



MAREES TERRESTRES

BULLETIN d'INFORMATIONS

N° 30

25 novembre 1962

*Association Internationale de Géodésie
Commission Permanente des Marées Terrestres*

Editeur : Dr. Paul MELCHIOR
Observatoire Royal de Belgique
3, Avenue Circulaire
Bruxelles 18.

Traduction.

METHODES D'ANALYSE HARMONIQUE DE DOODSON et LECOLAZET.

V.G. Balenko

(Trudi Poltavskoï Gravimetricheškoï Observatorii, IX, pp. 48 - 94 - 1961).

Introduction.

Dans l'analyse harmonique des marées terrestres, les méthodes de Lecolazet et de Doodson sont les plus répandues ainsi que les modifications de la méthode de Doodson. Ces méthodes ne donnent cependant pas des résultats tout à fait identiques dans la réduction des mêmes données. Il est nécessaire de connaître les causes des divergences signalées et de comparer entre elles les deux méthodes pour en choisir la meilleure. Au début de ce travail, nous étudions l'influence (peut être uniforme) dans chacune des méthodes des combinaisons appliquées sur : a) la partie périodique des ordonnées de départ ; b) la dérive du point de référence ; c) les erreurs accidentelles des ordonnées de départ.

Pour la facilité de la comparaison des méthodes appliquées, nous avons trouvé utile de les analyser à l'aide d'un symbolisme identique en vertu des principes généraux d'analyse, énoncés dans le travail des Labrouste [1]. Pour la description des méthodes de Lecolazet et Doodson, nous donnerons les tables des facteurs d'amplitudes pour les 26 ondes de marées les plus importantes. Grâce à cela on peut contrôler les variations de chacune de ces ondes, du début à la fin du processus d'analyse. Nous avons étudié en première approximation l'influence des combinaisons de Lecolazet sur le mouvement de dérive du point de référence et le rôle des ondes fictives provenant des erreurs accidentelles, affectant les ordonnées observées.

Dans leur travail [2], Doodson et Lennon proposent de remplacer les combinaisons journalières X_1, Y_1, X_2, Y_2 par $\xi_1, \eta_1, \xi_2, \eta_2$. Il nous a paru nécessaire d'introduire les variations dans les coefficients de la dernière phase de l'analyse pour que cette substitution ne provoque pas d'erreurs systématiques dans les valeurs des constantes harmoniques des ondes calculées.

De la comparaison des méthodes de Doodson et Lecolazet, on a tiré la conclusion que la première méthode élimine plus mal la dérive que ne le fait la seconde méthode.

Remarques générales.

Les méthodes d'analyse harmonique des marées terrestres de Lecolazet, Doodson et Pertsev, consistent à transformer la série des ordonnées de la courbe enregistrée par l'appareil enregistreur de marées en séries secondaires à l'aide de combinaisons linéaires spécialement construites. Dans le résultat de ces transformations, les amplitudes de certaines des

ondes augmentent et d'autres diminuent. Les principes théoriques des méthodes de combinaison de l'analyse harmonique des marées terrestres sont exposés dans l'ouvrage des Labrouste [1]. Nous avons emprunté à ces auteurs les principes nécessaires pour l'exposé qui suit :

Soit une série donnée de valeurs :

$$a_1, a_2, a_3, \dots, a_n, \quad (1)$$

chacune d'elles est une des ordonnées équidistantes d'une courbe composée de m harmonique de périodes constantes :

$$a_t = \sum_m (A_m \cos \omega_m t + B_m \sin \omega_m t), \quad (2)$$

où $t = 1, 2, 3, \dots, n$. Nous formons à partir de la série (1) une nouvelle série :

$$b_1, b_2, b_3, \dots, b_{n-2l}, \quad (3)$$

et chaque terme de celle-ci est égal à :

$$b_T = \sum_{\mu=-l}^{+l} K_\mu a_{t+\mu}, \quad (4)$$

où $T = 1, 2, 3 \dots (n - 2l)$; $2l < n$.

1. La transformation de la série (1) en série (3) s'appelle transformation à l'aide de la combinaison d'ordre l .
2. Les facteurs K_μ s'appellent coefficients de la combinaison.
3. Les combinaisons pour lesquelles $K_{-\mu} = K_\mu$ s'appellent combinaisons du premier type.

Pour les combinaisons :

$$b_T = \sum_m \rho_m (A_m \cos \omega_m T + B_m \sin \omega_m T), \quad (5)$$

où $T = 1, 2, 3 \dots, (n - 2l)$ et

$$\rho_m = K_0 + 2 \sum_{\mu=1}^l K_\mu \cos \mu \omega_m. \quad (6)$$

La valeur ρ_m s'appelle coefficient ou facteur d'amplitude.

4. Les combinaisons pour lesquelles $K_{-\mu} = -K_\mu$ et $K_0 = 0$, s'appellent combinaisons du second type. Pour lesquelles

$$b_T = \sum_m \rho_m [A_m \cos (\omega_m T + 90^\circ) + B_m \sin (\omega_m T + 90^\circ)], \quad (7)$$

et

$$\rho_m = 2 \sum_{\mu=1}^l K_\mu \sin \mu \omega_m. \quad (8)$$

5. Si la série (3) est à nouveau transformée par une combinaison linéaire du premier ou du second type d'ordre p , nous obtiendrons alors une troisième série :

$$C_1, C_2, C_3, \dots, C_{n-2(l+p)} \quad (9)$$

Chacune des ondes (2), entrant dans la série (3), entrera aussi dans la série (9) mais avec une amplitude amplifiée de $\rho_{1m} \rho_{2m}$ fois, où ρ_{1m} et ρ_{2m} sont les facteurs d'amplification des deux combinaisons successives.

6. Si la série (3) se compose comme suit :

$$b_2 = \sum_{\mu=-3}^{+3} K_\mu a_{8+\mu} \quad (10)$$

$$\underbrace{a_0 a_1 a_2 a_3 a_4 a_5 a_6 a_7 a_8 a_9 a_{10}}_{\text{}} \underbrace{a_{11} a_{12} a_{13} a_{14} a_{15} a_{16} a_{17} a_{18}}_{\text{}} \dots$$

$$b_1 = \sum_{\mu=-3}^{+3} K_\mu a_{3+\mu} \quad b_3 = \sum_{\mu=-3}^{+3} K_\mu a_{13+\mu}$$

nous considérerons alors sa série comme formée à l'aide d'une combinaison du troisième ordre avec décalage de cinq ordonnées (dans le cas général - des combinaisons de l'ordre r avec déplacement par q ordonnées). Le membre commun de la série (3) peut être trouvé par la formule :

$$b_n = \sum_{\mu=-r}^{+r} K_\mu a_{s+\mu} \quad (11)$$

$$S = (n - 1) q + r, n = 1, 2, 3 \dots$$

Méthode Lecolazet.

Influence des combinaisons de Lecolazet sur la partie périodique de la série des ordonnées de la courbe enregistrée par l'appareil enregistreur de marée.

La méthode d'analyse harmonique proposée par Lecolazet consiste à appliquer deux groupes successifs de combinaisons linéaires à la série continue de 715 ordonnées horaires. Le premier groupe, appelé journalier par Lecolazet comprend une combinaison journalière pour les ondes diurnes (nous l'appellerons X_1) et une combinaison journalière pour les ondes semi-diurnes (nous l'appellerons X_2). Ces deux combinaisons constituent des combinaisons du second type du 21^{ème} ordre. Leurs coefficients K_μ sont donnés dans la table 1. Les combinaisons journalières s'appliquent à 43 ordonnées successives et se déplacent de 21 en 21 ordonnées ($q = 21$).

A partir des 715 ordonnées, nous obtenons par 33 déplacements, 33 termes d'une série transformée. Chacun d'eux peut-être trouvé par la formule (11). L'instruction détaillée pour l'emploi pratique de la méthode Lecolazet est donnée en (3). Si chaque onde de marée de fréquence ω_1 apporte une contribution individuelle dans les ordonnées de départ, égale à :

$$y_1 = R_1 \cos(\omega_1 t + \delta_1) = A_1 \cos \omega_1 n + B_1 \sin \omega_1 n, \quad (12)$$

où $n = 1, 2, 3, \dots, 715$,

alors, dans le résultat des transformations par les combinaisons X_1 et X_2 cette onde (12) entre dans la série des valeurs journalières avec une amplitude modifiée, augmentée de 21 fois en fréquence et décalée en phase de 90° . En réalité, par le glissement des combinaisons X_1 et X_2 sur la suite initiale des ordonnées, l'onde (12) se transformerait en une onde

$$y_1' = \rho_{11} (-A_1 \sin \omega_1 n + B_1 \cos \omega_1 n), \quad (13)$$

où

$$\rho_{11} = 2 \sum_{\mu=1}^{21} K_\mu \sin \mu \omega_1; \quad n = 1, 2, \dots, (715 - 42).$$

A la suite du déplacement de 21 en 21 ordonnées, l'onde (13) ne se détermine que pour les époques $n = 21 T$, où $T = 1, 2, \dots, 33$, et c'est pourquoi elle intervient dans la série des valeurs journalières comme une onde :

$$y_1' = \rho_{11} [-A_1 \sin(21 \omega_1 T) + B_1 \cos(21 \omega_1 T)], \quad (14)$$

où

$$T = 1, 2, 3, \dots, 33$$

Sur les figures 1 et 2, on donne les courbes de sélectivité (ρ_{11} en fonction de ω_1) des combinaisons X_1 et X_2 . Il est évident que la combinaison X_1 amplifie les amplitudes de toutes les ondes diurnes et filtre toutes les ondes semi-diurnes. Au contraire, la combinaison X_2 amplifie les amplitudes de toutes les ondes semi-diurnes et filtre toutes les ondes diurnes. Les valeurs numériques des facteurs d'amplitude des combinaisons X_1 et X_2 pour les 26 ondes de marées les plus intéressantes sont données dans la table 2.

La seconde étape de l'analyse harmonique par la méthode Lecolazet consiste à appliquer à chacune des deux séries de valeurs journalières, 10 combinaisons du second type du 16^{ème} ordre, que Lecolazet appelle combinaisons mensuelles. Les coefficients de ces combinaisons sont donnés dans la table 3. Chacune des combinaisons donne un nombre que Lecolazet appelle valeur mensuelle et désigne comme suit :

$$\begin{aligned} & (K_1), (O_1), (Q_1), (M_1), (J_1), \\ & (K_1)', (O_1)', (Q_1)', (M_1)', (J_1)', \\ & (M_2), (S_2), (N_2), (L_2), (2N_2), \\ & (M_2)', (S_2)', (N_2)', (L_2)', (2N_2)'. \end{aligned} \quad (15)$$

Dans la série des valeurs journalières le paramètre T peut être pris comme une horloge de temps spécial, en comptant de 0 à ± 16 heures dans les deux directions à partir de l'heure centrale de la série mensuelle des ordonnées.

Le fait d'obtenir simultanément les combinaisons mensuelles donne la possibilité de séparer dans chacune des composantes les membres en sinus et les membres en cosinus. En réalité, dans chacune des 20 valeurs mensuelles, l'onde (13) fournira une contribution de y_1' :

- a) dans le cas des combinaisons du premier type, donnant les valeurs $(K_1)', \dots, (J_1)', (M_2)', \dots, (2N_2)'$,

$$\begin{aligned} y_1'' &= \rho_{11} \left[- \sum_{T=-16}^{16} K_T A_1 \sin(21 \omega_1 T) + \sum_{T=-16}^{16} K_T B_1 \cos(21 \omega_1 T) \right] = \\ &= \rho_{11} \left[\sum_{T=-16}^{16} K_T \cos(21 \omega_1 T) \right] B_1, \end{aligned} \quad (16)$$

- b) dans le cas des combinaisons du second type, donnant les valeurs : $(K_1), \dots, (J_1), (M_2), \dots, (2N_2)$,

$$y_1'' = - \rho_{11} \left[\sum_{T=-16}^{16} K_T \sin(21 \omega_1 T) \right] A_1 \quad (17)$$

Les valeurs dans les crochets des expressions (16) et (17) constituent les facteurs d'amplitude de la combinaison mensuelle. Nous les désignerons par ρ_{2i} .

Les coefficients des combinaisons mensuelles sont constitués de telle façon que leurs facteurs d'amplitudes aient la valeur la plus grande pour une seule des ondes $K_1, O_1, Q_1, M_1, J_1; M_2, S_2, N_2, L_2, 2N_2$ dans chaque combinaison du premier et du second type. L'effet sera le plus grand si l'on prend :

$$\begin{aligned} \text{pour le cas a)} \quad & K_T = \cos 2l \omega_1 T \\ \text{pour le cas b)} \quad & K_T = \sin 2l \omega_1 T \end{aligned} \quad (18)$$

où ω_1 est la vitesse angulaire d'une des 10 ondes traitées et $T = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots \pm 16$.

Le colazet a substitué les valeurs fractionnaires des sinus et des cosinus par 0 et ± 1 selon que K_T est compris dans l'un des intervalles respectifs :

$$+\frac{1}{3}, -\frac{1}{3}; \quad +\frac{1}{3}; +1; \quad -\frac{1}{3}; -1$$

C'est ainsi qu'ont été calculés les coefficients de la table 3. Les facteurs d'amplitude des combinaisons mensuelles sont donnés à la table 4 et la courbe de sélectivité de la combinaison (O_1) est représentée sur la figure 3.

Ainsi, comme résultat de l'application des deux combinaisons successives à une série d'ordonnées initiale nous obtenons :

a) 10 termes mensuels, chacun étant égal à

$$(\) = \sum_i \rho_{11} \rho_{21} A_i = \sum_l \rho_{11} \rho_{21} R_l \cos \delta_l ;$$

b) 10 termes mensuels, chacun étant égal à

$$(\)' = \sum_i \rho_{11} \rho_{21} B_i = \sum_l \rho_{11} \rho_{21} R_l \sin \delta_l.$$

Les valeurs des produits $\rho_{11} \cdot \rho_{21}$ relatifs aux 26 ondes les plus importantes pour les 20 combinaisons mensuelles sont données dans la table 5.

Pour chacun des quatre groupes de termes mensuels (15), on peut trouver les cinq facteurs $\alpha, \beta, \gamma, \delta, \zeta$, tels que la somme des produits de ces facteurs comprenne dans les nombres mensuels une contribution sensible d'une seule des ondes du groupe, par exemple

$$\alpha(K_1) + \beta(O_1) + \gamma(Q_1) + \delta(M_1) + \zeta(J_1) = [K_1] \quad (19)$$

comprendra une contribution importante de l'onde K_1 , mais les apports des ondes O_1, Q_1, M_1, J_1 seront faibles. Afin de calculer les valeurs de ces coefficients pour le cas de

l'onde K_1 que nous envisageons, il faut choisir le système suivant d'équations

$$\begin{array}{cccccc}
 (K_1) & (O_1) & (Q_1) & (M_1) & (J_1) & \\
 \rho_K^I a + \rho_K^V \beta + \rho_K^W \gamma + \rho_K^{IV} \delta + \rho_K^V \xi = 10\,000\,000, & & & & & \\
 \rho_O^I a + \rho_O^V \beta + \rho_O^W \gamma + \rho_O^{IV} \delta + \rho_O^V \xi = 0, & & & & & \\
 \rho_Q^I a + \rho_Q^V \beta + \rho_Q^W \gamma + \rho_Q^{IV} \delta + \rho_Q^V \xi = 0, & & & & & (20) \\
 \rho_M^I a + \rho_M^V \beta + \rho_M^W \gamma + \rho_M^{IV} \delta + \rho_M^V \xi = 0, & & & & & \\
 \rho_J^I a + \rho_J^V \beta + \rho_J^W \gamma + \rho_J^{IV} \delta + \rho_J^V \xi = 0. & & & & &
 \end{array}$$

Dans la première ligne (20), on a inscrit les nombres mensuels auxquels correspondent les facteurs d'amplitude des ondes K_1 , O_1 , Q_1 , M_1 , J_1 rangés en-dessous d'eux. Pour chaque groupe de nombres mensuels (15), il faut choisir cinq systèmes d'équations et pour les quatre groupes, 20 systèmes d'équations. Les valeurs trouvées de cette façon a , β , γ , δ , ξ sont données dans la table 6. Dans la table 7 se trouvent les coefficients d'amplitude des ondes contenues dans les valeurs [] et []. L'analyse harmonique selon la méthode de Lecolazet se termine par la détermination de ces nombres. Comme on le voit dans la table 6, les nombres [] et [] excepté l'onde mise entre parenthèses, comportent des contributions substantielles des autres ondes. Pour éviter l'hypothèse peu probante que le rapport des amplitudes des ondes dans la marée réelle soit le même que dans la marée théorique, hypothèse sans laquelle il est impossible cependant de dégager l'onde fondamentale des apports des autres ondes de périodes voisines, Lecolazet propose de calculer les valeurs théoriques des grandeurs [] et []. Pour cela, il faut :

- 1) déterminer les valeurs théoriques des amplitudes H_1 et des phases δ_1 de 52 ondes diurnes et de 27 ondes semi-diurnes pour le jour central d'une série d'observations (les formules et tables pour cela sont données par Lecolazet en [3] et [4]) ;
- 2) trouver $H_1 \cos \delta_1$ et $H_1 \sin \delta_1$;
- 3) trouver la somme des produits $H_1 \cos \delta_1$ et $H_1 \sin \delta_1$ par les facteurs relatifs correspondants des amplitudes, obtenus à partir d'une table analogue à la table 7 mais étendue à 79 ondes (voir [3] et [4]).

Les 20 sommes trouvées de cette façon seront calculées théoriquement [] et []. Ensuite, nous trouverons par le procédé habituel, l'amplitude du groupe d'ondes correspondantes à partir de [] et [] car $R = \sqrt{[]^2 + []^2}$ et la phase $\delta_1 = \arctg \frac{[]}{[]}$.

Les combinaisons linéaires des nombres de Love sont désignées habituellement par γ et δ . Lecolazet détermine le rapport

$$\frac{R_{\text{obser.}}}{R_{\text{théor.}}}$$

Ce procédé de la détermination de γ et β suppose leur égalité, dans un endroit donné, pour toutes les ondes de marée indépendamment de leurs périodes. Cependant, selon les travaux de Jeffreys [5] pour les ondes diurnes γ varie de 0,658 (onde O_1) à 0,714 (onde K_1) et δ varie de 1,183 (onde K_1) à 1,221 (onde O_1). Si l'hypothèse de Jeffreys est exacte ; alors γ et β trouvés d'après la méthode Lecolazet renfermeront une erreur systématique.

Influence de la combinaison sur la dérive du point de référence

Nous supposons que sur une durée de 43 heures le mouvement du point de référence s'exprime avec une précision suffisante par un polynôme du sixième degré.

$$F(t) = a_0 + a_1 t + a_2 t^2 + a_3 t^3 + a_4 t^4 + a_5 t^5 + a_6 t^6, \quad (21)$$

dans lequel $t = 0$ correspond à l'heure centrale du laps de temps qui englobe la combinaison diurne.

Après l'application à la série des 43 ordonnées du mouvement du point nul de la combinaison diurne, nous obtenons la valeur qui entre dans le nombre mensuel correspondant, en tant que perturbation due au déplacement du point de référence.

Si nous désignons les ordonnées du mouvement du point de référence par y_i où $\mu = 0, \pm 1, \dots, \pm 21$ et la contribution du déplacement du point de référence dans la valeur journalière par Y_i , alors :

$$Y_i = \sum_{\mu = -21}^{21} K_\mu Y_\mu \quad (22)$$

où K_μ sont les coefficients de la combinaison de la table 1. Chacune des valeurs $Y_\mu = F(\mu)$:

$$Y_\mu = a_0 + a_1 \mu + a_2 \mu^2 + \dots + a_6 \mu^6 \quad (23)$$

En remplaçant (23) par (22), nous obtenons

$$Y_i = a_0 \sum_{\mu = -21}^{21} K_\mu + a_1 \sum_{\mu = -21}^{21} K_\mu \mu + \dots + a_6 \sum_{\mu = -21}^{21} K_\mu \mu^6 \quad (24)$$

nous éliminons les apports du déplacement du point référence dans les valeurs journalières. Ils apparaissent égaux à :

$$\begin{aligned} \text{pour les combinaisons } X_1 Y_i &= - 29952 a_3 - 12779520 a_5; \\ \text{pour les combinaisons } X_2 Y_i &= - 3456 a_3 - 3018240 a_5 \end{aligned} \quad (25)$$

A partir de (25) on peut tirer les conclusions suivantes :

- 1) la dérive du zéro ne donne des apports Y_i que pour les coefficients impairs du polymôme aux degrés i supérieur au deuxième ;
- 2) pour les ondes semi-diurnes cet apport est sensiblement moindre que pour les ondes diurnes ;
- 3) même les petits écarts de la courbe réelle de dérive du zéro à partir de la forme quadratique donneront des apports sensibles dans les valeurs journalières.

Dans le résultat de 33 déplacements, nous obtenons 33 valeurs diurnes de la dérive du zéro pour chacune des combinaisons. Afin d'éliminer la contribution du mouvement du

point origine dans les valeurs mensuelles () et ()', il faut appliquer aux valeurs diurnes de ce mouvement, les combinaisons de la table 3. Si nous désignons les coefficients de ces combinaisons par K_i , la contribution du mouvement du point zéro dans les valeurs mensuelles peut être désignée par : $\sum_{i=-14}^{14} K_i Y_i$. En tant que combinaisons mensuelles de la méthode Lecolazet (table 3) elles ont des coefficients pour les valeurs (), égaux en grandeur et avec des signes opposés, mais parmi les coefficients pour les valeurs ()' on rencontre presque aussi souvent $K_i = +1$ et $K_i = -1$, alors la contribution du mouvement du point zéro dans les valeurs mensuelles divisée par le facteur d'amplitude de l'onde, symbole mis entre parenthèses, sera sensiblement moindre que la contribution analogue dans la valeur diurne. Pour les combinaisons (K_1), (O_1), (S_2), (L_2), ($2N_2$) elle sera égale à zéro si la série des valeurs de Y_i peut être exprimée par un polynôme de degré non supérieur au deuxième.

Influence des combinaisons sur les erreurs accidentelles des ordonnées initiales

Lecolazet propose le procédé suivant de détermination des erreurs dans les valeurs mensuelles en fonction des erreurs des données de départ. Deux combinaisons successives diurne et mensuelle sont équivalentes à une combinaison avec les coefficients 0, ± 1 , ± 2 . Si nous désignons les ordonnées de départ par $Z_1, Z_2, Z_3 \dots Z_{715}$ leur erreur quadratique moyenne par σ et les coefficients de multiplication des combinaisons par $X_1, X_2, X_3 \dots X_{715}$ alors chacun des nombres () ou ()' sera égal à

$$() = \sum_{i=1}^{715} a_i z_i \quad (26)$$

et l'erreur dans la valeur (), est désignée par ϵ ,

$$\rho_1 \rho_2 \epsilon = \sigma \sqrt{a_1^2 + a_2^2 + \dots + a_{715}^2} \quad (27)$$

La grandeur de la racine carrée en (27), d'après les calculs de Lecolazet est proche de 30 pour les 10 ondes citées plus haut et le facteur d'amplitude multiplié des combinaisons (voir table 5) pour ces ondes est compris dans l'intervalle de 300-400 et c'est pourquoi avec une précision de $\pm 0,005$

$$\epsilon = 0,08 \quad (28)$$

S'il existe une corrélation entre les erreurs des ordonnées de départ alors le coefficient numérique dans cette formule sera plus grand que 0,08. Cette erreur est 1,9 fois plus grande que l'erreur qu'on obtiendrait par l'application rigoureuse de la méthode des moindres carrés.

Comme seule objection à cette estimation de l'erreur de la valeur mensuelle par des erreurs accidentelles contenues dans les ordonnées de départ, il pourrait y avoir le fait que l'application de combinaisons en série des valeurs accidentelles fait naître des ondes fictives de même période que l'onde renforcée par la combinaison. En effet, si nous avons une série de valeurs accidentelles, une courbe dont ces valeurs accidentelles sont les ordonnées peut être considérée comme superposition d'une série illimitée d'harmoniques avec des fréquences variant sans cesse et dans lesquelles les amplitudes et les phases sont des valeurs accidentelles. Dans la transformation de cette série par une combinaison linéaire, les amplitudes des ondes de certaines fréquences croissent dans la série transformée et des autres fréquences s'affaiblissent conformément à la courbe de sélectivité de la combinaison, c'est pourquoi la série transformée ne sera déjà plus une série de valeurs accidentelles et on peut à partir de celle-ci relever par l'analyse harmonique quelques ondes fictives [7]. Cependant, à cause du fait que les ondes fictives changent d'amplitude et de phase d'une façon accidentelle, cette circonstance ne peut se faire sentir dans le résultat obtenu par Lecolazet (28).

Pour vérifier ce procédé nous avons composé une série de 715 valeurs accidentelles réparties d'après la loi normale avec une dispersion égale à l'unité. A la transformation de cette série par les combinaisons journalières de la méthode Lecolazet de sommation de dérive, on remarque en réalité dans la série transformée des ondes diurnes et semi-diurnes, mais elles ont augmenté la phase et l'amplitude d'une façon accidentelle pour une ou deux périodes. C'est pourquoi les valeurs journalières obtenues à partir de la série composée par nous, par rapport à la combinaison mensuelle seront accidentelles, bien que valeurs corrélatives. Si on forme à partir de celles-ci des valeurs mensuelles alors il apparaît qu'elles concordent d'une façon satisfaisante avec la formule (28). Ainsi malgré qu'on a donné naissance à des ondes fictives dans le processus de l'analyse harmonique, les erreurs des valeurs [] et [] conditionnées par les erreurs accidentelles des ordonnées de départ seront les mêmes que si les ondes fictives n'avaient nullement surgi.

Cependant, la naissance des ondes fictives peut se faire sentir sur la dispersion des résultats de la réduction de quelques séries mensuelles successives. Les erreurs accidentelles des données de départ entrent dans $R_i \cos \delta_i$ et $R_i \sin \delta_i$ comme ordonnées ϵ_i de quelques ondes fictives de même période que l'onde déterminée mais avec des phases différentes et c'est pourquoi les valeurs ϵ_i pour quelques séries mensuelles successives seront liées. En conséquence, la dispersion réelle de valeurs [] et [] particulièrement en comparaison du petit nombre de séries réduites, peut excéder considérablement le calcul d'après la règle des moindres carrés.

Méthode de Doodson.

Influence des combinaisons sur la partie périodique de la série de départ des ordonnées.

La méthode d'analyse harmonique de Doodson consiste comme la méthode Lecolazet à appliquer à une série d'ordonnées de départ deux groupes de combinaisons successives qui ici encore s'appelleront journalières et mensuelles. Les combinaisons journalières sont des combinaisons linéaires du deuxième type et du 19e ordre pour la séparation des ondes diurnes et du 15e ordre pour la séparation des ondes semi-diurnes. Nous désignerons les combinaisons pour la séparation des ondes diurnes par X_1 et Y_1 et les combinaisons pour la séparation des ondes semi-diurnes par X_2 , Y_2 . Les coefficients de ces combinaisons sont donnés à la table 8. (Les coefficients de la table 8 sont extraits du travail de Doodson [2] et désignés par $\epsilon_1, \eta_1, \epsilon_2, \eta_2$). Les quatre combinaisons s'appliquent sur $q = 23$ ordonnées, à la suite de quoi nous obtenons quatre successions de 29 valeurs journalières chacune. Doodson les désigne par X_1, Y_1, X_2, Y_2 . Les combinaisons X_1 et Y_1 et aussi X_2 et Y_2 ont des coefficients identiques, il n'y a que le procédé de leur application sur la série d'ordonnées de départ qui est différent. La répartition des heures zéro des combinaisons journalières pour la transformation de la série de données initiales est représentée à la figure 4.

Chaque onde de marée "i" est donnée par l'équation (12), elle entre comme telle dans la série des valeurs journalières

$$y_1' = \rho_{pi} [-A_i \sin 24 \omega_1 T + B_i \cos 24 \omega_1 T], \quad (29)$$

ou $T = 1, 2, 3, \dots, 29$; $p = 1, 2$ et

$$\rho_{pi} = 2 \sum_{\mu=1}^{15, 19} K_{\mu} \sin \mu \omega_1 \quad (30)$$

est le facteur d'amplitude de la combinaison journalière. Les courbes de sélectivité des combinaisons X_1, Y_1 et X_2, Y_2 sont données sur les figures 5 et 6 et leurs facteurs d'amplitudes dans la table 9. Les courbes de sélectivité montrent que les combinaisons X_1 et Y_1 amplifient toutes les ondes diurnes et filtrent les semi-diurnes et les combinaisons X_2 et Y_2 amplifient toutes les ondes semi-diurnes et filtrent les diurnes.

La seconde étape de l'analyse harmonique consiste à appliquer à chacune des quatre séries de valeurs journalières cinq combinaisons du premier type et du 14ème ordre (nous les désignerons par q) et des quatre combinaisons du second type du 14ème ordre (nous les désignerons par r). Les coefficients de ces combinaisons sont donnés dans la table 10. Dans le résultat des transformations des quatre groupes de valeurs journalières X_1, Y_1, X_2, Y_2 par les combinaisons q(0, 1, 2, 3, 4) nous obtenons 20 nombres mensuels que Doodson désigne comme suit :

$$\begin{array}{cccc}
 X_{10} & Y_{10} & X_{20} & Y_{20} \\
 X_{11} & Y_{11} & X_{21} & Y_{21} \\
 X_{12} & Y_{12} & X_{22} & Y_{22} \\
 X_{13} & Y_{13} & X_{23} & Y_{23} \\
 X_{14} & Y_{14} & X_{24} & Y_{24}
 \end{array} \quad (31)$$

Les combinaisons du type r (a, b, c, d) donnent 16 nombres mensuels :

$$\begin{array}{cccc}
 X_{1a} & Y_{1a} & X_{2a} & Y_{2a} \\
 X_{1b} & Y_{1b} & X_{2b} & Y_{2b} \\
 X_{1c} & Y_{1c} & X_{2c} & Y_{2c} \\
 X_{1d} & Y_{1d} & X_{2d} & Y_{2d}
 \end{array} \quad (32)$$

Dans la méthode de Doodson, de même que dans la méthode de Lecolazet, l'onde composante de la marée (12) apporte une contribution individuelle dans chacune des valeurs mensuelles (31) et (32) égale à :

a) dans le cas de transformations des valeurs journalières par les combinaisons q

$$X, Y_{pqi} = \rho_{pi} \sum_{T=0}^{14} K_T \cos(24\omega_1) T B_i \quad (p = 1, 2); \quad (33)$$

b) dans le cas des transformations des valeurs journalières par les combinaisons r

$$X, Y_{pri} = \rho_{pi} \sum_{T=0}^{14} K_T \sin(24\omega_1) T A_i \quad (p = 1, 2). \quad (34)$$

Les sommations entre crochets (que nous désignerons par ρ_{qi} et ρ_{ri}) sont obtenues à partir des facteurs d'amplitude des combinaisons mensuelles. Leurs valeurs numériques sont données dans la table 11, et la courbe de sélectivité pour la combinaison $q = 1$ est donnée à la figure 7. Les coefficients des combinaisons mensuelles K_T de la table 10 sont calculés d'après les formules suivantes qui sont analogues aux formules (18) de la méthode de Lecolazet :

$$\text{pour le cas a)} \quad K_T = 2 \cos(24 \omega_1) T; \quad (35)$$

$$\text{pour le cas b)} \quad K_T = 2 \sin(24 \omega_1) T,$$

où $T = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm 14$, et arrondis à $0, \pm 1, \pm 2$. Si nous remplaçons en (35) la vitesse angulaire par celle de l'une des ondes K_1, S_2, S_1 , nous obtiendrons des coefficients K pour la combinaison $q = 0$. De même, en introduisant en (35) les vitesses angulaires des ondes L_2, M_1, I_1 , nous obtenons K_T pour $q = 1$ et $r = a$.

pour O_1, OO_1, M_2 nous obtenons K_r pour $q = 2$ et $r = b$;
 pour Q_1, N_2 " K_r pour $q = 3$ et $r = c$;
 pour μ_2 " K_r pour $q = 4$ et $r = d$.

A ces mêmes ondes correspondent les valeurs les plus élevées des facteurs d'amplitude de la table 11.

Chacune des valeurs mensuelles $X, Y_{pq} = \sum_i X, Y_{pqi}$ ou $X, Y_{pr} = \sum_i X, Y_{pri}$ se rapporte aux différentes heures du jour central d'une série mensuelle d'observations (voir schéma sur la figure 4).

X_{1q} et X_{1r} se rapportent à 13 heures du jour central;

Y_{1q} et Y_{1r} se rapportent à 18 heures du jour central

X_{2q} et X_{2r} se rapportent à 14 heures du jour central

Y_{2q} et Y_{2r} se rapportent à 17 heures du jour central

En ramenant ces valeurs au début du jour central, 15ème d'une série, nous pouvons écrire :

$$\begin{aligned} X_{pq} &= \sum_i \rho_{pi} \rho_{qi} R_i \cos(\delta_i + \eta_{1i}), \\ X_{pr} &= \sum_i \rho_{pi} \rho_{ri} R_i \sin(\delta_i + \eta_{1i}), \\ Y_{pq} &= \sum_i \rho_{pi} \rho_{qi} R_i \cos(\delta_i + \eta_{2i}), \\ Y_{pr} &= \sum_i \rho_{pi} \rho_{ri} R_i \sin(\delta_i + \eta_{2i}), \end{aligned} \quad (36)$$

où η_{1i} et η_{2i} sont égaux au produit de la vitesse de l'onde par le nombre correspondant des heures : 13, 18, 14 et 17. Pour le calcul des constantes harmoniques R_i et δ_i , il convient cependant d'avoir des fonctions d'un argument. Doodson les obtient à partir des valeurs mensuelles par les transformations linéaires suivantes :

$$1) \quad C_{po} = X_{po} + Y_{po} \quad (37)$$

Chacune des ondes de marées apporte une contribution dans C_{po} égale à :

$$C_{poi} = 2\rho_{pi}\rho_{oi} \cos \phi_i R_i \cos(\delta_i + \Delta_i), \quad (38)$$

où

$$\phi_i = \frac{\eta_{1i} - \eta_{2i}}{2} = \begin{cases} 2,5 \omega_i & \text{pour les ondes diurnes} \\ 1,5 \omega_i & \text{pour les ondes semi-diurnes} \end{cases} \quad (39)$$

$$\Delta_i = \frac{\eta_{1i} + \eta_{2i}}{2} = 15,5 \omega_i \quad (40)$$

Les formules (38), (39) et (40) sont obtenues par la substitution en (37) de X_{p_0} et Y_{p_0} à partir de (36).

$$2) \quad C_{pq} = X_{pq} + Y_{pq} + X_{pr} - Y_{pr}, \quad (41)$$

$$C_{pqi} = 2\rho_{pi} [\rho_{qi} \cos \varphi_i + \rho_{ri} \sin \varphi_i] R_i \cos (\delta_i + \Delta_i); \quad (42)$$

$$3) \quad D_{pq} = X_{pq} + Y_{pq} - X_{pr} + Y_{pr}, \quad (43)$$

$$D_{pai} = 2\rho_{pi} [\rho_{qi} \cos \varphi_i - \rho_{ri} \sin \varphi_i] R_i \cos (\delta_i + \Delta_i); \quad (44)$$

$$4) \quad D_{p0} = -X_{p0} + Y_{p0}, \quad (45)$$

$$D_{p0i} = 2\rho_{pi} \rho_{0i} \sin \varphi_i R_i \sin (\delta_i + \Delta_i); \quad (46)$$

$$5) \quad D_{pq} = -X_{pq} + Y_{pq} + X_{pr} + Y_{pr}, \quad (47)$$

$$D_{pqi} = 2\rho_{pi} [\rho_{qi} \sin \varphi_i + \rho_{ri} \cos \varphi_i] R_i \sin (\delta_i + \Delta_i); \quad (48)$$

$$6) \quad C_{pr} = X_{pq} - Y_{pq} + X_{pr} + Y_{pr}, \quad (49)$$

$$C_{pri} = 2\rho_{pi} [-\rho_{qi} \sin \varphi_i + \rho_{ri} \cos \varphi_i] R_i \sin (\delta_i + \Delta_i); \quad (50)$$

Les valeurs numériques des coefficients affectant $R_i \cos (\delta_i + \Delta_i)$ et $R_i \sin (\delta_i + \Delta_i)$ sont données à la table 12. En comparant les nombres de cette table avec les facteurs d'amplitudes de la table 11, nous voyons que la substitution des valeurs journalières X , Y_{pq} et X , Y_{pr} en C_{pq} , C_{pr} , D_{pq} , D_{pr} donne non seulement les fonctions réduites à l'heure commune du jour central d'une série étudiée mais opère une rectification préalable des apports des ondes déterminées à partir des apports de quelques ondes de périodes proches. Par exemple, les combinaisons $q = 2$ et $r = b$ donnent la valeur maximale des facteurs d'amplitudes pour les deux ondes diurnes O_1 et OO_1 . Quant aux grandeurs C_{12} et D_{12} , elles contiennent un apport maximum de l'onde O_1 seulement. Dans la table 12, on voit que l'apport est très important.

C_{10} et D_{10} fournissent l'onde K_1 .

C_{11} et D_{11}	"	"	M_1
C_{12} et D_{12}	"	"	O_1
C_{13} et D_{13}	"	"	Q_1
D_{1a} et C_{1a}	"	"	J_1
D_{1b} et C_{1b}	"	"	OO_1
C_{20} et D_{20}	"	"	S_2
C_{21} et D_{21}	"	"	L_2
C_{22} et D_{22}	"	"	M_2
C_{23} et D_{23}	"	"	N_2
C_{24} et D_{24}	"	"	μ_2
D_{2b} et C_{2b}	"	"	$2SM_2$

La méthode de Doodson donne les constantes harmoniques pour ces ondes. Ensuite, de même que dans la méthode de Lecolazet, Doodson a calculé pour chacun des quatre groupes de nombres C et D de la table citée plus haut, des facteurs analogues (table 13), tels que la sommation effectuée avec ces facteurs sur les nombres C et D ne renferme un

t est la durée d'une série d'observations exprimées en heures solaires moyennes. La seconde méthode est décrite dans le travail de B.P. Pertsev [11]. Il est évident que pour déterminer w et A , il est indispensable de connaître les valeurs réelles de B et $\delta(B)$ de l'onde perturbatrice. Dans les méthodes d'analyse harmonique des marées on prend pour les valeurs réelles de l'amplitude et de la phase de l'onde perturbatrice, leur valeur théorique.

En utilisant une méthode semblable, Doodson a calculé la table des valeurs de w et $1 + W = \frac{R'}{R}$ (rapport de la valeur non corrigée à la valeur corrigée de l'amplitude de l'onde déterminée) en fonctions des angles :

($V + u$) de l'onde K_1 pour la correction de l'onde S_2 ;
 ($2V + u$) " K_1 " " " K_1 ;
 ($3V$ " M_2) - ($2V$ de l'onde N_2) pour la correction de l'onde N_2 .

Ces angles sont égaux à la différence des arguments de l'onde déterminée et de l'onde perturbatrice. Ce choix des arguments pour les valeurs de w et $1 + W$ a cette commodité que les valeurs V et u ne dépendent que des éléments astronomiques et peuvent être calculées d'une façon indépendante.

Pour chacune des trois ondes S_2 , N_2 , K_1 les constantes harmoniques dans la première approximation sont égales à :

$$H = \frac{R}{f(1+W)}, \quad (56)$$

$$\alpha = r + V + u + \Delta + w, \quad (57)$$

où $r = \arctg \frac{[]'}{[]}$, V est l'argument astronomique à 0 heure du jour central de la série d'observations, Δ est la correction de la réduction des arguments pour un niveau identique, calculée d'après la formule (40), f et u sont les valeurs de réduction. Dans la suite, pour conserver l'aspect des formules données par Doodson, on écrira :

$$Y_i = R_i \cos(\omega_i t - r).$$

Il est évident que la première étape ne donne pas une correction suffisante des ondes déterminées à partir des ondes perturbatrices. Outre l'influence des ondes K_2 , T_2 , ν_2 , P_1 dans la seconde approximation, Doodson tient compte également des apports des ondes π_1 , ψ_1 , ϕ_1 dans les ondes diurnes et $2N_2$ dans les ondes semi-diurnes.

Pour déterminer les constantes harmoniques des ondes dans la seconde approximation d'après la méthode de Doodson, il faut :

1) déterminer les valeurs théoriques des amplitudes des ondes K_2 , T_2 , ν_2 , $2N_2$, P_1 , π_1 , ψ_1 , ϕ_1 . Pour cela, Doodson admet que le rapport des amplitudes des ondes est le même que dans la marée théorique. Si nous désignons l'amplitude moyenne de l'onde perturbatrice H_1 et l'amplitude moyenne d'une des ondes S_2 , N_2 , K_1 , trouvée d'après la formule (56), par H , alors $H_i = \beta H$, où β est le rapport des valeurs théoriques des amplitudes des ondes perturbatrices et perturbées. Pour β , Doodson admet le rapport des coefficients numériques

des amplitudes dans son développement du potentiel générateur des marées [9]. En passant de l'amplitude moyenne H à sa valeur à 0 heure du jour central pour la série, nous trouvons d'après la formule $R_i = \beta_i f_i H$:

$$\begin{aligned} R_{K_1} &= 0,272 f_{K_1} H_{S_1}, & R_{P_1} &= 0,331 H_{K_1}, \\ R_{T_1} &= 0,059 H_{S_1}, & R_{\pi_1} &= 0,019 H_{K_1}, \\ R_{N_1} &= 0,194 f_{N_1} H_{N_1}, & R_{\psi_1} &= 0,008 H_{K_1}, \\ R_{2N_1} &= 0,133 f_{N_1} H_{N_1}, & R_{\varphi_1} &= 0,014 H_{K_1}, \\ f_{T_1} &= f_{P_1} = f_{\psi_1} = f_{\pi_1} = 1, & f_{N_1} &= f_{2N_1} = f_{N_2}. \end{aligned} \quad (58)$$

2) déterminer les valeurs théoriques des phases des ondes perturbatrices. Nous désignons l'écart de phase de l'onde déterminée à 0 heure du jour central pour la série par :

$$x = r + V + u + \Delta + \omega \quad (59)$$

et l'écart de phase de l'onde perturbatrice par :

$$x' = r' + V' + u' + \Delta'. \quad (60)$$

Doodson admet $x = x'$ et $\Delta = \Delta'$. En posant les seconds membres des équations (59) et (60), nous trouvons :

$$r' = r + \omega + (V + u) - (V' + u'). \quad (61)$$

En remplaçant en (61) par V, u, V', u' , leurs valeurs de la table 2 de la monographie de Schureman [8], nous trouvons :

$$\begin{aligned} r_{K_1} &= (r + \omega)_{S_1} - 2(V + u)_{K_1} + 180^\circ, \\ r_{T_1} &= (r + \omega)_{S_1} - (V)_{K_1} - 12^\circ, \\ r_{N_1} &= (r + \omega)_{N_1} - [(3V)_{M_1} - (2V)_{N_1}], \\ r_{P_1} &= (r + \omega + u)_{K_1} + (2V)_{K_1}, \\ r_{\pi_1} &= (r + \omega + u)_{K_1} + (3V)_{K_1} - 12^\circ, \\ r_{\psi_1} &= (r + \omega + u)_{K_1} - (V)_{K_1} + 12^\circ, \\ r_{\varphi_1} &= (r + \omega + u)_{K_1} - (2V)_{K_1} + 180^\circ, \\ r_{2N_1} &= 2(r + \omega)_{N_1} - (r)_{M_1}. \end{aligned} \quad (62)$$

Pour la détermination de l'argument de l'onde $2N_2$, Doodson a profité de cette circonstance que $2\omega_{N_2} - \omega_{M_2} = 27^\circ,8953548$, c'est-à-dire justement la vitesse de l'onde $2N_2$. Pour le calcul des arguments des ondes d'après la formule (61) en fonction de V et u à partir de la table 2 du travail [8], il faut poser $T = 0$ et prendre la longitude moyenne du périhélie du Soleil à cette époque en 1950 ($P_1 = 282^\circ$).

3) trouver $R \cos r$ et $R \sin r$ pour les ondes perturbatrices et les multiplier par les facteurs relatifs des amplitudes, calculés d'après la table 15. Les valeurs des facteurs relatifs des amplitudes sont données dans la table 17. Pour cela, il faut avoir en vue que pour les

ondes S_2, N_2, K_1 , la table donne les différences relatives de correction des ondes K_2, T_2, ν_2, P_1 , dans la première approximation. Doodson tient compte également de l'influence de l'onde O_1 sur les ondes semi-diurnes. Cette manière de faire nous paraît inexacte. Pour le calcul des coefficients des corrections pour [] et []' de la table 17. Doodson considère la valeur du facteur d'amplitude de l'onde O_1 pour [] et []' égale à la somme des produits : pour la contribution en [] :

$$\alpha_0 C_{20} + \alpha_1 C_{21} + \alpha_2 C_{22} + \alpha_3 C_{23} + \alpha_4 C_{24} + \alpha_5 D_{2b}; \quad (63)$$

pour la contribution en []'

$$\alpha'_0 D_{20} + \alpha'_1 D_{21} + \alpha'_2 D_{22} + \alpha'_3 D_{23} + \alpha'_4 D_{24} + \alpha'_5 C_{2b}; \quad (64)$$

où $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_4, \alpha_5$ sont les facteurs de la table 13. Par exemple, la contribution de l'onde O_1 en $[\mu_2]$ est considérée égale à :

$$28C_{21} + 5C_{22} - 21C_{23} + 495C_{24} + 3D_{2b}.$$

En réalité, comme on le voit dans la table 3, pour (63) et (64) il faut encore ajouter $\alpha_6 C_{12}$ et $\alpha_6' C_{1b}$, qui sont choisis autant que possible comme égaux à (63), (64) et leur sont de signe opposé. Les termes supplémentaires $\alpha_6 C_{12}$ et $\alpha_6' C_{1b}$ pour [] et []' apportent une contribution de l'onde O_1 dans les ondes semi-diurnes qui est considérée comme faible, tandis que Doodson ne tient pas compte des contributions des quelques ondes diurnes en $[\mu_2], [N_2], [L_2]$ et $[\mu_2]', [N_2]', [L_2]'$.

Il serait naturel de prendre comme critère de la nécessité de tenir compte de l'influence de l'onde diurne $R_1 \cos r_1$ sur l'onde semi-diurne $R_2 \cos r_2$ le rapport :

$$\frac{\rho' H_1}{\rho'' H_2} = m,$$

où ρ' et ρ'' sont les facteurs d'amplitude des ondes $R_1 \cos r_1$ et $R_2 \cos r_2$ avec lesquels ils entrent dans [], c'est-à-dire les valeurs de la table 15 ; H_1 et H_2 sont les coefficients numériques des amplitudes de ces ondes à partir des tables de Doodson de la décomposition du potentiel générateur de marée [9].

Si $m > 1$ ‰, alors on calculera l'influence de l'onde, si $m < 1$ ‰ l'influence de l'onde n'est pas prise en considération.

Ce critère est très satisfaisant pour les contributions de l'onde O_1 en [] et []', calculées d'après les formules (63) et (64). Par exemple, pour les contributions en [], nous avons :

Ondes déterminées	μ_2	N_2	M_2	S_2	L_2
m, ‰	2,9	1	2,5	0,3	7,8

Comme on le voit, notre critère coïncide bien avec le critère de Doodson. La table 18 donne la valeur m pour ces ondes, pour lesquelles elle est plus grande que zéro. Pour améliorer les résultats donnés par la méthode de Doodson, il faut soustraire de [] et de []' les contributions des ondes figurant dans la table 18.

4) soustraire les corrections trouvées de [] et de []' et déterminer par le procédé habituel les constantes harmoniques des six ondes diurnes et des six ondes semi-diurnes.

La méthode de Doodson permet aussi de déterminer les constantes harmoniques des ondes à longues périodes. La méthode de calcul des constantes harmoniques pour ces ondes est du même principe que pour les ondes diurnes et semi-diurnes.

Influence des combinaisons sur le mouvement du zéro

Nous supposons, comme dans la méthode de Lecolazet, que dans un laps de temps englobant une combinaison journalière, la courbe du mouvement du zéro s'exprime par un polynôme du sixième degré. Ce laps de temps est égal à 37 heures pour les combinaisons X_1, Y_1 et à 29 heures pour les combinaisons X_2, Y_2 . Pour les combinaisons de la table 16, ces laps de temps sont égaux à 35 et 27 heures.

Les contributions du déplacement du point origine dans les valeurs journalières sont pour les combinaisons de la table 8 :

$$\begin{aligned} X_1, Y_1 \quad Y_1 &= - 13824 a_3 - 5299200 a_5, \\ X_2, Y_2 \quad Y_1 &= + 3456 a_3 + 1532160 a_5 ; \end{aligned} \tag{65}$$

pour les combinaisons de la table 16 :

$$\begin{aligned} X_1, Y_1 \quad Y_1 &= - 2304 a_2 - 525312 a_4 - 130996224 a_6, \\ X_2, Y_2 \quad Y_1 &= + 576 a_2 + 152064 a_4 + 27565056 a_6 \end{aligned} \tag{66}$$

De la comparaison de (25), (65) et (66), on peut tirer les conclusions suivantes :

- 1) les combinaisons de la table 16 apportent une contribution du mouvement du zéro dans les valeurs journalières par les coefficients du polynôme α pour l'argument t dans les degrés d'un ordre inférieur à celui que donnent les combinaisons des tables 1 et 8.
- 2) les combinaisons X_2, Y_2 des tables 1 et 8 donnent des contributions identiques.
- 3) les combinaisons X_1, Y_1 de la méthode de Doodson donnent une contribution du mouvement du zéro dans les valeurs journalières de deux fois supérieure à celle de la méthode de Lecolazet.

Nous estimons qualitativement les contributions du mouvement du point origine dans les valeurs mensuelles par $X, Y_{p,q}$ et X, Y_p . Comme dans la méthode Lecolazet, on peut les représenter de la façon suivante :

$$\sum_{i=-14}^{14} K_i Y_i$$

où K_i est le coefficient des combinaisons de la table 10 et Y_i est la contribution du mouvement du zéro dans les valeurs journalières. Pour les combinaisons $r(a, b, c, d)$ et $q(1, 2, 3, 4)$ cette contribution sera faible d'après le même principe que dans la méthode de Lecolazet.

Pour la combinaison $q(0)$ elle peut augmenter de plus de dix fois en comparaison avec les combinaisons des autres types. D'après ce principe, le mouvement du zéro se fait sentir le plus fort sur la valeur $C_{p_0} = X_{p_0} + Y_{p_0}$, qui entre avec une plus grande influence en $[K_1]$ et $[S_2]$ (voir table 13).

De ce que nous avons dit, on peut tirer deux conclusions :

- 1) dans la méthode de Doodson, la dérive du zéro exerce une influence plus forte sur les constantes harmoniques des ondes déterminées que dans la méthode de Lecolazet.
- 2) les ondes K_1 et S_2 sont fortement sujettes à l'influence de la dérive du zéro dans la méthode de Doodson.

Influence des combinaisons sur les erreurs accidentelles des ordonnées de départ.

Nous avons calculé la contribution des erreurs accidentelles des ordonnées de départ dans les nombres $[]$ et $[]'$ de la méthode de Doodson de la même façon que cela a été fait pour la méthode de Lecolazet. Pour les cinq ondes fondamentales K_1, O_1, S_2, M_2, N_2 les valeurs ci-après ont été obtenues. La combinaison journalière de la table 16 donne :

ϵ	K_1	O_1	S_2	M_2	N_2
$[]$	0,07	0,08	0,08	0,08	0,08
$[]'$	0,09	0,08	0,08	0,08	0,08

La combinaison journalière de la table 8 donne : $\epsilon = 0,10 - 0,12$ pour les ondes diurnes ; $\epsilon = 0,8$ pour les ondes semi-diurnes.

BIBLIOGRAPHIE

1. H. Labrouste et Y. Labrouste
Analyse des graphiques résultant de la superposition de sinusoides
Paris, 1943.
2. A.T. Doodson and G.W. Lennon
The elimination of drift effects from tidal analyses
Communication de l'Observatoire Royal de Belgique, N° 142, Série Géophysique, N° 47, 1958.
3. R. Lecolazet.
La méthode utilisée à Strabourg pour l'analyse harmonique de la marée gravimétrique
Marées Terrestres, Bulletin d'informations, N° 10, 1958.
4. R. Lecolazet.
Le développement harmonique des déviations périodiques théoriques de la verticale,
Marées Terrestres, Bulletin d'informations, N° 14, 1959.
5. H. Jeffreys and R.O. Vicente.
The theory of nutation and the variation of latitude,
Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 1957.
6. R. Lecolazet.
Application de l'analyse des observations de la marée gravimétrique de la méthode de
H. et Y. Labrouste.
Annales de Géophys., vol. 12, 1956.
7. A.M. Iaglom.
Introduction à la théorie des fonctions stationnaires aléatoires.
Y. M. N. T. VII b 5, 1952.
8. P. Schureman.
Manual of harmonic analysis and predication of I Tides,
Washington, 1941.
9. T. Doodson.
The harmonic developpment of the Tide - generating Potential.
The International hydrographic review, vol. XXXI, N° 1, 1954.
10. A. T. Doodson.
The analysis of Tidal observations for 29 days.
The International hydrographic review, vol. XXXI, N° 1, 1954.
11. B.P. Pertsev.
Analyse harmonique des marées élastiques.
Isv. AN. CCCP. Sér. Géoph. N° 8, 1958.

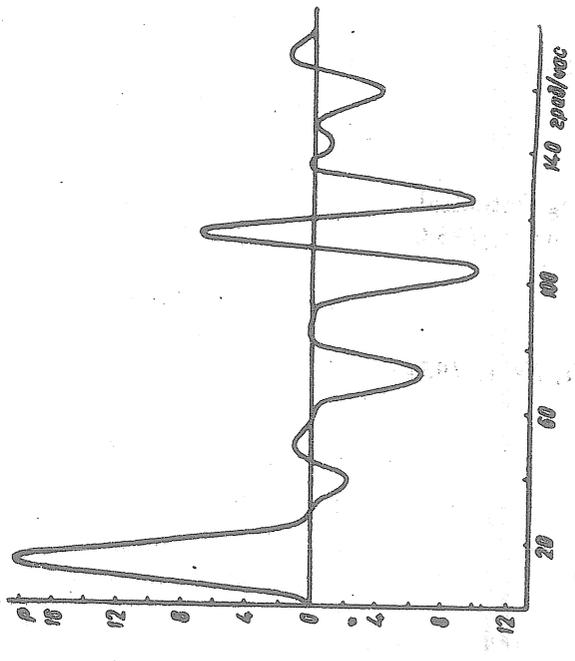


Fig. 1 Courbe de sélectivité de la combinaison diurne X_1 de la méthode de Lecolazet

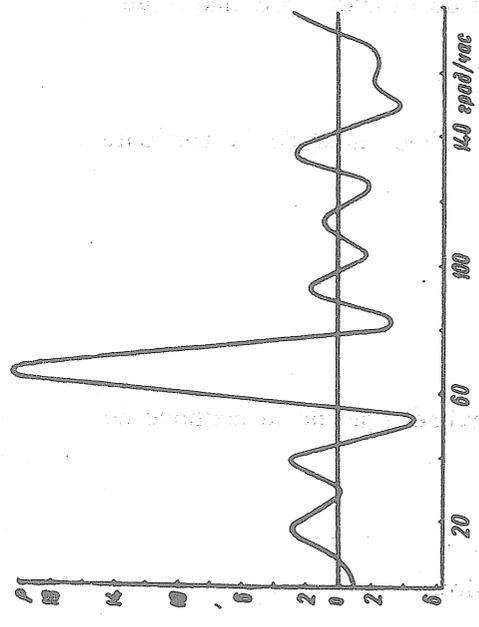


Fig. 3 : Courbe de sélectivité de la combinaison mensuelle (O_1) dans la méthode Lecolazet.

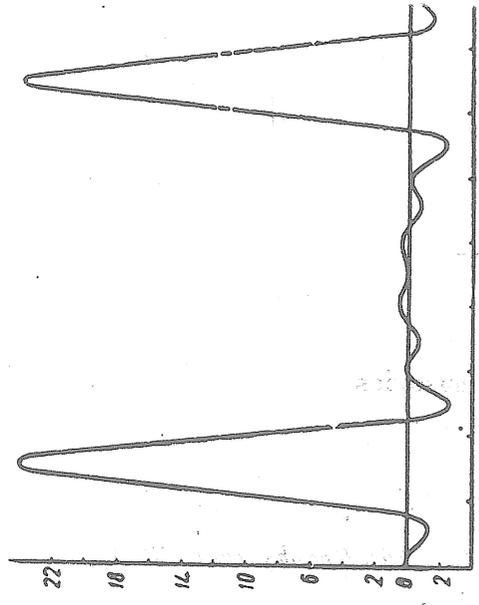


Fig. 6 : Courbe de sélectivité des combinaisons journalières X_2, Y_2 (ξ_2, η_2) de la méthode de Doodson.

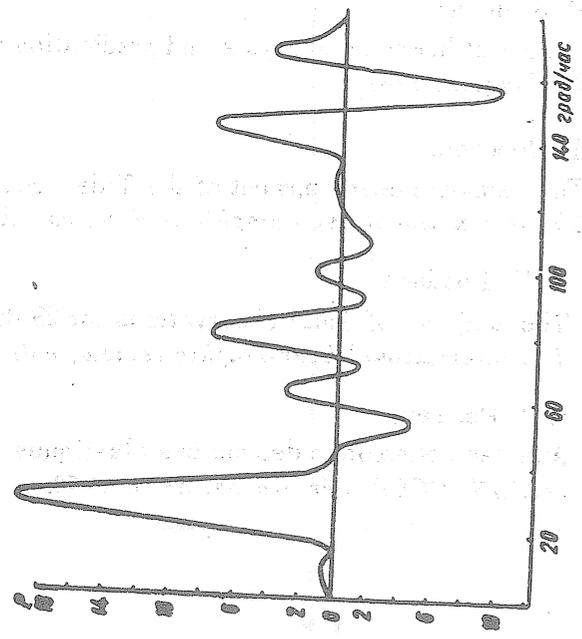


Fig. 2. Courbe de sélectivité de la combinaison semi-diurne X_2 de la méthode de Lecolazet.

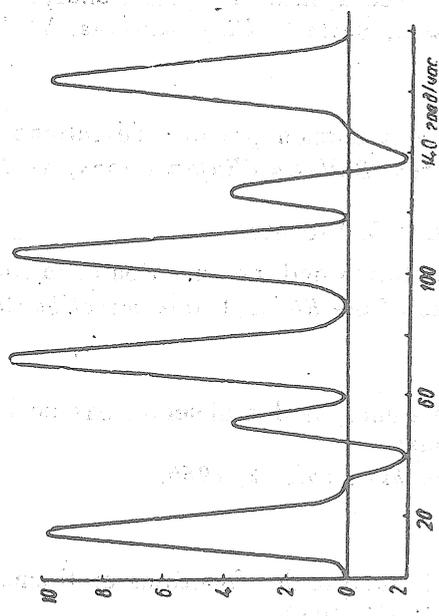


Fig. 5. Courbe de sélectivité des combinaisons journalières X_1, Y_1 (ξ_1, η_1) de la méthode de Doodson.

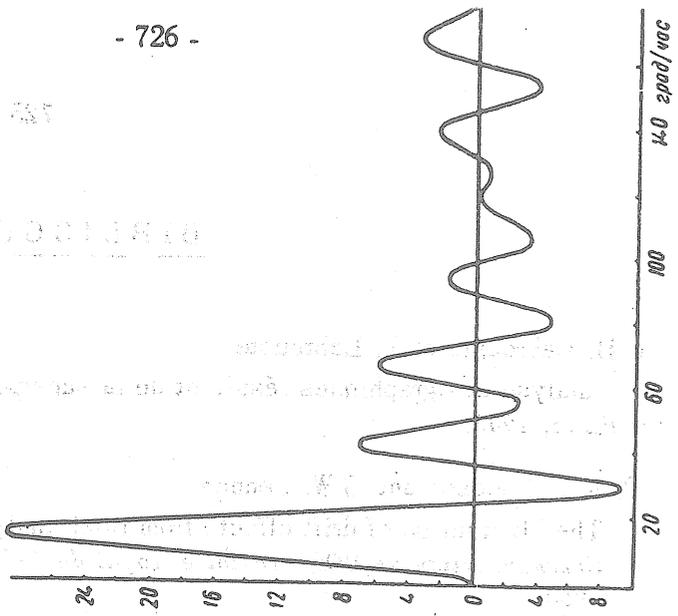


Fig. 7 : Courbe de sélectivité de la combinaison mensuelle d_1 dans la méthode de Doods

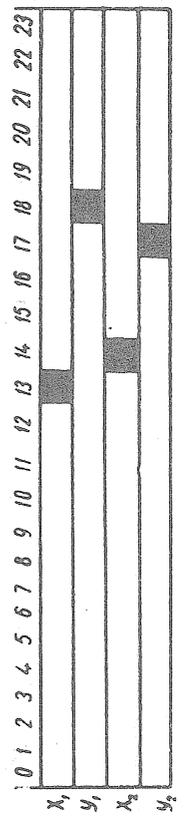


Fig. 4 : Répartition de l'heure centrale des combinaisons journalières de Doodson dans la table des ordonnées de la courbe d'enregistrement

Table 2
Facteurs d'amplitude des oscillations journalières.

	X_1	X_2		X_1	X_2
K_1	+17,920959	+ 0,004367	OO_1	+16,783289	+ 0,271286
O_1	+18,301991	- 0,007646	Q_1	+16,218302	+ 0,039203
Q_1	+18,192045	+ 0,048378	σ_1	+17,936898	+ 0,117064
M_1	+18,211030	- 0,026908	$2Q_1$	+17,884477	+ 0,128824
J_1	+17,445352	+ 0,098402	ψ_1	+17,891468	+ 0,009130
M_2	- 0,017215	+19,449536	φ_1	+17,860914	+ 0,014237
S_2	0,000000	+18,928203	τ_1	+18,301249	- 0,013223
N_2	- 0,024214	+19,446967	K_2	+ 0,000193	+18,856854
L_2	- 0,005091	+19,254333	v_2	- 0,024059	+19,458785
$2N_2$	- 0,012277	+19,247664	μ_2	- 0,015497	+19,285579
S_1	+17,949383	0,000000	T_2	- 0,000047	+18,962279
P_1	+17,976735	- 0,004034	R_2	- 0,000047	+18,893061
π_1	+18,003009	- 0,007723	M_2	- 0,890069	- 0,081365

Table 6
Valeurs des facteurs $\alpha, \beta, \gamma, \delta, \zeta$

	(K_1)	(O_1)	(Q_1)	(M_1)	(J_1)
α	+29055	- 1233	+ 778	- 533	+ 1381
β	+ 25	+27115	+ 605	+ 1202	- 2377
γ	+ 2	- 412	+28403	- 2027	- 194
δ	- 1595	+ 1547	- 3027	+29115	- 1789
ζ	+ 2685	+ 1347	- 1476	+ 2375	+29776
	$(K_1)'$	$(O_1)'$	$(Q_1)'$	$(M_1)'$	$(J_1)'$
α	+28181	- 330	+ 1675	+ 2664	+ 989
β	- 241	+26744	+ 1864	- 370	+ 5472
γ	+ 919	+ 626	+27104	- 1190	- 2919
δ	- 394	+ 1309	+ 386	+27132	- 1207
ζ	+ 3236	- 649	- 2238	- 3842	+26831
	(M_2)	(S_2)	(N_2)	(L_2)	$(2N_2)$
α	+26381	+ 1236	- 580	+ 1853	- 1046
β	- 274	+33980	- 3167	- 6345	- 394
γ	+ 1741	- 390	+26907	- 2614	+ 1813
δ	+ 226	- 3568	- 789	+26636	+ 670
ζ	+ 575	+ 567	+ 2684	- 617	+27504
	$(M_2)'$	$(S_2)'$	$(N_2)'$	$(L_2)'$	$(2N_2)'$
α	+25306	- 220	- 429	+ 1721	- 2479
β	- 1520	+31236	- 1382	- 1657	- 1692
γ	+ 995	+ 806	+25304	- 1760	+ 3064
δ	+ 1425	+ 2004	- 2874	+26789	+ 1901
ζ	- 1684	- 1280	+ 1492	+ 2411	+26267

Table 8
Coefficients des combinaisons journalières (X_1, Y_1); (X_2, Y_2)

μ	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19
$\frac{X_1}{X_2} \left \frac{Y_1}{Y_2} \right K_\mu$	0	+2	0	0	0	+1	0	+2	0	0	0	+1	0	-1	0	0	0	0	0	-1
	0	+2	0	+4	0	+2	0	-2	0	-3	0	-1	0	+1	0	+1				

Table 9
Facteurs d'amplitudes des combinaisons journalières.

	$X_1 Y_1$	$X_2 Y_2$		$X_1 Y_1$	$X_2 Y_2$
K_2	+ 9,792830	+ 0,033452	π_2	+ 9,806542	- 0,065590
M_2	+ 9,815085	- 0,377873	Q_2	+ 9,591184	- 0,944572
O_2	+ 9,737086	- 0,713642	σ_2	+ 9,335333	- 1,149182
Q_2	+ 9,562280	- 0,975712	$2Q_2$	+ 9,294256	- 1,171781
J_2	+ 9,672632	+ 0,518687	ψ_2	+ 9,787144	+ 0,067342
OO_2	+ 9,453433	+ 1,092990	φ_2	+ 9,780901	+ 0,101675
S_2	0,000000	+24,000000	τ_2	+ 9,755099	- 0,668077
L_2	+ 0,000849	+23,837180	$2N_2$	+ 0,078203	+22,546881
M_2	+ 0,008625	+23,529582	K_2	- 0,000004	+24,018375
N_2	+ 0,031621	+23,097662	v_2'	+ 0,027358	+23,162489
μ_2	+ 0,070305	+22,627249	T_2	0,000000	+23,989697
S_1	+ 9,797958	0,000000	R_2	0,000000	+24,009560
P_1	+ 9,802530	- 0,033015	M_2	- 1,073942	+ 2,135056
			$2SM_2$	- 0,0079454	+24,016764

Table 4

Facteurs d'amplitudes des combinaisons mensuelles

	(K ₁)	(O ₁)	(Q ₁)	(M ₁)	(J ₁)	(M ₂)	(S ₂)	(N ₂)	(L ₂)	(2N ₂)
K ₁	-19,297836	-0,889868	+0,552938	-0,344189	+0,807090	0,726149	0,332349	-0,570599	+0,681808	3,449670
O ₁	+0,214978	-20,113326	+0,447818	+0,992070	-1,552582	0,593644	0,218591	+0,644054	+2,996178	0,027230
Q ₁	-0,051448	+0,211654	-19,500962	-1,332025	+0,221532	2,653682	0,172579	+1,247306	+1,170255	+0,022347
M ₁	+0,948253	+1,059222	-2,072638	-18,952061	-1,025632	2,728562	0,287431	+0,643420	+2,829393	+0,057041
J ₁	+1,853797	+0,938151	+0,907833	+1,496411	-19,178048	2,613669	0,341681	-0,204342	+0,090131	+0,471869
M ₂	+0,118523	+0,214863	-1,080219	-1,758668	+1,025985	-19,464267	0,879424	-0,195886	+1,527502	+0,751697
S ₂	0,000000	0,000000	0,000000	0,000000	0,000000	0,000000	16,000000	2,000000	-4,000000	0,000000
N ₂	+0,054003	+0,509512	+4,795454	-0,119506	-1,682449	+1,258162	0,501521	-19,337938	-2,000178	+1,364621
L ₂	+0,256347	+0,738028	+2,076897	+0,287287	-2,401743	+0,197503	2,137791	+0,888812	-20,093169	+0,525110
2N ₂	-3,128229	+0,402981	-0,061844	+1,713922	-2,353586	+0,318756	0,000000	+1,932920	-0,201815	-18,996733
S ₁	-19,313709	0,000000	0,000000	2,000000	+2,000000	0,000000	0,000000	-0,585786	0,000000	-3,313709
P ₁	-18,960483	+0,938975	-0,600385	-3,818103	-2,928209	+0,763688	0,342508	-0,614964	-0,636752	-2,856328
π ₁	-18,254092	+1,879305	+1,218016	-5,750527	+3,581857	+1,523794	0,675791	+0,655287	-1,185868	-3,112317
O ₀	-0,715152	+3,223417	-18,564093	+0,457582	-1,371618	+0,954688	0,414239	-0,17391	+1,85868	0,451630
φ ₁	+0,016716	+1,284706	-0,050114	+0,042273	+0,071973	-1,134067	1,993393	+3,150978	+0,429012	+0,273609
σ ₁	+0,420079	+1,687681	+3,116738	-0,964269	-0,042995	-2,012042	-15,556152	-2,29236	-0,564947	+0,379078
ψ ₁	-18,158189	-1,687681	+1,031837	+0,037586	-0,629676	0,083741	0,636280	-0,570764	+4,151107	+0,016787
τ ₁	+0,492047	-19,236604	+2,369405	-1,946968	-2,355311	1,374931	0,832280	+0,570764	+1,364520	+3,494458
ν ₂	+0,051871	+1,249978	+5,181223	-0,297744	-0,029744	1,910133	0,585966	-0,585966	+2,005023	-0,138984
μ ₂	-2,649983	+1,086688	+0,010626	-1,54244	-2,981925	0,154079	1,292750	+0,591380	+5,039581	-0,436169
J ₂	-0,231431	+0,687838	+1,570329	+0,515924	-0,082378	1,88974	15,846385	-2,401456	-6,225597	+17,555947
R ₂	+0,245797	+0,745366	-1,787025	-0,559145	+0,039104	1,197356	15,846385	-1,565434	-1,914216	+0,231431
M ₂	-0,495370	+0,908568	-1,343080	-2,296086	+1,932757	0,799382	0,481637	+0,094127	+0,991049	-1,539634
K ₁	+19,928030	+0,352895	-1,302860	-2,146476	-0,972047	0,137778	1,202581	+0,336949	+0,125761	2,144770
O ₁	+0,686592	+20,391576	-1,549305	-0,433762	-4,069199	1,247081	1,197910	+1,514106	+1,971010	1,133144
Q ₁	-0,912810	-0,424334	+20,529773	+1,302178	+2,244842	3,056560	1,168612	-0,216847	+0,560834	-1,057502
M ₁	+0,164239	+0,966506	-0,145161	+20,346844	+1,014706	0,272349	1,224125	+0,616654	+2,173096	0,1307640
J ₁	-2,332772	+0,271876	+1,755602	+3,173147	-20,221320	2,644989	1,142396	+1,429584	+0,090866	0,839395
M ₂	+0,431743	+0,708492	-0,000390	-0,121898	-0,350666	-20,562793	0,123276	+0,058091	+1,552142	+2,052922
S ₂	+1,000000	+1,000000	0,000000	0,000000	-0,300000	1,000000	17,000000	+1,000000	+1,000000	+1,000000
N ₂	-0,456828	-1,972642	+3,582874	+0,932440	+0,974158	1,137286	0,540735	+20,622296	+1,695962	2,660999
L ₂	-0,292540	+0,832616	+2,433680	-2,337533	-3,601787	1,326770	1,175970	-2,494994	-2,065651	1,832171
2N ₂	-2,470635	+2,213496	-1,296075	-0,406701	+0,613837	1,724910	0,746468	+1,359207	+20,644637	2,13709
S ₁	+20,313709	+0,414214	1,000000	1,000000	-2,414214	0,414214	1,000000	+0,414214	+0,414214	-2,062910
P ₁	+20,265383	-1,236494	0,629830	+0,452547	-3,537208	0,710533	0,725330	+0,523953	+0,678303	2,313709
π ₁	+19,781807	+2,027269	-1,562998	-2,177184	-4,322571	1,003770	0,394201	-1,998078	+2,277776	2,482122
O ₀	+1,647290	-2,285561	+1,562998	-0,787608	+1,100006	-2,622976	1,071263	+0,180260	+2,036738	2,639494
φ ₁	+0,283509	+2,338010	-19,849063	-0,296813	-0,794323	4,021362	2,838556	+0,013335	+1,836067	0,897185
σ ₁	+0,097540	+0,016530	+1,852725	0,038511	-1,413937	1,978995	16,467961	+1,044030	+2,066738	1,644089
2Q ₁	+1,033327	+1,035317	-1,099811	-1,033222	-3,060510	0,951559	16,999105	+1,040889	+1,132513	1,695329
ψ ₁	+19,126366	+1,029420	-1,517792	-2,967715	+0,755604	0,977624	1,322396	+0,308334	-10,166423	0,966322
φ ₁	+17,942311	+1,589102	-1,630998	-3,459712	-2,721438	0,273808	1,354239	+0,443029	+0,443029	1,838057
τ ₁	+1,264991	+19,694672	-3,974677	+3,333772	-2,646295	2,590764	2,019869	-1,836138	+3,626925	1,715298
ν ₂	-0,069504	-0,215594	+2,418084	-0,149547	-1,126696	2,101078	16,270003	+0,170604	+2,388833	1,786087
K ₂	+0,386938	+1,518036	-3,865386	+0,159634	-0,431521	1,980620	0,301410	-20,249808	+0,313083	4,392146
ν ₂	+2,737453	+1,587507	-1,747868	-0,738056	+1,028522	0,137563	16,815730	+1,351991	+1,093350	19,187599
T ₂	+1,441134	+1,449871	-2,295146	-1,418844	-3,822941	0,257267	16,815730	+1,640336	+3,009112	0,486784
R ₂	+0,486784	+0,434889	-0,583999	-0,465799	-2,088709	1,627493	16,815730	+0,386541	+0,765484	1,441134
M ₂	-0,889062	+3,499016	-2,274824	-3,623551	+1,201973	1,242039	0,774703	+1,693020	+1,595902	0,419271

Facteurs d'amplitudes des combinaisons mensuelles

	(K ₁)	(O ₁)	(Q ₁)	(M ₁)	(J ₁)	(M ₂)	(S ₂)	(N ₂)	(L ₂)	(2N ₂)
K ₁	-19,297836	-0,889868	+0,552938	-0,344189	+0,807090	0,726149	0,332349	-0,570599	+0,681808	3,449670
O ₁	+0,214978	-20,113326	+0,447818	+0,992070	-1,552582	0,593644	0,218591	+0,644054	+2,996178	0,027230
Q ₁	-0,051448	+0,211654	-19,500962	-1,332025	+0,221532	2,653682	0,172579	+1,247306	+1,170255	+0,022347
M ₁	+0,948253	+1,059222	-2,072638	-18,952061	-1,025632	2,728562	0,287431	+0,643420	+2,829393	+0,057041
J ₁	+1,853797	+0,938151	+0,907833	+1,496411	-19,178048	2,613669	0,341681	-0,204342	+0,090131	+0,471869
M ₂	+0,118523	+0,214863	-1,080219	-1,758668	+1,025985	-19,464267	0,879424	-0,195886	+1,527502	+0,751697
S ₂	0,000000	0,000000	0,000000	0,000000	0,000000	0,000000	16,000000	2,000000	-4,000000	0,000000
N ₂	+0,054003	+0,509512	+4,795454	-0,119506	-1,682449	+1,258162	0,501521	-19,337938	-2,000178	+1,364621
L ₂	+0,256347	+0,738028	+2,076897	+0,287287	-2,401743	+0,197503	2,137791	+0,888812	-20,093169	+0,525110
2N ₂	-3,128229	+0,402981	-0,061844	+1,713922	-2,353586	+0,318756	0,000000	+1,932920	-0,201815	-18,996733
S ₁	-19,313709	0,000000	0,000000	2,000000	+2,000000	0,000000	0,000000	-0,585786	0,000000	-3,313709
P ₁	-18,960483	+0,938975	-0,600385	-3,818103	-2,928209	+0,763688	0,342508	-0,614964	-0,636752	-2,856328
π ₁	-18,254092	+1,879305	+1,218016	-5,750527	+3,581857	+1,523794	0,675791	+0,655287	-1,185868	-3,112317
O ₀	-0,715152	+3,223417	-18,564093	+0,457582	-1,371618	+0,954688	0,414239	-0,17391	+1,85868	0,451630
φ ₁	+0,016716	+1,284706	-0,050114	+0,042273	+0,071973	-1,134067	1,993393	+3,150978	+0,429012	+0,273609
σ ₁	+0,420079	+1,687681	+3,116738	-0,964269	-0,042995	-2,012042	-15,556152	-2,29236	-0,564947	+0,379078
ψ ₁	-18,158189	-1,687681	+1,031837	+0,037586	-0,629676	0,083741	0,636280	-0,570764	+4,151107	+0,016787
τ ₁	+0,492047	-19,236604	+2,369405	-1,946968	-2,355311	1,374931	0,832280	+0,570764	+1,364520	+3,494458
ν ₂	+0,051871	+1,249978	+5,181223	-0,297744	-0,029744	1,910133	0,585966	-0,585966	+2,005023	-0,138984
μ ₂	-2,649983	+1,086688	+0,010626	-1,54244	-2,981925	0,154079	1,292750	+0,591380	+5,039581	-0,436169
J ₂	-0,231431	+0,687838	+1,570329	+0,515924	-0,082378	1,88974	15,846385	-2,401456	-6,225597	+17,555947
R ₂	+0,245797	+0,745366	-1,787025	-0,559145	+0,039104	1,197356	15,846385	-1,565434	-1,914216	+0,231431
M ₂	-0,495370	+0,908568	-1,343080	-2,296086	+1,932757	0,799382	0,481637	+0,094127	+0,991049	-1,539634
K ₁	+19,928030	+0,352895	-1,302860	-2,146476	-0,972047	0,137778	1,202581	+0,336949	+0,125761	2,144770
O ₁	+0,686592	+20,391576	-1,549305	-0,433762	-4,069199	1,247081	1,197910	+1,514106	+1,971010	1,133144
Q ₁	-0,912810	-0,424334	+20,529773	+1,302178	+2,244842	3,056560	1,168612	-0,216847	+0,560834	-1,057502
M ₁	+0,164239	+0,966506	-0,145161	+20,346844	+1,014706	0,272349	1,224125	+0,616654	+2,173096	0,1307640
J ₁	-2,332772	+0,271876	+1,755602	+3,173147	-20,221320	2,644989	1,142396	+1,429584	+0,090866	0,839395
M ₂	+0,431743	+0,708492	-0,000390	-0,121898	-0,350666	-20,562793	0,123276	+0,058091	+1,552142	+2,052922
S ₂	+1,000000	+1,000000	0,000000	0,000000	-0,300000	1,000000	17,000000	+1,000000	+1,000000	+1,000000
N ₂	-0,456828	-1,972642	+3,582874	+0,932440	+0,974158	1,137286	0,540735	+20,622296	+1,695962	2,660999
L ₂	-0,29									

Table 5

Facteurs d'amplitudes des valeurs ()

	(K ₁)	(O ₁)	(Q ₁)	(M ₁)	(J ₁)	(M ₂)	(S ₂)	(N ₂)	(L ₂)	(2N ₂)
K ₁	-345,8357	-15,9473	9,9092	6,1682	14,4638	0,0032	0,0015	0,0025	0,0030	0,0151
O ₁	3,9345	-368,1139	8,1960	18,1569	28,4153	0,0045	0,0017	0,0049	0,0229	0,0000
Q ₁	0,9359	3,8504	-354,7624	24,2323	4,0301	0,1284	0,0083	0,0603	0,0566	0,0011
M ₁	17,2687	19,2895	37,7449	-345,6829	18,6778	0,0734	0,0077	0,0173	0,0761	0,0011
J ₁	32,3401	16,3664	15,8375	26,1054	-334,5678	0,2572	0,0336	0,0201	0,0089	0,0464
M ₂	0,0020	0,0037	0,0186	0,0303	0,0177	-378,5710	17,1044	3,8099	29,7092	14,6205
S ₂	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	-302,8513	37,8564	75,7128	0,0000
N ₂	0,0013	0,0123	0,1161	0,0029	0,0407	24,4674	9,7531	-376,0642	38,8974	26,5377
L ₂	0,0013	0,0038	0,0106	0,0015	0,0122	3,8028	-4,11617	17,1135	-386,8806	10,1104
2N ₂	0,0384	0,0049	0,0008	0,0210	0,0289	5,6089	6,1353	37,2042	3,8845	-365,642
S ₁	-346,6692	0,0000	0,0000	36,8988	35,8988	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
P ₁	-340,8476	16,8797	10,7930	68,6370	52,6396	0,0031	0,0014	0,0025	0,0026	0,0121
π ₁	-328,6286	33,8331	-21,9280	-103,5268	64,4842	0,0118	0,0052	0,0051	0,0092	0,022
OO ₁	-25,0818	31,6300	7,6797	34,3315	23,0203	0,2590	0,1124	0,0548	0,0047	0,1221
σ ₁	13,0289	58,7252	-338,2063	17,2960	1,3112	0,0445	0,0781	0,0443	0,0168	0,0107
Q ₁	7,5349	23,0436	56,5162	17,2960	0,7712	0,2355	1,8211	0,1464	0,0661	0,0444
2Q ₁	0,2930	0,8963	2,0878	0,6722	0,0768	0,0108	2,0611	0,2614	0,5348	0,0027
ψ ₁	-338,3193	30,1951	18,4611	19,8510	11,2658	0,0126	0,0058	0,0052	0,0125	0,032
φ ₁	-324,3218	-42,0999	25,2740	41,6346	40,7075	0,0272	0,0128	0,0083	0,0285	0,0491
κ ₁	27,4332	-352,0539	43,3631	35,6320	43,1051	0,0020	0,0171	0,0078	0,0666	0,0011
K ₂	0,0001	0,0003	0,0007	0,0002	0,0000	44,1462	290,2213	21,0811	6,6441	8,2241
v ₂	0,0012	0,0301	0,1247	0,0007	0,0179	21,0303	-24,2345	-363,1278	19,2819	55,3894
μ ₂	0,0411	0,0168	0,0002	0,0179	0,0462	20,0369	17,2508	27,7601	14,0926	-338,6344
T ₂	0,0000	0,0000	0,0001	0,0000	0,0070	22,5627	-300,4836	45,5371	-118,0515	4,6604
R ₂	0,0000	0,0000	0,0001	0,0000	0,0000	22,6217	-299,3867	29,5758	36,1654	4,3724
M ₂	0,4409	0,8087	1,1955	2,0437	1,7203	0,0650	0,0392	0,0077	0,0806	0,1255

	(K ₁)'	(O ₁)'	(Q ₁)'	(M ₁)'	(J ₁)'	(M ₂)'	(S ₂)'	(N ₂)'	(L ₂)'	(2N ₂)'
K ₁	357,1294	6,3206	23,3485	38,4669	17,4200	0,0005	0,0053	0,0015	0,0006	0,0094
O ₁	12,5660	-373,2064	28,3554	7,9387	74,4744	0,0085	0,0082	0,0116	0,0151	0,0087
Q ₁	16,6059	7,7195	-373,4786	23,6893	40,8383	0,1479	0,0585	0,0105	0,0271	0,0512
M ₁	2,9910	-17,6011	2,6435	-370,5370	18,4788	0,0073	0,0329	0,0166	0,0585	0,0352
J ₁	40,6960	4,7430	30,6271	55,3567	-352,7689	0,2603	0,1194	0,1407	0,0089	0,0826
M ₂	0,0074	0,0122	0,0000	0,0021	0,0050	-399,9368	2,4949	1,1298	30,1894	39,9284
S ₂	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	18,9282	321,7795	18,9282	18,9282	18,9282
N ₂	0,0111	0,0478	0,0868	0,0226	0,0236	22,1168	10,5155	401,0411	32,9813	51,7484
L ₂	0,0015	0,0042	0,0012	0,0119	0,0183	25,5461	22,6425	48,0395	397,4987	35,2772
2N ₂	0,0303	0,0272	0,0159	0,0050	0,0075	33,2005	14,3678	26,1616	39,5665	-390,9966
S ₁	364,6185	7,4349	17,9494	17,9494	43,3336	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
P ₁	364,3054	-22,2281	11,3133	8,1353	63,5874	0,0029	0,0029	0,0021	0,0027	0,0100
π ₁	356,1321	37,3161	3,8939	39,1959	77,8193	0,0078	0,0030	0,0051	0,0059	0,0204
OO ₁	27,6469	38,3592	-26,2322	30,0019	18,4617	0,7116	0,2906	0,5421	0,6179	0,2434
σ ₁	5,1651	42,5946	361,6162	5,4074	14,4712	0,1576	0,1113	0,0071	0,0798	0,0645
Q ₁	1,7496	0,2965	33,2321	0,6908	25,3616	0,23,7	1,9278	0,0016	0,2149	0,1965
σ ₁	18,4805	18,5161	19,6695	18,4786	53,7356	0,1226	2,1899	0,1345	0,1459	0,1245
2Q ₁	342,1988	18,4178	27,1555	53,0968	13,5189	0,0009	0,0121	0,0027	0,0015	0,0181
ψ ₁	320,4661	28,3828	29,1311	61,7936	48,6074	0,0039	0,0193	0,0043	0,0063	0,0262
φ ₁	-23,1509	-360,4371	72,7416	61,9273	48,4305	0,0943	0,0267	0,0243	0,0480	0,0227
κ ₂	0,0000	0,0000	0,0005	0,0000	0,0002	39,6197	306,8011	3,2171	42,2173	33,6900
v ₂	0,0093	0,0365	0,0930	0,0038	0,0104	38,5405	5,8051	-394,0367	6,0922	85,4658
μ ₂	0,0424	0,0246	0,0271	0,0114	0,0159	2,6530	2,6530	26,0739	21,0859	-370,0440
T ₂	0,0001	0,0001	0,0001	0,0001	0,0002	4,8784	318,8646	31,1045	57,0596	9,2305
R ₂	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0001	30,7483	-317,7006	7,3029	14,4623	27,2274
M ₂	0,7913	3,1144	2,0248	3,2253	1,0699	0,1011	0,0630	0,1378	0,1299	0,0341

Table 7

Facteurs d'amplitudes des valeurs [] et []'

	[M ₂]	[S ₂]	[N ₂]	[L ₂]	[2N ₂]
K ₁	96	73	103	+	98
O ₁	134	135	116	+	617
Q ₁	3270	100	1630	+	1064
M ₁	1921	88	597	+	2160
J ₁	6770	1463	678	+	522
M ₂	-10000093	147	207	+	86
S ₂	9999921	9999921	265	+	76
N ₂	38	57	-10000147	+	201
L ₂	113	154	67	+	9999948
2N ₂	63	6	49	+	68
S ₁	0	0	0	+	0
P ₁	69	54	105	+	57
π ₁	286	214	212	+	228
OO ₁	8282	3918	22873	+	754
σ ₁	1115	2648	1013	+	1144
σ ₂	6011	61867	1898	+	9752
2Q ₁	275	67971	85	+	490
ψ ₁	353	274	211	+	379
φ ₁	752	595	325	+	843
τ ₁	21	825	207	+	1860
K ₂	1126676	9904788	355941	+	1800567
v ₂	1152876	606065	9517852	+	479934
μ ₂	277637	472936	1710972	+	168974
T ₂	574280	9734831	181068	+	1084439
R ₂	576930	-10057127	182281	+	971447
M ₃	1746	1776	32	+	2334

Facteurs d'amplitudes des valeurs [] et []'

	[K ₁]	[O ₁]	[Q ₁]	[M ₁]	[J ₁]
K ₁	9999963	138	64	160	46
O ₁	124	9999823	122	32	273
Q ₁	171	4	-10000075	120	34
M ₁	120	51	117	-10000018	100
J ₁	66	146	33	2	9999963
M ₂	154	118	462	807	596
S ₂	0	0	0	0	0
N ₂	65	444	3361	432	1200
L ₂	73	118	311	11	362
2N ₂	1228	175	70	572	963
S ₁	9918825	420214	214030	771556	654396
P ₁	9652113	847130	431452	1649510	1181450
π ₁	9209237	1258323	639827	2497756	1575288
OO ₁	720895	969527	79849	1090056	512720
σ ₁	386447	1437502	9652133	641209	146788
σ ₂	249048	613104	1534211	363501	20501
2Q ₁	9982	23856	56603	14239	2177
ψ ₁	9892497	393653	199409	657814	769991
φ ₁	9599879	742488	374121	1186540	1639311
τ ₁	729454	9710816	1211472	1665487	353448
K ₂	3	8	19	5	1
v ₂	12	893	3552	353	482
μ ₂	1346	474	3	453	1505
T ₂	0	1	2	1	0
R ₂	0	1	2	1	0
M ₃	4914	22120	30162	51787	52582

Table 7

Facteurs d'amplitudes des valeurs [] et []'

	[M ₂]	[S ₂]	[N ₂]	[L ₂]	[2N ₂]
K ₁	3	177	14	22	249
O ₁	178	294	254	347	125
Q ₁	3531	1730	278	435	862
M ₁	235	856	578	1554	947
J ₁	6106	3253	3678	478	889
M ₂	9999888	246	96	95	4
S ₂	38	10000035	19	153	18
N ₂	175	219	9999968	681	213
L ₂	189	170	212	10000008	42
2N ₂	408	17	98	246	10000682
S ₁	0	0	0	0	0
P ₁	52	103	27	33	250
π ₁	148	113	77	103	494
OO ₁	18566	7248	15226	15770	7190
σ ₁	3578	3513	76	1805	941
σ ₂	2251	60332	1888	7357	967
2Q ₁	120	68033	91	408	49
ψ ₁	40	405	29	106	493
φ ₁	114	650	59	259	730
τ ₁	691	873	494	1124	301
K ₂	409465	9613424	350816	1442062	177942
v ₂	1528155	589503	9801040	685841	1137137
μ ₂	638036	328101	1267676	302680	9755814
T ₂	266353	9857889	194088	919039	105506

Table 11

Facteurs d'amplitudes des combinaisons mensuelles
combinaison q

	0	1	2	3	4
K_1	+28,700556	+ 0,360737	- 0,089123	+ 0,054022	- 0,034943
M_1	+ 0,531308	+28,147832	+ 0,480026	+ 1,494143	- 1,123554
O_1	+ 0,619966	- 2,863040	+31,573016	+ 2,333942	- 1,221245
Q_1	- 0,901793	+ 3,312429	- 6,271303	+30,420697	+ 3,513810
J_1	- 3,290836	+29,164097	+ 4,293151	+ 0,474455	- 0,585688
OO_1	+ 2,511562	- 7,295704	+30,210737	+ 6,942204	- 2,837167
S_2	+29,000000	0,000000	0,000000	0,000000	0,000000
L_2	+ 2,780454	+26,811011	- 0,795122	+ 1,817975	- 1,290487
M_2	- 0,533478	+ 0,118347	+31,188993	+ 0,556683	- 0,506578
N_2	- 0,161636	+ 1,513215	- 3,503871	+30,402546	+ 1,055888
μ_2	- 0,542310	+ 2,600244	- 2,699463	+ 3,750012	+30,760885
S_1	+29,000000	0,000000	0,000000	0,000000	0,000000
P_1	+28,700556	+ 0,360737	- 0,089124	+ 0,054022	- 0,034943
π_1	+27,813379	+ 1,425131	- 0,346475	+ 0,210972	- 0,136512
Q_1	+ 0,447041	+ 0,008074	- 1,033883	+29,964588	- 0,588159
σ_1	+ 0,056233	+ 1,283252	- 0,669859	+ 0,851689	+31,125092
$2Q_1$	+ 1,034591	- 0,826376	+ 2,557684	- 3,335699	+30,103528
τ_1	- 1,748230	+ 3,485084	+30,130407	- 0,829732	+ 0,091370
$2N_2$	+ 0,503955	+ 0,309947	+ 0,818830	- 1,141629	+30,942363
K_2	+27,813322	+ 1,425199	- 0,346490	+ 0,210982	- 0,136518
v_2	+ 1,242148	- 1,998506	+ 2,499865	+28,877313	- 2,348708
T_2	+28,700584	+ 0,360703	- 0,089116	+ 0,054016	- 0,034939
R_2	+28,700583	+ 0,360703	- 0,089116	+ 0,054016	- 0,034939
M_3	+ 0,537127	- 0,216823	- 0,652204	+29,870527	- 0,808098
ψ_1	+27,813379	+ 1,425131	- 0,346475	+ 0,210972	- 0,136512
φ_1	+26,371113	+ 3,141003	- 0,742717	+ 0,455938	- 0,295228
$2SM_2$	- 0,533478	+ 0,118346	+31,188993	+ 0,556683	- 0,506578

combinaison r

	a	b	c	d
K_1	- 4,660169	+ 2,385868	- 1,360518	+ 1,090608
M_1	+29,662028	+ 0,632005	- 2,088815	- 0,973304
O_1	- 1,473257	+28,965548	+ 2,687388	- 1,483878
Q_1	+ 0,484516	- 4,226082	+27,630760	+ 4,210354
J_1	-26,755217	- 7,327334	+ 5,531858	- 1,006341
OO_1	+ 3,614078	-25,198607	- 9,842750	+ 4,049207
S_2	0,000000	0,000000	0,000000	0,000000
L_2	+30,394982	- 2,148025	- 0,478136	- 1,880905
M_2	+ 0,110762	+30,028742	- 0,564982	- 0,181656
N_2	- 0,141293	- 2,802356	+28,983673	+ 1,507783
μ_2	+ 1,326034	- 1,749217	+ 0,209290	+28,441552
S_1	0,000000	0,000000	0,000000	0,000000
P_1	+ 4,660169	- 2,385868	+ 1,360518	- 1,090608
π_1	+ 9,206952	- 4,637711	+ 2,627822	- 2,119660
Q_1	- 0,674105	- 1,427409	+29,624778	- 0,383810
σ_1	+ 1,129914	- 1,011986	- 1,392200	+28,562033
$2Q_1$	+ 0,859760	+ 0,033594	- 3,171579	+27,514097
ψ_1	- 9,206952	+ 4,637711	- 2,627822	+ 2,119660
φ_1	-13,531430	+ 6,627797	- 3,714166	+ 3,029267
τ_1	+ 2,024313	+30,468661	- 3,455905	+ 1,331373
$2N_2$	+ 0,996568	- 0,509393	- 2,336279	+28,297941
K_2	- 9,207169	+ 4,637815	- 2,627880	+ 2,119707
v_2	- 1,401282	+ 0,686611	+29,891725	- 2,514402
T_2	+ 4,659955	- 2,385761	+ 1,360457	- 1,090559
R_2	- 4,659955	+ 2,385761	- 1,360457	+ 1,090559
M_3	- 0,754585	- 1,207144	+29,687182	- 0,643214
$2SM_2$	- 0,110762	-30,028742	+ 0,564982	+ 0,181656

Table 12

Valeur des coefficients pour $R_1 \cos(\delta_1 + \Delta_1)$ et $R_1 \sin(\delta_1 + \Delta_1)$

	C_{20}	C_{21}	C_{22}	C_{23}	C_{24}	D_{2b}
K_1	+ 1,7732	- 0,0973	+ 0,0557	- 0,0316	+ 0,0258	- 0,0668
M_1	- 0,3730	- 28,0624	- 0,5139	- 0,4642	+ 1,0612	- 0,1601
O_1	- 0,8266	+ 4,5678	- 56,8527	- 4,4810	+ 2,3843	- 27,3365
Q_1	+ 1,6526	+ 6,3952	+ 14,3266	- 74,2769	- 9,2631	+ 8,6589
J_1	- 3,1336	+ 16,7572	+ 1,0719	+ 2,7289	- 0,9719	+ 7,1041
OO_1	+ 5,0074	- 11,3061	+ 37,6447	+ 5,0181	- 2,0269	+ 82,8200
S_2	+ 984,2927	0	0	0	0	0
L_2	+ 94,8814	+ 1926,8252	- 98,6455	+ 46,1192	- 106,6565	+ 44,3793
M_2	- 18,2177	+ 7,6278	+ 2037,3787	+ 0,7165	- 23,1810	+ 92,7666
N_2	- 5,4911	+ 46,9835	- 206,7570	+ 1940,1270	+ 83,0697	- 31,3079
μ_2	- 18,2519	+ 127,6301	- 143,7721	+ 132,5415	+ 1895,7305	- 37,9334
S_1	0	0	0	0	0	0
P_1	- 1,7516	- 0,1395	+ 0,0656	- 0,0376	+ 0,0296	- 0,0547
π_1	- 3,3738	- 0,6327	+ 0,2736	- 0,1568	+ 0,1224	- 0,1896
Q_1	- 0,7925	+ 0,4256	+ 2,7644	- 72,4546	+ 1,2932	+ 0,9015
σ_1	- 0,1219	- 3,6443	+ 2,2245	- 0,7841	- 89,2740	+ 0,6800
$2Q_1$	- 2,2886	+ 1,1627	- 5,6839	+ 9,8333	- 87,8844	- 5,6319
ψ_1	+ 3,4578	- 0,2998	+ 0,1972	- 0,1099	+ 0,0928	- 0,2834
φ_1	+ 4,9477	- 0,4719	+ 0,3804	- 0,2057	+ 0,1822	- 0,6591
τ_1	+ 2,1802	- 5,3172	- 52,1899	+ 2,6924	- 0,6087	- 22,9609
$2N_2$	+ 16,9297	+ 40,3908	+ 12,1842	- 108,6308	+ 1890,7196	+ 42,8310
K_2	+ 942,7045	- 265,1070	+ 146,1276	- 82,3022	+ 67,5278	- 169,6155
v_2	+ 42,2419	- 112,0430	+ 106,6117	+ 1922,3270	- 158,9674	+ 63,4147
T_2	+ 974,7582	+ 170,1767	- 83,8802	+ 47,9405	- 38,1458	+ 77,8269
R_2	+ 973,4699	- 146,1628	+ 78,0721	- 44,4114	+ 35,8843	- 84,1173
$2SM_2$	- 17,6312	+ 0,0506	- 15,8997	+ 38,0912	- 10,4104	+ 2077,4669

	D_{20}	D_{21}	D_{22}	D_{23}	D_{24}	C_{2b}
K_1	- 0,7367	- 0,2787	+ 0,1451	- 0,0827	+ 0,0665	+ 0,1497
M_1	- 0,1487	- 28,7016	- 0,5780	+ 1,0481	+ 0,9978	- 0,3093
O_1	- 0,3159	+ 3,4229	- 54,7048	- 4,7721	+ 2,6006	- 22,5316
Q_1	- 0,6047	- 3,1091	+ 11,9500	- 71,0349	- 10,0732	+ 3,5394
J_1	- 1,3546	- 13,4719	- 5,2100	+ 5,4628	- 1,1993	- 8,7444
OO_1	+ 2,2513	+ 0,6658	- 23,1591	- 13,4010	+ 5,5299	- 77,3200
S_2	- 984,2927	0	0	0	0	0
L_2	+ 92,5674	+ 1929,8080	- 99,7714	+ 44,2082	- 107,1479	- 46,8288
M_2	- 17,2736	+ 7,6144	+ 2035,3252	- 1,2686	- 22,6060	+ 15,5772
N_2	- 5,0598	+ 42,5695	+ 204,8855	+ 1936,3417	+ 84,2753	+ 14,4839
μ_2	- 16,4066	+ 123,2944	- 140,5387	+ 120,4936	+ 1887,8385	+ 22,7960
S_1	0	0	0	0	0	0
P_1	- 0,7233	- 0,2935	+ 0,1479	- 0,0844	+ 0,0674	+ 0,1434
π_1	- 1,3890	- 1,1880	+ 0,5799	- 0,3293	+ 0,2639	+ 0,5453
Q_1	- 0,2917	+ 1,1898	+ 3,2053	- 72,0739	+ 1,0642	+ 1,8560
σ_1	- 0,0429	- 3,4289	+ 2,7051	+ 2,3684	- 85,6731	+ 1,6828
$2Q_1$	- 0,8006	- 1,2624	- 2,0536	+ 9,5973	- 84,1602	+ 1,9050
ψ_1	+ 1,4410	- 1,0708	+ 0,5586	- 0,3158	+ 0,2564	+ 0,5945
φ_1	+ 2,0681	- 2,2924	+ 1,1853	- 0,6611	+ 0,5452	+ 1,3018
τ_1	+ 0,8386	- 4,1961	- 52,4494	+ 4,7078	- 1,3300	- 23,5449
$2N_2$	+ 15,1598	+ 42,8022	+ 7,5194	- 112,8265	+ 1881,4323	- 41,7442
K_2	+ 946,7676	- 263,5538	+ 145,3995	- 81,8875	+ 67,1982	+ 168,9886
v_2	+ 39,0738	- 110,5198	+ 101,9870	+ 1924,9143	- 159,3900	- 55,2877
T_2	+ 972,6646	+ 170,4903	- 84,0477	+ 48,0358	- 38,2228	- 78,0075
R_2	+ 975,5653	- 145,7962	+ 77,8914	- 44,3081	+ 35,8021	+ 83,9497
$2SM_2$	+ 18,5949	+ 0,4644	+ 94,6873	+ 38,0762	- 11,6536	- 2079,5628

Valeur des coefficients pour $R_i \cos(\delta_i + \Delta_i)$ et $R_i \sin(\delta_i + \Delta_i)$

Table 12

	C_{10}	C_{11}	C_{12}	C_{13}	C_{14}	D_{1a}	D_{1b}
K_1	+445,3453	- 50,0953	+ 27,1302	- 15,4210	+ 12,4915	+ 61,2904	- 29,8960
M_1	+ 8,4131	+789,8509	+ 14,9336	- 0,5752	- 29,0834	+101,5722	+ 0,2685
O_1	+ 9,9071	- 62,1491	+826,9310	+ 67,2077	- 36,0314	- 29,3537	+182,1439
Q_1	- 14,3821	+ 57,9415	-144,6214	+776,7911	+100,4844	+ 47,7138	- 55,4120
J_1	- 49,5002	+113,2088	- 24,5589	+ 74,4307	- 21,0518	+764,1536	+153,7125
OO_1	+ 36,1903	- 60,8881	+126,8701	- 20,4495	+ 8,6834	-149,3664	+743,7714
S_2	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
L_2	+ 0,0013	+ 0,0622	- 0,0039	+ 0,0001	- 0,0037	- 0,0369	+ 0,0031
M_2	- 0,0028	+ 0,0024	+ 0,6561	- 0,0064	- 0,0056	- 0,0012	- 0,3318
N_2	- 0,0033	+ 0,0225	- 0,2394	+ 2,3570	+ 0,1118	+ 0,0395	+ 0,0959
μ_2	- 0,0262	+ 0,3006	- 0,3613	+ 0,2087	+ 5,2411	- 0,0496	+ 0,1007
S_1	+450,8481	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
P_1	+447,0141	+ 61,1068	- 29,7964	+ 17,0410	- 13,5300	- 49,8697	+ 27,0202
π_1	+433,9665	+131,6500	- 60,5198	+ 34,5204	- 27,3198	- 87,1780	+ 49,7079
ρ_1	+ 7,1360	- 7,0418	- 31,6875	+793,4467	- 13,4714	+ 7,2996	- 1,3198
σ_1	+ 0,8873	+ 31,5262	- 20,6707	0,4581	+776,2027	+ 8,9694	- 0,4681
Q_1	+ 16,2851	- 4,5066	+0,3916	- 83,8655	+745,8987	- 21,5087	+ 39,9273
ρ_1	+430,7325	- 88,1521	+ 50,1554	- 28,1921	+ 23,2617	+132,2927	- 60,8867
σ_1	+407,5703	-113,7205	+ 67,9999	- 37,4927	+ 31,7633	+210,8100	- 90,9576
τ_1	- 27,9184	+ 78,3439	+822,6650	- 51,9847	+ 13,0189	+ 32,9663	+139,6712
N_2	+ 0,0273	+ 0,1630	- 0,0304	- 0,4046	+ 5,8281	- 0,1294	+ 0,1191
C_2	- 0,0001	+ 0,0001	0,0000	0,0000	0,0000	- 0,0001	0,0000
τ_2	+ 0,0218	- 0,1077	+ 0,0795	+ 2,0561	- 0,1715	+ 0,0375	+ 0,0083
τ_2	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
τ_2	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
$2SM_2$	+ 0,0018	- 0,0013	- 0,3590	+ 0,0107	+ 0,0011	+ 0,0021	+ 0,5729

	D_{10}	D_{11}	D_{12}	D_{13}	D_{14}	C_{1a}	C_{1b}
K_1	+342,9952	- 68,0006	+ 85,9563	- 20,4655	+ 16,5053	- 76,6228	+ 38,0865
M_1	+ 6,1642	+796,2600	+ 15,5769	- 15,7406	- 28,4474	+143,1168	+ 4,4383
O_1	+ 6,9004	- 55,4090	+814,2853	+ 68,9218	- 37,3052	+ 8,3236	+111,4548
Q_1	- 9,5181	+ 42,6886	-133,5901	+761,7431	+104,2446	- 27,2342	- 1,2077
J_1	- 40,0324	- 47,6713	- 57,9911	+ 88,9809	- 22,2620	-757,2232	-162,4419
OO_1	+ 30,7435	- 37,2282	+ 6,7044	- 56,8508	+ 23,6178	+141,3821	-732,9016
S_2	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
L_2	+ 0,0045	+ 0,0581	- 0,0023	+ 0,0027	- 0,0030	- 0,0293	+ 0,0003
M_2	- 0,0088	+ 0,0025	+ 0,6691	+ 0,0062	- 0,0093	- 0,0014	- 0,3569
N_2	- 0,0097	+ 0,0876	- 0,2671	+ 2,4128	+ 0,0941	- 0,0934	+ 0,1522
μ_2	- 0,0716	+ 0,4074	- 0,4409	+ 0,5053	+ 5,4354	- 0,2794	+ 0,2721
S_1	+345,9479	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
P_1	+341,7350	+ 76,8779	- 38,2213	+ 21,8334	- 17,4024	+ 68,2874	- 36,0990
π_1	+330,5300	+160,5902	- 76,4787	+ 43,5085	- 34,6949	+126,7181	- 68,2438
ρ_1	+ 4,7553	- 10,6747	- 33,7832	+791,6371	- 12,3831	- 10,8465	- 11,7877
σ_1	+ 0,5613	+ 30,6373	- 22,6539	- 13,4656	+761,3450	+ 5,0194	- 9,2813
$2Q_1$	+ 10,2298	+ 5,3621	+ 25,8185	- 82,9049	+730,7431	+ 21,7041	- 24,7609
ψ_1	+316,2352	-171,4646	+ 93,5273	- 51,9356	+ 43,2776	-246,7967	+111,3403
φ_1	+332,9720	-125,5225	+ 67,6741	- 38,1701	+ 31,1919	-159,6448	+ 75,9699
τ_1	- 19,5944	+ 71,3886	+824,2756	- 64,4889	+ 17,4946	- 6,7340	+148,8641
$2N_2$	+ 0,0739	+ 0,0995	+ 0,0926	- 0,2941	+ 6,0729	+ 0,0085	- 0,1477
K_2	- 0,0002	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
v_2	+ 0,0644	- 0,1282	+ 0,1416	+ 2,0214	- 0,1659	+ 0,0790	- 0,1175
T_2	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
R_2	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
$2SM_2$	- 0,0083	+ 0,0015	+ 0,3810	+ 0,0106	- 0,0072	- 0,0022	- 0,5869

Table 13
 Valeurs des facteurs pour le calcul des nombres [] et []'

	[Q ₁]	[O ₁]	[M ₁]	[K ₁]	[J ₁]	[OO ₁]
C ₁₀	31	-43	82	1150	-95	86
C ₁₁	11	-15	643	23	87	21
C ₁₂	-49	594	41	6	8	-173
C ₁₃	583	104	-31	16	-31	35
C ₁₄	65	-14	7	18	11	-33
D _{1a}	-58	26	-90	84	686	-157
D _{1b}	11	-92	23	40	136	744
[Q ₁]'	[O ₁]'	[M ₁]'	[K ₁]'	[J ₁]'	[OO ₁]'	
D ₁₀	57	-60	113	1493	-118	102
D ₁₁	1	-5	634	3	124	-26
D ₁₂	-45	585	49	19	39	92
D ₁₃	595	102	-26	14	-28	27
D ₁₄	65	-8	-11	-15	12	-31
C _{1a}	74	-27	-45	-85	-688	149
C _{1b}	-28	-11	-34	45	-141	-727
[μ ₂]	[N ₂]	[M ₂]	[L ₂]	[S ₂]	[2SM ₂]	
C ₂₀	0	0	0	0	1016	0
C ₂₁	28	-13	25	510	-49	-12
C ₂₂	5	0	476	-2	9	-22
C ₂₃	-21	493	49	-11	5	6
C ₂₄	495	-34	31	-34	14	9
D _{2a}	3	-9	3	0	9	496
C ₁₂	-1	2	34	-3	2	15
[μ ₂]'	[N ₂]'	[M ₂]'	[L ₂]'	[S ₂]'	[2SM ₂]'	
D ₂₀	0	0	0	0	1016	0
D ₂₁	28	-13	26	509	-48	-11
D ₂₂	5	0	476	-2	9	4
D ₂₃	-22	493	48	-10	4	4
D ₂₄	497	-31	30	-33	12	7
C _{2a}	-3	9	22	0	-9	-495
C ₁₂	-2	4	33	-2	1	-14

Table 16
 Coefficients des combinaisons journalières X₁ et X₂

μ	X ₁																		
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
X ₁	4	0	2	0	2	0	1	0	-1	0	-2	0	-1	0	-1	0	-1	0	-1
X ₂	4	0	2	0	-2	0	-4	0	-2	0	1	0	2	0	1				

Table 17

Coefficients des corrections pour [] et []'

	Coefficients des corrections pour R cos r					
	μ ₂	N ₂	M ₂	L ₂	S ₂	2SM ₂
K ₂	-0,028	+0,039	-0,061	+0,137	+0,031	+0,085
T ₂	+0,015	-0,022	+0,035	-0,087	+0,017	-0,038
v ₂	+0,127	+0,001	-0,144	+0,076	-0,060	-0,043
2N ₂	-1,004	+0,127	-0,065	+0,045	-0,044	-0,039
O ₁	-0,002	+0,004	+0,056	-0,005	+0,004	+0,026

	Coefficients des corrections pour R sin r					
	Q ₁	O ₁	M ₁	K ₁	J ₁	OO ₁
P ₁	-0,055	+0,077	-0,153	+0,015	+0,152	-0,143
π ₁	0	0	0	-1,000	0	0
ψ ₁	0	0	0	-1,000	0	0
φ ₁	0	0	0	-1,000	0	0

Coefficients des corrections pour R sin r

	Coefficients des corrections pour R sin r					
	μ ₂	N ₂	M ₂	L ₂	S ₂	2SM ₂
K ₂	-0,029	+0,038	-0,065	+0,136	+0,027	+0,081
T ₂	+0,016	-0,022	+0,036	-0,087	+0,019	-0,036
v ₂	+0,130	0,000	-0,138	+0,074	-0,055	-0,037
2N ₂	-1,004	+0,123	-0,059	+0,042	-0,038	-0,035
O ₁	-0,003	+0,006	+0,055	-0,004	+0,002	-0,023

	Coefficients des corrections pour R sin r					
	Q ₁	O ₁	M ₁	K ₁	J ₁	OO ₁
P ₁	-0,076	+0,082	-0,161	+0,023	+0,145	-0,129
π ₁	0	0	0	-1,000	0	0
ψ ₁	0	0	0	-1,000	0	0
φ ₁	0	0	0	-1,000	0	0

Table 18

Valeurs m (en %) pour les contributions en []

	Valeurs m (en %) pour les contributions en []					
	Q ₁	q ₁	2Q ₁	OO ₁	M ₁	J ₁
[μ ₂]	1,7	4,1	3,4			
[N ₂]	3,3					
[L ₂]			1,0	1,0	3,3	7,8

Facteurs d'amplitudes des valeurs [] et []'

Table 14

	[K ₁]	[M ₁]	[O ₁]	[Q ₁]	[J ₁]	[OO ₁]
	+ 519009,20	- 393,75	+ 282,20	- 136,94	+ 428,25	- 262,99
	+ 454,49	+500262,40	- 375,45	+ 103,42	- 222,76	- 80,56
	- 166,60	- 245,42	+481676,85	- 349,98	+ 5,48	+ 152,73
	- 159,94	- 205,03	- 437,85	+463301,74	- 297,23	+ 153,51
	+ 228,58	+ 328,93	- 395,63	+ 308,86	+537625,15	+ 58,83
	- 523,10	+ 141,09	+ 159,18	- 277,39	+ 261,25	+ 555699,33
	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
	- 3,05	+ 43,37	- 4,48	+ 2,90	- 30,41	+ 10,33
	+ 5,99	+ 20,95	+ 419,69	- 39,88	- 51,01	- 360,38
	+ 32,29	- 70,79	+ 93,33	+ 1392,02	- 31,46	+ 185,56
	- 134,05	+ 139,98	- 280,24	+ 486,51	+ 10,08	- 16,38
	+ 518475,29	+ 36969,54	- 19386,47	+ 13976,29	- 42830,57	+ 38772,93
	+ 508085,87	+ 79401,33	- 39658,08	+ 28234,73	- 78757,24	+ 73856,74
	+ 488129,40	+125865,32	- 59451,24	+ 41819,30	-106610,70	+ 103335,06
	+ 22162,11	- 30431,77	+ 63994,71	+462962,36	- 19728,82	+ 32034,95
	- 12787,54	+ 13259,36	- 23427,62	+ 51047,91	+ 11980,07	- 23072,80
	+ 416,08	+ 334,56	+ 81,61	- 257,21	+ 0,12	- 183,66
	+ 509747,19	- 31900,97	+ 18376,62	- 13341,32	+ 49950,45	- 41309,14
	+ 491088,12	- 57038,51	+ 34077,47	- 24969,36	+104387,61	- 82231,11
	- 42727,82	+ 83580,95	+471107,05	- 70150,78	+ 32619,93	- 46586,25
	- 99,19	+ 91,95	- 159,67	+ 155,87	- 12,48	- 96,59
	- 0,08	+ 0,05	- 0,02	+ 0,02	- 0,05	+ 0,04
	+ 65,89	- 129,94	+ 264,34	+ 1181,08	- 32,09	+ 63,78
	+ 0,01	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
	- 0,01	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
M ₂	- 18,33	- 2,76	- 264,86	+ 30,12	+ 81,85	+ 488,48

	[S ₂]	[L ₂]	[M ₂]	[N ₂]	[μ ₂]	[2SM ₂]
	+ 1860,72	- 131,67	+ 945,58	+ 39,68	- 16,33	+ 373,81
	+ 1032,45	- 14386,59	- 428,76	+ 131,17	- 268,70	+ 499,41
	- 156,48	- 69,30	+ 940,31	- 449,67	+ 209,00	+ 35,58
	+ 1408,99	- 1724,37	- 2158,29	- 36587,61	- 2962,25	+ 1358,02
	- 3980,31	+ 8620,73	+ 219,03	+ 1047,47	- 17,98	+ 2938,21
O ₁	+ 6976,16	- 6208,32	+ 22381,34	+ 2198,16	- 1115,47	+ 42301,13
	+1000041,35	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
	+ 284,08	+985997,15	+ 301,88	+ 914,93	- 172,46	+ 377,18
	- 31,30	+ 593,73	+969600,05	+ 208,64	- 811,53	+ 903,88
	+ 839,44	+ 210,03	+ 297,57	+953328,74	+ 564,92	- 654,32
	+ 769,04	- 532,80	- 108,65	- 430,39	+938344,55	+ 667,86
	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
	- 1832,06	+ 17,54	- 986,44	- 76,82	+ 41,51	- 473,81
	- 3516,16	- 144,08	- 1947,70	- 192,59	+ 107,48	- 1000,10
	- 1200,63	+ 1059,61	- 3258,37	- 35841,12	+ 2221,80	- 517,18
	- 1214,25	+ 1242,91	- 2538,94	+ 2648,67	- 44242,37	- 786,16
2 ₁	- 3584,09	+ 3362,47	- 3555,82	+ 7952,64	- 43762,63	- 2805,41
	+ 3628,10	- 305,72	+ 1788,30	+ 49,41	- 10,15	+ 611,20
	+ 5185,04	- 449,35	+ 2474,88	+ 40,44	+ 13,21	+ 690,78
	+ 3449,54	- 5084,31	+ 3039,49	+ 3269,15	- 1659,20	+ 2174,03
3 ₂	+ 41643,45	- 42514,52	+ 60226,29	-118750,08	+939507,84	+ 36855,67
	+ 971100,48	-136887,47	+ 60480,78	- 37898,02	+ 27953,42	- 84048,87
	+ 57324,32	- 73096,11	+137405,06	+953998,10	-121471,70	+ 40557,20
	+ 981666,88	+ 87727,50	- 34272,51	+ 22018,90	- 15309,88	+ 38349,72
	+ 996433,31	- 75430,69	+ 32192,13	- 20457,69	+ 14740,81	- 41629,32
SM ₂	+ 682,32	- 6,37	+ 196,95	+ 434,34	+ 201,61	+1030902,24

Facteurs d'amplitudes des valeurs [] et []'

Table 14

	[K ₁]'	[M ₁]'	[O ₁]'	[Q ₁]'	[J ₁]'	[OO ₁]'
K ₁	+ 518897,32	- 88,41	+ 225,08	+ 24,06	+ 614,16	- 108,4
M ₁	- 462,83	+500412,70	- 529,63	- 301,73	- 374,40	- 86,3
O ₁	+ 497,05	+ 4,78	+482097,67	- 226,05	+ 252,90	+ 288,6
Q ₁	- 182,92	- 242,27	- 180,14	+463543,21	+ 36,06	- 215,4
J ₁	- 175,84	- 59,37	+ 201,57	+ 290,53	+537666,18	+ 182,5
OO ₁	- 487,28	- 25,34	+ 520,50	+ 105,89	- 39,05	+ 556338,8
S ₂	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,0
L ₂	+ 9,57	+ 38,49	- 0,82	- 0,32	+ 26,60	- 5,6
M ₂	- 41,52	+ 45,53	+ 396,62	- 17,62	+ 78,42	+ 320,3
N ₂	+ 38,06	- 23,35	+ 90,12	+ 1442,10	- 22,02	- 90,2
μ ₂	- 135,79	+ 158,99	- 243,08	+ 641,86	+ 246,70	- 452,7
S ₁	+ 516500,21	+ 39092,11	- 20756,87	+ 19719,03	- 40821,85	+ 35286,6
P ₁	+ 504305,08	+ 83261,98	- 42328,41	+ 39199,51	- 74994,42	+ 66889,5
π ₁	+ 482703,65	+ 131285,03	- 63330,07	+ 57362,72	- 101266,31	+ 93247,1
Q ₁	+ 19369,73	- 27443,27	+ 61273,46	+471527,21	- 16392,33	+ 26366,1
σ ₁	- 11092,65	+ 10442,43	- 20937,07	+ 43188,78	+ 10217,79	- 19293,3
2Q ₁	- 282,35	- 196,79	- 152,69	- 104,11	+ 113,84	- 377,0
ψ ₁	- 511451,08	- 33389,03	+ 19570,51	- 18816,09	+ 48350,76	- 37561,9
φ ₁	+ 494459,58	- 60196,59	+ 36391,81	- 35823,93	+ 101140,91	- 75142,3
τ ₁	- 38595,50	+ 80161,63	+474846,41	- 80038,14	+ 28969,84	- 39532,5
2N ₂	+ 6,36	+ 21,43	- 27,97	+ 224,69	+ 103,31	- 74,0
K ₂	- 0,34	- 0,02	+ 0,01	- 0,01	+ 0,01	- 0,0
v ₂	+ 111,82	- 117,34	+ 286,28	+ 1198,23	- 114,31	+ 179,8
T ₂	+ 0,03	0,00	0,00	0,00	0,00	0,0
R ₂	- 0,03	0,00	0,00	0,00	0,00	0,0
2SM ₂	- 45,59	+ 38,54	+ 291,03	+ 4,49	+ 99,91	+ 461,0

	[S ₂]'	[L ₂]'	[M ₂]'	[N ₂]'	[μ ₂]'	[2SM ₂]'
K ₁	+ 798,27	- 215,41	+ 1249,71	+ 105,98	- 44,58	- 450,1
M ₁	+ 1255,91	- 14682,52	- 433,91	+ 918,45	- 363,94	+ 268,6
O ₁	+ 51,61	+ 185,02	+ 274,20	+ 576,59	- 341,17	- 681,2
Q ₁	+ 300,71	- 296,49	- 2435,12	- 35170,03	- 3214,35	+ 0,0
J ₁	- 748,35	- 6745,83	- 4710,07	+ 2594,81	- 977,30	+ 4813,1
OO ₁	+ 2762,30	+ 323,31	- 12963,55	- 7455,84	+ 3164,57	+ 36382,3
S ₂	+1000041,35	0,00	0,00	0,00	0,00	0,0
L ₂	- 167,77	+985565,60	+ 561,05	- 392,73	- 548,83	+ 980,
M ₂	- 13,38	+ 562,42	+968638,50	+ 119,23	- 865,49	+ 174,3
N ₂	+ 3285,89	- 885,87	- 636,19	+951579,78	+ 1458,77	+ 1520,
μ ₂	- 921,67	- 464,79	- 784,95	- 519,08	+938286,93	+ 499,
S ₁	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,
P ₁	- 758,53	- 74,63	- 1197,43	- 191,48	+ 103,91	+ 349,
π ₁	- 1428,51	- 458,31	- 2274,56	- 456,09	+ 259,38	+ 593,
Q ₁	- 650,66	+ 1352,40	- 2945,00	- 35699,34	+ 2225,90	- 756,
σ ₁	- 911,07	+ 1098,13	- 1968,57	+ 3792,58	- 42673,86	- 1085,
2Q ₁	- 1734,19	+ 1991,23	- 2180,56	+ 7477,24	- 42141,71	- 2056,
ψ ₁	+ 1584,60	- 686,80	+ 2476,92	+ 126,35	- 29,93	- 981,
φ ₁	+ 2307,65	- 1367,65	+ 3604,24	+ 72,81	+ 36,29	- 1565,
τ ₁	+ 1620,39	- 3682,68	+ 1794,14	+ 5501,93	- 2722,26	- 16,
2N ₂	+ 35917,21	- 39187,91	+ 54804,07	-114879,61	+938915,14	+ 32941,
K ₂	+ 974832,97	-135838,36	+ 64160,86	- 37506,60	+ 28039,58	- 80025
v ₂	+ 52206,51	- 70448,12	+132074,83	+954863,55	-123983,97	+ 35573,
T ₂	+ 979722,76	+ 87728,67	- 36131,10	+ 21948,13	- 15465,99	+ 36326,
R ₂	+ 998370,41	- 75104,44	+ 34079,76	- 20302,85	+ 14823,74	- 39566
2SM ₂	+ 1018,35	+ 51,53	+ 799,05	+ 409,29	+ 96,33	+1029832

Facteurs d'amplitudes des valeurs [] et []'

Table 15

	[S ₂]'	[L ₂]'	[M ₂]'	[N ₂]'	[μ ₂]'	[2SM ₂]'
i	+ 1538,1	- 415,0	+ 2407,9	+ 204,2	- 85,9	- 867,3
I ₁	+ 2509,3	- 29336,1	- 867,0	+ 1835,1	- 727,2	+ 536,7
I ₁	+ 107,1	+ 383,9	+ 569,0	+ 1196,5	- 707,9	- 1413,6
I ₁	+ 648,9	- 639,7	- 5254,3	- 75887,4	- 6935,7	+ 0,1
I ₁	- 1392,7	- 12553,9	- 8765,4	+ 4828,9	- 1818,7	+ 8957,1
O ₁	+ 4968,7	+ 581,6	- 23318,2	- 13411,2	+ 5692,3	+ 65442,9
2	+1000041,4	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
2	- 170,2	+ 999851,2	+ 569,2	- 398,4	- 556,8	+ 994,3
I ₂	- 13,8	+ 580,3	+ 999489,8	+ 123,0	- 893,1	+ 179,9
2	+ 3449,9	- 930,1	- 667,9	+ 999067,2	+ 1531,6	+ 1596,3
2	- 982,6	- 495,5	- 836,9	- 553,4	+1000345,1	+ 532,5
1	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
1	- 1469,3	- 144,6	- 2319,4	- 370,9	+ 201,3	+ 677,9
1	- 2774,5	- 890,2	- 4417,8	- 885,8	+ 503,8	+ 1152,3
1	- 1396,5	+ 2902,6	- 6320,8	- 76620,5	+ 4777,4	- 1623,0
1	- 2036,3	+ 2454,3	- 4399,8	+ 8476,5	- 95376,9	- 2425,7
Q ₁	- 3897,5	+ 4475,2	- 4900,7	+ 16804,9	- 94712,2	- 4621,5
1	+ 3045,0	- 1319,7	+ 4759,6	+ 242,8	- 57,5	- 1886,8
1	+ 4422,6	- 2621,1	+ 6907,5	+ 139,5	+ 69,5	- 2999,8
1	+ 3343,1	- 7597,9	+ 3701,6	+ 11351,3	- 5616,4	- 34,4
N ₂	+ 38384,7	- 41880,1	+ 58569,1	- 122771,8	+1003418,5	+ 35204,9
2	+ 972419,4	- 135502,0	+ 64002,0	- 37413,7	+ 27970,2	- 79827,7
2	+ 54683,5	- 73790,6	+ 138341,2	+1000167,6	- 129866,5	+ 37261,7
2	+ 980940,8	+ 87837,7	- 36176,0	+ 21975,4	- 15485,2	+ 36371,9
2	+ 997132,7	- 75011,3	+ 34037,5	- 20277,7	+ 14805,4	- 39517,3
SM ₂	+ 988,2	+ 49,8	+ 775,4	+ 397,2	+ 93,5	+ 999302,6

	[S ₂]	[L ₂]	[M ₂]	[N ₂]	[μ ₂]	[2SM ₂]
1	- 3585,1	- 253,7	+ 1821,9	+ 76,5	- 31,5	+ 720,2
1	- 2062,9	- 28744,8	- 856,7	+ 262,1	- 536,9	+ 997,8
1	- 324,7	- 143,8	+ 1951,2	- 933,1	+ 433,7	+ 73,8
1	+ 3040,2	- 3720,7	- 4657,0	- 78946,2	- 6391,7	+ 2930,2
1	- 7407,3	- 16043,0	+ 407,6	+ 1949,3	- 33,5	+ 5468,0
O ₁	+ 12548,4	- 11167,2	+ 40258,5	+ 3953,9	- 2006,5	+ 76089,3
2	+1000041,4	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
2	- 237,5	+1000289,0	+ 306,3	+ 928,2	- 175,0	+ 382,6
2	- 32,3	+ 612,6	+1000480,9	+ 215,3	- 837,4	+ 932,7
2	+ 881,3	+ 220,5	+ 312,4	+1000903,5	+ 593,1	- 687,0
2	+ 819,9	- 568,0	- 115,8	- 458,9	+1000406,6	+ 712,0
2	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
2	- 3548,7	+ 34,0	- 1910,7	- 148,8	+ 80,4	- 917,8
2	- 6829,3	- 279,8	- 3782,9	- 374,1	+ 208,8	- 1942,4
2	- 2576,9	+ 2274,2	- 6993,4	- 76924,8	+ 4768,6	- 1110,0
2	- 2713,9	+ 2777,9	- 5674,6	+ 5919,8	- 98882,6	- 1757,1
I ₁	- 8055,1	+ 7557,1	- 7991,6	+ 17873,3	- 98355,2	- 6305,1
1	+ 6971,7	- 587,5	+ 3436,4	+ 94,9	- 19,5	+ 1174,5
1	+ 9937,1	- 861,2	+ 4743,1	+ 77,5	+ 25,3	+ 1323,9
1	+ 7116,9	- 10489,7	+ 6270,9	+ 6744,7	- 3423,2	+ 4485,3
2	+ 44504,4	- 45435,3	+ 64363,8	- 126908,2	+1004051,9	+ 39387,7
2	+ 968696,1	- 136548,6	+ 60331,0	- 37804,2	+ 27884,2	- 83840,8
2	+ 60044,1	- 76564,2	+ 143924,3	+ 999261,1	- 127235,0	+ 42481,5
2	+ 982887,3	+ 87836,6	- 34315,1	+ 22046,3	- 15328,9	+ 36397,4
2	+ 995198,0	- 75337,2	+ 32152,2	- 20432,3	+ 14722,5	- 41577,7
M ₂	+ 662,1	- 6,2	+ 191,1	+ 421,5	+ 195,6	+1000340,1

Table 15

Facteurs d'amplitudes des valeurs [] et []'

	[K ₁]	[M ₁]	[O ₁]	[Q ₁]	[J ₁]	[OO ₁]
K ₁	+ 999971,0	- 758,6	+ 543,7	- 263,8	+ 825,1	- 506,7
M ₁	+ 908,1	+ 999542,4	- 750,2	+ 206,6	- 445,1	- 161,0
O ₁	- 345,7	- 509,3	+ 999507,5	- 726,2	+ 11,4	+ 316,9
Q ₁	- 345,1	- 442,4	- 944,8	+ 999679,4	- 641,3	+ 331,9
J ₁	+ 425,4	+ 612,1	- 736,3	+ 574,8	+ 1000511,6	+ 109,9
OO ₁	- 940,9	+ 253,8	+ 286,3	- 499,0	+ 469,9	+ 999566,9
S ₂	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
L ₂	- 3,1	+ 44,0	- 4,5	+ 2,9	- 30,9	+ 10,9
M ₂	+ 6,2	+ 21,6	+ 433,0	- 41,1	- 52,6	- 371,9
N ₂	+ 33,9	- 74,3	+ 98,0	+ 1461,5	- 33,0	+ 194,9
μ ₂	- 142,9	+ 149,2	- 299,8	+ 518,7	+ 10,7	- 17,9
S ₁	+ 1001617,4	+ 71419,7	- 37451,8	+ 27000,1	- 82742,3	+ 74903,9
P ₁	+ 984179,5	+ 153803,1	- 76819,0	+ 54691,6	- 152555,4	+ 143063,9
π ₁	+ 948066,6	+ 244461,2	- 115468,8	+ 81223,3	- 207064,1	+ 200702,9
Q ₁	+ 47566,0	- 65314,9	+ 137350,2	+ 993643,9	- 42343,5	+ 68755,9
σ ₁	- 28580,4	+ 29634,9	- 52361,2	+ 114093,0	+ 26775,7	- 51558,9
2Q ₁	+ 935,1	+ 751,9	+ 183,4	- 578,1	+ 0,3	- 472,9
ψ ₁	+ 979516,5	- 61300,1	+ 35312,0	- 25636,3	+ 95983,5	- 79378,9
φ ₁	+ 941158,6	- 109312,9	+ 65308,7	- 47853,2	+ 200056,3	- 157593,9
τ ₁	- 88153,8	+ 172439,8	+ 971963,3	- 144731,4	+ 67299,7	- 96114,9
2N ₂	- 106,0	+ 98,3	- 170,6	+ 166,6	- 13,3	- 92,9
K ₂	- 0,1	+ 0,1	0,0	0,0	- 0,1	0,0
ν ₂	+ 69,0	- 136,1	+ 276,9	+ 1237,1	- 33,6	+ 64,9
T ₂	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
R ₂	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
2SM ₂	- 17,8	- 2,7	- 257,0	+ 29,2	+ 79,4	+ 47,9

	[K ₁ ']	[M ₁ ']	[O ₁ ']	[Q ₁ ']	[J ₁ ']	[OO ₁ ']
K ₁	+ 999758,5	- 170,3	+ 433,7	+ 46,4	+ 1183,3	- 208,9
M ₁	- 924,8	+ 999856,7	- 1058,2	- 602,9	- 748,1	- 171,0
O ₁	+ 1031,4	+ 9,9	+ 1000380,7	- 469,1	+ 524,8	+ 599,9
Q ₁	- 394,7	- 522,8	- 388,7	+ 1000200,4	+ 77,8	- 461,9
J ₁	- 327,2	- 110,5	+ 375,1	+ 540,7	+ 1000587,9	+ 331,9
OO ₁	- 876,5	- 45,6	+ 936,3	+ 190,5	- 70,2	+ 100071,9
S ₂	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
L ₂	+ 9,7	+ 39,1	- 0,8	- 0,3	+ 27,0	- 9,9
M ₂	- 42,8	+ 47,0	+ 409,2	- 18,2	+ 80,9	+ 33,9
N ₂	+ 40,0	- 24,5	+ 94,6	+ 1514,0	- 23,1	- 9,9
μ ₂	- 144,8	+ 169,5	- 259,2	+ 684,3	+ 263,0	- 48,9
S ₁	+ 997801,8	+ 75520,2	- 40099,2	+ 38094,2	- 78861,8	+ 6816,9
P ₁	+ 976856,0	+ 161281,3	- 81991,6	+ 75930,8	- 145266,7	+ 12956,9
π ₁	+ 937528,5	+ 254987,6	- 123002,5	+ 111412,4	- 196683,9	+ 18110,9
Q ₁	+ 41572,7	- 58900,8	+ 131509,6	+ 1012026,4	- 35182,4	+ 5658,9
σ ₁	- 24792,3	+ 23339,0	- 46794,7	+ 96527,7	+ 22837,0	- 4312,9
2Q ₁	- 634,6	- 442,3	- 343,2	- 234,0	+ 255,9	- 84,9
ψ ₁	+ 982790,7	- 64159,5	+ 37606,2	- 36156,5	+ 92909,5	- 7217,9
φ ₁	+ 947619,9	- 115365,3	+ 69744,0	- 68655,7	+ 193834,1	- 14400,9
τ ₁	- 79628,2	+ 165385,3	+ 979678,1	- 165130,5	+ 59769,1	- 8156,9
2N ₂	+ 6,8	+ 22,9	- 29,9	+ 240,1	+ 110,4	- 7,9
K ₂	- 0,4	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
ν ₂	+ 117,1	- 122,9	+ 299,9	+ 1255,1	- 119,7	+ 18,9
T ₂	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
R ₂	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
2SM ₂	- 44,2	+ 37,4	+ 224,2	+ 4,4	+ 96,9	+ 44,9

REMARQUES SUR L'ANALYSE SPECTRALE DES VARIATIONS DE LA PESANTEUR

Georges JOBERT

(Institut de Physique du Globe, Paris)

Les progrès récents de la théorie de la transformation de Fourier, consécutifs aux travaux de L. Schwartz sur les distributions, sont encore mal connus des géophysiciens. C'est sans doute ce qui explique les discussions acharnées et stériles sur la comparaison des mérites de divers procédés d'analyse qui ont occupé bien du temps lors des Symposiums sur les Marées Terrestres. L'emploi systématique de la transformation de Fourier permet d'avoir une vue plus claire de ces problèmes et de les remettre à leur vraie place. Il nous paraît non dépourvu d'intérêt de rappeler très rapidement les principes de base de l'analyse spectrale, renvoyant pour plus de détails à l'ouvrage récent de J. Arzac [1].

Le problème posé est la détermination du spectre d'énergie pour un phénomène donné (variations luni-solaires de la pesanteur). Il est en théorie parfaitement résolu par les formules classiques :

$$f(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(\sigma) e^{-2i\pi\sigma t} d\sigma, \quad g(\sigma) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) e^{2i\pi\sigma t} dt$$

où f représente les variations du phénomène étudié, dans le temps, et g sa transformée complexe de Fourier (nous écrirons TF). La densité d'énergie est donnée par :

$$g(\sigma) \cdot \overline{g(\sigma)} = |g(\sigma)|^2$$

Dans la pratique deux difficultés se présentent :

- 1) On ne connaît $f(t)$ que pendant un intervalle de temps fini ($t = -L, t = +L$, par exemple)
- 2) On ne connaît $f(t)$ que pour une suite discrète d'instants (valeurs horaires par exemple).

Le premier point peut se traduire en disant que la fonction connue est : $f_1(t) = f(t) \cdot a(t)$, où $a(t)$ est la fonction créneau égale à 1 sur $(-L, +L)$ et à 0 ailleurs. Dans ces conditions le spectre calculé $g_1(\sigma)$, TF de $f_1(t)$, est le résultat de la convolution de $g(\sigma)$ par $b(\sigma)$, TF de $a(t)$:

$$g_1(\sigma) = g(\sigma) * b(\sigma) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(\sigma') b(\sigma - \sigma') d\sigma'$$

Avec la "fenêtre" $a(t)$ définie plus haut, on a : $b(\sigma) = 2L \sin x / x$, avec $x = 2\pi\sigma L$; c est la fonction "d'appareil". Si le phénomène étudié contient une oscillation harmonique de fréquence σ_0 , son spectre réel contient une raie infiniment mince, $\delta(\sigma - \sigma_0)$, (et la symétrique centrée sur $-\sigma_0$), et le spectre calculé

contient une raie ayant la forme de la fonction $b(\sigma)$, mais centrée sur σ_0 (et la raie symétrique). Comme on le sait, le fait de tronquer une fonction provoque l'apparition d'oscillations ou lobes secondaires autour du lobe central, dans sa transformée. Il est en général intéressant d'atténuer fortement ces lobes secondaires qui peuvent contaminer une raie voisine. On y arrive en "apodisant" la fonction $b(\sigma)$ par un choix convenable de la fenêtre $a(t)$, au prix, évidemment, d'une perte d'information sur $f(t)$, et, par suite, d'un élargissement de la fonction d'appareil. Arsac [1] conseille la fonction :

$$a(t) = (1 - t^2/L^2)^2$$

qui conduit à :

$$b(\sigma) = J_{5/2}(x) / x^{5/2} \text{ à un facteur près.}$$

Cette méthode a été utilisée pour l'analyse spectrale de variations de la pesanteur [2].

Le second point est plus délicat et nous renverrons à [1] pour un exposé rigoureux. La fonction f n'est connue qu'aux points $t = k.h$ (h étant le pas d'échantillonnage). On peut dire simplement que le spectre calculé $g_2(\sigma)$ est la TF du produit de la fonction apodisée $f_1 = f \cdot a$ par la distribution (ou "peigne de Dirac")

$$P(t) = \sum_{K=-\infty}^{K=\infty} \delta(t - k h)$$

Dans ces conditions le spectre calculé est :

$$g_2(\sigma) = \text{TF}(f_1 \cdot P) = g_1(\sigma) * \text{TF}(P)$$

Or la transformée d'un peigne de Dirac est un autre peigne, de pas $1/h$, avec lequel on explore le spectre réel de f_1 .

$$\text{TF}(P) = \sum_{K=-\infty}^{+\infty} \delta(\sigma - k/h) = Q(\sigma)$$

Par suite :

$$g_2(\sigma) = g_1(\sigma) * Q(\sigma) = \sum_{K=-\infty}^{+\infty} g_1(\sigma - k/h)$$

Le spectre obtenu peut être considéré comme la superposition d'une infinité de spectres égaux au spectre réel, mais translattés de multiples du pas $1/h$. On n'obtient une bonne représentation du spectre réel que si les spectres translattés (aussi bien la partie σ positif du spectre que la partie σ négatif intervenant) ne contaminent pas la partie intéressante c'est-à-dire pratiquement si le spectre a un support borné et si le pas est assez petit ($h < 1/\sigma_{\text{max}}$). C'est toujours le cas (pour la première condition) des phénomènes observés à l'aide d'un instrument physique dont la bande passante est limitée vers les grandes fréquences. Mais dans le cas des mesures horaires l'analyse n'est correcte que

si la densité d'énergie est négligeable au-delà de 1 c/h. En fait la période propre des appareils détecteurs utilisés pour l'étude des marées terrestres est toujours très largement inférieure à 1 heure et le bruit de fond peut ne pas être entièrement négligeable pour des périodes inférieures à 1 h. Dans ces conditions le spectre calculé est toujours perturbé par les spectres translatsés et il est difficile d'évaluer exactement cette perturbation, le phénomène étudié étant présent en permanence

La méthode d'analyse actuellement la plus répandue consiste à utiliser des filtres numériques qui sont plus avantageux en apparence qu'un calcul de TF parce que leurs coefficients peuvent être calculés une fois pour toutes si l'on emploie une longueur d'enregistrement constante. Bien entendu la théorie des filtres linéaires relève de la théorie générale de la TF. Supposons par exemple que l'on veuille étudier le spectre dans une bande déterminée (σ_0, σ_1). Il suffit d'utiliser la formule :

$$TF (g(\sigma).h(\sigma)) = f(t) *k(t)$$

où f est la TF de g et k celle de h, que l'on prendra égale à 1 sur la bande et à 0 ailleurs (1 aussi sur la bande symétrique). Il suffit donc d'appliquer à la fonction donnée f le filtre k(t). Comme précédemment l'analyse numérique rencontre les deux difficultés dues à la longueur limitée utilisée et à l'échantillonnage. Elles sont résolues de la même façon.

Si l'on cherche à construire un filtre parfait qui isole le mieux possible une raie déterminée, les calculs nécessaires sont équivalents à ceux qui correspondraient au calcul de la densité d'énergie par TF pour la fréquence en question. On accepte en général que le filtre soit imparfait et que, par suite, le résultat du filtrage soit un nombre représentant la contribution de plusieurs raies voisines (avec des poids déterminables). On est alors conduit à appliquer des filtres voisins en nombre suffisant pour obtenir assez d'équations et déterminer les diverses contributions. Cette méthode ne permet pas d'obtenir une vue d'ensemble du spectre et de contrôler ainsi la validité des hypothèses faites sur sa structure. Elle est également dépourvue de souplesse. Si son emploi s'imposait lorsque les calculs étaient faits à la machine à calculer, il semble perdre tout intérêt à l'heure actuelle où l'on dispose d'ordinateurs rapides, et il est bien préférable d'effectuer une TF limitée aux parties intéressantes du spectre.

A titre d'exemple le temps de calcul d'une TF sur IBM 7090 peut être déterminé par la formule : $T = N.N' . 2,2 . 10^{-6}$ minutes, où N est le nombre d'entrées et N' celui des sorties. On peut se borner à N' de l'ordre de 100 pour l'ensemble des ondes luni-solaires diurnes et semi-diurnes, ce qui conduit, pour un enregistrement de 1 an, à un temps de calcul voisin de 2 minutes. Cette durée peut être diminuée de moitié si l'on s'intéresse seulement aux sommets des dix raies principales présentes, très bien déterminées par 5 sorties chacune.

1 : J. Arzac : Transformation de Fourier et théorie des distributions. 347 p. Dunod 1961.

2 : P.A. Blum, G. Jobert : Analyse spectrale de variations de la pesanteur. Comptes-rendus Ac. Sc. , p. 341, t. 255, 1962.

LES STATIONS GRAVIMÉTRIQUES ET CLINOMÉTRIQUES
POUR L'OBSERVATION DES MAREES TERRESTRES

par

Y.S. Dobrokhotov, A.E. Ostrovskii et B.P. Pertsev

(Année Géophysique Internationale Acad. Sc. URSS)

Moscou 1961.

STATIONS POUR LES OBSERVATIONS DES VARIATIONS DUES
AUX MAREES GRAVIMÉTRIQUES.

K R A S N A Y A P A K H R A

Les observations des variations dues aux marées gravimétriques ont été faites au laboratoire gravimétrique de l'Institut de Physique Terrestre de l'Académie des Sciences de l'U.R.S.S. situé dans un bâtiment isolé sur le territoire de l'Institut de magnétisme terrestre. Le bâtiment du laboratoire se trouve dans un bois à 40 km de Moscou et à 3 km du village de Krasnaya Pakhra. A 200 m de ce bâtiment passe la route Moscou-Kalouga. Le sol sous l'édifice de la station et jusqu'à une profondeur de 7 mètres est d'argile et de terres argileuses avec des couches de sable et de gravier, plus bas c'est de l'argile avec des roches et à la profondeur de 40 mètres du calcaire.

Le bâtiment est en sous-sol à une profondeur de 1,5 mètre. Les murs extérieurs sont remplis de terre. Les deux entrées dans la cave ont chacune trois portes. Les murs du local ont une épaisseur de 50 cm et sont faits de briques. Le sol est en béton. Le plan et la section verticale du bâtiment sont donnés sur les figures 1 et 2. Le plafond est fait d'une double couche de pierres bétonnée avec un remplissage de laitier d'une épaisseur totale de 80 cm. Au dessus le local est recouvert d'un toit en fer constituant un grenier aéré.

Le local intérieur est partagé par un mur principal en brique en deux salles identiques d'une surface de 4,5 x 8,5 m et d'une hauteur de 2 mètres. Dans chaque salle il y a un canal de ventilation avec une évacuation sur le toit. Dans ces locaux sont installées des batteries de chauffage central et on peut régler par des robinets spéciaux leur chauffage. Pendant les observations, les batteries placées près des gravimètres sont coupées. Les observations ont été faites, avec des interruptions, du 24 décembre 1957 au 1^{er} février 1958, du 14 mai au 10 septembre 1958 et du 1^{er} janvier au 10 février 1959. Elles ont été répétées du 6 décembre 1959 au 3 février 1960 et du 10 avril au 8 mai 1960 (voir la table, page 10). Au moment des observations on a enregistré les indications du thermographe et du barographe, le tambour enregistreur effectuant un tour par semaine avec une échelle d'enregistrement de 1 mm pour 1° et 1 mb. On a enregistré l'humidité à l'aide d'un hygromètre spécial, dont on a contrôlé les indications périodiquement avec un psychromètre Assman. Les variations diurnes de la température au moment des observations n'ont pas dépassé 1,7°. L'humidité en hiver n'a pas dépassé 60-70 ‰, en été elle a parfois augmenté jusqu'à 90 ‰. Dans la suite le local a été asséché à l'aide de chlorure de sodium que l'on remplaçait.

L'alimentation de l'appareillage a été fournie par le réseau urbain dont le voltage a été préalablement stabilisé. En tampon on a utilisé des accumulateurs de six volts d'une

capacité de 100 ampères/heure chacun. Comme prise de terre on a employé une feuille de plomb enfouie à une profondeur de 6 mètres. Les mesures ont été faites par les gravimètres placés sur leur support ; ce sont les gravimètres Askania GS 11 [1,2] N° 124, 126, 135, 136. Pour cela ont servi des enregistreurs de la firme Bruno-Lange avec des plumes traçant sur papier paraffiné. Par après on a employé des enregistreurs photographiques.

Pour contrôler la valeur d'échelle communiquée dans les notices du constructeur des gravimètres les appareils ont été étalonnés préalablement sur les points du polygone dans le bâtiment de l'université de l'état de Moscou.

On a obtenu comme résultat d'observations neuf séries complètes de 29 jours et parmi celles-ci quatre avec le gravimètre N° 124, trois avec le N° 134 et une série avec chacun des appareils N°s 126 et 135. Les résultats des observations ont été soumis à l'analyse harmonique sur une machine à calculer électronique [3].

POULKOVO.

Les observations des variations dues aux marées gravimétriques ont été effectuées à Poulkovo dans une cave instrumentale de la station sismique située sur le territoire de l'Observatoire Astronomique Principal de l'Académie des Sciences de l'U.R.S.S. ($\phi=59^{\circ}5'N$, $\lambda = 30^{\circ}0' E$, hauteur du sol du bâtiment au dessus du niveau de la mer 71 m).

La station est construite sur la colline de Poulkovo à proximité de son versant nord et est éloignée du bâtiment principal de l'Observatoire de 300 mètres. Le bâtiment de la station est construit sur une couche de 10 mètres d'argile de roches erratiques de sol aréno argileux et de sables lenticulaires sur les argiles (kembuski).

La cave est contiguë au bâtiment de la station et est reliée à celui-ci par une colonne en bois aboutissant dans le haut du vestibule du bâtiment.

La cave, située à une profondeur de 6 mètres, a été construite par l'académicien B.B. Galitzine en 1910-1911. Pour la construction de la cave on a pris des mesures spéciales visant au maintien d'une température constante dans les locaux de travail. Cette cave possède des triples murs bétonnés séparés par des corridors. L'épaisseur générale des murs extérieurs est de 2,3 mètres et intérieurs de 0,5 mètre. Le plafond est double avec un jeu d'air (fig. 3, 4, 5). Dans un des corridors on a installé des chauffages électriques. La sécheresse nécessaire de l'air est maintenue par une installation de ventilation. Aux corridors on a donné une faible inclinaison pour l'écoulement des eaux dans un puits de drainage qui se trouve dans le mur extérieur de la cave. A sa partie supérieure la cave est couverte de feuilles de plomb la séparant du sol. Le sol est en béton, dallé en briques. La température et la pression dans le local pendant les observations sont enregistrées par le thermographe et le barographe accomplissant un tour par semaine de leurs tambours avec une échelle d'enregistrement de 1 mm pour 1° et pour 1 mb. Les variations diurnes de la température n'ont pas dépassé 1°, les variations saisonnières n'ont pas été relevées. L'humidité n'est pas montée au dessus de 70 % et sa valeur moyenne est de 60 %. Elle a été mesurée chaque jour par un hygromètre à cheveu, dont on a contrôlé périodiquement les indications avec un psychromètre Assman.

Pour les mesures on a employé les gravimètres Askania GS 11 N^{os} 124 et 135 assurant l'enregistrement par une plume traçant sur papier paraffiné. Par la suite l'enregistrement s'est fait sur du papier photographique à l'aide d'enregistreurs construits spécialement à cet effet. La rapidité de l'enregistrement sur papier paraffiné est égale à 3,25 mm/heure et sur papier photographique elle est aux environs de 5 mm/heure.

Pour l'alimentation électrique de l'installation on s'est servi du réseau urbain dont le voltage a été préalablement stabilisé. Comme tampon on a utilisé des accumulateurs de six volts d'une capacité de 100 ampères/heure chacun. La prise de terre des circuits électriques a été réalisée par une feuille de plomb enfouie dans le sol.

Les travaux dans la station ont été commencés en mars et terminés en novembre 1958 (voir table, page 10). Pour le contrôle de la valeur d'échelle des gravimètres, calculée d'après le constructeur, les deux appareils ont été étalonnés sur les points du polygone proche de Poulkovo en août et novembre de cette même année.

Pour chaque appareil on a obtenu quatre séries de 29 jours complets. Ces huit séries ont été soumises à l'analyse harmonique sur des machines à calculer électroniques [4].

ALMA - ATA.

La station gravimétrique d'observation des variations dues aux marées gravimétriques dans la région de Alma-Ata a été placée à 6 km au sud de la ville dans le bâtiment de l'Institut d'Astrophysique de l'Académie des Sciences de SSR du Kazakstan au pied des massifs Zailüski Alatay.

La station a occupé une salle dans le sous-sol de l'aile ouest du bâtiment principal de l'Institut à une profondeur de 1,7 m sous la surface. Dans cette salle le sol est cimenté et sur celui-ci sont construits deux piliers en brique pour les appareils et les enregistreurs. La hauteur de la salle est de 3,2 mètres, la longueur 5 mètres et la largeur 3,5 mètres. Dans la salle il y a une fenêtre donnant sur l'ouest. Ce n'est que sa partie supérieure qui est située plus haut que la surface de la Terre. Près de la fenêtre se trouve un petit radiateur de chauffage à eau. Ce dernier a été presque totalement coupé et la fenêtre garnie d'épais stores pendant toute la période des observations. Le plan de la salle et les dispositions des appareils sont donnés sur la figure 6. Les observations des variations dues aux marées gravimétriques ont été faites dans cette station d'octobre 1958 à mai 1959 (voir table page 10). Au cours de cette période la température dans la salle s'est maintenue dans les limites de 15-18°. Les variations de température n'ont pas dépassé 1,5°. L'humidité relative de la salle oscillait de 20 à 40 %.

L'Institut d'Astrophysique est situé près de la fracture de la chaîne de montagne. Le sol sous le bâtiment de l'Institut contient de l'argile et en profondeur des galets, ceci jusqu'à la profondeur de 40-60 mètres. Plus bas que ce niveau il y a du granit.

Les mesures ont été faites avec les gravimètres Askania GS 11 N^o 126 et 134. On peut prendre connaissance de la description du gravimètre en [1, 2]. L'étalonnage des appareils a été fait au début et après la fin des observations à l'aide du dispositif à billes

pour le calibrage des gravimètres qui fait partie intégrante des appareils. En outre, on a fait la comparaison des échelles des gravimètres avec l'échelle du gravimètre Worden sur le petit polygone dans la région de Alma-Ata [5] avant le début des observations.

L'enregistrement des marées luni-solaires par le gravimètre N° 124 s'est effectué à l'aide de l'enregistreur de la firme Bruno-Lange, fourni par la firme en même temps que le gravimètre. La rapidité du mouvement du papier est égale à 3,25 mm/heure. L'alimentation électrique de l'installation s'est faite à partir du réseau urbain d'après le schéma conseillé par les instructions de la firme. Au cours de toute la période d'observations il n'y a eu que quelques interruptions de courte durée du réseau avec avis préalable à l'observateur. L'enregistrement des marées par le gravimètre N° 126 s'est effectué par procédé photographique. On a construit spécialement dans ce but à l'Institut de Physique Terrestre de l'Académie des Sciences de l'U.R.S.S. un photoenregistreur [4]. Avec l'aide de celui-ci l'enregistrement des déplacements du rayon du galvanomètre se fait sur le papier photographique fixé au tambour. La rotation du tambour dans le châssis s'accomplit par un mécanisme horaire avec une vitesse de déroulement du papier égale à 5,2 mm/heure. Le photoenregistreur et le galvanomètre de haute sensibilité ont été installés sur un pilier en brique dans une cabine spéciale opaque. Toute l'alimentation électrique de cet appareil à l'exception des thermostats s'effectue à l'aide des accumulateurs. L'alimentation des thermostats s'effectue à partir du réseau urbain avec une tension stabilisée et avec le branchement de deux accumulateurs selon le schéma en tampon. De cette façon, cet appareil a continué l'enregistrement des marées même dans les cas exceptionnels où, pour un motif quelconque, l'alimentation électrique du réseau a été perturbée. La prise de terre des pôles négatifs des accumulateurs et des redresseurs du courant alternatif a été réalisée à l'aide d'un fil de cuivre au bout duquel on a soudé une feuille de plomb. Cette dernière est enfouie dans la terre à une profondeur de 80 cm. La température dans la salle est enregistrée par un thermographe qui a été placé au niveau des appareils.

TABLE

Durée des observations des variations dues aux marées gravimétriques

Station	Numéro du gravimètre	Observations		Nombre de séries détaillées	Nombre de séries par station
		début	fin		
Krasnaya Pakhra	124	24.XII 1957 r.	1.II 1958 r.	1	9
		6.XII 1959 r.	3.II 1960 r.	2	
		10.IV 1960 r.	8.V 1960 r.	1	
	126	14.V 1958 r.	20.VI 1958 r.	1	
	134	20.V 1958 r.	10.IX 1958 r.	3	
Poulkovo	135	1.I 1959 r.	10.II 1959 r.	1	8
	124	30.III 1958 r.	20.VII 1958 r.	4	
	135	10.V 1958 r.	12.VII 1958 r.	3	
		20.IX 1958 r.	20.X 1958 r.	1	
Alma-Ata	126	20.XI 1958 r.	20.XII 1958 r.	1	
		22.IV 1959 r.	22.V 1959 r.	1	
	134	15.X 1958 r.	30.I 1959 r.	3	
		23.II 1959 r.	10.V 1959 r.	2	

Les indications du thermographe sont vérifiées chaque jour avec les indications du thermomètre à mercure. L'enregistrement de la pression atmosphérique se fait avec le barographe placé à proximité du thermographe. Les indications du barographe sont contrôlées périodiquement avec les indications de l'anéroïde de haute précision.

BIBLIOGRAPHIE.

1. Schweremesser GS-11 Askania - Werke, A.G. Berlin - Friedenau, 1956
 2. P.F. CHOKIN : Gravimétrie M. Géodésie, 1960.
 3. N.N. PARIISKII, Y.S. DOBROKHOTOV, B.P. PERTSEV, M.V. KRAMER, B.D. BELIKOV
S.N. BARSENKOV : Observations des variations dues aux marées gravimétriques à Krasnaya Pakhra. " *Recherches gravimétriques* " N° 1 *Izd. vo. AN CCCP* 1960.
 4. Y.S. DOBROKHOTOV, : Observations des variations dues aux marées de l'accélération de la pesanteur à Poulkovo en 1958. *Ch. " Recherches gravimétriques " N° 1, Izd. vo AN CCCP, 1960.*
 5. N.N. PARIISKII, B.P. PERTSEV, D.G. GRIDNIEV, M.V. KRAMER, S.N. BARSENKOV:
Variations dues aux marées gravimétriques à Alma-Ata Ch. " Recherches gravimétriques " N° 1, Izd vo AN. CCCP, 1960.
-

ТАТ

Les indications de ces appareils sont vérifiées chaque jour avec les indications du thermomètre à mercure. L'erreur est de 0,1 mm. Les indications de ces appareils sont placées à proximité du thermomètre à mercure. Les indications de ces appareils sont placées à proximité de l'appareil de mesure.

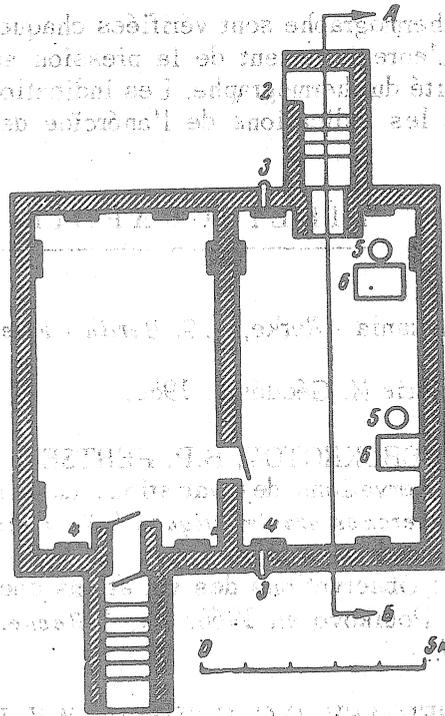


Fig. 1 : Plan du bâtiment de station gravimétrique de Krasnaya Pakhra.

- 1 - sortie ; 2 - sortie de secours fermée ; 3 - canaux de ventilation ; 4 - batteries de chauffage ; 5 - gravimètres ; 6 - enregistreurs.

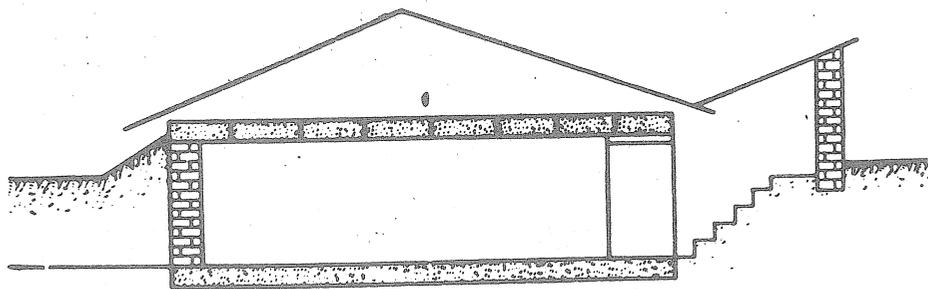


Fig. 2.: Section verticale du bâtiment de la station gravimétrique de Krasnaya Pakhra (section selon AB)

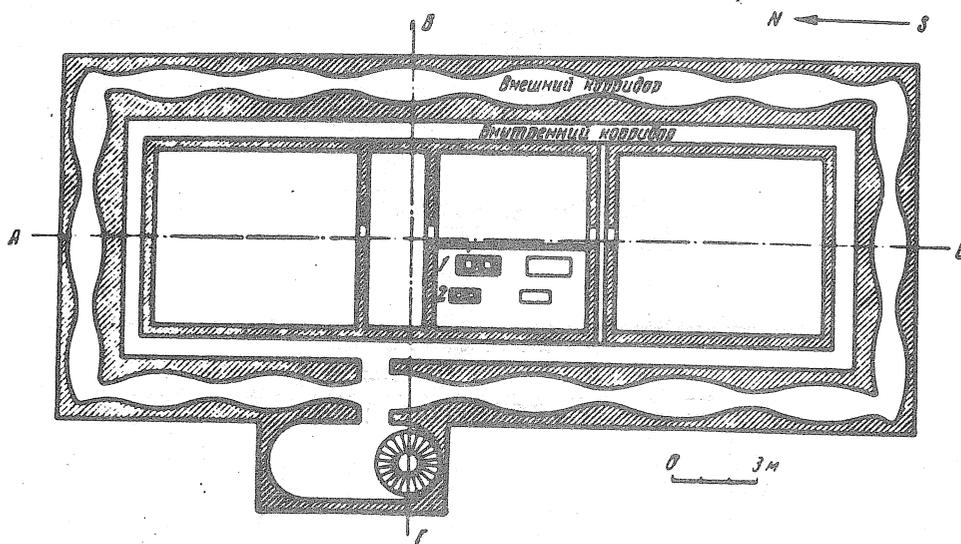


Fig. 3 : Plan de la cave de la station séismique de Poulkovo.
1. pilier avec enregistreurs; 2. gravimètres.

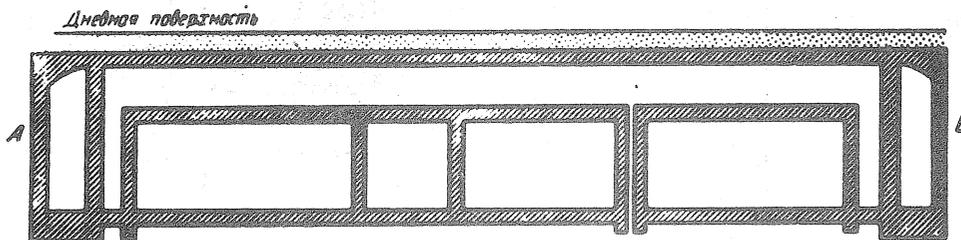


Fig. 4 : Section verticale de la cave d'après la direction nord-sud
(coupe d'après A B, fig. 3)

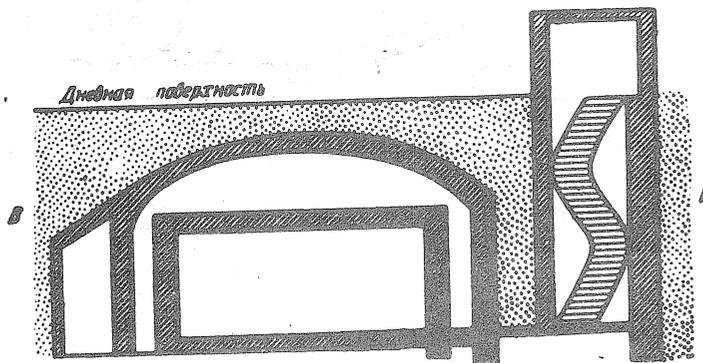


Fig. 5 : Section verticale de la cave d'après la direction est-ouest
(coupe d'après B. fig. 3)

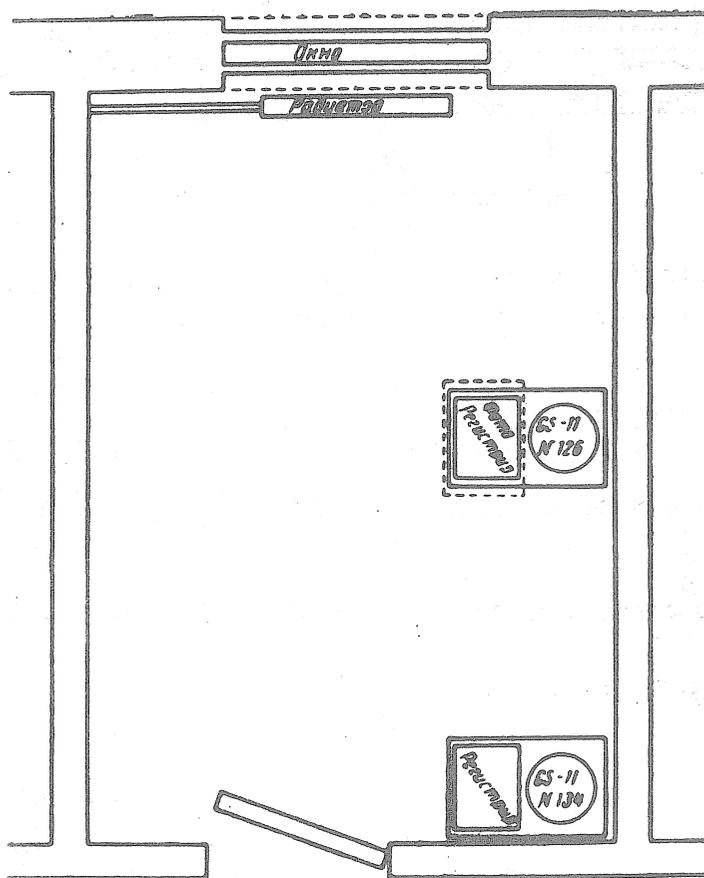


Fig. 6 : Plan du local et disposition des gravimètres dans la station de Alma-Ata.

STATIONS POUR L'OBSERVATION DES VARIATIONS D'INCLINAISONS DUES AUX MAREES TERRESTRES.

On a fait au moment de l'A.G.I. des observations de marées terrestres dans les stations de Kondara (près de Stalinabad) Alma-Ata, Ashkabad, Poltava et Kounrad.

Les premiers résultats préliminaires des observations des marées terrestres sont publiés en [1, 2, 3, 4] et aussi présentés aux symposia sur les marées à Munich et à Trieste [5].

Toutes les stations, à l'exception de Poltava sont situées en Asie Centrale. Le choix de l'endroit des observations a été conditionné par les considérations suivantes : premièrement, elles doivent être éloignées des mers et des océans pour que l'influence des marées océaniques soit faible et en second lieu, ces régions doivent être actives sous le rapport séismique pour qu'on puisse comparer les enregistrements d'inclinaisons avec les tremblements de terre proches et suffisamment forts.

Sur la figure 7 on donne la répartition des stations. La station la plus proche de l'océan Ashkabad se trouve à 1250 km de l'Océan Indien.

Nous donnons dans cet article, une courte description des stations dans lesquelles on fait des observations de marées terrestres, l'historique des stations, la géologie de la région, la construction de la cave et du local d'enregistrement, les conditions d'installation des appareils ; nous donnons aussi le résumé des constantes des clinomètres et de la durée des observations de marées terrestres dans chaque station.

KONDARA

Les observations des marées terrestres ont commencé à Kondara en 1955. Ces travaux ont été effectués dans le but de rechercher les signes précurseurs des tremblements de terre.

Les clinomètres ont été installés dans une des galeries de recherche abandonnées, longue de 120 m qui est située sur la rive droite du fleuve Kondara à 30 km au Nord de Stalinabad.

En 1956, on a repris les travaux de mine dans la galerie et les observations d'inclinaisons ont été suspendues. C'est seulement en 1958 dans une autre galerie de la même région qu'on a réussi à reprendre les travaux pour l'observation des inclinaisons. A ce moment, on a mis au point des clinomètres avec enregistreur photoélectrique et les recherches à la station de Kondara ont été fort développées. Les observations ont été faites

au début par deux séries de clinomètres et ensuite par trois. De par l'augmentation de la précision de la mesure des inclinaisons et l'obtention d'enregistrements continus, l'analyse des inclinaisons a été faite dans le but de déterminer les amplitudes et les phases des ondes de marées. Les galeries de Kondara se trouvent tout le long de la cassure tectonique de Kondara qui va de l'amont du fleuve Kondara au Nord-Est et se poursuit pour plus de 10 km au Nord-Ouest. Grâce au grand nombre d'affleurements, à l'existence des galeries de recherche et des sondages, cette faille particulièrement intéressante a été étudiée près de l'embouchure du fleuve Kondara dans le fleuve Varzab. La carte géologique de la région dans laquelle se trouve la station de Kondara est donnée par la figure 8.

La faille de Kondara est située dans la partie supérieure de l'immense anticlinal alpin limité au Sud par la dépression de la vallée de Guissar.

Au Sud-Est, l'anticlinal s'étend sur dix kilomètres jusqu'au fleuve Vaxtch (en dehors de la carte). La partie centrale de l'anticlinal est constituée de roches de l'ère primaire, de granits avec incorporation de quartz, de porphyre et d'autres roches éruptives. La partie Sud et Sud-Ouest de l'anticlinal est recouverte de dépôts crayeux.

Plus au Nord de Kondara se trouvent les failles Prorabskii et Takobskii et au Sud, à 2 km de Kondara se trouve la faille Bigarskii. Ces quatre failles vont du Nord-Ouest au Sud-Est, en fendant l'élévation en trois immenses blocs. De cette façon, le terrain de Kondara est exposé aux intenses mouvements tectoniques actuels.

Sur la carte géologique du terrain de Kondara, les failles des alentours sont indiquées par un pointillé, sécantes à l'anticlinal. Les crevasses ne sont pas marquées ici, elles ont des directions et une étendue variées.

La galerie n° 3 de Kondara, dans laquelle on a fait des observations, est située sur la rive gauche du fleuve de montagne Varzob. Une route va à la rive du fleuve. En période de pluie, l'eau la recouvre et, par ce temps, on entend le fracas des pierres qui tombent. Au-delà du fleuve, à 500 m dans les excavations, on provoque des explosions. Cependant tout cela n'empêche pas de faire des observations aux clinomètres. La galerie est parallèle à la faille qui est traversée par trois galeries latérales (figure 9). Dans la plus proche, la faille a la forme d'une crevasse de la largeur d'un mètre, par laquelle s'infiltré l'eau de pluie en lavant le granit. Dans la galerie moyenne, la faille se présente sous la forme d'une couche d'un demi-mètre d'argile tectonique et d'une zone de roches en ruine. Dans la suivante, on ne peut découvrir la rupture que par un examen attentif.

Sur la figure 9, on donne le plan de la galerie. Le site d'installation des appareils est désigné par quatre carrés. Dans la galerie sont installées trois séries de clinomètres : la première se trouve en haut de la troisième galerie, la seconde série est installée dans la deuxième galerie et la troisième série d'appareils est installée au haut du puits principal de la galerie sur un solide monolithe de granit. De cette façon, la première et la troisième séries se trouvent dans la partie Nord et la seconde dans la partie Sud de la rupture. Chacune d'elles se compose de deux couples, Nord-Sud et Est-Ouest.

Au dessus des appareils de la première et de la troisième station la couche de terrain rocheux a une épaisseur de 65 m. Ils se trouvent à l'horizontale, à 100 m de la surface de la Terre. Les appareils disposés dans la seconde galerie se trouvent à la verticale à 50 m et à l'horizontale à 65 m de la surface de la Terre.

Sur la figure 10. on donne la coupe de la galerie dans le plan vertical. L'extrémité des galeries se trouvent à la même profondeur que leur début.

La galerie est fermée par trois portes : la première est une grille en fer, les deux autres (voir figure 9) ferment étroitement la galerie.

La partie de la galerie fermée par une grille est la plus humide pendant les mois de printemps ; elle s'assèche en juillet et le restant de l'année, elle reste sèche. Dans le reste de la galerie, l'humidité de l'air au cours de toute l'année est de 100 %.

A proximité de l'orifice de la galerie, sur le terril est située la salle d'enregistrement. Les murs de ce local d'une surface de 3 x 3 m sont faits en pierres. Un mur est directement contigu au rocher.

Sur la figure 11, on donne le plan de disposition des appareils dans la salle d'enregistrement où se trouvent deux piliers en béton P_1 et P_2 . Sur ceux-ci sont installés les enregistreurs R_1 , R_2 , R_3 et les séries de galvanomètres G_1 , G_2 et G_3 . L'enregistreur de la troisième série est installé sur une table en bois et les galvanomètres sur des supports consolidés par un mur en pierre. La partie avant de la salle d'enregistrement est garnie de stores noirs (sur le dessin, ceci est désigné par le pointillé). Ils ont permis à l'opérateur de travailler avec éclairage électrique sur chaque série sans perturber le travail des autres séries. Les tableaux de commande des appareils et les amenées des impulsions de contrôle P sont placés sur les murs de la salle d'enregistrement. La salle d'enregistrement n'a pas de fenêtres. Dans l'angle avant gauche sont disposées les batteries B pour l'alimentation de l'éclairage des appareils et des lampes à lumière rouge.

Les constantes des appareils sont données à la table 3.

ALMA - ATA

La station clinométrique est située à 30 km au Sud de la ville de Alma-Ata dans les montagnes Alataan Zailüs. La galerie dans laquelle on fait des observations se trouve dans la crevasse Tcheb Dalna, à proximité de la localité de Talgar. La galerie a été aménagée en 1956 spécialement pour les observations clinométriques et, en 1958, on y commença les observations de variations d'inclinaisons.

La zone de la galerie est constituée de granits à gros grains qui se rencontrent dans tout le versant Nord de la chaîne de l'Alataan Zailüs. Ces roches appartiennent à des intrusions de la période houillère inférieure. Les autres roches de l'ère primaire ne se rencontrent pas là. Au Nord de la galerie, les granites sont couverts d'une forte couche de sédiments diluviaux cénozoïques. A un kilomètre de celle-ci se trouve une faille ayant la direction Est-Nord-Est. On voit bien la faille sur les affleurements et les précipices de la rive droite du fleuve Dalna. Les granites à l'endroit de la rupture ont des zones de morcellement d'une largeur de 0,3 - 0,5 m. Au Sud, d'après la mesure d'élévation dans la montagne, les granits sont plus monolithiques. Ils se présentent en blocs isolés, séparés par des crevasses, par lesquelles ils peuvent être amenés soit à la direction horizontale soit verticale. Le morcellement intensif des granits conditionne la pénétration d'une grande quantité d'humidité dans la galerie, à partir de la surface.

Tout le terrain de la galerie est recouvert d'une végétation herbacée en forme d'arbrisseaux et boisée. Sur le versant Nord, une épaisse végétation freine fortement la fonte des neiges et l'eau s'infiltré dans la galerie du printemps jusqu'à la moitié de l'été. L'orifice de la galerie donne sur le versant Nord du contrefort passant à peu près au méridien. A la surface, on trouve des granits effrités, à l'intérieur de la galerie même il y a des granits stables et la galerie se prête au travail sans soutènement.

Sur la figure 12, nous donnons le plan de la galerie Tchell Dalna. La galerie a cinq salles et trois portes. Les portes de la galerie sont fermées pendant les observations et constituent des locaux isolés pour les observations. L'humidité à l'intérieur de la galerie est toute l'année de 100 %.

En 1958 et en 1959, les clinomètres étaient installés dans la salle n° 4. La disposition des appareils sur le dessin est donnée par des carrés et l'azimut est indiqué par les lettres majuscules. Les appareils ont été installés sur une base en béton d'une hauteur de 0,4 m construite un an avant le début des observations. Le béton coulé dans le fond de la galerie est exempt de granit concassé.

La salle d'enregistrement est située à une distance de 600 m de la galerie dans le bâtiment où on fait également des enregistrements de tremblements de terre. La commande des appareils se fait par câble téléphonique avec vingt paires de fils. Une paire de fils sert pour la liaison téléphonique.

Sur la figure 13, on donne le plan de disposition des appareils dans la salle d'enregistrement. La salle où l'on fait les enregistrements d'inclinaisons n'est chauffée que pour permettre d'éviter d'importantes variations de température, perturbant le fonctionnement des appareils. Les galvanomètres G sont installés sur un piédestal fait en briques. L'enregistreur R est situé sur le même piédestal que les galvanomètres mais à 1 mètre d'eux. Le tableau de commande DP est attaché au mur.

POLTAVA.

Le fondateur de l'Observatoire gravimétrique de Poltava et son premier directeur a été A. Ya Orlov, membre correspondant de l'Académie des Sciences de l'U.R.S.S. Là, à Poltava, il a effectué (au cours de 11 années) de longues séries d'observations sur les déformations de la Terre dues aux marées. Après la mort de A. Ya Orlov, ces travaux ont été continués par Z.N. Aksentieva pendant quatre ans. Poltava est un des points clinométriques les plus connus [6, 7, 8].

Les observations des variations d'inclinaisons sous l'influence de l'attraction de la Lune et du Soleil ont été faites au moment de l'A.G.I. dans une cave construite spécialement en 1937, à côté du bâtiment de l'Observatoire.

La cave dans laquelle on a installé en 1958 les nouveaux appareils se trouve dans le jardin de l'Observatoire gravimétrique de Poltava de l'Académie des Sciences de l'URSS à 90 m du bâtiment de l'Observatoire. Le local à l'intérieur de la cave se présente en une salle qui dans le plan a une forme elliptique. Sur les figures 14 et 15, on donne le plan de la salle et la coupe. La superficie de la cave est d'environ 20 m², le petit axe de l'ellipse est de 4,25 m, le grand axe de 5,90 m, la hauteur de la salle au centre de 4,10 m, la voûte est couverte d'une couche d'un mètre de terre.

La salle d'enregistrement se trouve à 50 m de la salle souterraine. Elle est située dans un local pisé, non chauffé, avec un toit de terre et un plafond en terre. Les oscillations diurnes de la température ont atteint jusqu'à 10°. Les galvanomètres, débranchés des clinomètres, ont enregistré pour ces oscillations de la température une onde diurne de 0,5 à 1 mm en fonction des particularités individuelles de chaque galvanomètre. La salle est partagée par une cloison.

Dans la première salle se trouvent des batteries sèches et des accumulateurs, dans la seconde se font les enregistrements. Le développement et l'étude des enregistrements s'effectuent à la station séismique d'Ashkabad qui est située à côté de celle d'enregistrement.

La seconde salle dans laquelle on a effectué une série de deux mois d'observations se présente comme un puits d'un diamètre de 3 mètres et d'une profondeur de 28 mètres (fig. 17). Le puits est divisé en six sections. Dans la première se trouve une chambre noire pour le développement des films, dans la seconde sont installés les enregistreurs et les galvanomètres. Les murs de la cave et les intersections d'étages sont bétonnés. Sur le puits on a construit une petite maison en bois. Les trappes des cinq intersections sont toujours soigneusement fermées au moment des observations.

La salle d'enregistrement a été placée sous terre pour que les galvanomètres se trouvent dans des conditions isothermiques. Là les variations journalières de la température était d'un ordre plus petit que dans la première salle d'enregistrement c'est-à-dire qu'elles n'excédaient pas 1°. Après la fermeture des trappes l'humidité se maintient aux environs de 100 %. Les galvanomètres ne peuvent travailler convenablement que par une humidité ne dépassant pas 80 % c'est pourquoi, comme à Poltava, on a installé ici sous la table un chauffage électrique d'une puissance d'environ 100 volts et qui maintient une température élevée. L'humidité grâce à ce chauffage descend jusqu'à 40-50 %.

KOUNRAD.

Les clinomètres ont été installés dans un puits expérimental à une profondeur de 100 mètres. Le puits pénètre dans les granits qui, en aboutissant à la surface, forment un immense plateau régulier à peu près sans végétation. Le granit est coupé de crevasses ayant à l'endroit des observations une direction principalement méridionale.

Sur la figure on montre la coupe du puits. Dans la galerie latérale, à 50 m du puits principal, on a construit une salle de 2 x 2 x 2 mètres. Elle est séparée de la galerie latérale par un mur de briques avec une porte étroite. Les petites dimensions de cette salle ont compliqué fortement le travail. La présence d'une personne pendant une heure dans cette salle élève considérablement la température de l'air, et ce n'est qu'après 24 heures que la température revient à la normale et les clinomètres recommencent à décrire une courbe normale.

Les enregistrements sont faits à la surface. Les appareils sont reliés aux galvanomètres par un câble long de 150 mètres.

Les observations ont eu lieu pendant deux mois.

Dans la partie postérieure de la salle, on a construit un pilier en briques sur lequel sont installés les clinomètres. Le pilier n'est pas en contact avec le sol et est enfoncé à 40 cm plus bas que celui-ci. De cette façon, de la fondation du pilier à la surface de la Terre il y a 4,5 m.

Le sol, dans lequel on a posé les fondements de la salle, contient du sable avec une légère teneur en argile. L'eau de pluie pénètre facilement au travers de ce sol et les dépôts en été et en automne déforment sensiblement l'allure de la courbe d'inclinaisons. L'humidité dans la salle est proche de 100 %. Les parois, le sol et la voûte sont en briques (voir fig. 15). Bien que le sol et le briquetage laissent fort passer l'eau, ni en automne, en temps de pluie, ni au printemps au moment de la fonte des neiges, l'eau n'arrive dans la salle. Dans la partie supérieure de la voûte se trouve un orifice de ventilation qui réunit par des canalisations le sol et les parois avec l'air extérieur. Ceci sert à l'assèchement de la salle. Pendant les observations, l'orifice se ferme en haut et la circulation de l'air s'arrête. La disposition des appareils sur le pilier est représentée par des rectangles sur la figure 14.

L'enregistrement des inclinaisons se fait dans la salle située un peu plus haut que la salle des appareils. Sur la figure 14, on indique la table T sur laquelle sont installés les galvanomètres G et l'enregistreur R. Le tableau de commande est attaché au mur devant la table. Dans la salle d'enregistrement, l'air est réchauffé jusqu'à 20 ° par un radiateur électrique et l'humidité ne dépasse pas à 75 %.

ASHKABAD

Les observations clinométriques ont commencé à Ashkabad en 1956 dans le but d'étudier le rapport entre les inclinaisons et les tremblements de terre. Après la catastrophe de 1948, il y a à fréquemment des faibles tremblements de terre. Cependant, dans cette région, le nombre de tremblements de terre sensibles a diminué à un point tel ces dernières années qu'à présent Ashkabad vient après beaucoup d'autres régions séismiques actives de l'Asie centrale : Stalinabad, Garm, Narin et d'autres.

Pendant l'Année Géophysique Internationale, on a fait à Ashkabad des observations de variations d'inclinaisons en deux points se trouvant à 5 km l'un de l'autre. Les deux endroits sont situés dans l'enceinte de la ville, l'un dans la partie Nord-Ouest appelée Kecha, l'autre à l'extrémité Sud-Est. A chaque endroit, équipé d'une salle, mis en chantier dans des dépôts perméables de sable et d'argile contenant une grande quantité de couches de roches dures.

La première salle (fig. 16) est une chambre souterraine avec des parois en briques et une voûte dans laquelle il y a un escalier à deux coudés. Comme on le montre sur le dessin, la galerie d'entrée a deux portes qui ferment entièrement la chambre. La profondeur de la fondation par rapport au sol est faible : 40 cm. La hauteur de la salle est de 2,6 m. Sur la voûte en brique, la couche de terre a une épaisseur de 1 m. Il y a ainsi de la surface de la terre à la base de la fondation, en tout 4 m.

Durée des observations d'inclinaisons de la terre dues aux marées et les appareils.

De grandes séries continues identiques d'observations d'inclinaisons dues aux marées ont été obtenues dans les stations de Kondara et Alma-Ata. Dans la table 1, nous donnons la durée des observations. A Kondara, on a réalisé des séries annuelles d'observations avec les deux couples de clinomètres. Avec le troisième couple, on a obtenu cinq mois d'observations. Les amplitudes et les phases des ondes de marées sont obtenues en trois endroits situés à 25-30 m l'un de l'autre. On a obtenu à Alma-Ata avec le premier couple une série d'un an d'observations. Ensuite, les appareils ont été remplacés par d'autres et les observations ont continué dans cette même salle. On a déplacé le clinomètre N-S de son socle et d'un mètre et l'on a installé directement à proximité du pendule E-O qui est mis à la place de l'ancien appareil. A Ashkabad, Poltava et Kounrad, on a réalisé une série d'observations de 2-3 mois comme le montre la table 1. On a obtenu en tout au moment de l'A.G.I. dans les diverses stations 108,5 mois.

Table 1

Durée des observations.

Stations	Composantes et numéros des appareils	Durée des observations			Durée des observations, mois
		Début	Fin		
Kondara 1	N-S 62	17 IX 1958	20 X	1959	13
	E-O 61				13
Kondara 2	N-S 68	1 I 1959	31 XII	1959	12
	E-O 69				12
Kondara 3	N-S 4562	15 VII 1959	31 XII	1959	5,5
	E-O 4558	28 VIII 1959	31 XII	1959	5
Alma Ata 1	N-S 92	28 VIII 1958	24 IX	1959	13
	E-O 93				13
Alma Ata 2	N-S 65	16 XI 1959	31 XII	1959	2
	E-O 66				2
Poltava	N-S 66	10 VII 1958	8 X	1958	3
	E-O 65				3
Ashkabad 1	N-S 2460	27 III 1957	31 V	1957	2
	E-O 2461	18 X 1957	20 XII	1957	2
Ashkabad 2	N-S 4209	25 XII 1958	19 II	1959	2
	E-O 4210				2
Kounrad	N-S 92	21 X 1957	3 XII	1957	2
	E-O 93				2

en tout 108,5

Les grandes interruptions d'observations à Ashkabad et à Poltava s'expliquent par les mauvaises températures et les conditions du sol.

Table 2
Conditions géologiques d'installation des appareils

Stations	Profondeur de la salle - mètres	Socle	Nature géologique
Kondara 1	60	granit	granit
Kondara 2	50	béton	granit
Kondara 3	60	granit	granit
Alma-Ata 1	15	béton	granit
Alma-Ata 2	15	béton	granit
Poltava	4,5	béton	aréno argileux
Ashkabad 1	4	béton	charriages
Ashkabad 2	25	granit	charriages
Kounrad	100	granit	charriages

Dans la table 2, nous donnons la profondeur des salles et indiquons la nature géologique à l'endroit d'installation de l'appareil. Des appareils ont été placés soit directement sur le granit soit sur un socle en béton. Quatre clinomètres ont été placés directement sur le granit à Kondara et deux sur un socle en béton. On a placé sur le granit les clinomètres dans le puits de la station de Kounrad. Dans les autres stations, étant donné que les terrains étaient peu stables on a installé les clinomètres sur un pilier en béton.

Table 3
Constantes des appareils dans les stations

Stations	Ts, sec.	α_0 cm	A, cm	B	K mm/sec	1/K sec/mm
Kondara 1, 2, 3	5	12,5	40	5000	1000	0,001
Alma-Ata 1	5	25,0	85	4800	1000	0,001
Alma-Ata 2	5	12,5	40	5000	1000	0,001
Poltava	5	12,5	40	1000	200	0,005
Ashkabad 1	12,5	13,0	50	300	300	0,003
Ashkabad 2	5	12,5	40	1000	1000	0,001
Kounrad	5	25	85	2400	500	0,002

Les constantes des pendules horizontaux et la sensibilité des clinomètres sont données dans la table 3. Dans la plupart des stations, les observations sont faites avec des pendules dont la période propre est égale à 5 secondes et à la station d'Ashkabad à 12,5 sec. Cette courte période des pendules (5 sec.) n'est pas choisie au hasard. Par la diminution de la période, l'élasticité de la suspension joue un rôle moindre et le pendule devient plus stable. La diminution de la sensibilité est compensée par une augmentation photoélectrique atteignant dans quelques stations un facteur 5.000. Dans cette même table, dans les deux dernières colonnes, nous donnons la sensibilité des clinomètres. On a constaté la possibilité de réaliser la sensibilité maximum. Le clinomètre avec enre-

gistréur photoélectrique permet d'obtenir une sensibilité beaucoup plus grande que 1000 mm par seconde d'arc mais la dérive du zéro et le bruit de fond augmentent en même temps et il est difficile de réaliser une grande sensibilité. La comparaison de la sensibilité des pendules est donnée dans la sixième et la septième colonnes de la table 3 et montre qu'on a pu observer avec une sensibilité de 1000 mm/sec. les inclinaisons dans les stations de Kondara, Alma-Ata et Ashkabad 2, parce que ces stations ont des salles d'une profondeur de plus de 20 m. Les stations de Poltava et Ashkabad 1 n'ont pas de salles aussi profondes et la sensibilité des clinomètres n'était pas de plus de 200-300 mm/sec.

Dans toutes ces stations, on a employé les clinomètres avec agrandissement photoélectrique. L'enregistrement s'est fait à l'aide des galvanomètres à photoéléments. Les constantes des galvanomètres et des photoéléments sont les suivantes :

- T_g - Période du galvanomètre - 23 sec.
- C_i - Constante du courant - $1 \cdot 10^{-9}$ A/mm/m
- R_g - Résistance intérieure - 80 Ohms
- r_c - Résistance critique - 1000 Ohms
- η_i - Sensibilité du photoélément d'après le courant 6000 mka/mm
- R_f - Résistance du photoélément - 1000 Ohms.

BIBLIOGRAPHIE

1. A.E. Ostrovskii, A.B. Bachrouchii, L.N. Mironova.
Les inclinaisons dues aux marées de la terre d'après les observations de Kondara en 1958.
"Recherches gravimétriques" N° 1 Yzd. vo AN. CCCP, 1960.
2. A.E. Ostrovskii, A.V. Horomskii, L.N. Mironova.
Résultats des observations des inclinaisons dues aux marées de la terre à Kounrad en 1957.
"Recherches gravimétriques" N° 1 Yzd. vo AN. CCCP, 1960.
3. A.E. Ostrovskii, N.N. Yonitchev, S.M. Tandiouchina.
Inclinaisons dues aux marées terrestres d'après les observations d'Ashkabad en 1957-1958.
"Recherches gravimétriques" N° 1 Yzd. vo AN. CCCP, 1960.
4. A.E. Ostrovskii, P.S. Matveev, S.M. Tandiouchina.
Observations des inclinaisons dues aux marées terrestres à Poltava en 1958.
"Recherches gravimétriques" N° 1 Yzd. vo AN. CCCP, 1960.
5. A.E. Ostrovsky and A.V. Horomsky.
Observation of tidal tilts of the Earth's crust by means of a photoelectric tiltmeter in Counrad in October - December 1957.
Communications de l'Observatoire Royal de Belgique, N° 142 Sér. Geoph. N 47, 1958.
6. A. Ya Orlov.
Sur les déformations de la terre d'après les observations de Tomsk et Poltava avec les pendules horizontaux.
Yzd. AN. CCCP, seria geogr. i geophys. N° 1, 1939, page 3.

7. Z.N. Aksentieva

Résultats d'une série de onze années d'observations sur la marée terrestre M_2 à l'aide du pendule horizontal à Poltava de 1930 à 1941.

Travaux de la Conférence d'après les méthodes d'étude des déformations et du mouvement de l'écorce terrestre M. 1958, page 140.

8. Z.N. Aksentieva.

Résultats comparatifs de la détermination de l'onde de marée M_2 à partir de deux longs cycles d'observations sur les oscillations de la verticale à Poltava. (1930-1941 et 1948-1952).

Viestnik AN. YCCP No 9, 1958, pages 933-936.

9. A.E. Ostrovskii.

Séismo-clinomètre avec enregistreur photoélectrique.

Bull. Soviét. sur la séismologie, 1957, No 6.

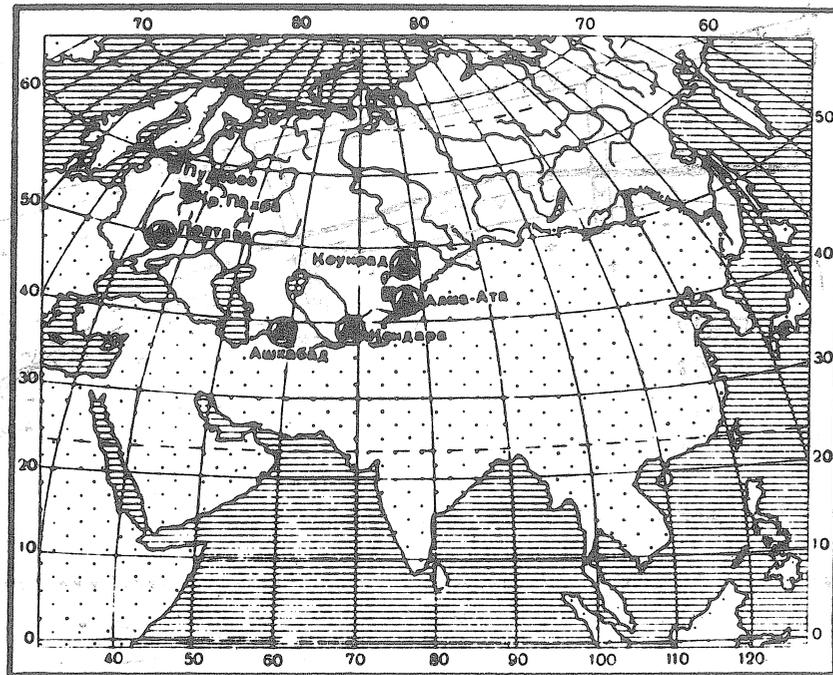


Fig. 7 : Répartition des stations d'observations des variations de marées et des inclinaisons de la Terre.

* - stations des variations de la force de pesanteur ; - stations clinométriques.

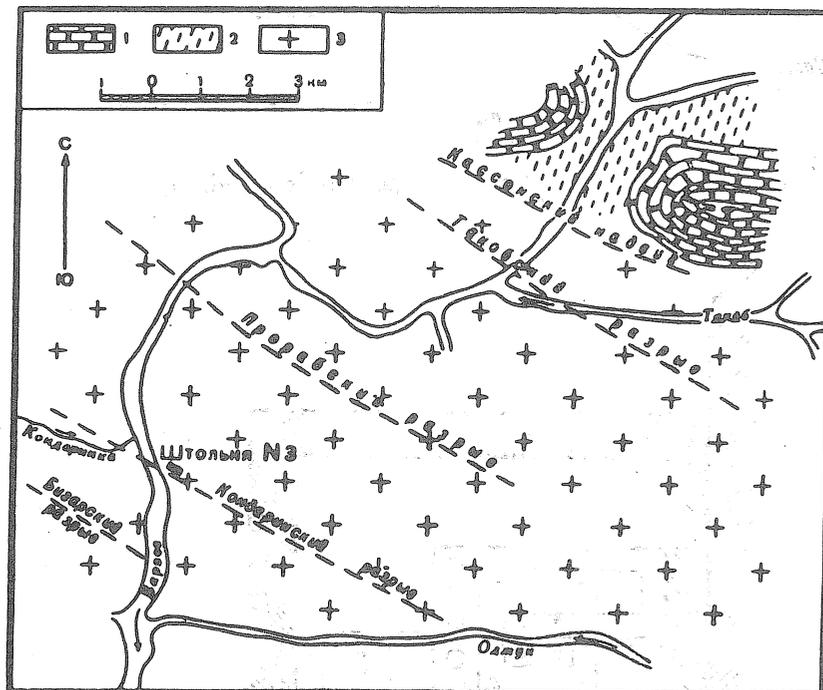


Fig. 8 : Carte géologique de la région de Kondara crétacé

- 1 - craie inférieure et supérieure;
- 2 - porphyres quartzeux
- 3 - granites.

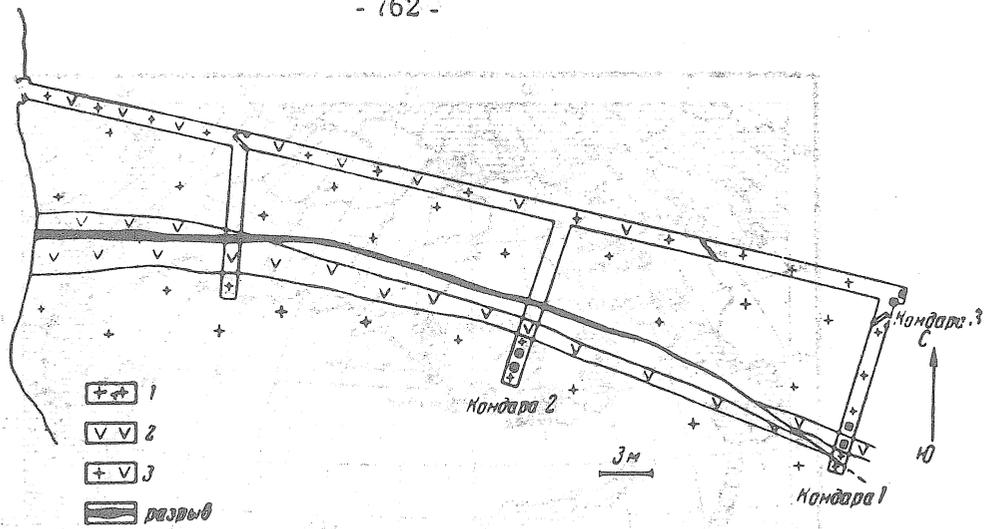


Fig. 9.: Schéma de la galerie à Kondara.

1. - granit à gros grains; 2. - quartz avec galène; 3. - granit avec quartz; 4. - faille

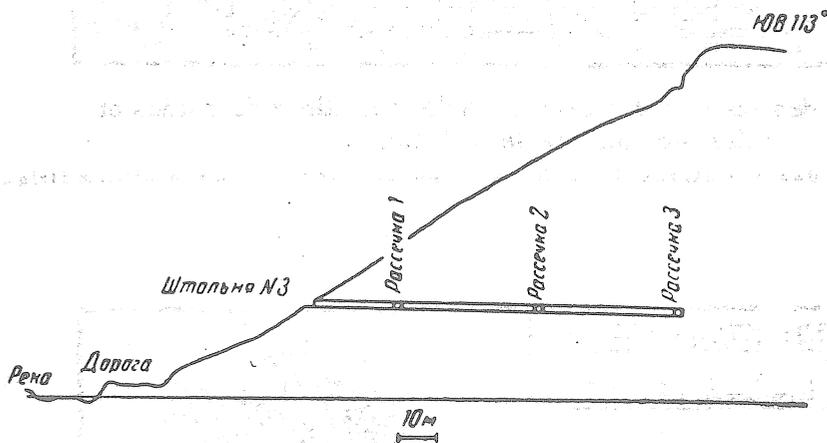


Fig. 10.: Coupe verticale de la galerie de Kondara.

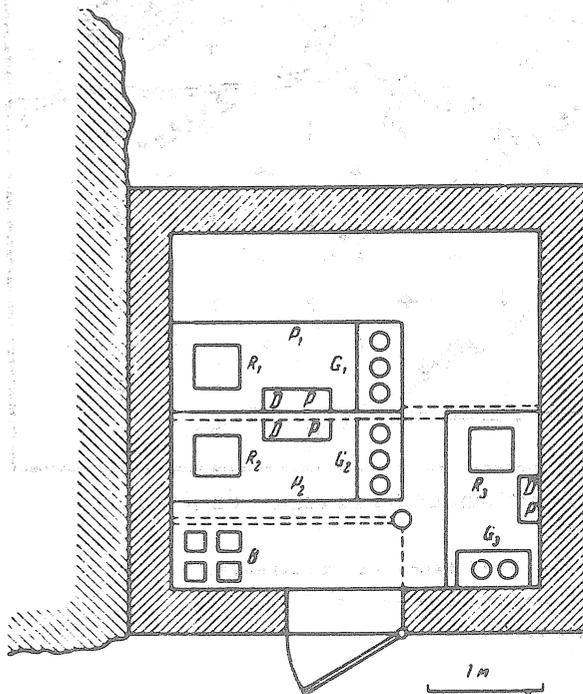


Fig. 11 : Disposition des appareils dans la salle d'enregistrements de la station de Kondara.

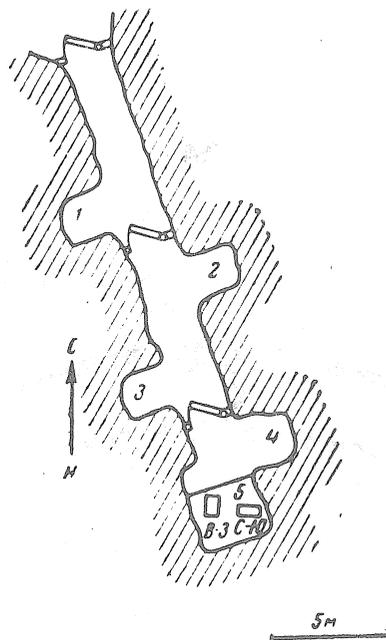


Fig. 12 : Plan de la galerie de Alma-Ata (Tchel Dalnaa)

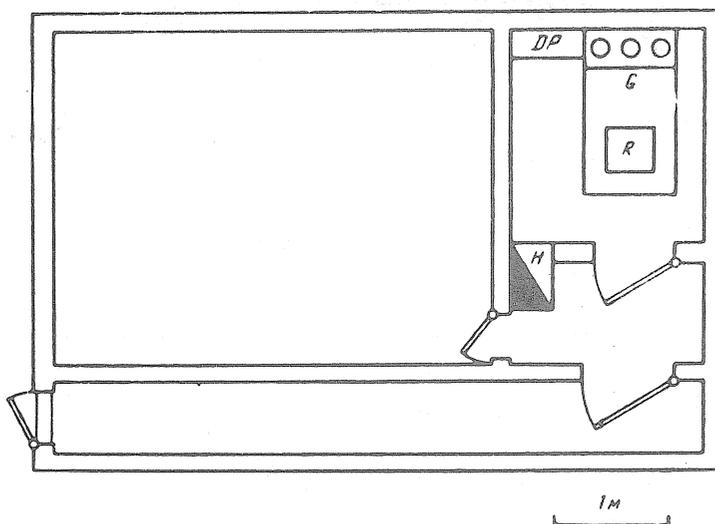


Fig. 13 : Disposition des appareils dans la salle d'enregistrements de la station séismique à Alma-Ata.

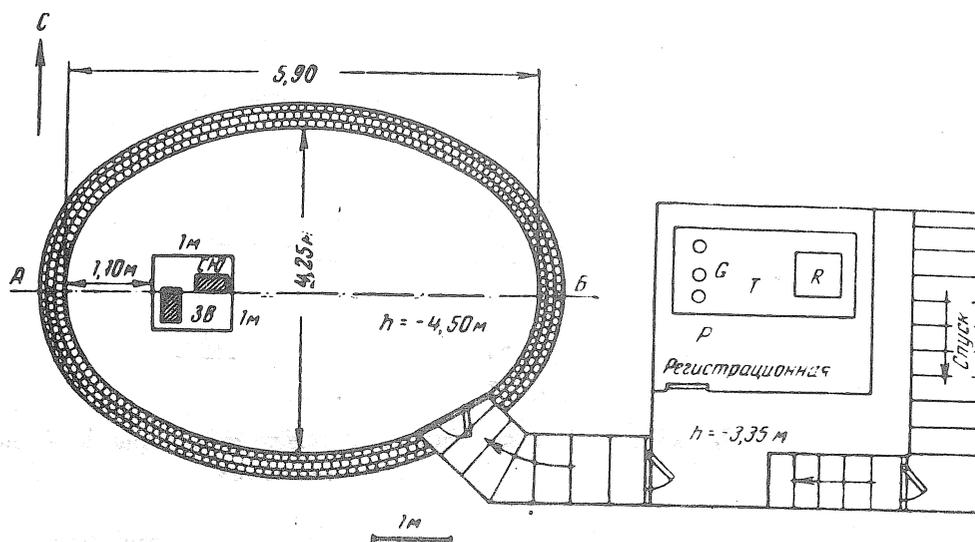


Fig. 14 : Plan de la cave de la station séismique de Poltava.

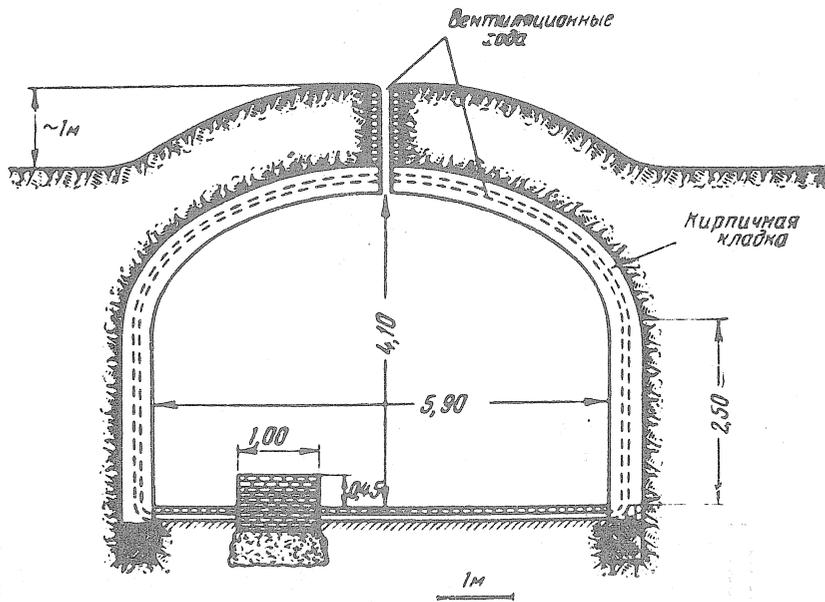


Fig. 15 : Section de la cave de la station sismologique de Poltava
(section d'après A. B., figure 14)

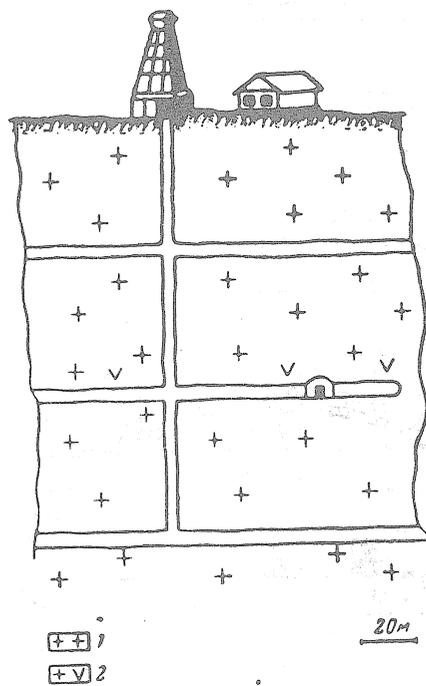


Fig. 18 : Section du puits de la station sismique de Kounrad
1 - Granit - 2 - Granit quartzeux.

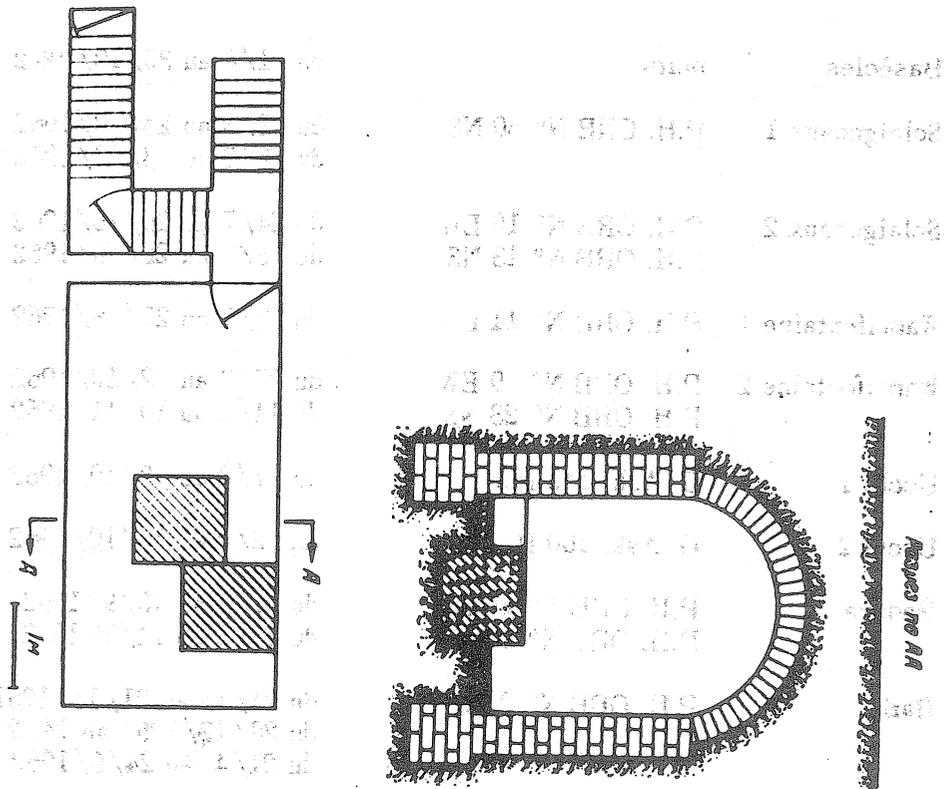


Fig. 16 : Plan et section de la cave de la station sismique de Ashkabad.

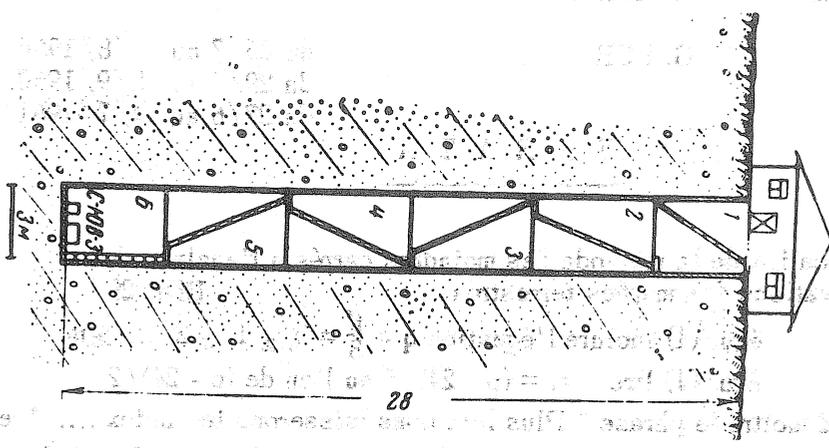


Fig. 17 : Section du puits de la station sismique à Ashkabad.

DOCUMENTS RECUS AU CENTRE INTERNATIONAL

BELGIQUE	Basècles	puits	du 1/8 au 30/10/1962
	Sclaigneaux 1	P.H. ORB N° 30 NS	du 1/8 au 24/ 8/1962
			du 29/8 au 13/10/1962
	Sclaigneaux 2	P.H. ORB N° 10 EW P.H. ORB N° 13 NS	du 24/7 au 26/10/1962
			du 18/7 au 22/ 8/1962
	Warmifontaine 1	P.H. ORB N° 11 EW	du 7/7 au 27/ 8/1962
	Warmifontaine 2	P.H. ORB N° 9 EW P.H. ORB N° 23 NS	du 27/8 au 2/10/1962
			du 14/8 au 10/11/1962
Uccle 1	G. Ask. 145 Perf.	du 7/8 au 8/10/1962	
Uccle 2	G. Ask. 160 B	du 2/9 au 12/10/1962	
ITALIE	Padova	P.H. ORB N° 16 EW P.H. ORB N° 17 NS	du 1/7 au 15/9/1962
			du 13/8 au 14/9/1962
	Bari	P.H. ORB N° 2 NS	du 21/10 au 21/11/1961
			du 28/12/1961 au 14/2/1962
	P.H. ORB N° 3 EW	du 21/4 à 24/6/1962	
		du 11/9 au 12/10/1961	
		du 27/12/1961 au 14/2/1962	
		du 20/4 au 31/5/1962	
SUEDE	Stockholm	G. Ask. 168	du 1/3 au 14/5/1962
U.S.A.	Austin	G. LCR	du 26/7 au 2/8/1960
			du 29/8 au 5/9/1960
			du 27/6 au 4/7/1961

E R R A T A .

A. Venedikov : Application de la méthode des moindres carrés à l'analyse des observations des marées terrestres BIM 29.

p. 667 équ. (1) inclure l'équation $q = \frac{k^0}{5} = 0, \pm 1, \pm 2 \dots \pm m$

p. 667 équ. (1) lire $m = (p - 24)/5$ au lieu de $(p - 24)/2$

p. 668 paragraphe 2 mettre la phrase " Plus loin nous laisserons les index " entre parenthèses.

p. 671 l'équ. (19) doit avoir pour dénominateur $(2m + 1 - 2\nu)$ où 2ν est le nombre des grandeurs cherchées.

TABLE des MATIÈRES.

<u>N° 22</u>	<u>1 décembre 1960</u>	pp.
I.M. LONGMAN	Use of digital computers for the reduction and interpretation of Earth Tide data	415
N.F. NESS	Results and Analysis of IGY Earth Tide Gravity Data	420
L.B.SLICHTER et M. CAPUTO	Deformation of an Earth-Model by Surface Pressures	427
W. BUCHHEIM	Bemerkung über die Auswirkung des geotektonischen Elbelineamentes auf die Erdgezeiten	443
M. SCHNEIDER	Der Einfluss der Lufttemperatur auf die Beobachtung der Lot - schwankungen in Berggieshübel	445
J. BROUET	Application de la méthode graphique pour l'examen des enregistrements de marée terrestre	456
<u>N° 23</u>	<u>3 janvier 1961</u>	
R. TOMASCHEK	Conditions d'observation de l'éclipse de Soleil du 15 février 1961 pour les instruments de mesure des marées terrestres	460
N.N.PARIISKY	Some remarks concerning the calculation of Theoretical amplitudes of tidal gravity variations	466
<u>N° 24</u>	<u>25 avril 1961</u>	
R. TRUDU	Stazione Monteponi (Sardegna)	480
G. FIEDLER et J. PEREZ	Resumen sobre 654,5 dias de observaciones de mareas terrestres gravimétricas en Caracas	484
NEUMAIER	Station Paselstollen - Böckstein	485
D. BROUWER	The best value of the Moon's Mass	486
A.P. VENEDIKOV	Note sur la méthode de J.M. Longman pour l'interpolation de la marée gravimétrique	487
J. WITKOWSKI	Résultats obtenus à la station de Borowiec (Poznan)	490

X. Répartition des gravimètres Askania enregistreurs de marée 492

P. MELCHIOR Corrections à apporter aux phases obtenues par N.F. Ness pour les stations de Bidston, Trieste, Honolulu, Bermuda. 493

N° 25 20 septembre 1961

Traduction du russe.

A. OSTROVSKY Le clinomètre à enregistrement photo-électrique 500
(Acad. Sciences URSS. CAGI - Moscou 1961 Section XIII - N° 2 pp. 41-75)

А.Е. Островский НАКЛОНОМЕР С ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ РЕГИСТРАЦИЕЙ
Академии Наук СССР Москва 1961 XIII Раздел № 2 41-75

N° 26 20 novembre 1961

Traduction du russe

A. OSTROVSKY Le clinomètre à enregistrement photo-électrique (suite) 540

Traduction du russe

B.P. PERTSEV Analyse harmonique de séries de 50 jours d'observations de variations des marées de la force de pesanteur 554

(Acad. Sciences URSS. CAGI - Moscou 1961 Section XIII - N° 2 pp. 20-30)

Ъ. П. Перцев Гармонический анализ 50 дневных рядов наблюдений приливных изменений силы тяжести

(Академии Наук СССР Москва 1961 XII N° 2 20-30)

Traduction du russe

Z.N. AKSENTIEVA Résultats des observations de la marée terrestre M_2 au moyen de pendules horizontales à Poltava 572

(Izvestia Ak. Naouk SSSR, Série Géog. Géoph. pp. 563-567-1940)

ЭН. Аксентьева РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ ЗЕМНЫХ ПРИЛИВОВ M_2 С ГОРИЗОНТАЛЬНЫМИ МАЯТНИКАМИ В ПОЛТАВЕ

Известия Академии Наук СССР 563-567, 1940 Москва 1961.

Traduction du russe

Z.N. AKSENTIEVA Résultats définitifs de la détermination de l'onde M_2 dans les oscillations de la verticale à Tomsk de 1912 à 1920

(Trudi Poltavskof Grav. Obs. IV, pp. 3-18, Kiev 1951)

ЭН. Аксентьева ОКОНЧАТЕЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВОЛНЫ M_2 В КОЛЕБАНИЯХ ОТРЕСКА В ТОМСКЕ с 1912 по 1920 г.
Труды полтавской гравим. Обсерв. Киев 4, 3-18, 1951

W. PALLAS Einige Bemerkungen über die Einarbeitung der astronomischen Daten bei der harmonischen Analyse der Erdzeiten. 600

N° 27 1 mars 1962

pp.

- P. MELCHIOR Dispositions prises par le Centre International des Marées Terrestres en vue d'une classification systématique des résultats de mesures 607

Traduction du russe.

- E.P. FEDOROV Sur le contrôle de l'influence des marées de la mer pour l'étude des variations luni-solaires de la force de pesanteur 612
(Troudi Poltavskoi Grav. Obs. IV, pp. 88-101 1951.)

Е. П. Федоров Об учете влияния морских приливов при изучении лунно-солнечных изменений силы тяжести
Труды полтавской гравим. Обсерв. Киев 4, 88-101, 1951

Traduction du russe

- P.S. MATVEEV Résultats préliminaires des observations clinométriques de marées de la surface de la Terre à Tsmakovo 629
(Troudi Poltavskoi Grav. Obs. X, pp. 3-13, Kiev 1961)

П. С. Матвеев, Предварительные результаты наблюдений приливных наклонов земной поверхности в Шмакове
Труды полтавской гравим. Обсерв. X, 3-13, Киев 1961

N° 28 15 mai 1962

- P. MELCHIOR Méthodes de calcul électronique sur ordinateur I.B.M. 1620 dans l'analyse harmonique des marées terrestres au Centre International. 645

- R. BREIN Gezeitenregistrierung mit Hilfe der elektromagnetischen Feder und ihre Eichung 648

Traduction du russe

- A.E. OSTROVSKII, P.S. MATVEEV et V.N. LONDAI Marées clinométriques de la surface de la Terre à Poltava d'après les observations de 1958-1959 653
(Troudi Poltavskoi Grav. Obs. X, pp. 14-19, Kiev 1961)

А.Е. Островский, П.С. Матвеев и В.Н. Лондарь, Приливные наклоны земной поверхности в Полтаве по наблюдениям в 1958-1959 гг.
Труды полтавской гравим. Обсерв. X. 14-19, Киев 1961

Traduction du russe

- P.S. MATVEEV et V. GOLOUBITSKII Influence des forces génératrices de marées luni-solaires sur la fréquence des tremblements de terre transcaucasiens. 659
(Troudi Poltavskoi Grav. Obs. X, pp. 67-74, Kiev 1961)

Н. В. Матвеев Влияние приливообразующих сил Луны и Солнца на частоту землетрясений Закавказья.
В. Г. ГОЛУБИЦКИЙ **Труды полтавской гравим. Обсерв. X. 67-74, Киев 1961**

N° 29 10 août 1962

A.P. VENEDIKOV Application de la méthode des moindres carrés à l'analyse des observations des marées terrestres. 667

Traduction du russe

P.S. MATVEEV Sur la détermination de l'onde O_1 et le calcul de quelques petites ondes par l'analyse harmonique d'une série d'un mois d'observations de marées. 687
(Trouidi Poltavskof Grav. Obs. X, pp. 57-66, Kiev 1961).

П.С. МАТВЕЕВ Об определении волны O_1 и учете некоторых малых волн при гармоническом анализе месячной серии приливных наблюдений.

P. PAQUET Programme pour la comparaison et la discussion d'un ensemble de résultats d'analyses harmoniques de marées terrestres. 699
Труды полтавской гравим. Обсерв. X. 57-66, Киев 1961

N° 30 novembre 1962

Traduction du russe

V.G. BALENKO Méthodes d'analyse harmonique de Doodson et Lecolazet (Trouidi Poltavskof Grav. Obs. IX, pp. 48-94 1961) 705

В.Г. БАЛЕНКО Методы гармонического анализа дудсона и леколязе (Труды полтавской гравим. Обсерв. IX, 48-94 1961)

G. JOBERT Remarques sur l'analyse spectrale des variations de la pesanteur 740

Traduction du russe.

Y.S. DOBROKHOTOV Les stations gravimétriques et clinométriques pour l'observation des marées terrestres (Intern. Geoph. Year - Moscou 1961) 743
A.E. OSTROVSKII et
B.P. PERTSEV

Ю С. ДОБРОХОТОВ,
А.Е. ОСТРОВСКИЙ,
Б. П. ПЕРЦЕВ Гравиметрические и Наклономерные Станции Для Наблюдений Земных Приливов
Международный Геофизический Год
Академии Наук СССР, Москва 1961.

INDEX ALPHABETIQUE DES AUTEURS.

		N°	
Aksentieva	T	26	572 - 578
	T	26	579 - 599
Balenko	T	30	705 - 739
Brein		28	648 - 652
Brouet		22	456 - 458
Brouwer		24	486
Buchheim		22	443 - 444
Caputo		22	427 - 442
Dobrokhotov	T	30	743 - 766
Fedorov	T	27	612 - 628
Fiedler		24	484
Goloubitskii	T	28	659 - 665
Jobert		30	740 - 742
Londai	T	28	653 - 658
Longman		22	415 - 419
Matveev	T	27	629 - 640
	T	28	653 - 658
	T	28	659 - 665
	T	29	687 - 698
Melchior		24	493
		27	607 - 611
		28	645 - 647
Ness		22	420 - 426
Neumaier		24	485
Ostrovskii	T	25	500 - 537
	T	26	540 - 552
	T	28	653 - 658
	T	28	659 - 665
	T	30	743 - 766
Pallas		26	600 - 605
Paquet		29	699 - 702
Pariiskii		23	466 - 478
Perez		24	484
Pertsev	T	26	554 - 571
	T	30	743 - 766
Schneider		22	445 - 455
Slichter		22	427 - 442
Tomaschek		23	460 - 465
Trudu		24	480 - 483
Venedikov		24	487 - 489
		29	667 - 686
Witkowski		24	490 - 491

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

INDEX ALPHABETIQUE DES AUTEURS

Auteurs	Page	Genre	Titre
Abelard	10	T	Abelard
Abelard	11	T	Abelard
Abelard	12	T	Abelard
Abelard	13	T	Abelard
Abelard	14	T	Abelard
Abelard	15	T	Abelard
Abelard	16	T	Abelard
Abelard	17	T	Abelard
Abelard	18	T	Abelard
Abelard	19	T	Abelard
Abelard	20	T	Abelard
Abelard	21	T	Abelard
Abelard	22	T	Abelard
Abelard	23	T	Abelard
Abelard	24	T	Abelard
Abelard	25	T	Abelard
Abelard	26	T	Abelard
Abelard	27	T	Abelard
Abelard	28	T	Abelard
Abelard	29	T	Abelard
Abelard	30	T	Abelard
Abelard	31	T	Abelard
Abelard	32	T	Abelard
Abelard	33	T	Abelard
Abelard	34	T	Abelard
Abelard	35	T	Abelard
Abelard	36	T	Abelard
Abelard	37	T	Abelard
Abelard	38	T	Abelard
Abelard	39	T	Abelard
Abelard	40	T	Abelard
Abelard	41	T	Abelard
Abelard	42	T	Abelard
Abelard	43	T	Abelard
Abelard	44	T	Abelard
Abelard	45	T	Abelard
Abelard	46	T	Abelard
Abelard	47	T	Abelard
Abelard	48	T	Abelard
Abelard	49	T	Abelard
Abelard	50	T	Abelard
Abelard	51	T	Abelard
Abelard	52	T	Abelard
Abelard	53	T	Abelard
Abelard	54	T	Abelard
Abelard	55	T	Abelard
Abelard	56	T	Abelard
Abelard	57	T	Abelard
Abelard	58	T	Abelard
Abelard	59	T	Abelard
Abelard	60	T	Abelard
Abelard	61	T	Abelard
Abelard	62	T	Abelard
Abelard	63	T	Abelard
Abelard	64	T	Abelard
Abelard	65	T	Abelard
Abelard	66	T	Abelard
Abelard	67	T	Abelard
Abelard	68	T	Abelard
Abelard	69	T	Abelard
Abelard	70	T	Abelard
Abelard	71	T	Abelard
Abelard	72	T	Abelard
Abelard	73	T	Abelard
Abelard	74	T	Abelard
Abelard	75	T	Abelard
Abelard	76	T	Abelard
Abelard	77	T	Abelard
Abelard	78	T	Abelard
Abelard	79	T	Abelard
Abelard	80	T	Abelard
Abelard	81	T	Abelard
Abelard	82	T	Abelard
Abelard	83	T	Abelard
Abelard	84	T	Abelard
Abelard	85	T	Abelard
Abelard	86	T	Abelard
Abelard	87	T	Abelard
Abelard	88	T	Abelard
Abelard	89	T	Abelard
Abelard	90	T	Abelard
Abelard	91	T	Abelard
Abelard	92	T	Abelard
Abelard	93	T	Abelard
Abelard	94	T	Abelard
Abelard	95	T	Abelard
Abelard	96	T	Abelard
Abelard	97	T	Abelard
Abelard	98	T	Abelard
Abelard	99	T	Abelard
Abelard	100	T	Abelard

T. - Travaux français d'origine étrangère