les valeurs approximatives obtenues par la première approximation, d'après les ondes déterminées les plus importantes et voisines en vitesse angulaire. Nous subdivisons toutes les ondes perturbatrices en six groupes en considérant les caractéristiques de la marée terrestre, c'est-à-dire que la valeur des coefficients γ ou δ ou du retard de phase χ sont les mêmes pour toutes les ondes du groupe donné et pour l'onde déterminée correspondante :

- I - groupe de l'onde Q_1 : $2Q_1, \sigma_1, \rho_1, 135^*$;
- II - groupe de l'onde O_1 : $r_1, 145^*, 155^*$;
- III - groupe de l'onde K_1 : $P_1, S_1, \pi_1, \psi_1, \phi_1, J_1, OO_1$;
- IV - groupe de l'onde N_2 : $245^*, \nu_2$;
- V - groupe de l'onde M_2 : $2N_2, \epsilon_2, 235^*, 255^*$;
- VI - groupe de l'onde S_2 : $K_2, \lambda_2, L_2, T_2, \eta_2, 265^*$.

D'après les valeurs de u'_H et v'_H , on calcule l'amplitude R'_H et la phase initiale ξ'_H de l'onde déterminée x .

Leur comparaison avec les valeurs théoriques correspondantes R_T et ξ_T (calculées d'après (6)) donne

$$\begin{aligned} \gamma'' \text{ (ou } \delta'') &= \frac{R'_H}{R_T} \\ \chi'' &= \xi'_H - \xi_T \end{aligned} \quad (43)$$

Le résultat obtenu caractérisera dans la seconde approximation l'onde x dans la déformation de marée de la surface de la Terre en une station donnée d'observation.

L'exécution de la troisième approximation ne diffère en rien de la seconde. Les calculs commencent par l'obtention des valeurs $(u'_H)_y$ et $(v'_H)_y$ d'après les formules analogues (42), c'est-à-dire :

$$\begin{aligned}(u''_H)_y &= (\gamma'' , \delta'') R_T \cos (\xi_T + \chi'') , \\ (v''_H)_y &= (\gamma'' , \delta'') R_T \sin (\xi_T + \chi'') ,\end{aligned}\tag{44}$$

où les valeurs γ'' (ou δ'') et χ'' , trouvées par la deuxième approximation pour l'onde déterminée principale, s'ajoutent aux différentes ondes perturbatrices conformément aux six groupes énumérés plus haut. Les valeurs $(u''_H)_y$ et $(v''_H)_y$ s'emploient ensuite dans (37) lors du calcul des corrections $\Delta u''_H$ et $\Delta v''_H$ qui sont substituées dans les expressions analogues (41) etc... Le cycle des opérations de calcul de la troisième approximation se termine par l'obtention des valeurs γ''' (ou δ''') et χ''' que nous prenons comme définitives pour l'onde déterminée donnée x dans la station donnée d'observation. La vérification du schéma dans la pratique a montré qu'il n'était pas nécessaire de faire une quatrième approximation.

En conclusion, nous soulignerons que le signe positif pour la valeur obtenue x , d'après le schéma proposé, correspond au retard de la marée terrestre observée par rapport à la marée terrestre théorique.

APPLICATION DE CONTROLE DU SCHEMA.

Le schéma d'analyse proposé a été vérifié sur une série de 30 jours de la variation théorique de la marée de la pesanteur tirée du travail de M.V. Kramer [3]. L'époque initiale t_0 de la série choisie coïncide avec 0^h T.U. le 30 janvier 1962.

Avant de donner le résumé des résultats de la réduction de contrôle nous observerons brièvement la suite de l'exécution des opérations de calcul de la première approximation. Le point pour lequel on a calculé dans le travail mentionné les ordonnées $(\eta_g)_t$ est situé à la latitude $\phi = 50^\circ$ Nord dans le méridien de Greenwich ($\lambda = 0^\circ$). En passant par les formules connues de la latitude géographique à la latitude géocentrique, nous avons $\Psi = 49^\circ 48' 34'' 5$ N. En substituant cette valeur en (8) - (9) et en prenant $h = 0$, nous obtenons :

$$\Phi_1(\Psi) = + 0,984011 ; \quad \Phi_1^*(\Psi) = - 0,898704 ;$$

$$\Phi_2(\Psi) = + 0,415636 ; \quad \Phi_2^*(\Psi) = + 0,826525.$$

En utilisant les valeurs obtenues des fonctions géodésiques, d'après les formules (7) nous trouverons les valeurs théoriques des amplitudes H_T et H_T^* des harmoniques principaux des ondes de marées de groupes, après quoi nous commençons le calcul des valeurs de la phase V_0 et des valeurs réduites f et u d'après les formules (16) et (5). Pour certaines ondes diurnes, les valeurs nommées et obtenues sur leur base de l'amplitude R_T , les phases initiales ξ_T et les valeurs u_T et v_T sont données dans la table 1. Ainsi pour calculer les phases V_0 et les arguments ΔV_1 (d'après les formules (16) - (18)) on s'est servi des données suivantes caractérisant l'époque d'observation : $t_0 = 0$, $t'_0 = 12$, $D = 4412$, $t''_0 = 106\ 247,5$.

Table 1.

Valeur calculée	Onde					
	Q_1	O_1	...	$2Q_1$	σ_1	...
H_T	5.864	+30.646	...	+0.776	+0.937	...
V_0	-356°.034	-91°.216	...	-260°.853	-323°.181	...
f	+0.86032	+0.86254	...	+0.86254	+0.86254	...
u	+10°.627	+9°.368	...	+9°.368	+9°.368	...
R_T	+5.0449	+26.4162	...	+0.6693	+0.8082	...
ξ_T	+345°.407	+81°.848	...	+251°.485	+313°.813	...
u_T	+4.8822	+3.7458	...	-0.2125	+0.5595	...
v_T	-1.2711	+26.1494	...	-0.6347	-0.5832	...

Les corrections Δu_T et Δv_T nécessaires pour l'exécution de la première approximation sont obtenues par les formules (37). Pour l'onde Q_1 nous avons :

$$\Delta u_T = - 0.13633 \cdot 0.2125 + 0.01962 \cdot 0.6347 + 0.02493 \cdot 0.5595 - \dots = + 1.5030 ;$$

$$\Delta v_T = - 0.02454 \cdot 0.2125 - 0.13951 \cdot 0.6347 - 0.00734 \cdot 0.5595 - \dots = + 0.6403 .$$

Par analogie pour l'onde O_1

$$\Delta u_T = - 0.05679 \cdot 0.2125 + 0.01496 \cdot 0.6347 + 0.01352 \cdot 0.5595 - \dots = 1.1162 ;$$

$$\Delta v_T = - 0.01868 \cdot 0.2125 - \dots \text{ etc.}$$

Après l'addition des corrections obtenues de cette façon Δu_T et Δv_T aux valeurs correspondantes de u_T et v_T (correction (39)) nous trouverons d'après les formules (38) :

$$\begin{aligned} \text{pour l'onde } Q_1 : \quad \bar{R}_T &= 6.4163, \quad \bar{\xi}_T = 354^\circ, 358 ; \\ \text{" " } O_1 : \quad \bar{R}_T &= 27.2284, \quad \bar{\xi}_T = 79^\circ, 714. \quad \text{etc...} \end{aligned}$$

L'analyse des ordonnées observées commence par l'exécution des sommations Q, O, S, M et N selon les formules (20) et (24). Si la réduction des observations s'effectue non sur ordinateur électronique mais à la main, alors pour les quatre aspects de la sommation il est utile d'employer des clichés spéciaux tracés sur du papier transparent. Quant à la sommation S, il est facile de l'effectuer d'après les feuilles de départ.

À la suite de l'exécution de la sommation Q nous obtenons les valeurs suivantes σ_i ($1 = 0,01 \mu\text{gal}$)

$$\sigma_0 = -714 - 4419 - 7167 - \dots = -79181,$$

$$\sigma_1 = -78273, \quad \sigma_2 = -76328, \dots, \quad \sigma_{12} = -52730,$$

$$\sigma_{13} = -53876, \dots, \quad \sigma_{24} = -80031, \quad \sigma_{25} = -81332, \dots$$

Après avoir obtenu les quatre autres séries de sommation analogues σ_i on leur applique au choix les combinaisons l_1 ou l_2 . Pour déterminer l'onde Q_1 nous appliquons la combinaison l_1 , à la suite de quoi nous obtenons les sommes $\bar{\sigma}_i$ aux époques $t' = 0, 1, 2, \dots, 26$, c'est-à-dire

$$\bar{\sigma}_0 = +79181 - 2 \cdot 52730 + 80031 = +53752,$$

$$\bar{\sigma}_1 = +78273 - 2 \cdot 53876 + 81332 = +51853 \quad \text{etc...}$$

En appliquant aux valeurs trouvées des sommes $\bar{\sigma}_i$, les coefficients $(\alpha_A)_{t'}$ et $(\alpha_B)_{t'}$ de l'onde Q_1 en fonction de la table VI conformément à (27), nous obtenons :

$$A_H = +0.0634100 \cdot 537.52 + 0.0606835 \cdot 518.53 + \dots = \\ = +547.145 \mu\text{gal},$$

$$B_H = +0.0031373 \cdot 537.52 + 0.0172029 \cdot 518.53 + \dots = \\ = -14.634 \mu\text{gal}.$$

D'une façon analogue nous trouverons les valeurs de A_H et B_H pour les sept autres ondes déterminées. En appliquant aux huit valeurs A_H et B_H , d'après les ondes diurnes obtenues (ou semi-diurnes), les coefficients correspondants $\beta_{A,B}^u$ et $\beta_{A,B}^v$ de la table VIII conformément à (34), nous trouverons :

$$\text{pour l'onde } Q_1 : \quad \bar{u}_H = +6.4410, \quad \bar{v}_H = -0.5669 ; \\ \text{pour l'onde } O_1 : \quad \bar{u}_H = +4.8638, \quad \bar{v}_H = +26.8727 \quad \text{etc...}$$

D'où nous obtenons, d'après les formules (38) :

$$\begin{aligned} \text{pour l'onde } Q_1: \bar{R}_H &= 6.4659, \quad \bar{\xi}_H = 354^\circ.970 ; \\ \text{pour l'onde } O_1: \bar{R}_H &= 27.3093, \quad \bar{\xi}_H = 79^\circ.741 \quad \text{etc...} \end{aligned}$$

En comparant de la façon habituelle les "observations" avec la "théorie", nous obtenons les valeurs contrôle δ' et χ' données dans la table 2.

Table 2.

Onde	δ'	χ'	Onde	δ'	χ'
Q_1	1.0077	+ 0.61	N_2	0.9981	+ 0.50
O_1	1.0030	+ 0.03	M_2	0.9993	+ 0.06
K_1	0.9984	+ 0.19	S_2	0.9982	- 0.02
M_1	1.0008	+ 0.24	μ_2	0.9799	+ 0.03

Comme nous le voyons, l'écart des valeurs de contrôle δ' de l'unité, pour les ondes déterminées les plus importantes (O_1 , K_1 , N_2 , M_2 et S_2), était plus petit qu'un demi pourcent et le déphasage χ' ne dépasse pas la moitié d'un degré.

En conclusion, l'auteur se fait un agréable devoir de remercier S.B. Korba, Y.D. Bogdan, E.A. Slavinskii, E.Y. Evtouchenko et N.P. Kravets pour leur aide dans l'exécution des calculs relatifs à ce travail.

BIBLIOGRAPHIE

1. P.S. MATVEYEV

Analyse harmonique des marées terrestres (série de 29 jours).
Travaux de l'Obs. grav. de Poltava T. 11 Edit. Ac. des Sc. d'Ukraine K. 1962
 BIM N° 33 pp. 941-986, 1963.

2. P.S. MATVEYEV, S.N. ZACHARTCHENKO

Valeurs de réduction pour le calcul des ondes de groupe de la marée terrestre en 1958-1967.
Travaux de l'Obs. grav. de Poltava. T. 12, Edit. Ac. des Sc. d'Ukraine K. 1963
 BIM N° 34 pp. 1096-1103 1963.

3. M.V. KRAMER

Tables des variations de marées de la force de pesanteur provenant de la Lune et du Soleil pour la Terre absolument rigide en 1962.
Edit. du Comité Interministériel de Géoph. Ac. des Sc. d'URSS. M, 1962.

4. B.P. PERTSEV
Analyse harmonique des marées élastiques.
Edit. Ac. des Sc. URSS, Sér. Géoph. N° 8 1958- Comm. Obs. R. Belg. N° 114 S. Géoph. N° 39.
5. You.K. SARITCHEVA
Sur la dispersion des valeurs du facteur δ obtenu par la méthode de R. Lecolazet pour la même station.
Public. "Etude des marées terrestres" "Naouka" M. 1964.
O.R.B. Comm. N° 236. S. Géoph. N° 69 pp. 421-425 1964.
6. A.B. BACHROUCHINE, K.M. ANOCHINA
Sur la précision de l'enregistrement des inclinaisons de la surface de la Terre.
Rapports de l'Ac. des Sc. Tadjikistan T. 5. N° 4, 1962.
7. A.B. BACHROUCHINE, K.M. ANOCHINA
Sur la variation du coefficient γ dans le temps d'après les observations à Kondara.
Public. "Dynamique de l'écorce terrestre" "Naouka" M. 1965.
8. A.E. OSTROVSKII, A.V. CHOROMSKII, S.M. FANDIOUCHINA
Série annuelle des observations des inclinaisons de marées à Alma-Ata.
Public. "Dynamique de l'écorce terrestre" "Naouka" M. 1965.
9. A.E. OSTROVSKII, S.M. FANDIOUCHINA.
Inclinaisons de marées d'après les observations avec des appareils parallèles.
Public. "Etude des marées terrestres" "Naouka" M. 1964.
O.R.B. Comm. N° 236 S. Géophys. N° 69 pp. 333-340 1964.
10. M.V. KRAMER
De la question sur l'influence des erreurs accidentelles des observations sur les résultats de la détermination des amplitudes et des phases des ondes de marées élastiques.
Public. "Etude des marées terrestres" "Naouka" M. 1964.
O.R.B. Comm. N° 236 S. Géoph. N° 69 pp. 426-437 1964.
11. S.N. KORBA, P.S. MATVEYEV
Quelques résultats de l'analyse harmonique des observations clinométriques.
Public. "Marées terrestres" Kiev 1966.
12. P. MELCHIOR
Le nouveau système des constantes astronomiques.
Marées Terrestres Bull. d'Inform. N° 38 (1964) 1362.
13. W. FRICKE, D. BROUWER, J. KOVALEVSKY, A. MICKAILOW, G. WILKINS
Report to the executive Committee of the Working Group on the system of Astronomical Constants.
U.A.I. Draft Reports, Hamburg, 1964 pp. XLIX-LIV.
14. A.T. DOODSON
The harmonic development of the tidegenerating potential.
Proc. of the Roy. Soc. of London (A), 100, 1921, pp. 305-329.

14. A.T. DOODSON

The harmonic development of the tidegenerating potential.

Proc. of the Roy. Soc. of London (A), 100, 1921 pp. 305-329.

15 LANDOLT-BÖRNSTEIN

Zahlwerte und Funktionen aus Physik.

Chemie Astronomie, Geophysik und Technik, Bd. III Astronomie und Geophysik, Berlin-Göttingen - Heidelberg, 1952.

16. P.S. MATVEEV

L'analyse harmonique de la série de 29 jours de Marées Terrestres.

Marées Terrestres Bull. d'Inform., N° 31 (1963), Bruxelles, Belgique.

17. R. LECOLAZET

La méthode utilisée à Strasbourg pour l'analyse harmonique de la marée gravimétrique.

Marées Terrestres Bull. d'Inform. N° 10, 1958.

Table 1

Structure des ondes de marées de groupe.

Onde	Arguments des harmo- niques	Onde	Arguments des harmo- niques.	Onde	Arguments des harmo- niques	Onde	Arguments des harmo- niques	Onde	Arguments des harmo- niques	
$2Q_1$	125745	145*	145645	S_1	164554		236556	255*	255455	
	125755		145655		164556		236655		255655	
σ_1	127545	τ_1	147545	K_1	165545	μ_2	236754	λ_2	255665	
	127555		147555		165555		237545		263645	
Q_1	133855	M_1	153645	ψ_1	166554	N_2	243855	L_2	265445	
	134656		153655		166554		244656		265455	
	135435		154656	167555	245435		265655			
	135635		155435	173655	245556		265665			
	135645		155445	173665	245645		265675			
	135655		155645	173665	245655					
	135855		155655	175445	246456					
	136654		155665	175455	246555		265545			
135*	135545	J_1	156675	J_1	175465	245^*	246654	265*	265555	
	135555		156654		175465		246654		265665	
	135755		157455		175475		248454			
			157465		183555		245545	T_2	272556	
ρ_1	137445	155*	155545	OO_1	183565		245555	S_2	271557	
	137455		155555		185355		245755		273545	
O_1	143755	π_1	162556	ε_2	227645	v_2	247445		273555	
	144556		162556		227655		247455		274554	
	145535	P_1	163535	$2N_2$	235745		M_2	253755	K_2	275545
	145545		163545		235755			254556		275555
	145555		163555	235745	255535			275565		
	145755		163557	235755	255545			275575		
	145765		163755	235645	255555			276554		
	146554			235655	255755			277555		
147565			256554							
			257355							
			257555	η_2	285445					
					285455					
					285465					
					285475					

Table II

Les ondes à courte période les plus importantes de la marée terrestre.

Onde	Argument	Amplitude $C \cdot G_j \cdot 10^5$	$\frac{\sigma}{\omega}$ $\frac{p}{\omega}$ $\frac{q}{\omega}$	Phase V					(V_0) 1950	σ	q	$(HG)_0$ Mgal	$(H\alpha)_0$ Usec	
				t	s	h	p	p_1						Δ
G_1	135555	7216 G_1	26 ^h 868	1	-3	+1	+1			205.77811	-38.4321387	13.3986609	5.959	1.255
O_1	145555	37689 G_1	25.819	1	-2	-1	-1			61.31648	-25.3671461	13.9430936	31.124	6.552
K_1	165555	53008 G_1	23.934	1	1	+1	+1			10.08122	+0.9856473	15.0410686	43.775	9.216
M_1	155555	2964 G_1	24.841	1	-1	+1	+2			305.69885	-12.1907494	14.4920521	2.448	0.515
$2Q_1$	125755	955 G_1	28.006	1	-4	+3	+3			330.23974	-51.4971314	12.8542862	0.789	0.168
σ_1	127555	1153 G_1	27.848	1	-4	+3	+3			132.71418	-49.7486449	12.9271398	0.952	0.200
135^*	137455	1371 G_1	26.723	1	-3	+4	-1			348.25555	-36.6886552	13.4715145	1.132	0.238
ρ_1	135555	241 G_1	26.879	1	-3	+3	+3			266.93411	-38.5435428	13.3940190	0.261	0.037
T_1	147555	491 G_1	25.668	1	-2	+1	+1			81.47892	-23.3958514	14.0251729	0.405	0.085
145^*	145655	108 G_1	25.811	1	-2	+3	+1			180.16048	-25.2557420	13.9476774	0.134	0.019
155^*	155555	661 G_1	24.841	1	-1	+1	+1			35.69885	-12.1907494	14.4920521	0.818	0.115
P_1	163555	17540 G_1	24.066	1	+1	+1	+1			349.91878	-0.9856473	14.9589314	14.485	3.049
S_1	164555	296 G_1	24.000	1	+1	-1	-1			24.60000	0.0000000	15.0000000	0.244	0.051
S_1	162555	1026 G_1	24.132	1	-2	-2	-2			351.91801	-1.9712476	14.9178647	0.847	0.178
ψ_1	166554	422 G_1	23.869	1	+2	+2	+2			8.08199	+1.9712476	15.0821353	0.348	0.073
Q_1	167555	754 G_1	23.804	1	+3	+3	+3			210.24366	+2.9569430	15.4232059	0.623	0.131
Q_1	175455	2964 G_1	23.098	1	+1	-1	-1			225.61959	+14.0506400	15.5854433	2.448	0.515
OO_1	185555	1623 G_1	22.306	1	+2	+2	+2			138.84596	+27.3384408	16.1391017	1.340	0.282
N_2	245855	17387 G_2	12.658	2	-3	+2	+1			215.88933	-37.4464914	28.4397295	14.358	3.023
M_2	255555	90812 G_2	12.421	2	-2	+2	+2			71.39770	-24.3811988	28.9841042	74.994	15.788
S_2	273555	42251 G_2	12.000	2	-4	+4	+4			0.00000	0.0000000	30.0000000	34.892	7.345
μ_2	237555	2777 G_2	12.872	2	-4	+4	+4			142.79540	-48.7629975	27.9682084	2.293	0.463
245^*	245555	569 G_2	12.660	2	-3	+2	+2			97.01533	-37.5578955	28.4350877	0.704	0.099
ν	247455	3303 G_2	12.626	2	-3	+4	-1			358.33377	-35.6980049	28.5125831	2.728	0.574
$2N_2$	235755	2301 G_2	12.905	2	-4	+2	+2			0.32096	-50.5114810	27.8953518	1.900	0.400
e_2	227655	671 G_2	13.127	2	-5	+4	+1			287.25703	-61.8279902	27.4238337	0.554	0.117
235^*	235655	156 G_2	12.908	2	-4	+2	+1			241.47696	-50.6226881	27.8907130	0.193	0.027
255^*	255655	86 G_2	12.419	2	-2	+2	+1			190.24170	-24.2700947	28.9887461	0.106	0.015
K_2	275555	11497 G_2	11.967	2	-2	+2	+2			200.16244	+1.9712947	30.0821373	9.494	1.999
A_2	263855	670 G_2	12.222	2	-1	+1	+1			324.46163	-13.0649926	29.4556253	0.553	0.116
L_2	265455	2567 G_2	12.192	2	-1	-1	-1			106.93607	-11.3165061	29.5281789	2.120	0.446
T_2	272556	2473 G_2	12.016	2	-1	+1	+1			1.99923	-0.9556003	29.9583333	2.042	0.430
η_2	285455	643 G_2	11.755	2	+1	+2	-1			55.70061	+15.0362873	30.6265120	0.531	0.112
265^*	265555	525 G_2	12.190	2	-1	+2	+2			45.78007	-11.2051020	29.5331207	0.650	0.091

Table III

Valeurs D à 0h T.U. au premier de chaque mois en 1950 - 1975.

Année	Mois											
	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
1950	0	31	59	90	120	151	181	212	242	273	304	334
1951	365	396	424	455	485	516	546	577	608	638	669	699
1952	730	761	790	821	851	882	912	943	974	1004	1035	1065
1953	1096	1127	1155	1186	1216	1247	1277	1308	1339	1369	1400	1430
1954	1461	1492	1520	1551	1581	1612	1642	1673	1704	1734	1765	1795
1955	1826	1857	1885	1916	1946	1977	2007	2038	2069	2099	2130	2160
1956	2191	2222	2251	2282	2312	2343	2373	2404	2435	2465	2496	2526
1957	2557	2588	2616	2647	2677	2708	2738	2769	2800	2830	2861	2891
1958	2922	2953	2981	3012	3042	3073	3103	3134	3165	3195	3226	3256
1959	3287	3318	3346	3377	3407	3438	3468	3499	3530	3560	3591	3621
1960	3652	3683	3712	3743	3773	3804	3834	3865	3896	3926	3957	3987
1961	4018	4049	4077	4108	4138	4169	4199	4230	4261	4291	4322	4352
1962	4383	4414	4442	4473	4503	4534	4564	4595	4626	4656	4687	4717
1963	4748	4779	4807	4838	4868	4899	4929	4960	4991	5021	5052	5082
1964	5113	5144	5173	5204	5234	5265	5295	5326	5357	5387	5418	5448
1965	5479	5510	5538	5569	5599	5630	5660	5691	5722	5752	5783	5813
1966	5844	5875	5903	5934	5964	5995	6025	6056	6087	6117	6148	6178
1967	6209	6240	6268	6299	6329	6360	6390	6421	6452	6482	6513	6543
1968	6574	6605	6634	6665	6695	6726	6756	6787	6818	6848	6879	6909
1969	6940	6971	6999	7030	7060	7091	7121	7152	7183	7213	7244	7274
1970	7305	7336	7364	7395	7425	7456	7486	7517	7548	7578	7609	7639
1971	7670	7701	7729	7760	7790	7821	7851	7882	7913	7943	7974	8004
1972	8035	8066	8095	8126	8156	8187	8217	8248	8279	8309	8340	8370
1973	8401	8432	8460	8491	8521	8552	8582	8613	8644	8674	8705	8735
1974	8766	8797	8825	8856	8886	8917	8947	8978	9009	9039	9070	9100
1975	9131	9162	9190	9221	9251	9282	9312	9343	9374	9404	9435	9465

Table IV

Données de départ pour le calcul des arguments ΔV_i

i	ΔV_i	$(\Delta V_{0i})_{1950}$	q_i
1	N	12° .11280	-0° .002 206 413
2	2N	24 .22560	-0 .004 412 826
3	p + N	220 .95680	+0 .002 435 424
4	p - p ₁	286 .76355	+0 .004 639 876
5	p	208 .84400	+0 .004 641 837
6	p - N	196 .73120	+0 .006 848 250
7	p - 2N	184 .61840	+0 .009 054 663
8	2p	57 .68800	+0 .009 283 674
9	2p - N	45 .57520	+0 .011 490 087
10	2(p - N)	33 .46240	+0 .013 696 500
11	h - 2p + p ₁	144 .47367	+0 .031 786 926
12	h - p - p ₁	149 .15677	+0 .036 424 841

Suite de la Table IV

	ΔV_i	$(\Delta V_{0i})_{1950}$	q'_i
13	$h - p$	71 .23722	+0 .036 426 802
14	$h - p_1$	358 .00077	+0 .041 066 678
15	$h + p_1$	202 .16167	+0 .041 070 600
16	$h + p - p_1$	206 .84477	+0 .045 708 515
17	$2h - 2p + N$	154 .58724	+0 .070 647 191
18	$2(h - p)$	142 .47444	+0 .072 853 604
19	$2h - p$	351 .31844	+0 .077 495 441
20	$2h - p - N$	339 .20564	+0 .079 701 854
21	$2h + N$	212 .27524	+0 .079 930 865
22	$2(h - p_1)$	356 .00154	+0 .082 133 356
23	$2h$	200 .16244	+0 .082 137 278
24	$2h - N$	188 .04964	+0 .084 343 691
25	$3h - 2p - p_1$	140 .47521	+0 .113 920 282

Table V

Formules pour le calcul des valeurs réduites f et u

Q_1	$f \cos u = 1.0000 - 0.1885 C_1 - 0.0058 C_2 - 0.0026 C_3 - 0.0039 C_{10} -$ $- 0.0054 C_{13} + 0.0010 C_{14} - 0.0030 C_{16} - 0.0104 C_{23}$ $f \sin u = +0.1885 S_1 - 0.0058 S_2 - 0.0026 S_3 + 0.0039 S_{10} -$ $- 0.0054 S_{13} + 0.0177 S_{14} + 0.0030 S_{16} - 0.0104 S_{23}$
$O_1, 2Q_1$	$f \cos u = 1.0000 + 0.1885 C_1 - 0.0058 C_2 - 0.0064 C_3 - 0.0011 C_9 -$ $- 0.0004 C_{14} - 0.0029 C_{16} + 0.0027 C_{24}$
$\sigma_1 \rho_1$	$f \sin u = +0.1885 S_1 - 0.0058 S_2 - 0.0064 S_3 - 0.0011 S_9 +$ $+ 0.0064 S_{14} + 0.0029 S_{16} + 0.0027 S_{24}$
K_1	$f \cos u = 1.0000 + 0.1156 C_1 - 0.0029 C_2$ $f \sin u = -0.1552 S_1 + 0.0029 S_2$
M_1	$f \cos u = -0.0287 C_3 + 1.3593 C_5 + 0.2669 C_6 - 0.0115 C_7 -$ $- 0.0050 C_{12} + 0.0060 C_{16} + 0.2728 C_{19} + 0.0604 C_{20}$ $f \sin u = -0.0287 S_3 + 0.6407 S_5 + 0.1339 S_6 + 0.0050 S_{12} +$ $+ 0.0060 S_{16} + 0.0931 S_{19} + 0.0197 S_{20}$
135°	$f \cos u = 1.0000 + 0.3981 C_1 + 0.0616 C_9$ $f \sin u = +0.3981 S_1 + 0.0616 S_9$
145° 155°	$f \cos u = 1.0000 - 0.2784 C_1$ $f \sin u = -0.0182 S_1$
P_1	$f \cos u = 1.0006 - 0.0113 C_1 + 0.0008 C_2 - 0.0015 C_6$ $f \sin u = 0.0003 - 0.0113 S_1 + 0.0008 S_2 - 0.0015 S_6$
J_1	$f \cos u = 1.0000 + 0.1687 C_1 - 0.0044 C_2 + 0.0361 C_{17} + 0.1829 C_{18}$ $f \sin u = -0.2274 S_1 + 0.0044 S_2 - 0.0361 S_{17} - 0.1829 S_{18}$

Suite de la Table V.

OO_1	$f \cos u = 1.0000 + 0.6402 C_1 + 0.1343 C_3 + 0.1479 C_6 + 0.0567 C_{21} +$ $- 0.2902 C_{23}$ $f \sin u = -0.6402 S_1 - 0.1343 S_3 - 0.1479 S_6 - 0.0567 S_{21} -$ $- 0.2902 S_{23}$
N_2, ϵ_2	$f \cos u = 1.0000 - 0.0373 C_1 + 0.0008 C_4 - 0.0036 C_{10} - 0.0019 C_{11} -$ $- 0.0053 C_{13} + 0.0009 C_{14} - 0.0031 C_{16} + 0.0079 C_{23}$ $f \sin u = -0.0373 S_1 - 0.0008 S_4 + 0.0036 S_{10} - 0.0019 S_{11} -$ $- 0.0053 S_{13} + 0.0177 S_{14} + 0.0031 S_{16} - 0.0079 S_{23}$
$M_2, 2N_2$ ν_2, λ_2, τ_2	$f \cos u = 1.0000 - 0.0373 C_1 + 0.0005 C_2 + 0.0006 C_6 - 0.0004 C_{14} -$ $- 0.0034 C_{16} + 0.0011 C_{23}$ $f \sin u = -0.0373 S_1 + 0.0005 S_2 + 0.0006 S_6 + 0.0064 S_{14} +$ $+ 0.0023 S_{16} + 0.0011 S_{23}$
S_2	$f \cos u = 1.0000 + 0.0022 C_1 - 0.0083 C_{14} + 0.0022 C_{15} + 0.0023 C_{22}$ $f \sin u = +0.0022 S_1 - 0.0083 S_{14} + 0.0022 S_{15} - 0.0023 S_{22}$
μ_2	$f \cos u = 1.0000 - 0.0374 C_1 + 0.0128 C_{11} - 0.0090 C_{13} + 0.0531 C_{14} +$ $+ 0.0293 C_{16}$ $f \sin u = -0.0374 S_1 - 0.0128 S_{11} + 0.0090 S_{13} + 0.0817 S_{14} +$ $+ 0.0293 S_{16}$
245° 235°	$f \cos u = 1.0000 + 0.1705 C_1 - 0.0193 C_6$ $f \sin u = +0.1705 S_1 - 0.0193 S_6$
255°	$f \cos u = 1.0000 + 0.1860 C_1 + 0.3721 C_6$ $f \sin u = -0.1860 S_1 - 0.3721 S_6$
K_2	$f \cos u = 1.0000 + 0.2848 C_1 + 0.0323 C_2 + 0.0079 C_{14} + 0.0065 C_{23}$ $f \sin u = -0.3104 S_1 - 0.0323 S_2 + 0.0079 S_{14} + 0.0065 S_{23}$
L_2	$f \cos u = 1.0000 - 0.0370 C_1 - 0.2505 C_6 - 0.1102 C_9 - 0.0156 C_{10}$ $f \sin u = -0.0370 S_1 - 0.2505 S_6 - 0.1102 S_9 - 0.0156 S_{10}$
η_2	$f \cos u = 1.0000 + 0.4168 C_1 + 0.0467 C_2$ $f \sin u = -0.4541 S_1 - 0.0467 S_2$
265°	$f \cos u = 1.0000 + 0.1295 C_1$ $f \sin u = -0.2476 S_1$

Remarque : Pour les ondes $\pi_1, S_1, \psi_1, \varphi_1$ et T_2 : $f = 1, u = 0$. Dans les formules on a pris les désignations : $C_i = \cos \Delta V_i, S_i = \sin \Delta V_i$.

Table VI

Coefficients $(\alpha_L)_i$ pour la détermination des ondes diurnes.

i	Q _i		O _i		K _i		M _i	
	A	B	A	B	A	B	A	B
0	+0.0634100	+0.0031373	+0.0748086	+0.0002134	+0.0833333	0	+0.0785204	+0.0002148
1	+0.0600835	+0.0172029	+0.0728973	+0.0187141	+0.0804938	+0.0215682	+0.0762509	+0.0203382
2	+0.0573100	+0.0303414	+0.0669189	+0.0364240	+0.0721688	+0.0416067	+0.0692653	+0.0391507
3	+0.0529286	+0.0424869	+0.0571172	+0.0514339	+0.0589236	+0.0589236	+0.0579357	+0.0554632
4	+0.0467045	+0.0534021	+0.0439331	+0.0637683	+0.0416067	+0.0721688	+0.0428883	+0.0682474
5	+0.0376427	+0.0628673	+0.0280108	+0.0724630	+0.0215682	+0.0833333	+0.0249008	+0.0766995
6	+0.0249768	+0.0700725	+0.0101907	+0.0768210	0	+0.0833333	+0.0053395	+0.0802887
7	+0.0085265	+0.0741874	-0.0085173	+0.0767425	-0.0215682	+0.0804938	+0.0148455	+0.0787890
8	-0.0110759	+0.0744168	-0.0269837	+0.0721452	-0.0416067	+0.0721688	-0.0342600	+0.0722931
9	-0.0323525	+0.0700673	-0.0440325	+0.0632725	-0.0589236	+0.0589236	-0.0515383	+0.0612075
10	-0.0531644	+0.0608364	-0.0585311	+0.0506251	-0.0721688	+0.0416067	-0.0655465	+0.0462279
11	-0.0710728	+0.0469705	-0.0694865	+0.0349374	-0.0804938	+0.0215682	-0.0752834	+0.0282975
12	-0.0837695	+0.0292888	-0.0761366	+0.0171358	-0.0833333	0	-0.0800642	+0.0085499
13	-0.0896772	+0.0091366	-0.0780223	-0.0017159	-0.0804938	-0.0215682	-0.0795613	-0.0117621
14	-0.0879844	-0.0117870	-0.0750299	-0.0201820	-0.0721688	-0.0416067	-0.0738303	-0.0313441
15	-0.0790851	-0.0316719	-0.0677989	-0.0380289	-0.0589236	-0.0589236	-0.0633011	-0.0489441
16	-0.0643410	-0.0488646	-0.0556925	-0.0532974	-0.0416067	-0.0721688	-0.0578339	-0.0634325
17	-0.0458179	-0.0621000	-0.0407388	-0.0653712	-0.0215682	-0.0804938	-0.0311482	-0.0738774
18	-0.0228561	-0.0706540	-0.0235489	-0.0735350	0	-0.0833333	-0.0117353	-0.0790057
19	-0.0063103	-0.0743827	-0.0052271	-0.0773175	+0.0215682	-0.0804938	+0.0082307	-0.0802484
20	+0.0103360	-0.0736503	+0.0131150	-0.0765166	+0.0416067	-0.0721688	+0.0275105	-0.0757652
21	+0.0241906	-0.0691670	+0.0304321	-0.0712968	+0.0589236	-0.0589236	+0.0449174	-0.0665466
22	+0.0349629	-0.0617827	+0.0457981	-0.0617281	+0.0721688	-0.0416067	+0.0594360	-0.0528945
23	+0.0432727	-0.0529882	+0.0584386	-0.0484601	+0.0804938	-0.0215682	+0.0702308	-0.0359812
24	+0.0500134	-0.0412759	+0.0677463	-0.0378221	---	---	+0.0767103	-0.0167921
25	+0.0559673	-0.0290876	+0.0732842	-0.0150264	---	---	---	---
26	+0.0614744	-0.0158609	---	---	---	---	---	---

Table VII

Coefficients $(\alpha_w)_i$ pour la détermination des ondes semi-diurnes.

i	N ₅		M ₅		S ₅		N ₆	
	A	B	A	B	A	B	A	B
0	+0.0817276	-0.0013864	+0.0785454	+0.0004306	+0.0833333	0	+0.0746044	+0.00015423
1	+0.0743777	+0.0360126	+0.0687473	+0.0393949	+0.0721688	+0.0416667	+0.0659040	+0.0368526
2	+0.0440200	+0.0647068	+0.0415550	+0.0685293	+0.0721688	0	+0.0413387	+0.0645870
3	+0.0000433	+0.0771571	+0.0038017	+0.0805517	0	+0.0833333	+0.0072388	+0.0772509
4	-0.0333792	+0.0708644	-0.0350239	+0.0723691	-0.0416667	+0.0721688	-0.0289683	+0.0718686
5	-0.0637860	+0.0471209	-0.0651572	+0.0461329	-0.0721688	+0.0416667	-0.0185428	+0.0496804
6	-0.0806480	+0.0116510	-0.0790055	+0.0083308	-0.0833333	0	-0.0745229	+0.0158518
7	-0.0771824	-0.0269696	-0.0730534	-0.0315593	-0.0721688	-0.0416667	-0.0731079	+0.0217283
8	-0.0552634	-0.0593849	-0.0487455	-0.0635525	-0.0416667	-0.0721688	-0.0545595	-0.0542936
9	-0.0202086	-0.0777188	-0.0121286	-0.0796170	0	-0.0833333	-0.0231447	-0.0742450
10	+0.0197055	-0.0774789	+0.0276616	-0.0758182	+0.0416667	+0.0721688	+0.0138566	-0.0769258
11	+0.0542919	-0.0366449	+0.0606853	-0.0530318	+0.0721688	-0.0416667	+0.0478493	-0.0617093
12	+0.0757622	-0.0250783	+0.0780878	-0.0169995	+0.0833333	0	+0.0709275	-0.0321449
13	+0.0787600	+0.0135495	+0.0771653	+0.0232707	+0.0721688	+0.0416667	+0.0777193	+0.00048701
14	+0.0625945	+0.0496523	+0.0564932	+0.0576376	+0.0416667	+0.0721688	+0.0666404	+0.0407017
15	+0.0312106	+0.0739899	+0.0218322	+0.0775506	0	+0.0833333	+0.0402943	+0.04669933
16	-0.0077675	+0.0807482	-0.0181632	+0.0780074	-0.0416667	+0.0721688	+0.0047215	+0.0776255
17	-0.0448787	+0.0683403	-0.0535107	+0.0589011	-0.0721688	+0.0416667	-0.0317291	+0.0701206
18	-0.0711123	+0.0397857	-0.0753987	+0.0250265	-0.0833333	0	-0.0696315	+0.0462677
19	-0.0800355	+0.0019809	-0.0783904	-0.0151211	-0.0721688	-0.0416667	-0.0752961	+0.0116380
20	-0.0695374	-0.0359655	-0.0617834	-0.0514749	-0.0416667	-0.0721688	-0.0723666	-0.0256598
21	-0.0421151	-0.0649311	-0.0297817	-0.0749191	0	-0.0833333	-0.0552962	-0.0569025
22	-0.0042730	-0.0779785	+0.0095593	-0.0795720	+0.0416667	-0.0721688	-0.0206679	-0.0747850
23	+0.0348195	-0.0720268	+0.0465536	-0.0642612	+0.0721688	-0.0416667	+0.0159030	-0.0751269
24	+0.0657282	-0.0485914	+0.0713628	-0.0328166	-	-	+0.0485274	-0.0578493
25	-	-	-	-	-	-	+0.0095519	-0.0269932

Table VIII
Coefficients $\beta_{A,B}^u$ et $\beta_{A,B}^v$ pour la détermination des ondes diurnes.

z	Q ₁		O ₁		K ₁		M ₁	
	\bar{u}_H	\bar{v}_H	\bar{u}_H	\bar{v}_H	\bar{u}_H	\bar{v}_H	\bar{u}_H	\bar{v}_H
A	+0.00955950	-0.00313130	-0.00104617	+0.00018796	-0.00020391	-0.00000202	-0.00046548	+0.00003661
B	+0.00313119	+0.00955956	-0.00020404	-0.00108681	+0.00000263	-0.00029751	-0.00004102	-0.00050396
A	+0.00063327	-0.00023003	+0.00923565	-0.00173456	-0.00021758	-0.00004228	-0.00062338	+0.00005339
B	+0.00021740	+0.00060976	+0.00173486	+0.00923556	+0.000004305	-0.00023524	-0.00005614	-0.00064820
A	-0.00017282	+0.00005603	-0.00018743	+0.00005700	+0.00843167	+0.00214813	-0.00040651	+0.00002528
B	-0.00004593	-0.00015579	-0.00005347	-0.00017397	-0.00214783	+0.00845579	-0.00002372	-0.00039262
A	+0.00002574	-0.00000711	+0.00011318	+0.00001129	+0.00015628	+0.00002945	+0.00896029	+0.00000161
B	+0.00000597	+0.00002397	-0.00001408	+0.00010984	-0.00002975	+0.00016236	-0.00000160	+0.00896027

Table IX
Coefficients $\beta_{A,B}^u$ et $\beta_{A,B}^v$ pour la détermination des ondes semi-diurnes.

z	N ₂		M ₂		S ₂		μ ₂	
	\bar{u}_H	\bar{v}_H	\bar{u}_H	\bar{v}_H	\bar{u}_H	\bar{v}_H	\bar{u}_H	\bar{v}_H
A	+0.00240507	+0.00006542	-0.00015998	+0.00000006	-0.00001213	-0.00000013	+0.00018021	+0.00007418
B	-0.00006541	+0.00240512	-0.00000121	-0.00016262	-0.00000022	-0.00001271	-0.00007576	+0.00017752
A	-0.00006212	+0.00001360	+0.00455493	+0.00000359	+0.00008185	-0.00000893	+0.00005199	+0.00004085
B	-0.00001307	-0.00006085	-0.00000366	+0.00455490	+0.00000102	+0.00008461	-0.00004260	+0.00005049
A	+0.00009228	-0.00000184	+0.00011228	+0.00007535	+0.00431351	+0.00000186	+0.00007480	+0.00005804
B	-0.00000114	+0.00008789	-0.00007917	+0.00010977	-0.00000185	+0.00431353	-0.00006326	+0.00007041
A	+0.00046237	-0.00008020	+0.00000965	+0.00007307	+0.00007975	-0.00000858	+0.00484630	+0.00035530
B	+0.00008380	+0.00047036	-0.00007039	+0.00000899	+0.00001035	+0.00008534	-0.00053558	+0.00484650

Table X

Coefficients $F_{u,r}^{\Delta u}$ et $F_{u,r}^{\Delta v}$ des ondes diurnes perturbatrices.

v	Q_1		O_1		K_1		M_1	
	Δu	Δv						
$2Q_1$	+0.13633	+0.02454	+0.05079	+0.01868	+0.01979	+0.01915	+0.03614	+0.01477
v	-0.01962	+0.13951	-0.01496	+0.06013	-0.01716	+0.02383	-0.01229	+0.01040
σ_1	+0.02493	-0.00734	+0.01352	-0.00485	+0.00081	+0.00016	+0.000981	-0.00723
v	+0.00784	+0.02576	+0.00511	+0.01463	-0.00017	+0.00095	+0.000668	+0.00117
ρ_1	+0.92093	-0.43556	-0.11917	+0.03377	-0.04113	-0.00378	-0.05370	+0.00447
v	+0.43340	+0.91577	-0.03497	-0.12338	+0.00447	-0.04596	-0.00460	-0.03782
135°	+0.99674	+0.02835	+0.00847	-0.00209	+0.00282	+0.00036	+0.00380	-0.00019
v	-0.02820	+0.99709	+0.00218	+0.00876	-0.00039	+0.00316	+0.00024	+0.007409
τ_1	+0.12989	-0.09831	+0.86351	-0.46856	-0.08483	+0.01184	-0.15114	+0.05060
v	+0.09697	+0.12261	+0.46823	+0.85769	-0.00965	-0.09069	-0.01989	-0.15951
145°	+0.00785	-0.00574	+0.99908	+0.02786	-0.00497	+0.00064	-0.00921	+0.00291
v	+0.00566	+0.00742	+0.02785	+0.99933	-0.00051	-0.00531	-0.00287	-0.00953
155°	—	—	—	—	—	—	+1.00000	—
v	-0.06475	+0.00484	-0.07767	-0.00826	+0.87630	+0.47880	-0.15125	+1.00000
P_1	+0.00018	-0.05983	+0.01169	-0.07350	-0.47737	+0.88166	+0.05546	-0.07806
v	-0.03141	+0.00965	-0.03816	+0.00489	+0.97823	-0.24920	-0.07418	-0.14683
S_1	-0.00778	-0.02808	-0.00373	-0.03568	-0.24916	+0.98103	+0.00557	-0.07172
v	-0.09311	-0.01506	-0.10921	-0.3942	+0.70777	-0.60093	-0.21304	-0.13142
π_1	+0.02385	-0.08807	+0.04572	-0.10456	-0.65698	+0.71580	+0.13638	-0.20768
v	+0.02186	-0.02020	+0.02867	-0.01908	+0.93985	-0.23812	-0.05671	-0.02464
ψ_1	+0.02001	+0.01844	+0.01922	+0.02603	+0.23937	+0.93750	+0.02522	+0.05433
v	+0.03037	-0.04494	+0.04261	-0.04573	+0.80806	-0.43679	+0.08716	-0.06611
Φ_1	+0.04620	+0.02396	+0.04722	-0.03781	+0.64018	-0.80431	+0.06830	-0.08303
v	+0.02017	-0.01593	+0.02136	-0.01600	+0.41381	-0.01731	+0.03457	-0.01788
J_1	+0.01544	+0.01648	+0.01638	+0.01850	+0.01888	+0.11005	+0.01877	+0.03192
v	+0.01969	-0.02236	+0.02129	-0.02371	+0.08120	-0.02943	+0.02395	-0.02694
OO_1	+0.02282	+0.01433	+0.02529	+0.01700	+0.06291	+0.07627	+0.02912	+0.02637

Table XI

Coefficients $F_{u,v}^{\Delta u}$ et $F_{u,v}^{\Delta v}$ des ondes semi-diurnes perturbatrices.

V	N_0		M_0		S_0		μ_0		
	Δu	Δv							
245°	u	+0.99807	+0.02817	+0.00743	+0.00149	+0.00278	-0.00024	-0.00985	-0.00305
	v	-0.02806	-0.99821	-0.00141	+0.00765	+0.00765	-0.00015	+0.00292	-0.00969
v ₂	u	+0.89433	-0.42272	-0.13456	+0.03941	-0.04183	+0.01823	+0.13737	-0.02257
	v	+0.42227	+0.89160	-0.03958	-0.13678	-0.01854	-0.04430	+0.02276	+0.13477
2N ₂	u	+0.14216	+0.02435	+0.05341	+0.02090	+0.03215	+0.00758	+0.89008	+0.42436
	v	-0.02223	+0.14438	-0.01949	+0.05510	-0.00588	-0.03407	-0.42308	+0.89227
S ₂	u	-0.04825	+0.00543	+0.01923	-0.01719	-0.00242	-0.00030	+0.03364	-0.00160
	v	-0.00605	-0.05001	+0.01681	+0.02063	+0.00017	+0.00262	+0.00169	+0.03425
235°	u	+0.14917	+0.03019	+0.05688	+0.02185	+0.03409	+0.00805	+0.87586	+0.45090
	v	-0.02786	+0.15147	-0.02036	+0.05869	-0.00625	+0.03612	-0.44954	+0.87817
255°	u	+0.00803	-0.00198	+0.99947	+0.00015	-0.00004	+0.00001	+0.00067	+0.00008
	v	+0.00192	+0.00786	-0.00015	+0.99947	-0.00001	-0.00004	-0.00009	+0.00064
K ₃	u	+0.04683	-0.02707	+0.06619	-0.02468	+0.84528	-0.45906	+0.04082	-0.10666
	v	+0.02685	+0.04356	+0.02473	+0.06364	+0.45898	+0.84254	+0.01118	+0.03798
λ ₃	u	-0.01910	-0.00267	-0.10658	-0.04401	+0.04593	+0.00736	-0.03551	-0.02323
	v	+0.00317	-0.01858	+0.04529	-0.10526	-0.00080	-0.01662	+0.02461	-0.03393
L ₃	u	+0.04738	-0.01636	+0.02371	-0.01681	-0.09076	+0.02590	+0.00961	-0.00909
	v	+0.01582	+0.04539	+0.01701	+0.02319	+0.02628	-0.09229	+0.00958	+0.00904
T ₃	u	-0.02886	-0.00538	-0.03083	-0.0350	+0.95771	+0.24424	-0.01994	-0.00916
	v	+0.00659	-0.02772	+0.01433	-0.03586	-0.24324	-0.95872	+0.00991	-0.01870
U ₃	u	+0.03946	-0.03237	+0.02906	-0.03400	+0.12981	-0.09944	+0.01906	-0.02407
	v	+0.03283	+0.03536	+0.03533	+0.02602	+0.09991	+0.12633	-0.02294	+0.01725
265°	u	+0.05068	-0.01902	+0.03207	-0.01496	-0.09946	+0.02709	+0.01247	-0.00835
	v	+0.01849	+0.04851	-0.01508	+0.03144	-0.02753	-0.10144	+0.00879	+0.01176

CALCUL DES MAREES DU TROISIEME ORDRE PAR LES OBSERVATIONS GRAVIMETRIQUES

S.N. Barsenkov

Izvest. Akad. Nauk URSS, Physique de la Terre, Moscou 1967

ВЫЧИСЛЕНИЕ ПРИЛИВОВ ТРЕТЬЕГО ПОРЯДКА ИЗ
ГРАВИМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ.

С.Н. Барсенков.

Извест. Акад. Наук СССР. Физика Земли Москва 1967.

Nous présentons une détermination des ondes de marées du troisième ordre par analyse spectrale des variations de marées de la force de pesanteur à Talgar. Le spectre a été calculé dans le domaine des périodes de 8^h643 à 8^h000. On a séparé 9 ondes dans la marée théorique et 2 ondes dans la marée observée. Le facteur gravimétrique $\delta_{M_3} = 1,135$ calculé pour l'onde M_3 diffère de la valeur théorique δ_3 pour les modèles de la Terre de M.S. Molodenskii [1] et B. Gutenberg [2] de 6 % et pour le modèle de la Terre sphérique homogène, incompressible, [3] de 12 %. La différence des phases pour l'onde M_3 est - 1°7. On n'a pas découvert d'ondes ne figurant pas dans le spectre des marées qui ait une amplitude de plus de 0.2 microgals dans l'étendue de fréquence examinée.

Le potentiel de la force génératrice de marées peut être donné avec un bon degré d'approximation par les fonctions sphériques du second et troisième ordres. Les fonctions sphériques du second ordre, composant la partie principale du potentiel de la force génératrice de marées, donnent les marées du second ordre sous forme d'ondes à longue période, diurne et semi-diurnes. Les fonctions sphériques du troisième ordre donnent les marées du troisième ordre sous forme d'ondes semi-diurnes et diurnes.

Dans les travaux théoriques [1, 2] on a montré que le facteur gravimétrique δ , liant les nombres de Love h et k et que les nombres de Love eux-mêmes sont différents pour le second et troisième ordres. Cela s'explique en partie par le fait que le potentiel de marée provenant des fonctions sphériques du second et troisième ordres et par conséquent aussi les forces de marées déformantes du second et troisième ordres dépendent différemment de la distance au centre de la Terre (dans le premier cas, les forces sont proportionnelles à la distance et dans le second cas au carré de la distance du centre de la Terre jusqu'au point étudié). Par conséquent, les nombres

de Love pour le troisième ordre dépendent plus des propriétés mécaniques des couches supérieures de la Terre que les nombres de Love du second ordre. C'est pourquoi en déterminant le facteur gravimétrique δ par les ondes du troisième ordre, nous pouvons avoir une information supplémentaire sur la structure interne de la Terre.

Vu la précision de l'appareillage existant, la détermination des marées du troisième ordre par l'analyse harmonique des observations représente une tâche assez difficile étant donné que les amplitudes des ondes sont très faibles. Nous donnons plus bas un essai (en tenant compte de la présence d'observations de longue durée) de détermination des ondes d'un tiers de jour par la méthode de l'analyse spectrale.

La série des observations gravimétriques de Talgar sert de données de départ pour le calcul du spectre des ondes ter-diurnes, à l'aide du gravimètre GS - 11, N° 126 d'une durée de 17,3 mois (du 14 novembre 1961 au 10 avril 1963) et la marée théorique calculée sur ce laps de temps. On s'est servi de ces données en [4] pour le calcul des spectres des ondes diurnes et semi-diurnes. La réduction initiale des ordonnées s'est effectuée de la même façon qu'en [4], à l'exception du calcul de la dérive dont nous parlerons plus bas.

FILTRAGE DES ORDONNÉES DE DÉPART.

Étant donné que les ondes semi-diurnes et diurnes ont des amplitudes d'un à deux ordres de grandeur plus élevés que l'amplitude de l'onde M_3 (la plus importante des ondes de marées du troisième ordre) il paraît utile d'éliminer l'influence de ces ondes sur le spectre par un filtrage des ordonnées de départ.

Pour cela on a pris le filtre décrit en [6]. Sa fonction de poids $\alpha(t)$ est obtenue par la caractéristique de fréquence du filtre idéal $F_a(\omega)$ égal à :

$$F_a(\omega) \begin{cases} = 1 \text{ для } \left| \omega_m - \frac{\Delta\omega}{2} < \omega < \omega_m + \frac{\Delta\omega}{2} \right| \\ = 0 \text{ для } \left| \omega < \omega_m - \frac{\Delta\omega}{2}; \omega > \omega_m + \frac{\Delta\omega}{2} \right| \end{cases} \quad (1)$$

au moyen de la transformation inverse (intégrale de Fourier) avec application successive de la fenêtre du type $h_1(t)$ [5].

Dans l'égalité (1) on a introduit les notations suivantes : ω_m fréquence correspondant à la période au milieu de la zone de transmission, $\Delta\omega$: la largeur de la zone de transmission.

Pour les ordonnées discrètes Y_k , données à des intervalles de temps égaux Δt , on applique, au lieu de la fonction de poids $a(t)$, les coefficients de poids

$$a_k = 2 \frac{\sin\left(\frac{\Delta\omega}{2} k\Delta t\right)}{\pi k\Delta t} \cos(\omega_m k\Delta t) \quad (k = 0, 1, 2, \dots, m). \quad (2)$$

À l'inverse de [6] nous avons utilisé la fenêtre de Hann [5] qui a l'aspect suivant :

$$h_k \begin{cases} = \frac{1}{2} \left(1 + \cos \frac{\pi k}{m}\right) & |k| < m, \\ = 0 & |k| > m. \end{cases} \quad (3)$$

Par les égalités (2) et (3) on obtient les coefficients de poids définitifs qui s'appliquent lors du filtrage des ordonnées

$$\bar{a}_k = a_k h_k = 2 \frac{\sin\left(\frac{\Delta\omega}{2} k\Delta t\right)}{\pi k\Delta t} \cos(\omega_m k\Delta t) \cos^2 \frac{\pi k\Delta t}{2m} \quad (k = 0, 1, 2, \dots, m). \quad (4)$$

En [6] G. Jobert donne la formule pour la détermination du nombre m des coefficients de poids \bar{a}_k :

$$m = \frac{4,4\rho^\circ\pi}{(\Delta\omega - \Delta\omega')\Delta t}. \quad (5)$$

Ici $\Delta\omega$ est le même qu'en (1), $\Delta\omega'$ est la différence des fréquences à l'intérieur de la zone de transmission pour laquelle la caractéristique de fréquence du filtre réel diffère de l'unité de moins de 1 %.

Après avoir pris en (5) $\Delta\omega = 16^\circ$, $\Delta\omega' = 4^\circ$, $\Delta t = 1$ heure et $\rho^\circ = 57^\circ, 295$, nous trouvons $m \approx 60$.

Ensuite après avoir posé en (4) $\omega_m = 43^\circ$, on peut calculer les coefficients de poids \bar{a}_k ($k = 0, 1, 2, \dots, m$).

La caractéristique de fréquence du filtre donné est représentée sur la figure 1 où sont représentés par des petits traits horizontaux C, ΠC et $1/3 C$ les régions des fréquences qui correspondent aux ondes diurnes, semi-diurnes et ter-diurnes.

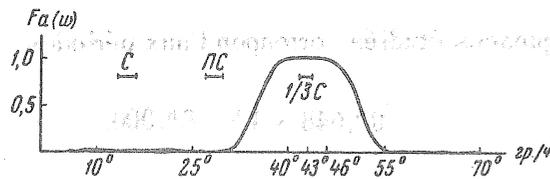


Fig. 1. Caractéristique de fréquence (d'amplitude) $F_a(\omega)$ du filtre employé :

C est la zone de fréquences des marées diurnes
 πC est la zone de fréquences des marées semi-diurnes,
 $1/3 C$ est la zone de fréquences des marées ter-diurnes.

Comme le montre la figure 1, les propriétés sélectives du filtre sont tout à fait satisfaisantes. On peut aussi conclure par la figure 1 que lors du filtrage des données de départ, on élimine également la marée à longue période, la dérive et la composante constante.

Le processus de filtrage résidera dans la réalisation de l'opération suivante :

$$x_t = \sum_{k=-60}^{60} y_{t-k} \bar{a}_k \Delta t \quad (t = 0, 1, \dots, 12528). \quad (6)$$

Où x_t sont les ordonnées après le filtrage, y_{t-k} sont les ordonnées de départ, Δt est l'intervalle de temps dans lequel sont données les ordonnées. Dans le cas présent $\Delta t = 1$ heure.

Puisque les coefficients sont symétriques c'est-à-dire $\bar{a}_k = \bar{a}_{-k}$, le filtrage ne modifie pas les phases. Les ordonnées des marées observée et théorique sont soumises au filtrage.

CALCUL DU SPECTRE ET RESULTATS DE L'ANALYSE

Après le filtrage, on a effectué l'analyse spectrale en utilisant les ordonnées :

$$x_t \quad (t = 0, 1, 2, \dots, 12528).$$

Le spectre a été calculé par la méthode décrite en [4] pour les fréquences :

$$\omega_j = \omega_0 + j\Delta\omega \quad (j = 0, 1, 2, \dots, n). \quad (7)$$

Ici ω_j est la fréquence exprimée en radian/heure, ω_0 est la fréquence initiale égale à 0,724311 radian/heure, $\Delta\omega$ est le pas de fréquence égal à $2\pi/T = 0,00025076568$ radian/heure: T est la durée des observations en heures, n est le nombre des points calculés dans le spectre soit 240.

Ainsi, la zone de fréquences étudiée correspond aux périodes

$$8^{\text{h}},648 > T^{\text{h}} > 8^{\text{h}},000.$$

Sur la figure 2, la courbe supérieure correspond au spectre de la marée observée et la courbe inférieure au spectre de la marée théorique. Les amplitudes en μgal sont reportées en ordonnée et les fréquences, exprimées en cycles/heures ($f_j = \omega_j / 2\pi$), en abscisse. Les périodes des ondes séparées sont désignées sur chaque pic. Comme nous le montre le graphique inférieur de la figure 2, on a séparé 8 ondes du troisième ordre, dans l'analyse de la marée théorique.

Les résultats de l'analyse de la marée théorique sont donnés dans la table 1. Nous donnons dans cette table dans la 2^{ème} colonne les numéros d'ordre des pas de fréquence, dans la 3^{ème} colonne les fréquences en radian/heure, dans la 4^{ème} colonne les périodes en heures et dans les 5^{ème} et 6^{ème} colonnes respectivement les amplitudes spectrales et les phases des ondes séparées. En remarque sont donnés les nombres arguments des ondes d'après Doodson ou le nom de l'onde (onde M_3).

En raison de la présence dans les observations d'un bruit dont le niveau est plus grand que les valeurs des amplitudes de la plupart des ondes du troisième ordre, on ne trouve dans le spectre de la marée observée (courbe supérieure sur la figure 2), que l'onde M_3 ($T = 8^{\text{h}},279$) qui se sépare sûrement et apparemment aussi une onde dont le numéro d'ordre du pas est $j = 101$ ($T = 8^{\text{h}},384$).

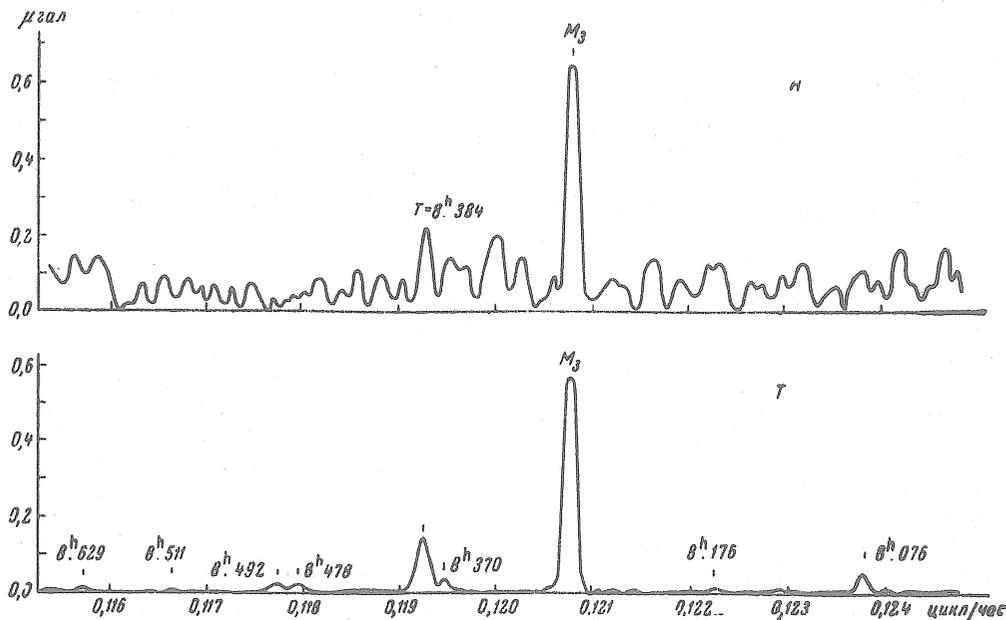


Fig. 2 Graphiques des spectres des marées du troisième ordre :
courbe supérieure, H est le spectre de la marée observée,
courbe inférieure, T est le spectre de la marée théorique.

Les résultats de l'analyse pour ces ondes sont donnés dans la table 2 où les valeurs données dans les colonnes verticales ont les mêmes valeurs que dans la table 1.

Table 1.

Résultats de l'analyse spectrale de la marée théorique

N°	j	ω_j , rad/h.	T_j^h	$\frac{A_j^T}{\mu R}$	φ^o	Remarques
1	2	3	4	5	6	7
1	12	0,72717	8 ^h ,641	0,0109	351°,0	
2	35	0,73284	8 ^h ,574	0,0107	90°,8	327,655
3	63	0,73986	8 ^h ,492	0,0113	359°,4	335,755
4	68	0,74111	8 ^h ,478	0,0297	184°,7	337,555
5	101	0,74939	8 ^h ,384	0,1529	1°,8	345,645
6	105	0,75039	8 ^h ,379	0,0394	118°,4	347,455
7	139	0,75892	8 ^h ,279	0,5706	358°,1	Onde M_3
8	175	0,76845	8 ^h ,176	0,0182	66°,3	365,455
9	215	0,77792	8 ^h ,076	0,0516	16°,5	375,555

Pour l'onde M_3 , le facteur gravimétrique δ_{M_3} et la différence des phases $\Delta\phi_{M_3}$ sont :

$$\delta_{M_3} = \frac{A_{139}^H}{A_{139}^T} = 1,135 \pm 0,031^*, \quad \Delta\phi_{M_3} = \varphi_{139}^H - \varphi_{139}^T = -1^\circ,7 \pm 2^\circ 8^*. \quad (8)$$

Table 2.

Résultats de l'analyse spectrale de la marée observée

N°	j	ω_j , rad/h.	T_j^h	$\frac{A_j^H}{\mu R}$	φ_j^H	Remarques
1	2	3	4	5	6	7
1	101	0,74939	8,384	0,2243	20°,5	345,645
2	139	0,75892	8,279	0,6476	356°,4	Onde M_3

Dans les travaux théoriques, les valeurs δ_3 pour les marées du troisième ordre ont les valeurs suivantes :

1. Conformément à [1] pour les trois modèles de Terre de M.S. Molodenskii avec la répartition habituelle de la densité dans l'enveloppe mais différente dans le noyau

$$\delta_3 = 1 + \frac{2}{3}k_3 - \frac{4}{3}k_3 = 1,068. \quad (9)$$

* L'erreur quadratique moyenne est calculée ici d'après les résultats de l'analyse spectrale de séries de six mois indépendantes dont est constituée la série donnée d'un an et demi.

2. Pour le modèle de Gutenberg pour les valeurs h_3 et k_3 qui sont données en [2], la valeur calculée $\delta_3 = 1,071$.
3. Si on se sert des formules données en [3] (page 53) et si on calcule les nombres de Love h_3 et k_3 pour une sphère homogène incompressible de rigidité moyenne $\bar{\mu} = 8,28 \times 10^{11}$ dynes/cm² on obtient $\delta_3 = 1,011$.

Ainsi la valeur δ_{M_3} , obtenue par l'analyse, s'écarte dans les deux premiers cas de la valeur théorique δ_3 de 6 % et dans le cas de la sphère homogène incompressible de 12 %.

Cet écart du facteur δ montre que si l'on parvenait à une élévation relativement faible de la précision des observations, on aurait la possibilité d'utiliser les marées du troisième ordre pour obtenir une information supplémentaire sur la structure interne de la Terre.

Il convient également de noter que, outre la détermination du facteur gravimétrique δ , l'analyse de la série donnée présente également un intérêt du point de vue de l'étude de la structure spectrale des déformations de la Terre dans l'étendue de fréquence examinée. On voit qu'il n'y a pas d'onde étrangère au spectre des marées possédant une amplitude de plus de 0,2 microgal sur l'étendue des périodes allant de 8^h000 à 8^h648.

En conclusion, l'auteur profite de l'occasion pour remercier N.N. Pariiskii et B.P. Pertsev pour les conseils utiles qui ont contribué à l'exécution de ce travail.

Académie des Sciences d'URSS
Institut de Physique de la Terre.

Edité le 20-VI-1966

BIBLIOGRAPHIE

1. M.S. MOLODENSKII et M.V. KRAMER
Les nombres de Love pour les marées terrestres statiques des 2^{ème} et 3^{ème} ordres.
Publ. "Marées terrestres et nutation de la Terre". Edit. ac. des Sc. d'URSS, 1961.
BIM N° 47 pp. 1935-1950 - 1967.

 2. J.M. LONGMAN
A Green function for determining the deformation of the Earth of the surface mass loads.
J. Geophys. res. 68, N° 2, 1963.

 3. Y. MUNK et G. MACDONALD
Rotation de la Terre
Edit. "Mir" 1964.

 4. S.N. BARSENKOV
Analyse spectrale des variations des marées de la force de pesanteur à Talgar.
Izvestia de l'Ac. des Sc. d'URSS, Physique de la Terre. N° 3, 1967.

 5. R. BLACKMAN and J. TUKEY
The measurement of power spectra.
Bell. System. Tech., New York, 37, 185.

 6. G. JOBERT
Sur les filtres numériques utilisés dans l'analyse harmonique.
Institut de Physique du Globe, Paris 1964.
BIM N° 37, pp. 1260-1273. 1964.
-

Traduction

RESULTATS DES OBSERVATIONS DE 19 MOIS DES MAREES TERRESTRES A TALGAR

N.N. Pariiskii, S.N. Barsenkov, V.A. Volkov, D.G. Gridniev, M.V. Kramer

Acad. Sc. SSSR Physique de la Terre - Moscou 1967

РЕЗУЛЬТАТЫ 19-МЕСЯЧНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ ЗЕМНЫХ ПРИЛИВОВ В ТАЛГАРЕ.

Н.Н. Парийский, С.Н. Барсенков, В.А. Волков,
Д.Г. Гриднев, М.В. Крамер.

Акад. Наук СССР - Физика Земли - Москва-1967.

On donne l'analyse harmonique par la méthode de B.P. Pertsev d'une série ininterrompue simultanée de 19 mois d'observations par deux gravimètres Askania à Talgar. On donne en tout 1071 analyses avec un déplacement de l'instant central d'un jour (dont chacun est la moyenne de six analyses avec un déplacement d'une heure). Le rapport d'amplitude moyen δ pour les ondes M_2 , S_2 , O_1 et K_1 est $\delta(M_2, S_2, O_1, K_1) = 1,171 \pm 0,001_6$. On fait l'analyse de la précision réelle des résultats. La différence dans les déformations de marées en Asie Centrale et dans la partie européenne d'URSS (différence dans les valeurs δ), s'interprétant comme l'influence de l'hétérogénéité horizontale des propriétés élastiques du manteau, était plus petite que celle obtenue précédemment et il est possible qu'elle disparaisse après la prise en considération de l'influence des marées océaniques. L'influence du noyau liquide de la Terre sur l'onde K_1 est confirmée en conformité avec la théorie de Molodenskii.

Les observations ont été effectuées simultanément par deux gravimètres Askania GS 11 N° 126 et 134 sur le territoire de l'Expédition séismologique de l'Institut de Physique de la Terre de l'Académie des Sciences d'URSS à Talgar (à 25 Km à l'Est de Alma Ata) sur les contreforts des massifs Ala-Tao.

Les coordonnées de la station sont : $\phi = 43^{\circ}16' N$, $\lambda = 77^{\circ}23' E$, $H = 1010 m$.

Les deux gravimètres ont été installés avec leurs enregistreurs, sur un seul grand piédestal d'une dimension de 1,5 x 1,5 x 1,1 m dans une cave peu profonde ($h = -2 m$) sous un petit bâtiment de dépôt de pellicules des séismogrammes. Les variations journalières de la température dans la cave n'ont habituellement pas dépassé 1,0° C, l'humidité était d'environ 70 % l'été et 55 % l'hiver, la différence de température en hiver et en été atteignait 15° C. Les détails d'installation, des observations et de la réduction sont donnés dans un article détaillé [1].

Nous donnons dans notre article les résultats de la réduction d'une série ininterrompue d'observations pour le gravimètre N° 126 du 11-XI-1961 au 5-VI-1963 (572 jours) et pour le gravimètre N° 134 du 11-XI-1964 au 1-VI-1963 (583 jours).

Pour tout ce temps il n'y a eu pour le gravimètre N° 134 que deux interruptions journalières dans l'enregistrement qui ont été rétablies d'après l'enregistrement du gravimètre N° 126 (les détails de la méthode sont exposés en [2 et 3]). Pour le gravimètre N° 126 il y a eu trois interruptions d'un demi-jour, l'un d'environ deux jours et deux d'environ trois jours rétablies par l'enregistrement du gravimètre N° 134 fonctionnant à ce moment.

L'étalonnage a été réalisé aussi bien par la méthode de roulement de la bille que par des mesures de contrôle (pour le gravimètre N° 126) sur le polygone gravimétrique près de Alma-Ata dont la zone couvre 113 mgal.

La valeur de division en mgal est :

pour le gravimètre N° 126	29.VI.1961	$7.253 \pm 0,001$
	23.V.1963	$7.266 \pm 0,001$
	29.V.1963	$7.252 \pm 0,010$ (polygone)
	30.V.1963	$7.265 \pm 0,001$
	11.VIII.1964	$7.252 \pm 0,001$
pour le gravimètre N° 134	29.VI.1961	$7.074 \pm 0,001$
	11.VIII 1964	$7.069 \pm 0,001$

Le désaccord maximum entre les déterminations par la méthode de roulement de la bille (basé sur le polygone gravimétrique en Allemagne de l'Ouest) et la détermination d'après le polygone d'Alma-Ata est de moins de 0,2 %. Pour la réduction on a pris les valeurs initiales des étalonnages obtenues le 21.VI.1961 qui diffèrent des valeurs moyennes de moins de 0,1 %.

L'étalonnage de l'échelle d'enregistrement a été effectué par la méthode de deux déplacements effectués par jour (méthode de Pertsev [4]) avec correction à la non-linéarité de la dérive d'après Dobrochotov [5]. Ces étalonnages ont été faits tous les 12 à 13 jours pour chaque gravimètre, ensuite les graphiques ont été interpolés et moyennés pour chaque série mensuelle par la méthode glissante avec un déplacement d'un jour. Les coefficients ont varié pendant tout le temps des observations dans les limites de 13 %. On a découvert, pour le gravimètre 126, une dépendance nette de l'échelle d'enregistrement en fonction de la température [1]. Cette dépendance a été éliminée par la méthode appliquée.

La non-linéarité de l'échelle du galvanomètre a été déterminée pour la série de 19 mois d'observations, examinée dix fois pour le gravimètre N° 126 et neuf fois pour le gravimètre N° 134. La moyennisation de la non-linéarité a été effectuée comme dans les travaux précédents [1, 2]. Elle est un peu différente du procédé interpolé appliqué par S.N. Barsenkov pour l'analyse spectrale des mêmes données d'observation [6].

L'analyse harmonique a été effectuée par la méthode de 29 jours de Pertsev [7] avec une petite correction dans les amplitudes des ondes M_2 et O_1 . Cette correction tient compte de l'altération des amplitudes introduite par l'application du filtre de Pertsev qui élimine la dérive [8, 9]. La correction dans la valeur δ pour l'onde M_2 est égale à + 1,0 %, pour l'onde O_1 : - 0,3 % et pour l'onde N_2 : + 1,0 % et pour les autres ondes elle n'est pas importante.

Comme l'ont montré M.V. Kramer [10, 11] et You. K. Saritcheva [12,13] les valeurs δ et $\Delta\phi$ pour les ondes de marées principales, obtenues par l'analyse harmonique avec un déplacement de l'époque centrale de l'analyse d'une heure, ne restent pas constantes et ont un caractère "partiellement périodique". L'amplitude et les "périodes" des variations de δ et $\Delta\phi$ sont différentes pour les différentes ondes et méthodes d'analyse. L'amplitude dépend également de la précision des mesures.

Ainsi lors de l'analyse par la méthode de 29 jours de Pertsev, les variations "à courte période" de δ et $\Delta\phi$ ont une "période" d'environ trois heures pour les ondes semi-diurnes et d'environ six heures pour les ondes diurnes (M.V. Kramer [10]). Leur amplitude est relativement petite, elle atteint au maximum 0,4 % pour l'onde M_2 , jusqu'à 0,5 % pour l'onde S_2 , 0,8 % pour l'onde O_1 et 0,6 % pour l'onde K_1 . Pour éliminer ces variations et mettre en évidence des variations plus longues, on a appliqué la méthode glissante d'analyse.

L'époque centrale de chaque analyse de 29 jours par la méthode de Pertsev est déplacée d'une heure depuis 11^h30^m jusque 16^h30^m de temps universel de chaque jour et seules les valeurs moyennes de δ et $\Delta\phi$ pour ces six analyses ont été livrées par l'ordinateur électronique. Ces valeurs de δ et $\Delta\phi$ se rapportent ainsi à 14^h0 de temps universel. Ensuite, l'époque centrale a été déplacée d'un jour et non de 10 jours comme cela se faisait dans les travaux précédents.

De cette façon on a calculé pour le gravimètre N° 126, 538 séries de six analyses journalières (en tout 3228 analyses), et pour le gravimètre 134 - 533 séries de 6 analyses (en tout 3.198 analyses). Le chiffre total des analyses était de 6426. Ces calculs, en incluant la correction de non-linéarité du galvanomètre, les déplacements, le relevé de la dérive et l'analyse, ont été effectués sur ordinateur M 20 d'après le programme établi par M.V. Kramer.

Les résultats de ces analyses pour les ondes M_2 , S_2 , K_1 et O_1 sont donnés sur les figures 1 et 2. Des tables détaillées sont données en [1] également pour l'onde N_2 , déterminée certainement moins sûrement à cause de sa plus petite amplitude.

Comme le montre fig. 1, les valeurs de δ , pour l'onde M_2 indiquent "une périodicité" irrégulière avec une période en moyenne d'environ 7,6 jours. L'amplitude et la phase de ces oscillations ne restent pas constantes. Pour le gravimètre 126 l'amplitude est en moyenne de 2 % dans les valeurs de δ mais à certaines périodes (janvier - février 1963) elle atteint même 4 %. Pour le gravimètre 134, ces oscillations sont en moyenne sensiblement plus faibles et la "période" est moins stable. Il convient de noter que la valeur de l'amplitude des oscillations et de la phase pour les deux gravimètres ne présente pas de corrélation de façon évidente. Souvent, quand ces oscillations sont importantes pour un gravimètre, pour l'autre elles sont faibles et vice-versa. Il est possible que, comme les variations à "courte période" de δ , elles soient dûes aux erreurs accidentelles des observations. Cette question demande une étude ultérieure.

L'essai d'explication de ce phénomène, avancé par Jobert [14], consiste dans le fait que les bruits pénètrent par les maxima latéraux des filtres utilisés et donnent une variation périodique de l'amplitude dans la fréquence du maximum principal du filtre avec une période de $1/\sigma_0$, où σ_0 est la fréquence du maximum latéral du filtre. Jobert a calculé les spectres des deux filtres de la méthode de Lecolazet servant pour la séparation des ondes M_2 et O_1 . Il a obtenu les périodes attendues des variations pour $\delta(M_2)$, égales à 4^h48 et 16^h03 , et pour $\delta(O_1)$ ces périodes doivent être égales à 5^h02 et 17^h7 .

Cependant, l'analyse effectuée par You. K. Saritcheva [12, 13] par la méthode de Lecolazet indique d'autres périodes. Pour l'onde M_2 la période obtenue est égale à 6^h9 et non 4^h48 , et pour l'onde O_1 on note une période de 19^h et non 17^h7 . La période de 5^h02 ne se manifeste pas clairement. Ainsi, la question reste encore ouverte.

Pour les autres ondes (sans tenir compte de N_2) on ne découvre pas cette "périodicité", mais pour toutes les ondes apparaissent des écarts systématiques passagers de δ en fonction des valeurs moyennes. Pour l'onde M_2 , les plus grands écarts, en mai et en juin 1962, sont donnés par les valeurs δ pour le gravimètre 134, différant de la moyenne de 4 %. Pour l'onde S_2 , les valeurs δ pour le même gravimètre diffèrent de la moyenne de plus de 10 % en décembre 1962. De très grands écarts s'observent aussi pour l'onde K_1 . Cela montre combien il est dangereux de se baser sur des séries de courte durée d'observations, nous nous arrêterons sur cela en détail plus bas.

On peut noter que de grands écarts s'observent pour l'onde S_2 ayant précisément une période semi-diurne et pour l'onde K_1 avec une période en jour sidéral. Pour les ondes M_2 et O_1 avec des périodes différant relativement fort de la période semi-diurne et diurne, ces écarts à grande

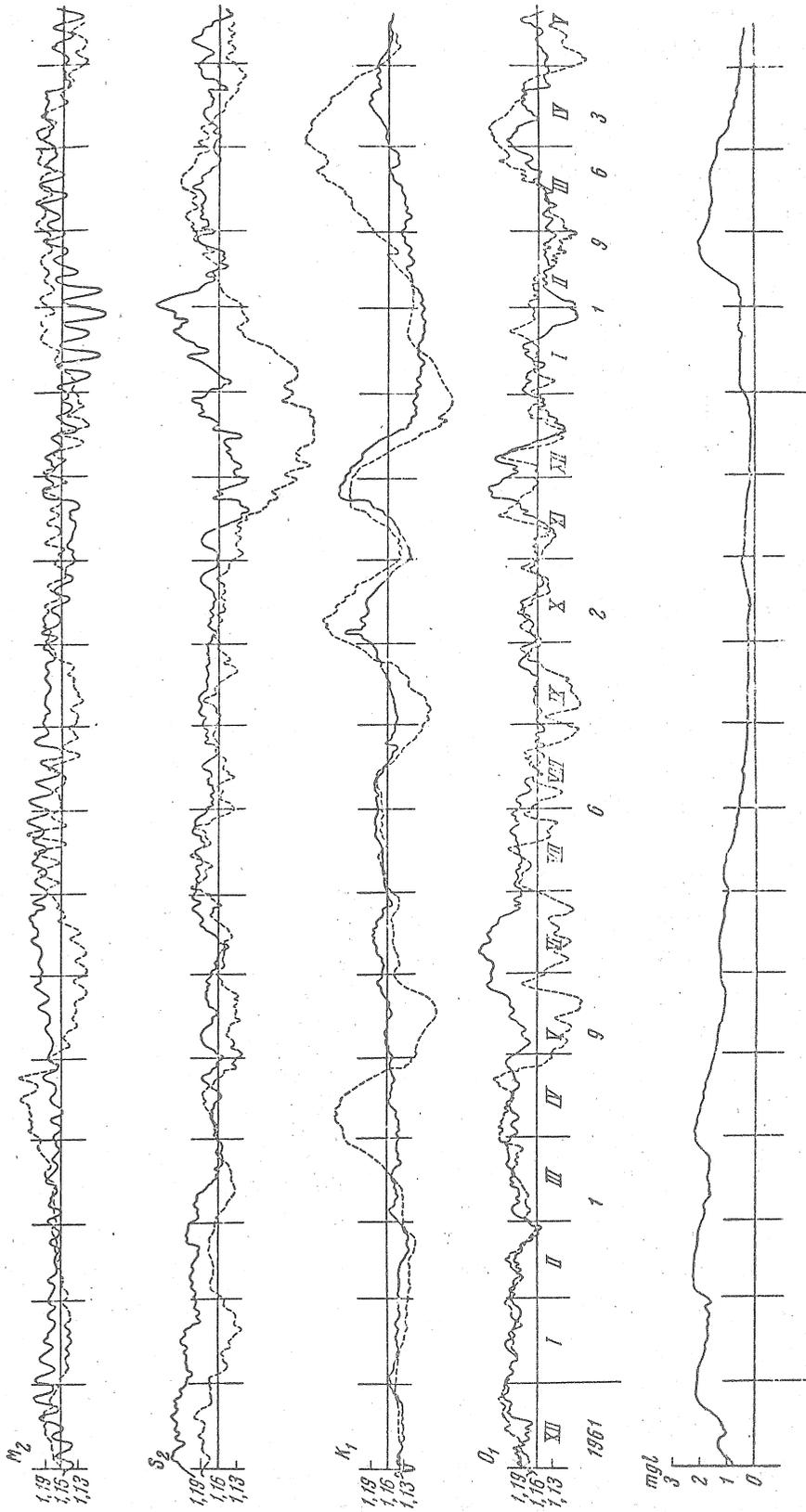


Fig. 1. Graphique des valeurs de δ pour un an et demi à Talgar.
Courbes continues pour le gravimètre N° 126
Courbes pointillées pour le gravimètre N° 134.
La courbe inférieure représente l'allure de la dérive du gravimètre N° 126.

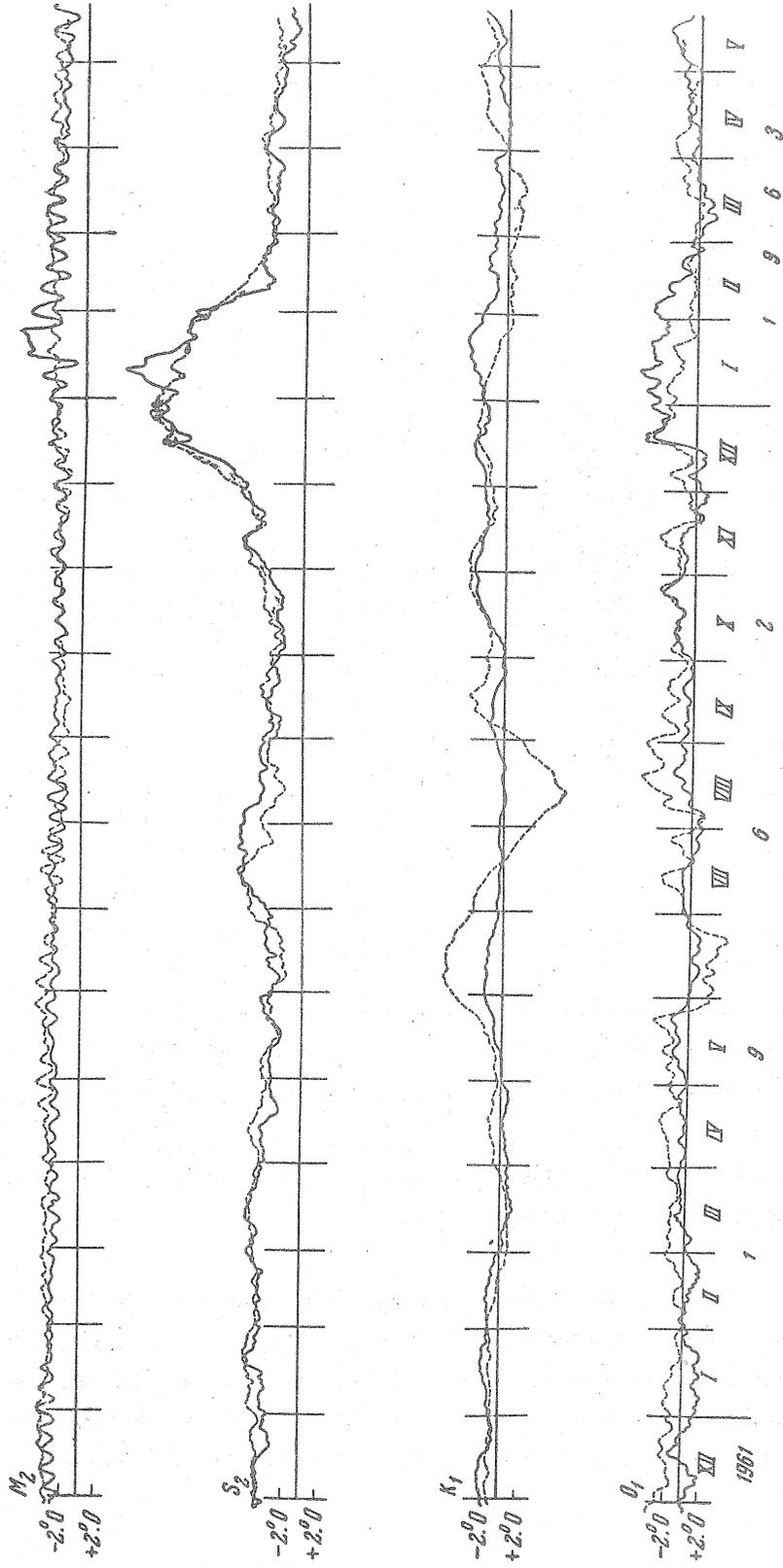


Fig. 2. Graphique du déphasage $\Delta\phi$ pour un an et demi à Talgar. Les valeurs négatives de $\Delta\phi$ correspondent au déphasage de la variation observée de la force de pesanteur par rapport à la variation théorique pour la Terre absolument rigide. On n'a pas tenu compte du retard instrumental. Les courbes continues se rapportent au gravimètre N° 126. Les courbes en trait interrompu se rapportent au gravimètre N° 134.

échelle sont un peu plus petits. Cependant il est difficile d'attribuer ces écarts aux conditions extérieures (par exemple météorologiques) puisque dans la plupart des cas (à l'exclusion du X-XII 1962 pour l'onde K_1) ces écarts ne se décèlent pas simultanément pour les deux gravimètres.

Il convient encore de noter cette particularité que "les époques perturbées" dans les valeurs de δ ne correspondent avec les "époques perturbées" dans les valeurs de déphasage $\Delta\phi$. Cela rend encore plus difficile l'interprétation de ces écarts.

Ils ne sont pas déterminés clairement par les erreurs dans les coefficients d'étalonnage puisque dans ce cas, les écarts pour toutes les ondes seraient simultanés.

Table 1.

Résultats des observations de 19 mois des variations de marées de la force de pesanteur à Talgar.

Onde	M_2	S_2	K_1	O_1
Gravimètre 126 Gravimètre 134	$1,172 \pm 0,003_4$ $1,165 \pm 0,003_7$	$1,185 \pm 0,003_3$ $1,145 \pm 0,007_7$	$1,152 \pm 0,004_7$ $1,161 \pm 0,008_5$	$1,182 \pm 0,004_7$ $1,167 \pm 0,006_3$
Moyenne pondérée pour les grav. 126 et 134 Correction d'inertie des termes	$1,169 \pm 0,002_5$ -0,004	$1,179 \pm 0,003_0$ -0,004	$1,154 \pm 0,004_1$ -0,001	$1,177 \pm 0,003_0$ -0,001
Moyenne	$1,165 \pm 0,002_5$	$1,175 \pm 0,003_0$	$1,153 \pm 0,004_1$	$1,176 \pm 0,003_0$
$\Delta\phi$ grav. 126 $\Delta\phi$ grav. 134	$-3;1 \pm 0,2_3$ $-3;4 \pm 0,2_0$	$-4;3 \pm 0,2_1$ $-4;6 \pm 0,1_5$	$-1;3 \pm 0,3_2$ $-1;1 \pm 0,5_2$	$-0;6 \pm 0,4_1$ $-1;6 \pm 0,3_4$
$\Delta\phi$ moyen. pour les grav. 126 et 134	$-3;3 \pm 0,1_0$	$-4;5 \pm 0,1_2$	$-1;2 \pm 0,2_7$	$-1;2 \pm 0,2_0$

La comparaison avec la courbe de la dérive donnée pour le gravimètre N° 126 sur la figure 1 ne donne pas non plus d'indications sur l'influence de la dérive. Le problème de la cause de ces écarts importants n'est jusqu'à présent pas éclairci. On termine à présent encore une série d'un an et demi d'observations à Talgar par les mêmes gravimètres dans un local meilleur. Il est possible qu'elle permette d'éclaircir cette question.

Des tables détaillées des résultats pour chaque jour sont données en [1]. Ici, dans la table 1 nous ne donnons que les valeurs moyennes de δ et $\Delta\phi$. Les erreurs probables données ont, en effet, un caractère conventionnel puisque les écarts ne sont pas soumis à la loi de Gauss et ont un caractère semi-systématique. Ces erreurs sont les 2/3 de l'erreur quadratique moyenne calculée d'après la convergence interne des 19 valeurs indépendantes de δ prises pour chaque onde et par mois.

Comme le montre la table 1, les résultats obtenus pour les deux gravimètres s'accordent assez bien entre eux pour les plus grandes ondes principales : M_2 , K_2 , O_1 et S_2 et un peu moins bien pour l'onde N_2 . Ainsi, les valeurs de δ pour le gravimètre 126 diffèrent de la moyenne pour les deux gravimètres.

pour l'onde M_2 - de + 0,3 %
pour l'onde K_2 - de - 0,2 %
pour l'onde N_2 - de + 0,4 %
pour l'onde K_1 - de + 0,5 %
pour l'onde O_1 - de - 1,2 %

La moyenne pour les deux gravimètres est faite avec des poids inversement proportionnels aux carrés des erreurs mais la moyenne simple diffère de peu de la moyenne pondérée pour toutes les ondes à l'exclusion de l'onde S_2 pour laquelle elle est plus petite de 1,0 % que la moyenne pondérée.

Après l'introduction dans les valeurs de δ de la correction au terme d'inertie [15], égale à - 0,004 pour les ondes semi-diurnes et de - 0,001 pour les ondes diurnes, nous obtenons les résultats suivants à Talgar * :

pour l'onde M_2 $\delta = 1,165 \pm 0,002_5$
pour l'onde S_2 $\delta = 1,175 \pm 0,003_0$
pour l'onde N_2 $\delta = 1,175 \pm 0,004_4$
pour l'onde K_1 $\delta = 1,153 \pm 0,004_1$
pour l'onde O_1 $\delta = 1,176 \pm 0,003_6$

L'élimination des valeurs de δ s'écartant fortement à cause des intervalles "perturbés" de temps pour les ondes S_2 , N_2 , K_1 et O_1 [1] ne change pas sensiblement les résultats : $\delta(S_2)$ diminue de 0,007, $\delta(N_2)$ augmente de 0,002, $\delta(K_1)$ diminue de 0,009 et $\delta(O_1)$ diminue de 0,001.

Considérant qu'il est arbitraire d'éliminer des données douteuses, nous conservons les valeurs obtenues pour toutes les données sans exception.

Nous obtenons (avec poids $p = 1/\epsilon^2$) en moyenne pour les trois ondes : M_2 , S_2 et O_1 non altérées par la résonance avec la nutation journalière de Sloudsky - Hough [16,17] :

$$\delta(M_2, S_2, O_1) = 1,171 \pm 0,001_7$$

* Ces moyennes diffèrent un peu des moyennes données en [1] puisque en [1] la moyenne des résultats des deux gravimètres a été faite avec des poids correspondant aux erreurs obtenues sans moyenne pour 5 jours voisins.

Table 2.

Valeurs moyennes de δ pour les quatre ondes M_2 , S_2 , O_1 et K_1 moyennées en fonction des analyses de cinq mois avec un déplacement de l'époque centrale d'un jour, $\delta(K_1)$ est augmenté de 0,022.

Epoque centrale de la moyenne 14h, T.U.	Gravimètre gs11 — N° 126		Gravimètre gs11 — N° 134		Moyenne pour les deux gravimètres N° 126 et N° 134	
	$\bar{\delta}$	$\Delta\%$	$\bar{\delta}$	$\Delta\%$	$\bar{\delta}$	$\Delta\%$
29 XI 1961	1,169	-0,6	1,166	-0,2	1,168	-0,3
28 XII 1961	1,197	+1,8	1,182	+1,2	1,190	+1,5
26 I 1962	1,179	+0,3	1,158	-0,9	1,168	-0,3
24 II	1,166	-0,8	1,160	-0,7	1,163	-0,8
25 II	1,174	-0,2	1,195	+2,3	1,184	+0,0
23 IV	1,184	+0,7	1,203	+3,0	1,194	+0,9
22 V	1,193	+1,4	1,116	-4,4	1,154	-1,5
20 VI	1,205	+2,5	1,153	-1,3	1,179	+2,6
19 VII	1,196	+1,7	1,173	+0,4	1,184	+1,0
17 VIII	1,177	+0,1	1,168	0,0	1,172	0,0
15 IX	1,176	0,0	1,134	-2,9	1,155	-0,4
14 X	1,189	+1,1	1,206	+3,2	1,198	+1,2
12 XI	1,149	-2,3	1,168	0,0	1,158	-2,2
11 XII 1962	1,192	+1,4	1,141	-2,3	1,166	-1,5
9 I 1963	1,146	-2,5	1,120	-4,1	1,133	-2,3
7 II	140	-3,1	1,159	-0,8	1,150	-3,9
8 III	163	-1,1	1,200	+2,7	1,182	+1,8
6 IV	184	+1,5	1,251	+7,1	1,218	+1,9
5 V	162	-1,2	1,134	-2,9	1,148	-1,0
Moyenne	1,176		1,168		1,172	
Erreur probable	$\pm 0,002_8$		$\pm 0,005_1$		$\pm 0,004_7$	

Nous avons formé également les valeurs moyennes de δ pour les quatre ondes : M_2 , S_2 , O_1 et K_1 avec des poids proportionnels aux amplitudes de ces ondes : $p(M_2) = 0,300$; $p(S_2) = 0,140$; $p(K_1) = 0,327$ et $p(O_1) = 0,233$. Tous les 29 jours on a formé pour chaque onde les valeurs moyennes de δ à partir des cinq valeurs journalières consécutives et aussi à partir des valeurs moyennées avec les poids indiqués plus haut, on a formé la moyenne pour les quatre ondes. Tenant compte de ce que $\delta(K_1)$ (à cause de la résonance provoquée par l'existence du noyau liquide de la Terre) doit être 0,022 plus petit que δ relatif aux ondes M_2 , S_2 et O_1 , nous augmentons conformément les valeurs $\delta(K_1)$.

Les valeurs $\delta(M_2, S_2, O_1, K_1)$ obtenues sont données dans la table 2.

En moyenne : $\delta(M_2, S_2, O_1, K_1) = 1,172 \pm 0,004_7$.

L'erreur conventionnelle probable est calculée d'après la convergence intrinsèque des 19 séries mensuelles indépendantes. Les recouvrements se produisent seulement sur 2 1/2 jours au début et à la fin de chaque série à la suite de la moyennisation pour 5 jours.

Table 3.

Caractéristiques de sûreté des séries de quatre et sept mois d'observations par un seul gravimètre Askania

Séries des quatre mois	Gravimètre 126		Gravimètre 134	
	(Δ_i)90%	(Δ_i)max	(Δ_i)90%	(Δ_i)max
Ondes M_2	2,2%	2,6%	1,3%	1,9%
S_2	1,5	3,7	8,6	10,3
K_1	2,3	3,7	3,3	5,6
O_1	3,0	3,3	2,8	3,4
Séries de sept mois	(Δ_i)90%	(Δ_i)max	(Δ_i)90%	(Δ_i)max
M_2	1,7%	1,9%	0,8%	0,9%
S_2	0,9	1,7	5,9	6,1
K_1	1,2	1,4	1,3	1,5
O_1	2,4	2,6	2,6	2,9

Comme le montre la table 2, les écarts maxima des valeurs mensuelles de δ , par rapport à la moyenne, atteignent + 2,5 et - 3,1 % pour le gravimètre 126 et de 7,1 à 4,4 % pour le gravimètre 134. Pour δ moyen relatif aux deux gravimètres, ces écarts sont égaux respectivement à + 3,9 et - 3,3 %.

Cela montre combien il faut être prudent vis à vis des résultats obtenus par des séries courtes d'observations.

L'erreur "probable" relativement grande de la moyenne des 19 séries pour les deux gravimètres est déterminée à un haut degré par deux valeurs très fortes se rapportant aux 9-I-1963 et 6-IV-1963. Comme on le voit par la figure 1, l'onde K_1 , particulièrement pour le gravimètre 134 et également l'onde S_2 pour le 9-I-1963, pour ce gravimètre, ont donné des résultats nettement altérés dans les mois centrés sur ces dates. Si nous rejetons ces deux valeurs de $\bar{\delta}(M_2, S_2, O_1, K_1)$ alors nous obtiendrons en moyenne, pour les deux gravimètres, pour les 17 séries séparées (englobant 90 % de toutes les données) :

$$\bar{\delta}(M_2, S_2, O_1, K_1) = 1,172 \pm 0,002_5$$

En moyenne, pour toutes les données (table 1), après avoir augmenté $\delta(K_1)$ de 0,022, nous obtenons avec les poids $p = 1/\epsilon^2$:

$$\bar{\delta}(M_2, S_2, O_1, K_1) = 1,171 \pm 0,001_6$$

La série de 19 mois d'observations obtenue permet d'étudier un peu en détail la question de savoir quels écarts on peut attendre lors des observations par un seul gravimètre Askania au cours par exemple de quatre ou sept mois. Pour cela on a formé les valeurs moyennes de δ pour

trois mois (90 analyses journalières englobant les observations d'environ quatre mois), avec un déplacement du milieu de la moyenne de 5 jours et les moyennes analogues pour six mois (180 analyses journalières englobant les observations d'environ sept mois également avec un déplacement de 5 jours). Ainsi on a obtenu pour 90 valeurs $\bar{\delta}_{i4}$ pour chaque onde ($i = 1, 2 \dots 90$) et pour 72 valeurs de $\bar{\delta}_{k7}$ pour chaque onde ($k = 1, 2, \dots 72$) séparément pour chacun des deux gravimètres.

Les écarts $\Delta_{i4} = \bar{\delta}_{i4} - \bar{\delta}_{i9}$ et $\Delta_{k7} = \bar{\delta}_{k7} - \bar{\delta}_{i9}$, où $\bar{\delta}_{i9}$ sont les valeurs moyennes de δ obtenues pour toute la série de 19 mois d'observations en moyenne pour les deux gravimètres pour l'onde donnée (voir page 10), caractérisent la sûreté des résultats pour les séries de quatre et sept mois d'observations.

Nous donnons dans la table 3 les valeurs maximales Δ_{i4} et $\Delta_{i7} - (\Delta_4)_{\max}$ et $(\Delta_7)_{\max}$, et aussi les valeurs maximales Δ_{i4} et Δ_{i7} correspondant à 90 % de tous les écarts - $(\Delta_4)_{90}$ et $(\Delta_7)_{90}$ exprimés en %.

Table 4.

Écarts des valeurs moyennes $\bar{\delta}$ (M_2, S_2, O_1, K_1) obtenues par des séries de durée différente par deux gravimètres Askania à Talgar, à partir de la moyenne générale de 19 mois

Durée des observations en mois	Nombre de mois apparemment	Nombre de moyennes	Ecart moyen absolu $ \bar{\Delta} $	Écarts $\Delta_{\text{extr.}}$ extrêmes
1	2	19	1,4%	+3,9% -3,3%
2	4	18	0,85	+2,4 -2,6
3	6	17	0,59	+0,9 -1,9
4	8	16	0,43	+0,6 -1,6
6	12	14	0,41	+0,6 -0,9
8	16	12	0,29	+0,5 -0,6

En fait, on peut voir par la table 2 qu'en moyenne pour les quatre ondes principales les valeurs de δ s'obtiennent avec beaucoup plus de sûreté. Par les données de la table 2 on peut juger en moyenne pour les deux gravimètres de la stabilité des résultats obtenus pour des séries d'observations de durée différente. Les moyennes, d'après le module d'écart $|\bar{\Delta}|$ et $\Delta_{\text{extr.}}$ extrêmes donnés dans la table 4, sont obtenues par la comparaison des valeurs δ (M_2, S_2, O_1, K_1) formées pour les différentes durées d'observation lors du déplacement de l'époque centrale de moyennisation d'un mois. Le nombre de moyennes utilisées est donné dans la troisième colonne de la table 4. Nous voyons que pour garantir sûrement la précision à 1 % il faut observer une demi-année avec deux gravimètres. Cette conclusion est valable pour des conditions d'observation analogues à celles de Talgar et effectuées avec le même soin dans la détermination des calibrages du ressort de mesure et de l'échelle d'enregistrement.

Nos premières observations à 6 Km au sud d'Alma-Ata [18] * et [19] sont basées sur une série relativement courte d'observations : quatre mois pour le gravimètre 134 et 3 mois pour le gravimètre 126 doivent être remplacées par une série d'observations à Talgar, plus représentative pour cette région (19 mois par les deux gravimètres). Nous considérons comme les points les plus sûrs en Asie pour la détermination du facteur δ : Talgar (38 mois d'appareil), Tachkent (12 mois) et Frounze (12 mois). Dans les autres points d'Asie, la durée des observations est sensiblement plus courte : Alma-Ata (sept mois) Chiba (huit mois) Delhi (un mois). A Kyoto on a 14 mois d'observations mais en cet endroit δ peut être fortement altéré par les marées océaniques. Le calcul de cette influence effectué par Nakagawa [20] est incomplet.

Pour Talgar, Tachkent et Frounze nous obtenons en moyenne pour les quatre ondes principales, avec des poids proportionnels aux amplitudes, en tenant compte du terme d'inertie et avec une augmentation de $\delta(K_1)$ de 0,022 pour le calcul de l'influence du noyau liquide de la Terre :

$$\text{Talgar } \delta(M_2, S_2, O_1, K_1) = 1,171$$

$$\text{Tachkent [21]} = 1,150$$

$$\text{Frounze [22]} = 1,152$$

$$\text{En moyenne en Asie Centrale } \delta = 1,158 \pm 0,005$$

Si nous formons la moyenne pour ces trois points avec des poids proportionnels au nombre de mois d'appareil alors nous obtiendrons en moyenne en Asie Centrale

$$\bar{\delta}(M_2, S_2, O_1, K_1) = 1,163 \pm 0,005.$$

Dans la partie européenne de l'URSS nous avons des séries plus courtes d'observations à Kiev, Krasnaïa Pakhra et Poulkovo. Elles sont obtenues par l'utilisation de la même méthode et du même appareillage qu'en Asie centrale. D'après la communication faite par You. S. Dobrochotov [23], en introduisant le terme d'inertie et après avoir augmenté $\delta(K_1)$ de 0,022, nous obtenons pour la partie européenne de l'URSS, $\delta(M_2, S_2, O_1, K_1) = 1,188 \pm 0,005$.

La différence des valeurs δ en Asie Centrale et dans la partie européenne de l'URSS est de 0,030 à 0,025 et est sensiblement plus petite que la valeur que nous avons obtenue précédemment 0,050 [24]. Elle dépasse quand même de 4 à 5 fois l'erreur "probable" de cette différence. Cependant, comme l'a noté à maintes reprises N.N. Pariiskii (voir par exemple [25]), l'appréciation définitive de l'inconstance régionale de valeurs δ ne pourra être faite qu'après avoir tenu compte de l'influence des marées océaniques. La première estimation de l'influence des marées océaniques a été faite par B.P. Pertsev [26] uniquement pour l'onde M_2 , à cause du manque de données suffisantes sur les marées océaniques pour les autres ondes. L'étude de B.P. Pertsev montre que l'influence des marées terrestres est importante même en Asie Centrale et sa prise en considération dans la première approximation (décomposition des marées océaniques en fonction sphériques

* [18] renferme une réduction plus complète que [19]

jusqu'au 16ème ordre, 289 termes) égalise la différence dans les valeurs δ en Asie Centrale et dans la partie européenne de l'URSS. Avec la correction de B.P. Pertsev, nous avons Talgar, Tachkent, Frounze : $\delta (M_2) = 1,154 - 0,014 = 1,140$; Kiev, Poulkovo, Krasnaïa - Pakhra : $\delta (M_2) = 1,198 - 0,059 = 1,139$.

Il est très intéressant de remarquer que la valeur de δ obtenue après l'introduction des corrections probables dues aux marées océaniques lointaines, soit sensiblement plus petite que celle dont on tient compte habituellement.

Comme on le voit par la table 1, le déphasage des variations de marées observées de la force de pesanteur $\Delta\phi$ par rapport à la phase de la marée statique pour les ondes semi-diurnes a été obtenu avec une grande sûreté. On a obtenu en moyenne pour les deux gravimètres :

$$\Delta\phi(M_2) = - 3^{\circ}3 \pm 0^{\circ}01_6, \quad \Delta\phi(S_2) = - 4^{\circ}5 \pm 0^{\circ}1$$

(L'intervalle nettement perturbé dans la période du XII 1962 - I 1963 pour $\Delta\phi(S_2)$ pour les deux gravimètres est naturellement exclu).

La moyenne pondérée est pour les ondes semi-diurnes :

$$\Delta\phi(M_2, S_2) = - 4^{\circ}1 \pm 0^{\circ}1$$

Pour les ondes diurnes :

$$\Delta\phi(O_1) = - 1^{\circ}2 \pm 0^{\circ}3, \quad \Delta\phi(K_1) = 1^{\circ}2 \pm 0^{\circ}2$$

et

$$\Delta\phi(O_1, K_1) = 1^{\circ}2 \pm 0^{\circ}2$$

Le retard instrumental de ces gravimètres, déterminé par V.A. Volkov [27] par l'analyse de la courbe de rétablissement de l'enregistrement lors du déplacement du ressort de mesure, donne les valeurs suivantes $\Delta\phi$ instr. :

Ondes	M_2	S_2	O_1	K_1
Gravimètre 126	- 2,8	- 2,9	- 1,4	- 1,5
Gravimètre 134	- 3,2	- 3,3	- 1,6	- 1,7
Moyenne	- 3,0	- 3,2	- 1,5	- 1,6

Après avoir tenu compte de ces retards instrumentaux nous obtenons à Talgar en moyenne pour les deux gravimètres :

$$\Delta\phi(M_2) = - 0,3, \quad \Delta\phi(S_2) = - 1,3, \quad \Delta\phi(M_2, S_2) = - 0,8$$

et pour les ondes diurnes :

$$\Delta\phi(O_1) = + 0,3, \quad \Delta\phi(K_1) = + 0,3, \quad \Delta\phi(O_1, K_1) = + 0,3$$

L'effet de résonance de l'onde de marée K_1 avec la nutation journalière de Sloudsky - Hough [15] et [16] apparaît, comme on le sait, dans la diminution de la valeur $\delta(K_1)$ en comparaison avec les valeurs δ pour les autres ondes.

Nous obtenons pour toutes les données de la table 1

$$\Delta = \delta(O_1) - \delta(K_1) = 0,020 \pm 0,009.$$

Après l'élimination des intervalles perturbés nous obtenons :

$$\Delta = \delta(O_1) - \delta(K_1) = + 0,028 \pm 0,005.$$

En déterminant les valeurs de Δ uniquement pour 18 valeurs obtenues par des séries indépendantes de 18 mois, nous obtiendrons :

$$\text{pour le gravimètre 126} \quad \Delta_{126} = + 0,028 \pm 0,005_2,$$

$$\text{pour le gravimètre 134} \quad \Delta_{134} = + 0,007 \pm 0,008_6$$

ou, en moyenne, avec les poids $p = 1/\epsilon^2$ et $\epsilon_\Delta = \epsilon_1 \epsilon_2 / \sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2}$

$$\Delta = + 0,022 \pm 0,004$$

Enfin, pour diminuer l'influence des erreurs des coefficients d'étalonnage, nous avons composé les valeurs Δ pour chacune des 19 séries moyennées en 5 jours sur la base desquelles est composée la table 3 et nous avons déterminé les erreurs ϵ_1 et ϵ_2 d'après la convergence intrinsèque des valeurs Δ pour ces 19 séries. Dans ce cas

$$\text{pour le gravimètre 126} \quad \Delta_1 = + 0,031 \pm 0,004_3$$

$$\text{pour le gravimètre 134} \quad \Delta_1 = 0,008 \pm 0,007_9$$

$$\text{en moyenne} \quad \Delta = + 0,026 \pm 0,003_7$$

Comme nous le voyons, les résultats sont assez stables par rapport aux différents procédés de moyennisation et concordent bien dans les limites des erreurs estimées avec la valeur théorique $\Delta = 0,022$ obtenue par M.S. Molodenskii pour son modèle M.P. Cependant l'utilisation de la valeur Δ pour le choix entre les différents modèles de structure de la Terre n'est possible que lors de l'augmentation d'un demi-ordre de précision de sa détermination.

En conclusion, nous remercions tous ceux qui nous ont aidé dans notre travail : I.L. Nersesov, chef de l'expédition de séismologie (E.C.S.) à Talgar, B.P. Pertsev et M.V. Kousnietsov qui ont pris part dans les observations, V.V. Jarkov et N.M. Ponkpatova qui ont participé à la réduction et G.S. Prochorobskii qui a aidé au montage de la station et aux observations.

Edité le 18-IV-1966.

BIBLIOGRAPHIE

1. BARSENKOV S.N., VOLKOV V.A., GRIDNIEV D.G., KRAMER M.V., PARIISKII N.N.
Variations de marées de la force de pesanteur à Talgar déterminées par la méthode glissante pour des observations de 19 mois avec deux gravimètres.
Publ. "Marées Terrestres et structure interne de la Terre" "Naouka", 1966.
2. PARIISKII N.N., GRIDNIEV D.G., BARSENKOV S.N., SARITCHEVA You. K., KRAMER M.V.
Variations de marées de la force de pesanteur à Tachkent.
Publ. "Etude des marées terrestres, (gravimétrie)" Sér. AGI, M, Edit. Ac. des Sc. URSS, N° 3,9, 1963.
BIM N° 38, pp. 1298 - 1330, 1964.
3. IVANOVA M.V.
Comparaison des différentes méthodes pour combler les lacunes dans les observations des marées terrestres.
Publ. "Etude des marées terrestres (gravimétrie)" Sér. AGI, Edit. Ac. des Sc. URSS, 3, 110, 1963.
BIM N° 36 pp. 1205 - 1209 1964.
4. PERTSEV B.P.
Essai de détermination des coefficients d'étalonnage de l'enregistrement lors des observations de marées de la force de pesanteur.
Publ. "Recherches gravimétriques" Sér. AGI, M. Edit. Ac. des Sc. URSS, N° 1, 34, 1960.
5. DOBROCHOTOV You. S.
Erreurs de détermination du coefficient d'étalonnage pendant l'enregistrement des marées, dues à la dérive du gravimètre.
Publ. "Etude des marées terrestres (gravimétrie)" Série AGI, M, Edit. Ac. des Sc. URSS, N° 392, 1963.
BIM N° 36 pp. 1198 - 1204, 1964.

6. BARSENKOV S.N.
Analyse spectrale des variations de marées de la force de pesanteur à Talgar.
Edit. Ac. des Sc. d'URSS, Sér. Physique de la Terre, N° 3, 1967.
7. PERTSEV B.P.
Analyse harmonique des marées élastiques.
Edit. Ac. des Sc. d'URSS Sér. géophysique, N° 8, 1958.
8. PERTSEV B.P.
Sur le calcul de la dérive dans les observations des marées élastiques.
Izvestia Ac. des Sc. d'URSS Série Géophysique, N° 4, 1959.
9. BALENKO V.G. et ZACHARTCHENKO S.N.
Quelques problèmes concernant la comparaison des méthodes d'analyse harmonique des marées terrestres.
Trav. de l'Observatoire Gravimétrique de Poltava, Edit. Ac. des Sc. d'Ukraine 10, 20, 1961.
BIM N° 31 pp. 801 - 819 1963.
10. KRAMER M.V.
De la question de l'influence des erreurs accidentelles des observations sur les résultats de la détermination des amplitudes et des phases des ondes de marées élastiques.
Publ. "Variations de marées de la force de pesanteur" Institut de Physique de la Terre, Ac. des Sc. d'URSS, page 83, M. "Naouka" 1964.
11. KRAMER M.V.
On the effect of chance errors of observations upon the results of determination of amplitudes and phases of elastic tidal waves.
Obs. Roy. Belg., Comm. N° 236, S. Géoph. N° 69, Ve Symp. Int. sur les Marées terrestres, pp. 426 - 437, 1964.
12. SARITCHEVA You. K.
De la question de la différence dans les valeurs de δ obtenues par l'analyse harmonique par la méthode de Lecolazet.
Publ. "Variations de marées de la force de pesanteur" Institut de Physique de la Terre. Ac. des Sc. URSS, p. 11, "Naouka" 1964.
13. SARITCHEVA J.K.
Sur la dispersion des valeurs du facteur δ , obtenu par la méthode de R. Lecolazet.
Ve Symp. Int. sur les Marées terrestres. Obs. Roy. Belg., Comm. N° 236, Ser. Geoph., N° 69, p. 421, 1964.
14. JOBERT G.
Sur les filtres numériques utilisés dans l'analyse harmonique.
Marées terrestres Bull. d'Inform., N° 37, I.IX.1964.
15. PARNSKII N.N.
Correction des accélérations verticales lors des observations des variations de marées de la force de pesanteur.
Publ. "Recherches grav." Sér. AGI Edit. Ac. des Sc. d'URSS. N° 1, 39, 1960.

16. MOLODENSKII M.S.
Théorie de la nutation et des Marées terrestres diurnes
Edit. Ac. des Sc. URSS, 1961.
Comm. Observ. Royal Belgique, N° 188, S. Géoph. 58, pp. 25 - 56, 1961
17. PARIISKII N.N.
Sur la découverte de la nutation diurne de la Terre.
Revue Astronomique, 40, N° 3, 1963.
18. PARIISKII N.N.
Observations des marées terrestres en URSS de juin 1957 à juin 1960
Marées terrestres. Bull. d'Inf. N° 21, 30 IX p. 371, 1961.
19. PARIISKII N.N., PERTSEV B.P., GRIDNIEV D.G., KRAMER M.V. et BARSENKOV S.N.
Variations de marées de la force de pesanteur à Alma-Ata,
"Recherches gravimétriques" page 27 Edit. Ac. des Sc. URSS, 1960 (données plus complètes en [17]).
20. NAKAGAWA J.
Some problems on time change of gravity.
Disaster prevention research institute, Bulletin, N° 53, p. 2, 1962
21. PARIISKII N.N., GRIDNIEV D.G., BARSENKOV S.N., SARITCHEVA You, K. et KRAMER M.V.
Variations de marées de la force de pesanteur à Tachkent.
"Etude des marées terrestres (gravimétrie)" N° 3, Edit. Ac. des Sc. URSS p. 9, 1963
BIM N° 38, pp. 1298 - 1330 1964.
22. BARSENKOV S.N., VOLKOV V.A., GRIDNIEV D.G., PARIISKII N.N.
Variations de marées de l'accélération de la force de pesanteur à Frounze.
Publ. "Variations de marées de la force de pesanteur" Inst. de Phys. de la Terre. Ac. des Sc. URSS, "Naouka" page 3, 1964.
BIM N° 47, pp. 1962 - 1965 . 1967.
23. DOBROCHOTOV You., S. LISSENKO V.Y.
Observations des variations de marées de la force de pesanteur à Kiev.
Publ. "Etude des Marées terrestres (gravimétrie)". Edit. Ac. des Sc. URSS N° 3, p. 40, 1963.
BIM N° 39 pp. 1385 - 1398 1965.
24. PARIISKII N.N.
The regional heterogeneity of the mantle as revealed by Earth-Tide observations.
Tectonophysics, T. 1, 5 p. Ser. 439, 1964.
25. PARIISKII N.N.
Marées terrestres et structure interne de la Terre.
Ed. Ac. des Sc. URSS. Sér. Géophys. N° 2, 1963
BIM N° 33, pp. 913 - 940. 1963.

26. PERTSEV B.P.

Sur l'influence des marées océaniques sur les variations de marées de la force de pesanteur.

Edit. Ac. des Sc. URSS Sér. Physique de la Terre, N° 10, 1966

BIM N° 47. pp. 1955 - 1961, 1967.

27. VOLKOV V.A.

Détermination des caractéristiques de phases des systèmes enregistreurs de marées gravimètre - galvanomètre.

Publ. "Variations de marées de la force de pesanteur" Inst. de Physique de la Terre. Ac. des Sc. URSS. "Naouka" page 71, 1964.

Traduction

ANALYSE SPECTRALE DES VARIATIONS DE MAREE DE LA PESANTEUR A TALGAR

S.N. Barsenkov

Ac. Sc. URSS Physique de la Terre 3 Moscou 1967.

СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ПРИЛИВНЫХ ВАРИАЦИЙ
СИЛЫ ТЯЖЕСТИ В ТАЛГАРЕ.

С. Н. Барсенков.

Ак. Наук СССР Физика Земли -3- Москва - 1967

On a effectué l'analyse spectrale d'une série d'un an et demi d'observations de la variation de la pesanteur à Talgar par le gravimètre gS-11 dans les domaines des périodes diurnes et semi-diurnes.

Cette analyse a permis de séparer 19 ondes.

On n'a pas découvert dans les domaines indiqués d'onde à caractère étranger aux marées ayant une amplitude de plus de 0,5 μ gal

Les valeurs calculées δ et $\Delta\phi$ sont voisines des valeurs δ et $\Delta\phi$ obtenues par la réduction des mêmes observations par la méthode d'analyse harmonique de B.P. Pertsev. Les divergences dans les valeurs δ atteignent 1 % pour l'onde M₂ - 1,5 % pour l'onde K₁, moins de 1 % pour les ondes S₂, N₂ et O₁. Les divergences dans les valeurs $\Delta\phi$ atteignent 0°8 pour l'onde M₂, 0°0 pour l'onde S₂, 0°4 pour l'onde N₂, 0°3 pour les ondes K₁ et O₁.

Le calcul et l'étude du spectre des variations de la pesanteur dans le temps poursuit deux buts fondamentaux :

1. L'étude de la structure spectrale des séries observées dans le but d'expliquer l'existence ou l'absence dans la zone donnée de fréquences à caractère étranger aux marées.
2. La détermination des valeurs δ et $\Delta\phi$ pour les ondes diurnes et semi-diurnes principales et leur comparaison avec les valeurs obtenues par l'analyse harmonique.

Le spectre des variations de marées de la force de pesanteur a été obtenu par la réduction des observations dans la station de Talgar (à 30 km à l'Est d'Alma-Ata).

Comme données de départ, on s'est servi des observations ininterrompues du gravimètre N° 126 (gS - 11) au cours de 17,6 mois, du 14 novembre 1961 au 20 avril 1963 [1], c'est-à-dire qu'en tout on a soumis à l'analyse spectrale 12.529 ordonnées horaires relevées sur les enregistrements.

Pour comparer le spectre de la marée observée avec le spectre de la marée théorique, on a calculé également le spectre de celle-ci pour le même laps de temps. La marée théorique a été calculée sur ordinateur d'après le programme composé par M.V. Kramer [2] avec une précision supérieure à 0,01 microgal.

FORMULES DE DÉPART

Sur la base de considérations de caractère technique, on a pris comme formules de départ pour le calcul du spectre, les formules de la transformée de Fourier [3]

$$u(\omega) = \frac{1}{L} \int_0^{2L} x(t) \cos \omega t dt,$$

$$v(\omega) = \frac{1}{L} \int_0^{2L} x(t) \sin \omega t dt. \quad (1)$$

Les fonctions $u(\omega)$ et $v(\omega)$ s'appellent respectivement transformées de cosinus et de sinus de Fourier de la fonction de temps $x = t$ égale à

$$x(t) \begin{cases} = f(t) & \text{для } 0 < t < 2L, \\ = 0 & \text{для } t < 0 \text{ и } t > 2L, \end{cases} \quad (2)$$

où

$$f(t) = \sum_{i=1}^l A_i \sin(\omega_i t + \varphi_i). \quad (3)$$

Ici A_i et φ_i sont l'amplitude et la phase de l'onde de fréquence ω_i radian/heure.

Pour diminuer les maxima collatéraux des pics spectraux des ondes séparées [4] on n'a pas calculé les fonctions $u(\omega)$ et $v(\omega)$ mais $\bar{u}(\omega)$ et $\bar{v}(\omega)$ qui constituent les transformées de cosinus et de sinus de Fourier de la fonction $\bar{x}(t)$:

$$\bar{x}(t) = x(t) h_2(t), \quad (4)$$

où la fonction $h_2(t)$ s'appelle fenêtre de temps de Hann [4] qui, dans notre cas, a la forme :

$$h_2(t) \begin{cases} = \frac{1}{2} \left(1 - \cos \frac{\pi t}{L} \right) & \text{для } 0 < t < 2L, \\ = 0, & \text{для } t < 0 \text{ и } t > 2L. \end{cases} \quad (5)$$

On peut démontrer que le calcul des fonctions $\bar{u}(\omega)$ et $\bar{v}(\omega)$, en utilisant (1), peut être effectué par les formules :

$$\begin{aligned}\bar{u}(\omega) &= \frac{1}{2}u(\omega) - \frac{1}{4}\left[u\left(\omega - \frac{\pi}{L}\right) + u\left(\omega + \frac{\pi}{L}\right)\right], \\ \bar{v}(\omega) &= \frac{1}{2}v(\omega) - \frac{1}{4}\left[v\left(\omega - \frac{\pi}{L}\right) + v\left(\omega + \frac{\pi}{L}\right)\right].\end{aligned}\quad (6)$$

Enfin, de la relation (6), on peut obtenir le spectre d'amplitude $\bar{A}(\omega)$ et le spectre de phase $\bar{\phi}(\omega)$ [5] :

$$\bar{A}(\omega) = \sqrt{\bar{u}^2(\omega) + \bar{v}^2(\omega)}, \quad (7)$$

$$\bar{\phi}(\omega) = \arctg\left(-\frac{\bar{v}(\omega)}{\bar{u}(\omega)}\right). \quad (8)$$

Si la fonction de temps $x(t)$ de départ est donnée sous la forme de tables d'ordonnées prises à des laps de temps égaux, le calcul du spectre se ramène au problème de l'intégration numérique des formules (1) avec l'emploi successif des formules (6), (7) et (8).

REDUCTION INITIALE DES ORDONNEES

Les ordonnées lues à chaque heure ne peuvent être employées directement pour le calcul du spectre mais doivent être soumises à une réduction préliminaire qui consiste à appliquer les opérations suivantes :

$$x_t = (y_t + \Delta H_t + \Delta S_t)C_t - D_t \quad (t = 0, 1, 2, \dots) \quad (9)$$

x_t sont les ordonnées corrigées utilisées pour le calcul du spectre; y_t sont les ordonnées mesurées; ΔH_t sont les corrections de non-linéarité de l'échelle du galvanomètre; ΔS_t sont les corrections d'écarts ou de sauts réduisant les ordonnées à une seule origine; C_t est le coefficient d'étalonnage variable convertissant en milligals toutes les ordonnées mesurées en millimètres. Contrairement à la réduction des mêmes données effectuée par analyse harmonique [1] où l'on a utilisé des coefficients d'étalonnage constants au cours d'un mois, les coefficients varient ici d'une heure à l'autre comme décrit en [7]; D_t sont les corrections de la dérive.

Le calcul de ces corrections, à l'exception des corrections de non-linéarité de l'échelle du galvanomètre, a été effectué par le même procédé que pour la préparation des données à l'analyse harmonique et a été décrit précédemment [6-8].

Les corrections de non-linéarité de l'échelle du galvanomètre ont été calculées par un procédé un peu différent. La correction de non-linéarité a été introduite dans l'ordonnée y_{t_1} de la façon suivante. Soient $\delta_1(y)$ et $\delta_2(y)$ les corrections de non-linéarité de l'échelle pour les déterminations aux époques t_1 et t_2 , où $t_1 < t_2$. Alors la correction ΔH_{t_1} pour l'ordonnée y_{t_1} ($t_1 < t_1 < t_2$) aura la forme

$$\Delta H_{t_i} = p_1 \delta_1(y_{t_i}) + p_2 \delta_2(y_{t_i}), \quad (10)$$

où

$$p_1 = \frac{P-p}{P}, \quad p_2 = \frac{p}{P}, \quad P = t_2 - t_1, \quad p = t_i - t_1. \quad (11)$$

FORMULES DE TRAVAIL.

Pour calculer les fonctions $u(\omega)$ et $v(\omega)$ on a pris les formules de l'intégration numérique de Filon [9]. Les valeurs de départ pour le calcul des intégrales (1) sont constituées par $2n + 1$ des ordonnées x_t ($t = 0, 1, 2, \dots, 2n$) lues à chaque heure sur les enregistrements ($\Delta t = 1$ heure).

Comme dans la suite nous passerons des fonctions $u(\omega)$ et $v(\omega)$ aux fonctions $\bar{u}(\omega)$ et $\bar{v}(\omega)$, on ne peut pratiquement pas tenir compte dans les formules de Filon de la correction de la première et de la dernière ordonnées. C'est pourquoi, les formules de Filon auront pour notre cas la forme

$$u_j^* = \beta_j S_j + \gamma_j Q_j, \quad v_j^* = \beta_j \bar{S}_j + \gamma_j \bar{Q}_j, \quad (12)$$

$$(j = 0, 1, \dots, m),$$

où

$$u_j^* = nu_j, \quad v_j^* = nv_j, \quad (13)$$

$$\beta_j = 2 \left(\frac{1 + \cos^2 \theta_j}{\theta_j^2} - \frac{\sin \theta_j}{\theta_j^3} \right), \quad \gamma_j = 4 \left(\frac{\sin \theta_j}{\theta_j^3} - \frac{\cos \theta_j}{\theta_j^2} \right), \quad (14)$$

$$\theta_j = \Delta t \omega_j, \quad (15)$$

et ensuite

$$S_j = \sum_{r=1}^n x_{2r} \cos 2r \omega_j, \quad \bar{S}_j = \sum_{r=1}^n x_{2r} \sin 2r \omega_j, \quad (16)$$

$$Q_j = \sum_{r=1}^n x_{2r-1} \cos (2r-1) \omega_j, \quad \bar{Q}_j = \sum_{r=1}^n x_{2r-1} \sin (2r-1) \omega_j.$$

La fréquence ω_j , à laquelle correspondent les fonctions u_j^* et v_j^* , se calcule d'après la formule :

$$\omega_j = \omega_{init.} + j\Delta\omega \quad (j = 0, 1, 2, \dots, m) \quad (17)$$

où $\omega_{init.}$ est la fréquence initiale, $\Delta\omega$ est le pas en fréquence.

L'application directe des formules (12) pour le calcul sur l'ordinateur a été impossible étant donné la grande quantité d'ordonnées x_t et la limitation de mémoire de l'ordinateur.

Pour surmonter cette difficulté, toutes les données numériques x_t ($t = 0, 1, \dots, 2n$) ont été réparties en 9 groupes successifs comprenant chacun $2k$ ordonnées (dans la dernière partie, le programme a admis l'utilisation de moins de $2k$ ordonnées).

On peut alors représenter les sommes (16) de la façon suivante :

$$\begin{aligned} S_j &= S_{1j} + S_{2j} + \dots + S_{qj}, & \bar{S}_j &= \bar{S}_{1j} + \bar{S}_{2j} + \dots + \bar{S}_{qj}, \\ Q_j &= Q_{1j} + Q_{2j} + \dots + Q_{qj}, & \bar{Q}_j &= \bar{Q}_{1j} + \bar{Q}_{2j} + \dots + \bar{Q}_{qj} \end{aligned} \quad (18)$$

$(j = 0, 1, 2, \dots, m),$

les sommes partielles S_{ij} et Q_{ij} ($i = 1, 2, \dots, q$) sont constituées de la façon suivante :

$$\begin{aligned} S_{1j} &= \sum_{r=1}^k x_{2r} \cos 2r\omega_j, & Q_{1j} &= \sum_{r=1}^k x_{2r-1} \cos (2r-1)\omega_j, \\ S_{2j} &= \sum_{r=k+1}^{2k} x_{2r} \cos 2r\omega_j, & Q_{2j} &= \sum_{r=k+1}^{2k} x_{2r-1} \cos (2r-1)\omega_j, \\ &\dots & & \dots \\ S_{qj} &= \sum_{r=(q-1)k+1}^n x_{2r} \cos 2r\omega_j, & Q_{qj} &= \sum_{r=(q-1)k+1}^n x_{2r-1} \cos (2r-1)\omega_j \end{aligned} \quad (19)$$

$(j = 0, 1, 2, \dots, m).$

Les sommes partielles \bar{S}_{ij} et \bar{Q}_{ij} ($i = 1, 2, \dots, q$) sont composées de façon analogue par remplacement des cosinus par les sinus.

On peut représenter les formules (12) de la façon suivante :

$$\begin{aligned} u_j^* &= (\beta_j S_{1j} + \gamma_j Q_{1j}) + (\beta_j S_{2j} + \gamma_j Q_{2j}) + \dots + (\beta_j S_{qj} + \gamma_j Q_{qj}), \\ v_j^* &= (\beta_j \bar{S}_{1j} + \gamma_j \bar{Q}_{1j}) + (\beta_j \bar{S}_{2j} + \gamma_j \bar{Q}_{2j}) + \dots + (\beta_j \bar{S}_{qj} + \gamma_j \bar{Q}_{qj}) \end{aligned} \quad (20)$$

où

$$\begin{aligned} u_j^* &= u_{1j} + u_{2j} + \dots + u_{qj}, \\ v_j^* &= v_{1j} + v_{2j} + \dots + v_{qj} \\ &(j = 0, 1, \dots, m). \end{aligned} \quad (21)$$

Ici

$$\begin{aligned} u_{ij} &= (\beta_j S_{ij} + \gamma_j Q_{ij}), \quad v_{ij} = (\beta_j \bar{S}_{ij} + \gamma_j \bar{Q}_{ij}) \\ &(i = 1, 2, \dots, q). \end{aligned} \quad (22)$$

Après introduction en mémoire de la première partie $2k$ des ordonnées, on calcule les fonctions u_{1j} et v_{1j} ($j = 0, 1, \dots, m$) ; après introduction de la deuxième partie $2k$ des ordonnées, on calcule les fonctions u_{2j} et v_{2j} etc

On peut soit conserver les valeurs u_{1j} , et v_{1j} calculées de cette façon en mémoire, soit perforer sur cartes. Après le calcul de toutes les fonctions u_{ij} et v_{ij} ($j = 0, 1, 2, \dots, m$ et $i = 1, 2, \dots, q$) on calcule les fonctions u_j^* et v_j^* , en utilisant (21).

On applique ensuite la fenêtre spectrale de Hann (voir formules (6)) :

$$2\bar{u}_j^* = u_j^* - \frac{1}{2}[u_{j-c}^* + u_{j+c}^*], \quad 2\bar{v}_j^* = v_j^* - \frac{1}{2}[v_{j-c}^* + v_{j+c}^*]. \quad (23)$$

et on calcule les spectres d'amplitude et de phase

$$\bar{A}_j = 2\bar{A}_j = \frac{1}{n} \sqrt{(2\bar{u}_j^*)^2 + (2\bar{v}_j^*)^2}, \quad (24)$$

$$\tilde{\varphi}_j = \text{arc tg} \left[-\frac{2\bar{v}_j^*}{2\bar{u}_j^*} \right]. \quad (25)$$

Les fonctions $u_{j \pm c}^*$ et $v_{j \mp c}^*$ utilisées en (23) correspondent aux fréquences $\omega_{j \mp c} = \omega_{j \pm c} \Delta\omega$,
où

$$c\Delta\omega = \frac{\Pi}{n}, \quad (26)$$

c est le nombre entier.

On voit ainsi que le pas en fréquence $\Delta\omega$, lors d'une analyse utilisant la fenêtre de Hann, n'est pas arbitraire. Et en outre, si nous avons m valeurs de la fonction u_j^* ou v_j^* , alors par la fonction \bar{u}_j^* ou \bar{v}_j^* ce sera $m - 2c$.

-
1. On prend le facteur 2 pour les fonctions \bar{u}_j^* et \bar{v}_j^* parce que lors de la séparation de l'onde de fréquence ω_j , la hauteur de son pic spectral avec la fenêtre de Hann est 2 fois plus petite que la hauteur du pic avec une fenêtre rectangulaire [4].

CALCUL DU SPECTRE ET RESULTATS DE L'ANALYSE

On a composé d'après les formules données plus haut, le programme de calcul du spectre sur ordinateur M-20. Le spectre se calcule dans deux domaines de fréquences :

1) pour les ondes de périodes diurnes -

$$\omega_{init} = 0,214500 \text{ rad./heure,}$$

m (quantité de points du spectre) = 340

$$(21^h,4480 < T^h < 29^h,2922) ;$$

2) pour les ondes de périodes semi-diurnes -

$$\omega_{init} = 0,470000 \text{ rad./heure, } m = 280$$

$$(11^h,6363 < T^h < 13^h,3685)$$

le pas en fréquence $\Delta\omega$ se calcule d'après la formule (26) pour $c = 2$, c'est-à-dire

$$\Delta\omega = \frac{\Pi}{2.6264} = 0,00025076568 \text{ rad/heure.}$$

Nous représentons sur la figure 1 le spectre d'amplitude pour les ondes diurnes et sur la figure 2 le spectre d'amplitude pour les ondes semi-diurnes.

Sur chaque figure la courbe supérieure correspond à la marée observée et la courbe inférieure à la marée théorique.

Les amplitudes spectrales \bar{A}_k (ou plus précisément les densités d'amplitude spectrales) sont portées en microgals en axe vertical : les fréquences en cycles f_j , égales à

$$f_j = \frac{\omega_j}{2\Pi} \quad \frac{\text{cycl.}}{\text{heure}} \quad (27)$$

sont portées en axe horizontal.

Par comparaison des spectres des marées observées et théoriques on constate que l'analyse sépare les groupes d'ondes suivants :

1. Dans l'étendue des fréquences diurnes, 10 ondes :

$2Q_1, \sigma_1, Q_1$ et ρ_1, O_1, M_1, P_1 et K_1, J_1 et OO_1 : parmi elles Q_1 et ρ_1 et également P_1 et K_1 ont été séparées incomplètement.

2. Dans l'étendue des fréquences semi-diurnes, 9 ondes :

$\mu Ns_2, 2N_2, N_2, \nu_2, M_2, L_2, S_2, K_2$ et J_2 (la dernière est séparée avec très peu de certitude). N_2 et ν_2 et également S_2 et K_2 sont séparées incomplètement.

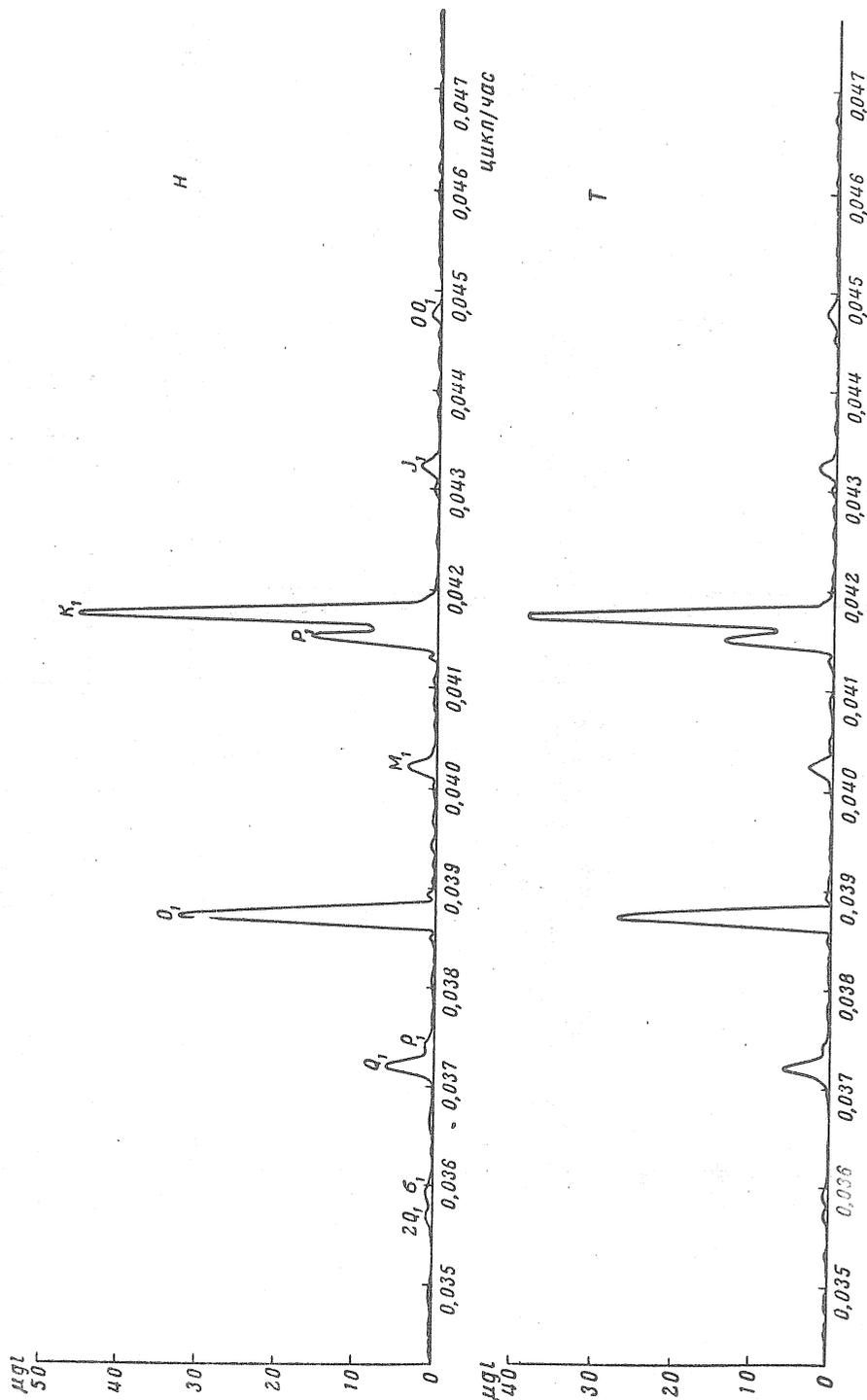


Fig. 1. Spectre des marées diurnes :

H. Graphique du spectre des valeurs observées des variations de marées de la pesanteur ;

T. est le graphique du spectre des valeurs théoriques des variations de marées de la pesanteur.

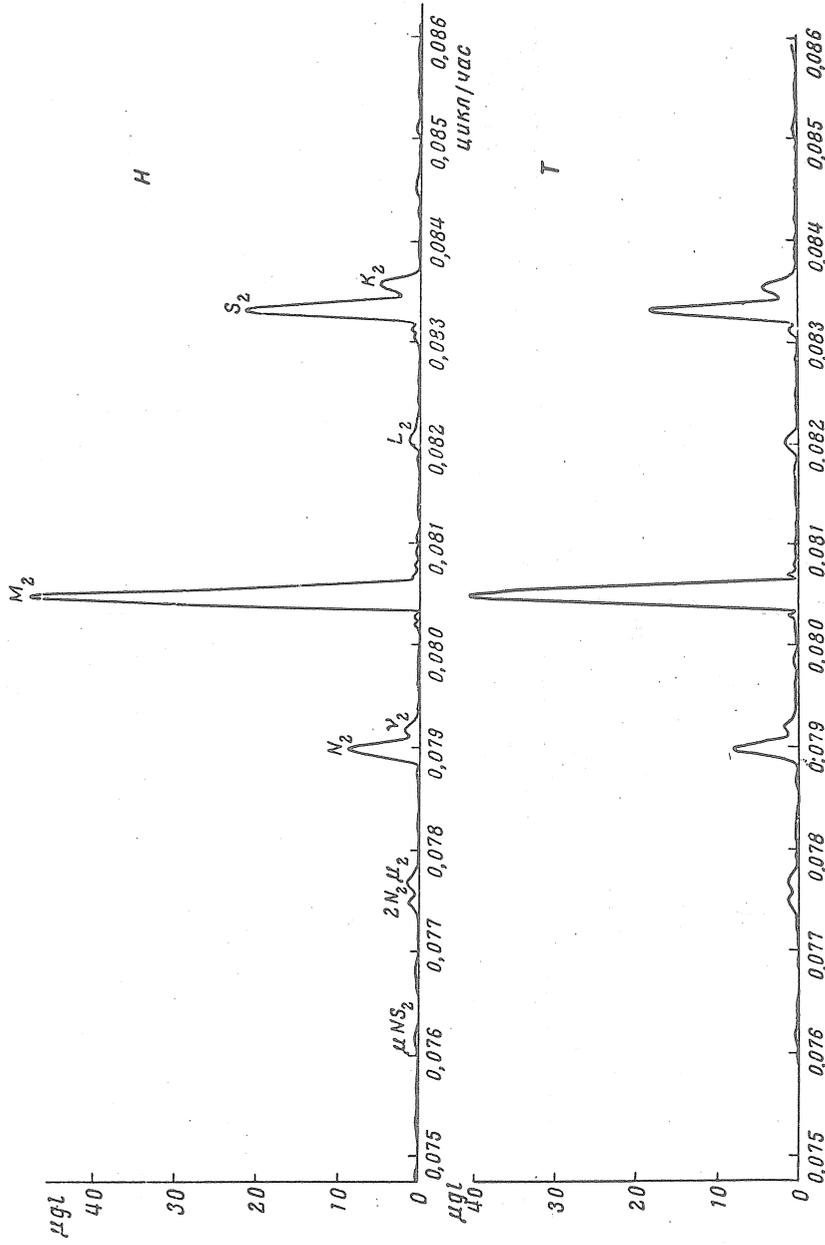


Fig. 2. Spectre des marées semi-diurnes.

H est le graphique du spectre des valeurs observées des variations de marées de la pesanteur ;

T est le graphique du spectre des valeurs théoriques des variations de marées de la pesanteur.

Il y a aussi de petits rejaillissements sur les spectres des marées observées qui s'expliquent apparemment par le bruit dans les observations. Sous cette réserve, on observe une bonne concordance entre les spectres des marées observée et théorique car les ondes d'amplitudes de plus de 0,5 μgal , sans caractère de marées, manquent dans les étendues de fréquences données.

On a déterminé d'après le spectre calculé les valeurs de δ et $\Delta\phi$ d'après les formules :

$$\delta = \bar{A}_k^H / \bar{A}_k^T, \tag{28}$$

$$\Delta\phi = \bar{\phi}_k^H - \bar{\phi}_k^T. \tag{29}$$

Ici \bar{A}_k^H et $\bar{\phi}_k^H$ sont l'amplitude et la phase spectrales dans le spectre de la marée observée pour la fréquence $f_k = \omega_k / 2 \pi$ à laquelle correspond le point maximum sur chaque pic du spectre d'amplitude, et \bar{A}_k^T et $\bar{\phi}_k^T$ sont les mêmes valeurs dans le spectre de la marée théorique.

Table 1.

Valeurs δ et $\Delta\phi$ pour les ondes diurnes

N ^o n/n	Groupe d'ondes	f	$\bar{j}_j, u/r$	$\bar{A}_j^H, \mu\text{gl}$	$\bar{A}_j^T, \mu\text{gl}$	$\bar{\phi}_j^H$	$\bar{\phi}_j^T$	δ	$\Delta\phi^\circ (\pi-\tau)$
1	K_1	191	0,041761	45,939	39,179	161,0	162,0	1,172	-1,0
2	O_1	115	0,038728	32,533	27,331	306,8	307,8	1,190	-1,0
3	P_1	186	0,041562	16,395	14,095	72,1	74,2	1,163	-2,1
4	Q_1	77	0,037212	6,060	5,082	331,4	335,0	1,192	-3,6
5	M_1	153	0,040245	3,632	2,991	72,2	76,4	1,214	-4,2
6	J_1	223	0,043278	2,347	2,118	29,1	29,2	1,108	-0,1
7	ρ_1	82	0,037411	1,375	0,943	132,8	133,5	1,458	-0,7
8	OO_1	268	0,044835	1,260	1,040	255,8	259,8	1,212	-4,0
9	$2Q_1$	39	0,035635	0,840	0,641	7,2	3,2	1,312	-4,0
10	σ_1	44	0,035895	0,939	0,767	148,5	166,5	1,225	-18,0

Presque chaque pic du spectre calculé représente non pas une onde mais un groupe d'ondes voisines en fréquence qui ne peuvent pas être séparées sur la longueur donnée 2 L. C'est pourquoi, l'application des formules (28) et (29) n'est valable que dans l'hypothèse où les rapports d'amplitude et les écarts de phase de ces ondes voisines en fréquence soient les mêmes dans les marées observée et théorique.

La similitude des spectres des marées observée et théorique, représentés sur la figure 2 donne une raison de supposer que l'hypothèse émise plus haut est apparemment juste.

Nous donnons dans les tables 1 et 2 les valeurs de δ et $\Delta\phi$ pour les ondes diurnes et semi-diurnes. La seconde colonne de chaque table donne les ondes principales du groupe séparé, la troisième colonne donne les valeurs j, numéro d'ordre du pas de fréquence (pour le point maximum sur chaque pic (voir (28)).

Table 2.

Valeurs δ et $\Delta\phi$ pour les ondes semi-diurnes

N ^o III	Groupe d'ondes	j	\bar{f}_j , u/c	\tilde{A}_j^{II} , μgl	\tilde{A}_j^{T} , μgl	$\tilde{\phi}_j^{\text{II}}$	$\tilde{\phi}_j^{\text{T}}$	δ	$\Delta\phi$ (II-T)
1	M_2	143	0,080497	48,341	40,858	317,2	320,1	1,183	-2,9
2	S_2	214	0,083344	21,508	18,288	96,3	100,2	1,177	-5,7
3	N_2	105	0,078993	8,910	7,643	346,4	350,2	1,164	-3,8
4	K_2	220	0,083583	5,028	3,940	170,3	170,4	1,200	-0,1
5	μ_2	72	0,077676	1,439	1,167	171,8	180,2	1,226	-8,4
6	L_2	181	0,082027	1,134	1,224	151,1	144,5	0,925	+6,6
7	$2N_2$	67	0,077477	1,129	0,996	14,2	22,5	1,132	-9,3
8	μN_{S_2}	34	0,076160	0,415	0,268	223,5	212,3	1,518	+11,2

La quatrième colonne donne les fréquences en cycles pour ces valeurs. Les cinquième, sixième, septième et huitième colonnes donnent les valeurs des amplitudes et des phases spectrales pour la fréquence f_j respectivement pour les marées observée et théorique.

Ces observations ont été soumises à l'analyse harmonique. La table 3 donne la comparaison des valeurs δ et $\Delta\phi$ obtenues par l'analyse harmonique (1ère ligne) et par l'analyse spectrale (2ème ligne) (pour les autres ondes de marées).

Table 3.

Comparaison des résultats des analyses harmonique et spectrale.

N ^o	Onde Méthode		δ					$\Delta\phi$				
			M_2	S_2	N_2	K_1	O_1	M_2	S_2	N_2	K_1	O_1
1	r.	a	1,172	1,185	1,167	1,154	1,189	-3,1	-5,7	-3,4	-1,3	-0,7
2	c.	a	1,183	1,177	1,164	1,172	1,190	-2,9	-5,7	-3,8	-1,0	-1,0

Cette table montre que les désaccords dans les valeurs δ pour les mêmes ondes représentent environ 1 % (à l'exception de l'onde K_1) et les divergences en $\Delta\phi$ ne dépassent pas 0,4.

On peut expliquer ces désaccords (outre la différence de principes entre les analyses harmonique et spectrale) par le fait que les corrections dans les ordonnées à la non-linéarité de l'échelle du galvanomètre et que les coefficients d'étalonnage ont été moyennés d'une façon un peu différente comme on l'a dit plus haut.

En conclusion, l'auteur exprime sa profonde reconnaissance à N.N. Pariiskii et à B.P. Pertsev pour leurs conseils utiles, à M.V. Kramer pour son aide dans la composition du programme pour l'ordinateur et également à V.V. Jarkov et N.M. Ponkratova pour leur aide dans les calculs.

BIBLIOGRAPHIE

1. N.N. PARIISKII, S.N. BARSENKOV, V.A. VOLKOV, D.G. GRIDNIEV, M.V. KRAMER
Résultats des observations de 19 mois de marées terrestres à Talgar.
Izvestia Ac. des Sc. URSS Sér. Phys. de la Terre, N° 2, 1967.
BIM N° 50 pp. 2270 - 2287 1968.
2. M.V. KRAMER
Tables des variations de marées de la force de pesanteur provenant de la Lune et du Soleil pour la Terre absolument rigide en 1962.
Inst. Phys. de la Terre Ac. des Sc. 1962
3. A. ANGO
Mathématique pour électro et radio ingénieurs.
Edit. "Naouka" 1964.
4. R.B. BLACKMAN, J.W. TUKEY
The Measurement of Power Spectra.
Dover, New York, 1958.
5. A.A. CHARKEVITCH
Spectres et Analyse
1962
6. N.N. PARIISKII, D.G. GRIDNIEV, S.N. BARSENKOV, You.K. SARITCHEVA, M.V. KRAMER
Variations de marées de la force de pesanteur à Tachkent.
Publ. "Etude des marées terrestres" N° 3 Série "Résultats AGI" Edit. Ac. des Sc. URSS 1963.
BIM N° 38, pp. 1298 - 1330 1964.
7. S.V. 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" Edit. "Naouka", 1964.
BIM N° 47 pp. 1962 - 1995 1967.
8. B.P. PERTSEV
Sur le calcul de la dérive lors de l'observation des marées élastiques.
Izvest. Ac. des Sc. URSS Série Géophys. N° 4, 1959.
9. K.Dj. TRANTER
Transformations intégrales dans la physique mathématique.
1956.

DER EINFLUß DER INNENTEMPERATUR DES ASKANIA-GRAVIMETERS GS 11 Nr 116 AUF DIE REGISTRIEREMPFLINDLICHKEIT

Manfred BONATZ

Institut für Theoretische Geodäsie der Universität Bonn.

Die Innentemperatur der Askania-Gravimeter GS 11 und 12 läßt sich zur Anpassung an die Außentemperatur auf die Beträge 25, 35, 40 und 45° C einstellen [1]. Der Heizstrom des inneren und des äußeren Thermostaten kann dabei jeweils in drei Stufen variiert werden. Zur Gezeitenregistrierung wird wegen des Induktionseffektes beim Schalten der Thermostaten [2], [3] der innere Heizkreis zweckmäßig mit kleinstem Strom (Stufe 1) geheizt. Es ist die Frage zu stellen, inwieweit die Registrierempfindlichkeit von der Innentemperatur des Gravimeters beeinflusst wird.

Es sind zwei Effekte zu unterscheiden : einmal der Einfluß der Temperatur auf die Elastizitätsmoduln der Gravimeterfedern d.h. auf den einer Verstellung der Meßspindel zugeordneten Schwereunterschied (Skalenwert f), zum anderen den Einfluß der Temperatur auf das photoelektrische Meßsystem d.h. auf die einer kleinen Lageänderung der Gravimetermasse entsprechende Meßspannung an den Photozellen, also bei Verwendung eines Registriergalvanometers auf die Registrierempfindlichkeit.

Abb. 1 zeigt die für die verschiedenen Innentemperaturen des Gravimeters GS 11 Nr. 116 aus jeweils 5 Kugelleichungen ermittelten Skalenwerte f mit ihren mittleren Fehlern.

Die Raumtemperaturen wurden entsprechend den in [4] nachgewiesenen Ergebnissen auf etwa gleiche Schaltzeiten der Gravimeterthermostaten eingestellt. Die maximale Abweichung der Skalenwerte über den gesamten Innentemperaturbereich beträgt 0,007 [10^{-2} mGal/ 10^{-2} MSkt] (MSkt = Maßstabsskalenteil) entsprechend $1^{\circ}/100$ des Betrages von f : die statistische Sicherheit dieser Maximalabweichung beträgt weniger als 95 % , sie läßt sich daher durch Zufallsstreuungen erklären. Eine Temperaturabhängigkeit des Skalenwertes im Innentemperaturbereich des Gravimeters von 35 bis 45° C ist also nicht nachzuweisen. Das bedeutet, daß sie die Empfindlichkeit des Gravimeter-Federsystems zwischen 35 und 45° C Gravimeterinnentemperatur innerhalb einer

Abb. 1

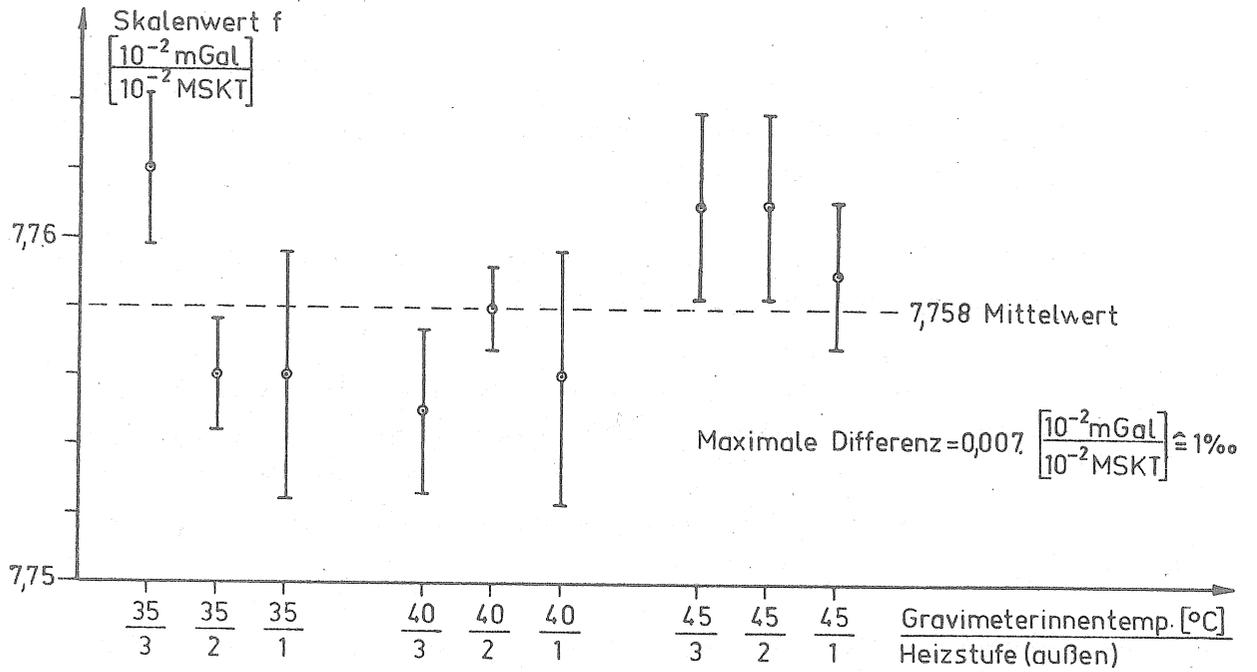
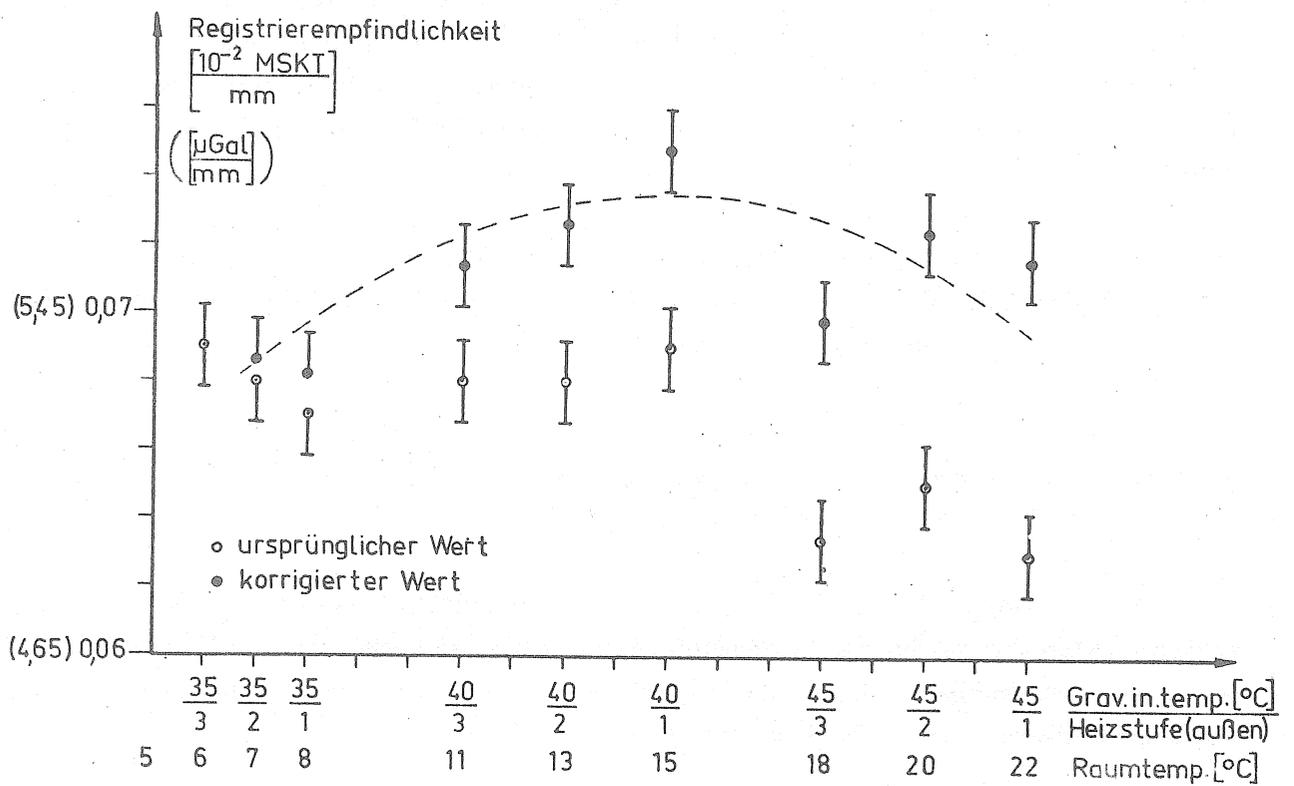


Abb. 2



Toleranz von $1^{\circ}/_{\infty}$ nicht ändert. Daraus folgt, daß bei der Eichung der Gezeitenregistrieranlage durch Verstellung der Meßspindel des Gravimeters ein Fehler aus der Temperaturabhängigkeit des Skalenwertes f praktisch ausgeschlossen werden kann.

Der Einfluß der Innentemperatur des Gravimeters auf die Empfindlichkeit des photoelektrischen Meßsystems des Gravimeters zeigt Abb. 2.

Zur Bestimmung der Empfindlichkeit wurde an das Gravimeter GS 11 Nr. 116 die ältere Askania-Registriereinrichtung, bestehend aus Spiegelgalvanometer und Nachlaufschreiber, angeschlossen und der einer Spindelverstellung des Gravimeters um $8 \cdot 10^{-2}$ MSkt entsprechende, etwa symmetrisch zum Galvanometernullpunkt gewählte Meßwertausschlag gemessen; es wurden jeweils unabhängige Doppelmessungen ausgeführt.

Aus verschiedenen Gründen wurden bei den durchgeführten Temperaturversuchen sowohl der Spannungskonstanthalter für die Beleuchtung der Photozellen des Gravimeters als auch das angeschlossene Registriergalvanometer [5] mit Nachlaufschreiber nicht temperaturstabilisiert, so daß die ursprünglich gemessenen Galvanometerausschläge noch auf konstante Raumtemperatur reduziert werden mußten.

Die Empfindlichkeitsänderung des hier verwendeten Siemens-Spiegelgalvanometers bei Änderungen der Außentemperatur um 5° C wurde bei Meßwertausschlägen von ca. 100 mm max. zu etwa 1 bis 2 % ermittelt; wegen der wahrscheinlich durch die Versuchsanordnung verursachten relativ großen Streuungen der Meßwerte und des geringen Korrekturbetrages wurde in Abb. 2 von einer Korrektur wegen temperaturbedingter Empfindlichkeitsänderung des Registriergalvanometers abgesehen.

Der Einfluß der Raumtemperatur auf den Nachlaufschreiber [6] wurde dadurch eliminiert, daß vor Beginn jeder Messung das Ausleuchtungsverhältnis am Photowiderstand des Schreibers auf einen bestimmten Wert eingestellt wurde.

Die Änderung des Stromes für die Beleuchtung der Photozellen infolge der Temperaturempfindlichkeit des verwendeten Spannungskonstanthalters (Tr 1, 11 Nr. 30033) wurde auf Grund der in [7] und [8] nachgewiesenen Ergebnisse korrigiert.

Nach Anbringen dieser Verbesserung an den ursprünglich gemessenen Galvanometerausschlägen (Korrektur auf konstante Raumtemperatur) ergibt sich eine von der Innentemperatur des Gravimeters abhängige maximale Empfindlichkeitsänderung des photoelektrischen Meßsystems im Temperaturbereich zwischen 35 und 45° C von etwa $8^{\circ}/_{\infty}$.

Diese Größenordnung bleibt auch dann erhalten, wenn man berücksichtigt, daß der Einfluß der Raumtemperatur auf das Galvanometer (maximal 1 bis 2 % für 5° C Temperaturänderung) vernachlässigt wurde.

Da die Schaltgenauigkeit der Gravimeterthermostaten etwa 0,01° C beträgt, der oben genannte Betrag von 8 % aber einer Temperaturänderung von 5° C entspricht, kann ein Einfluß von Änderungen der Innentemperatur des Gravimeters auf die Registrierempfindlichkeit ebenfalls praktisch ausgeschlossen werden.

Entsprechend sind die innerhalb einer eingestellten Innentemperatur bei verschiedenen Heizstufen gemessenen Empfindlichkeitsabweichungen als Zufallsstreuungen zu erklären.

L I T E R A T U R

- [1] ASKANIA-Werke :
Gebrauchsanleitung zum Schweremesser GS 11 und zur Erdzeitenregistrieranlage,
Berlin 1956.
- [2] M. BONATZ :
Ein Verfahren zur Verringerung des Induktionseffektes bei der Erdzeitenregistrierung mit dem Askania-Gravimeter GS 11,
Marées Terrestres, Bulletin d'Informations Nr. 38 (1964) S. 1347.
- [3] M. BONATZ:
Gravimetric Earth Tide Recording with Askania-Gravimeter GS 11 or 12 by Electronic Amplification of the Gravimetersignal,
dem Erdzeitensymposium anlässlich der Generalversammlung der IUGG 1967 in Luzern vorgelegter Bericht.
- [4] M. BONATZ.
Die günstigste Heiztemperatur- und Heizstufeneinstellung bei der Erdzeitenregistrierung mit dem Askania-Gravimeter GS 11 (12),
Marées Terrestres, Bulletin d'Informations, Nr. 41 (1965) S. 1555.
- [5] M. BONATZ :
Der Einfluß der Raumtemperatur auf das Galvanometer der Askania-Erdzeitenregistrieranlage
Marées Terrestres, Bulletin d'Informations, Nr 42 (1965) S. 1593.
- [6] M. BONATZ :
Der Einfluß von Raumtemperatur und Netzspannungsschwankungen auf den Nachlaufschreiber zur Askania-Erdzeitenregistrieranlage,
Marées Terrestres, Bulletin d'Informations, Nr. 47 (1967) S. 2026

[7] M. BONATZ :

Der Einfluß der Raumtemperatur auf die Spannungskonstanthalter zu der Askania-Erdgezeitenregistrieranlage,
Marées Terrestres, Bulletin d'Informations, Nr. 44 (1966) S. 1750.

[8] M. BONATZ :

Der Einfluß von Schwankungen des Stromes für die Beleuchtung der Photozellen auf die Meßwertanzeige des Askania-Gravimeters GS 11 Nr. 116.
Marées Terrestres, Bulletin d'Informations, Nr. 42 (1965) S. 1587.

TABLE DES MATIERES

N° 41 15 septembre 1965

- E.N. LIOUSTICH et V.A. MAGNITSKII (*Traduction*) pp.
Les mouvements verticaux de l'écorce terrestre et les variations du champ gravitationnel dus à des déplacements de masses sous l'écorce 1531 à 1535
- A.E. OSTROVSKII, A.B. BACHROUCHINE, L.I. MIRONOVA (*Traduction*)
Essai de mesure des déformations tectoniques à l'aide de clinomètres dans la région de Douchambe 1536 à 1540
- A.E. PHILIPPOV (*Traduction*)
Essai de détermination de l'onde lunaire d'aberration dans les variations de latitude d'après les résultats des observations des deux télescopes zénithaux à Poltava de 1948.8 à 1954.8 1541 à 1542
- P.S. MATVEEV (*Traduction*)
Anomalies des inclinaisons de marée de la surface de la Terre à Poltava et Tsmakovo d'après les données des observations de 1958-59 1543 à 1551
- S.G. KOULAGINE, L.D. KOVBASIOUK (*Traduction*)
Nutation libre, diurne d'après les observations de Gorki 1552 à 1554
- M. BONATZ
Die günstigste Heiztemperatur- und Heizstufeneinstellung bei der Erdzeitenregistrierung mit dem Askania-Gravimeter GS 11 (12) 1555 à 1563
- M. BONATZ
Die Bedeutung des photoelektrischen Nullpunktes bei der Erdzeitenregistrierung mit dem Askania-Gravimeter GS 11 (12) 1564 à 1565

N° 42 15 décembre 1965

- I.A. DITCHKO (*Traduction*)
Organisation et résultats des observations des variations de la force de pesanteur avec un gravimètre GS 11 à Poltava 1567 à 1580
- J. PICHA, A.P. VENEDIKOV (*Traduction*)
Comparaison des méthodes de Pertsev et Vénédikov pour l'analyse harmonique des observations de marées 1581 à 1586
- M. BONATZ
Der Einfluss von Schwankungen des Stromes für die Beleuchtung der Photozellen auf die Meszwertanzeige des Askania-Gravimeters GS 11 Nr 116 1587 à 1592
- M. BONATZ
Der Einfluss der Raumtemperatur auf das Galvanometer der Askania- Erdzeitenregistriereinrichtung 1593 à 1598

E.P. FEDOROV (<i>Traduction</i>) Sur l'étude des mouvements de l'axe instantané de rotation de la Terre	1599 à 1603
D. SIMON, U. WALZER Eine Bemerkung zur Eichung von gravimetrischen Gezeitenregistrierungen	1604 à 1608
Variations séculaires de la pesanteur : Voeu	1609
Prix Charles Lagrange de Physique du Globe	1609
 <u>N° 43 31 mars 1966.</u>	
H. JEFFREYS and R.O. VICENTE Comparison of forms of the elastic equations for the Earth	1611
M.S. MOLODENSKII (<i>Traduction</i>) La période de Chandler et la structure du noyau de la Terre	1612 à 1615
P.S. MATVEEV (<i>Traduction</i>) Variations de nutation semi-mensuelles de la latitude d'après les observations de Poltava de 1949 à 1959	1616 à 1617
V.K. TARADIA (<i>Traduction</i>) Sur le mouvement annuel des pôles de la Terre avec un noyau liquide	1618 à 1623
R. BREIN Über die Anwendung der Analysen zur Berechnung taglicher Verbesserungen der charakteristischen Schwebungskurven nach der Methode der kleinsten Quadrate	1624 à 1632
G. MITTELSTRASS The suspension of simple horizontal pendulums	1633 à 1641
M. BONATZ Der Einfluss der Netzspannung auf die Spannungskonstanthalter zu der Askania Erdgezeitenregistrieranlage	1642 à 1650
N.A. POPOV (<i>Traduction</i>) Sur les termes à courte période de la nutation dans les observations de Poltava des étoiles zénithales brillantes	1651 à 1673
M. BONATZ Eine einfache Möglichkeit zur Steigerung der Betriebssicherheit des Nachlaufschreibers zur Askania-Erdgezeitenregistrieranlage	1674 à 1676
P.S. MATVEEV (<i>Traduction</i>) Les variations semi-mensuelles de la nutation en latitude d'après les observations de Poltava de 1949 à 1953	1677 à 1678
N.A. POPOV (<i>Traduction</i>) Le terme semi-annuel de la nutation	1679 à 1684
E.P. FEDOROV (<i>Traduction</i>) L'onde lunaire diurne dans les variations de la latitude	1685 à 1686

- A.P. VENEDIKOV
Une méthode pour l'analyse des marées terrestres à partir d'enregistrements de
longueur arbitraire 1687
- P. MELCHIOR
Détermination expérimentale des effets dynamiques du noyau liquide de la terre
dans les marées terrestres diurnes 1688
- N° 44 15 juillet 1966
R. LECOLAZET, P. MELCHIOR, E. GROTEN
Le Professeur Rudolf Tomaschek (1895-1966) 1691 à 1695
- T. HONKASALO
Investigation of an Askania earth tide gravimeter 1696 à 1706
- P. MELCHIOR
Un système d'étalonnage automatique programmé pour les stations clinométriques
souterraines 1707 à 1709
- M. SCHNEIDER
Die Bestimmung der T. Zeiten von Horizontalpendeln 1710 à 1713
- G. MITTELSTRASS
Ein Vorschlag für eine Nullmethode bei Horizontalpendelregistrierungen 1714 à 1719
- D. SIMON
Über den Einfluss von Luftänderungen und Meereszeiten auf die Ergebnisse der
harmonischen Analyse von Horizontalpendelaufzeichnungen 1720 à 1746
- M. BONATZ
Zur Frage der Betriebssicherheit netzspannungsbetriebener Registrieranlagen 1747 à 1749
- M. BONATZ
Der Einfluss der Raumtemperatur auf die Spannungskonstanthalter zu der Askania-
Erdzeitenregistrieranlage 1750 à 1753
- Z.N. AKSENTIEVA, I.A. DITCHKO (*Traduction*)
Résultats préliminaires des observations sur les variations de la force de pesan-
teur avec un gravimètre GS 11 à Poltava 1754 à 1758
- D. SIMON
Elastische Nachwirkungen an einem Askania-Gravimeter GS 11 1759 à 1774
- N° 45 15 november 1966
M. BONATZ
Zur Bestimmung der Schwingungszeit von Horizontalpendeln 1777 à 1792
- B. DUCARME
Etude du comportement des crapaudines dilatables 1793 à 1809

- D. SIMON
Empirische Bestimmung der Meereszeitenwirkungen und des Einflusses der
ganztägigen Nutation der Erde auf die Lotschwankungen im Kalisalzbergwerk
Tiefenort 1810 à 1827
- A. AKHAVAN
Sur l'importance relative des erreurs internes dans diverses séries d'observation
des marées terrestres 1828 à 1840
- M. BONATZ
Die Anpassung des Messverstärkers an den Kompensationsschreiber der neuen
Askania-Erdzeitenregistrieranlage 1841 à 1845
- M. BONATZ
Der Einflusz von Helligkeitsschwankungen der Galvanometerlichtmarke auf die
Registriergenauigkeit der Askania-Erdzeitenregistrieranlage (Galvanometer
mit Nachlaufschreiber) 1846 à 1850
- G.P. PILNIK (*Traduction*)
Marées lunaires et rotation de la Terre 1851 à 1856
- D. SIMON
Das Verschwinden der Eichstörungen als Kriterium für die richtige Korrektur
der Nichtlinearität bei Gravimeterregistrierungen 1857 à 1859
- D. SIMON
Eine Bemerkung zu meiner Arbeit "Elastische Nachwirkungen an einem Askania-
gravimeter GS 11 " Marées Terr. Bull. d'Inform., N° 44 (1966) 1860
- N° 46 31 décembre 1966
- P. MELCHIOR
Analyse de longs enregistrements de Marées terrestres 1863 à 1932
- N° 47 30 avril 1967
- M.S. MOLODENSKII, M.V. KRAMER (*Traduction*)
Les nombres de Love pour les marées terrestres statiques des 2° et 3° ordres 1935 à 1950
- M. BONATZ
Eine Bemerkung zu dem Beitrag " D. SIMON. Das Verschwinden der Eichstörungen
als Kriterium für die richtige Korrektur der Nichtlinearität bei Gravimeterregistrie-
rungen" in Bull. Marées Terr. Nr 45 (1966) S. 1857. 1951 à 1952
- M. BONATZ
Eine Bemerkung zur Azimutbestimmung von Horizontalpendeln 1953 à 1954
- B.P. PERTSEV (*Traduction*)
Sur l'influence des marées océaniques sur les variations de marées de la force de
pesanteur 1955 à 1961

- S.N. BARSENKOV, V.A. VOLKOV, D.G. GRIDNIEV, N.N. PARIISKII (*Traduction*)
Variations de marées de l'accélération de la force de pesanteur à Frounze 1962 à 1995
- B.P. PERTSEV, M.V. IVANOVA (*Traduction*)
Observations des variations de marées de la force de pesanteur à Moscou 1996 à 2000
- A.E. OSTROVSKII, L.Y. MIRONOVA, Y.A. OURASINA (*Traduction*)
Résultats des observations clinométriques dans le région de Kazan pour 1960-1962 2001 à 2012
- A. AKHAVAN
Etude comparative des variations du facteur γ d'après de longs enregistrements simultanés obtenus par différents pendules 2013 à 2025
- M. BONATZ
Der Einfluß von Raumtemperatur und Netzspannungsschwankungen auf den Nachlaufschreiber zur Askania-Erdgezeitenregistrieranlage 2026 à 2030
- M. BONATZ
Der Einfluß der Schwingungszeit auf den Dämpfungsfaktor des Horizontalpendels Verbaandert-Melchior Nr 75 2031 à 2038
- N° 48 15 juillet 1967
- M.V. KRAMER (*Traduction*)
Sur la question de l'influence des erreurs accidentelles des observations sur les résultats de détermination des amplitudes et des phases des ondes des marées élastiques 2041 à 2056
- Y.D. BOGDAN, P.S. MATVEEV (*Traduction*)
Résultats préliminaires des observations clinométriques à Darievka 2057 à 2061
- Z.N. AKSENTIEVA, O.V. TCHOUPROUNOVA (*Traduction*)
Résultats préliminaires des observations des inclinaisons dues aux marées dans le polygone de Crimée (Simféropol) 2062 à 2065
- E.Y. EVTOUCHENKO (*Traduction*)
Résultats des observations clinométriques dans le bassin du Donetz en 1960 2066 à 2069
- P.S. MATVEEV (*Traduction*)
Analyse harmonique d'une série de trois jours d'observations de marées terrestres 2070 à 2083
- P.S. KORBA (*Traduction*)
Variations de la force de pesanteur pour des séries de trois jours d'observations à Simféropol 2084 à 2089
- A.P. VENEDIKOV, P. PAQUET
Sur l'application d'une méthode pour l'analyse des marées terrestres à partir d'enregistrements de longueurs arbitraires 2090 à 2114
- Y.S. DOBROCHOTOV, B.P. PERTSEV (*Traduction*)
Résultats des mesures des variations de marées de la force de pesanteur à Bamako 2115 à 2124

- M. BONATZ
Der Einfluß von Schwankungen des Stromes für die Photozellenbeleuchtung des
Askania-Meßverstärkers auf die Meßwertanzeige 2125 à 2128
- D. SIMON
Erwiderung auf die Bemerkung von M. Bonatz (Bull. d'Inform. N° 47, S. 1951)
zum Beitrag "Das Verschwinden der Eichstörungen als Kriterium für die richtige
Korrektur der Nichtlinearität bei Gravimeterregistrierungen"
(Bull. d'Inform. N° 45, S. 1857) 2129 à 2132
- P. MELCHIOR
Analyses harmoniques de longues séries d'observations par la méthode Venedikov
Compléments au BIM N° 46 2133 à 2147
- N° 49 31 octobre 1967
- Y.A. DITCHKO - V.Y. TOKAR (*Traduction*)
Sur la question de l'interpolation des lacunes dans l'enregistrement des marées
terrestres 2150 à 2154
- P.S. MATVEEV, Y.D. BOGDAN (*Traduction*)
Interpolation des courtes lacunes dans les observations des marées terrestres 2155 à 2161
- K.Z. KARTVELICHVILI (*Traduction*)
Observations sur les déformations de marées de la terre à Tbilissi 2162 à 2172
- M. BONATZ
Zur Frage elastischer Nachwirkungen am Askania-Gravimeter GS 11 Nr 116 2173 à 2176
- B. DUCARME
Possibilité d'amélioration des étalonnages dans le cas des gravimètres enregis-
treurs 2177 à 2200
- V.G. BALENKO (*Traduction*)
Sur la méthode d'analyse harmonique des marées faibles 2201 à 2217
- D. SIMON, M. SCHNEIDER
Zum Auftreten luftdruckbedingter Störungen in Horizontalpendelaufzeichnungen
auf drei verschiedenen Erdzeitenstationen 2218 à 2225
- M. BONATZ
Genauigkeitssteigerung der Eichung durch Spindelverstellung bei Verwendung ei-
nes elektronischen Registrierverstärkers zu den Askania-Gravimetern GS 11 und
GS 12 2226 à 2228
- N° 50 15 février 1968
- P.S. MATVEEV (*Traduction*)
Analyse harmonique d'une série mensuelle d'observations des marées terrestres 2231 à 2261

- S.N. BARSENKOV (*Traduction*)
Calcul des marées du troisième ordre par les observations gravimétriques 2262 à 2269
- N.N. PARIISKII, S.N. BARSENKOV, V.A. VOLKOV, D.G. GRIDNIEV, M.V. KRAMER
(*Traduction*)
Résultats des observations de 19 mois des marées terrestres à Talgar 2270 à 2287
- S.N. BARSENKOV (*Traduction*)
Analyse spectrale des variations de marée de la pesanteur à Talgar 2288 à 2299
- M. BONATZ
Der Einfluß der Innentemperatur des Askania-Gravimeters GS 11 Nr 116 auf die
Registrierempfindlichkeit 2300 à 2304

INDEX ALPHABETIQUE DES AUTEURS

		N°	pp.
Akkavan		45	1828 - 1840
		47	2013 - 2025
Aksentieva	T	44	1754 - 1758
	T	48	2062 - 2065
Bachrouchine	T	41	1536 - 1540
Balenko	T	49	2201 - 2217
Barsenkov	T	47	1962 - 1995
	T	50	2262 - 2269
	T	50	2270 - 2287
	T	50	2288 - 2299
Bogdan	T	48	2057 - 2061
	T	49	2155 - 2161
Bonatz		41	1555 - 1563
		41	1564 - 1565
		42	1587 - 1592
		42	1593 - 1598
		43	1642 - 1650
		43	1674 - 1676
		44	1747 - 1749
		44	1750 - 1753
		45	1777 - 1792
		45	1841 - 1845
		45	1846 - 1850
		47	1951 - 1952
		47	1953 - 1954
		47	2026 - 2030
		47	2031 - 2038
		48	2125 - 2128
		49	2173 - 2176
		49	2226 - 2228
		50	2300 - 2304
Brein		43	1624 - 1632
Ditchko	T	42	1567 - 1580
	T	44	1754 - 1758
	T	49	2150 - 2154

T : traductions françaises d'articles parus en langue russe.

Dobrochotov	T	48	2115 - 2124
Ducarme		45 49	1793 - 1809 2177 - 2200
Evtouchenko	T	48	2066 - 2069
Fedorov	T T	42 43	1599 - 1603 1685 - 1686
Gridniev	T T	47 50	1962 - 1995 2270 - 2287
Groten		44	1965
Honkasalo		44	1696 - 1706
Ivanova	T	47	1996 - 2000
Jeffreys		43	1611
Kartvelichvili	T	49	2162 - 2172
Korba	T	48	2084 - 2089
Koulagine	T	41	1552 - 1554
Kovbasiouk	T	41	1552 - 1554
Kramer	T T T	47 48 50	1935 - 1950 2041 - 2056 2270 - 2287
Lecolazet		44	1691
Lioustich	T	41	1531 - 1535
Magnitskii	T	41	1531 - 1535
Matveev	T T T T T T T	41 43 43 48 48 49 50	1543 - 1551 1616 - 1617 1677 - 1678 2057 - 2061 2070 - 2083 2155 - 2161 2231 - 2261
Melchior		43 44 44 46 48	1688 1692 - 1694 1707 - 1709 1863 - 1932 2133 - 2147

Mironova	T	41	1536 - 1540
	T	47	2001 - 2012
Mittelstrass		43	1633 - 1641
		44	1714 - 1719
Molodenskii	T	43	1612 - 1615
	T	47	1935 - 1950
Ostrovskii	T	41	1536 - 1540
	T	47	2001 - 2012
Ourasina	T	47	2001 - 2012
Pâquet		48	2090 - 2114
Pariiskii	T	47	1962 - 1995
	T	50	2270 - 2287
Pertsev	T	47	1955 - 1961
	T	47	1996 - 2000
	T	48	2115 - 2124
Philippov	T	41	1541 - 1542
Picha	T	42	1581 - 1586
Pilnik	T	45	1851 - 1856
Popov	T	43	1651 - 1673
	T	43	1679 - 1684
Schneider		44	1710 - 1713
		49	2218 - 2225
Simon		42	1604 - 1608
		44	1720 - 1746
		44	1759 - 1774
		45	1810 - 1827
		45	1857 - 1859
		45	1860
		48	2129 - 2132
		49	2218 - 2225
Taradia	T	43	1618 - 1623
Tchouprounova	T	48	2062 - 2065
Tokar	T	49	2150 - 2154