

MAREES TERRESTRES

BULLETIN D'INFORMATIONS

N° 47

30 avril 1967

Association Internationale de Géodésie
Commission Permanente des Marées Terrestres.

Editeur Prof. Paul M E L C H I O R
Observatoire Royal de Belgique
3, Avenue Circulaire
Bruxelles 18

Bulletin d'Informations des Marées Terrestres N° 47

Table des Matières .

M.S. MOLODENSKII, M.V. KRAMER (<i>Traduction</i>) Les nombres de Love pour les marées terrestres statiques, des 2 ^e et 3 ^e ordres	p. 1935
M. BONATZ Eine Bemerkung zu dem Beitrag "D. SIMON, Das Verschwinden der Eichstörungen als Kriterium für die richtige Korrektur der Nichtlinearität bei Gravimeterregistrierungen" in <i>Bull. Marées Terr. Nr 45 (1966) S. 1857</i>	1951
M. BONATZ Eine Bemerkung zur Azimutbestimmung von Horizontalpendeln	1953
B.P. PERTSEV (<i>Traduction</i>) Sur l'influence des marées océaniques sur les variations de marées de la force de pesanteur.	1955
S.N. BARSENKOV, V.A. VOLKOV, D.G. GRIDNIEV, N.N. PARIISKII (<i>Traduction</i>) Variations des marées de l'accélération de la force de pesanteur à Frounze	1962
B.P. PERTSEV, M.V. IVANOVA (<i>Traduction</i>) Observations des variations de marées de la force de pesanteur à Moscou	1996
A.E. OSTROVSKII, L.Y. MIRONOVA, Y.A. OURASINA (<i>Traduction</i>) Résultats des observations clinométriques dans la région de Kazan pour 1960-1962	2001
A. AKHAVAN Etude comparative des variations du facteur γ d'après de longs enregistrements simultanés obtenus par différents pendules	2013
M. BONATZ Der Einfluß von Raumtemperatur- und Netzspannungsschwankungen auf den Nachlaufschreiber zur Askania-Erdzeitenregistrieranlage	2026
M. BONATZ Der Einfluß der Schwingungszeit auf den Dämpfungsfaktor des Horizontalpendels Verbaandert-Melchior Nr 75	2031

LES NOMBRES DE LOVE POUR LES MAREES TERRESTRES STATIQUES DES 2^e et 3^e ORDRES

M.S. Molodenskii, M.V. Kramer

Académie des Sciences d'U.R.S.S. Moscou 1961
Institut de Physique de la Terre de O. You. Schmidt

ЧИСЛА ЛЮВА ДЛЯ СТАТИЧЕСКИХ ЗЕМНЫХ ПРИЛИВОВ
2 И 3-ГО ПОРЯДКОВ.

М. С. Молоденский, М. В. Крамер.

Академия Наук СССР Москва 1961.

Институт Физики Земли им. О. Ю. Шмидта.

Dans la théorie des marées, le potentiel de la force génératrice se décompose en termes harmoniques élémentaires proportionnels aux polynômes fondamentaux consécutifs de Legendre, en commençant par le second ordre. Les termes du second ordre sont fondamentaux; cependant les termes du 3^e ordre aussi se font sentir dans les résultats des observations et peuvent être déterminés avec une précision de mesure élevée.

Les variations de marée de la force de pesanteur, des inclinaisons et de la direction de la verticale à la surface de la Terre s'expriment par les nombres de Love h , k et l (*). Pour les marées du second ordre, ces nombres ont été obtenus par intégration numérique des équations de la théorie de l'élasticité pour quelques modèles de la Terre. Takeuchi [1] a effectué l'intégration pour deux variantes de la répartition de la densité dans l'enveloppe. Dans la première variante il a pris les densités de Bullen [2], dans la seconde variante il a modifié le modèle de Bullen de telle sorte qu'à la profondeur de 500 km la densité s'accroît par discontinuité mais présente ensuite des valeurs un peu plus faibles. Molodenskii [3] a effectué les calculs pour trois variantes de répartition de la densité dans l'enveloppe : 1) la densité a été déterminée à partir de l'équation différentielle $\rho' = \frac{\rho^2}{\lambda} V'$; elle augmente en moyenne de 40 % en plus que si

l'on tient compte de la compressibilité pure ; 2) la densité dans l'enveloppe est constante ; 3) à l'intérieur de toute la Terre, la densité change de manière continue et selon la loi de Legendre. Les deux dernières variantes sont calculées pour déterminer dans quelle mesure les nombres de Love dépendent de la loi admise pour la répartition de la densité dans l'enveloppe. Alterman, Jarosch et Pekeris [4] ont effectué les calculs pour trois variantes de la répartition de la densité : 1) modèle de Bullard I ; 2) modèle de Bullard II et 3) modèle de Bullen B. Les valeurs des nombres de Love ont été obtenues par ces auteurs en tenant compte également des termes d'inertie pour les marées de période de $6,6\sqrt{2}$ et 12 heures. Cependant il n'ont pas pris en considération les termes représentant l'accélération de Coriolis dont la valeur est de l'ordre des termes d'inertie pour la marée semi-diurne. C'est pourquoi il n'y a que les valeurs statistiques des nombres de Love qui ont pour ces auteurs une valeur réelle.

(*) l est appelé également nombre de Lambert ou nombre de Shida.

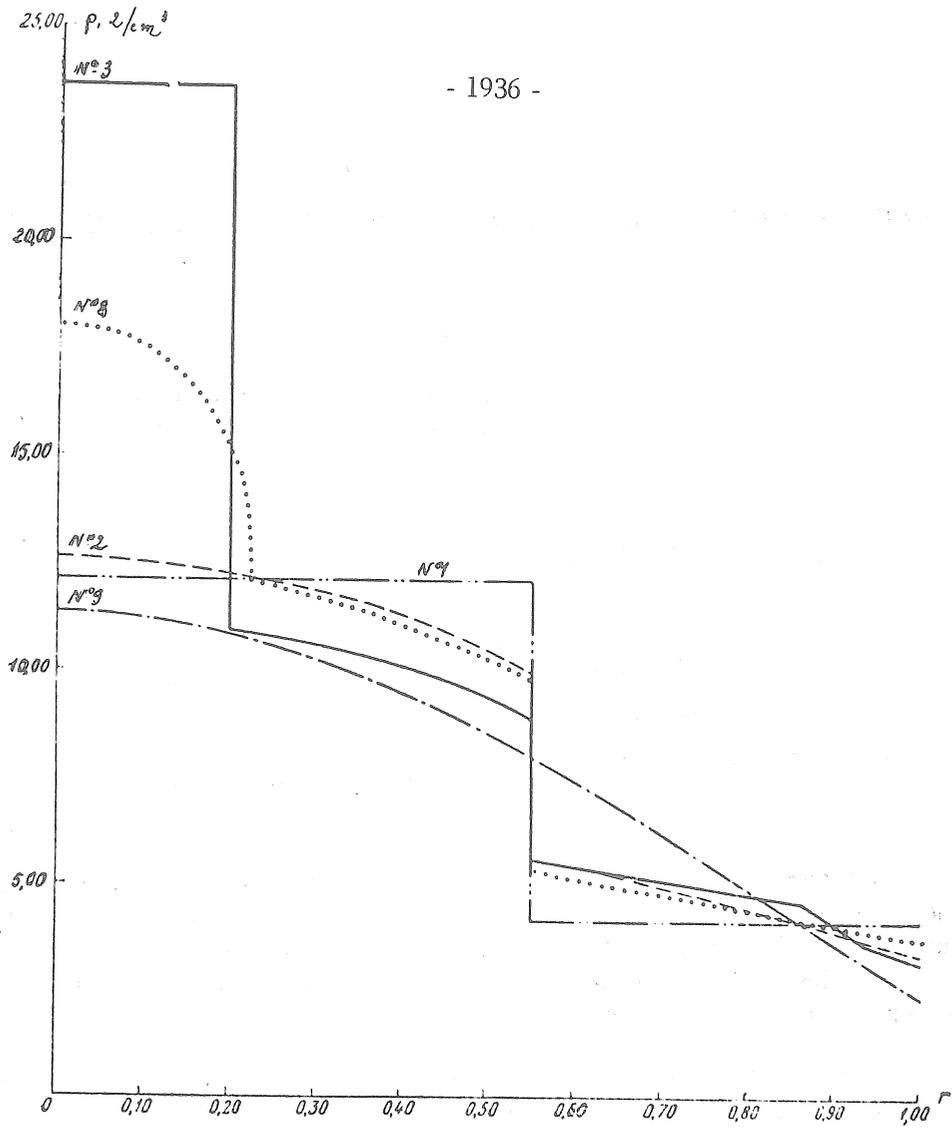


Fig. 1. - Valeurs des densités prises pour les modèles N° 1, 2, 3, 8 et 9.

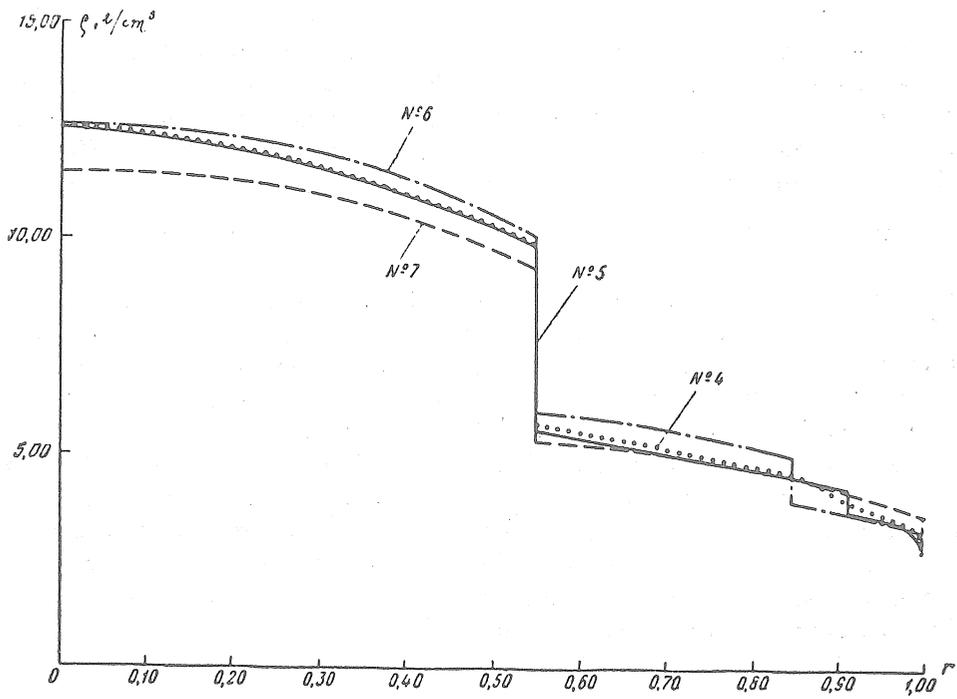


Fig. 2. - Valeurs des densités prises pour les modèles N° 4, 5, 6 et 7

La table 1 compare les résultats principaux des calculs effectués (voir également fig. 1 et 2).

Les valeurs obtenues par Jeffreys et Vicente [5] pour le modèle de Takeuchi ne sont pas incluses dans la table puisqu'elles diffèrent des valeurs de Takeuchi principalement en ce qui concerne l'approximation de la théorie.

Les nombres pour le modèle donné à la table 1 au N° 3 ont été tirés de l'article [6]. Les calculs ont été effectués sur un ordinateur électronique Oural 1 avec à peu près dix fois plus de précision que cela n'avait été fait dans le travail [3]. Le programme des calculs a été écrit par M.V. Kramer. Dans cette variante, les densités dans l'enveloppe sont très voisines des densités de Bullen [2], sans toutefois coïncider exactement. Les vitesses des ondes sismiques sont également voisines des valeurs observées mais ne leur sont pas exactement égales. En effet, le calcul des déformations de marée de l'enveloppe requiert la solution d'un système de six équations différentielles du 6e ordre dans lequel les coefficients dépendent des vitesses des ondes sismiques et de la densité.

Puisque ce système est équivalent à une équation du 6ème ordre alors les six dérivées des coefficients, déterminées par les six différences de la table des valeurs des coefficients, joueront un rôle dans les calculs. Si les coefficients sont présentés sous forme de table empirique, des écarts irréguliers, en relation avec l'imprécision des données de départ, commencent à prédominer avec l'augmentation de l'ordre des différences successives. C'est pourquoi nous avons quelque peu lissé aussi bien les densités que les vitesses des ondes sismiques et les avons représentées par des formules simples. Nous avons appliqué ce principe dans le travail [3] et avons considéré comme nécessaire de le maintenir.

Table 1.

LES NOMBRES DE LOVE POUR LES MAREES STATIQUES DU SECOND ORDRE OBTENUS PAR L'INTEGRATION NUMERIQUE

N°	Densité	h	k	l	Auteur
1	Fig. 1, courbe N° 1	0,662	0,327	0,107	Molodenskii [3]
2	" 1 " 2	0,621	0,307	0,090	Molodenskii [6]
3	" 1 " 3	0,617	0,302	0,081	Molodenskii [6]
4	" 2 " 4	0,587	0,290	0,068	Takeuchi [1]
5	" 2 " 5	0,610	0,281	0,082	Takeuchi [1]
6	" 2 " 6	0,591	0,275	0,086	Alterman, Jarosch, Pekeris [4]
7	" 2 " 7	0,577	0,275	0,078	Alterman, Jarosch, Pekeris [4]
8	" 1 " 8	0,590	0,275	0,086	Alterman, Jarosch, Pekeris [4]
9	" 1 " 9	0,567	0,287	0,074	Molodenskii [3]

Dans la variante N° 3 les densités dans l'enveloppe de Bullen et les fonctions μ/ρ et $\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}$ sont représentées par trois parties rectilignes reliant les points suivants :

r	ρ g/cm ³	μ/ρ km ² /sec ²	$(\lambda + 2\mu)/\rho$ km ² /sec ²
1,00	3,28	18,26	58,03
0,94	3,62	25,27	82,20
0,86	4,64	40,16	129,25
0,55	5,69	54,24	190,90

L'intégration commence avec un pas de 0,0025 (parties du rayon de la Terre), ensuite le pas a augmenté jusque 0,01. Là où il y a un saut de la dérivée de la densité, l'intégration a repris avec un pas petit. Négliger cette règle conduirait à des erreurs sensibles.

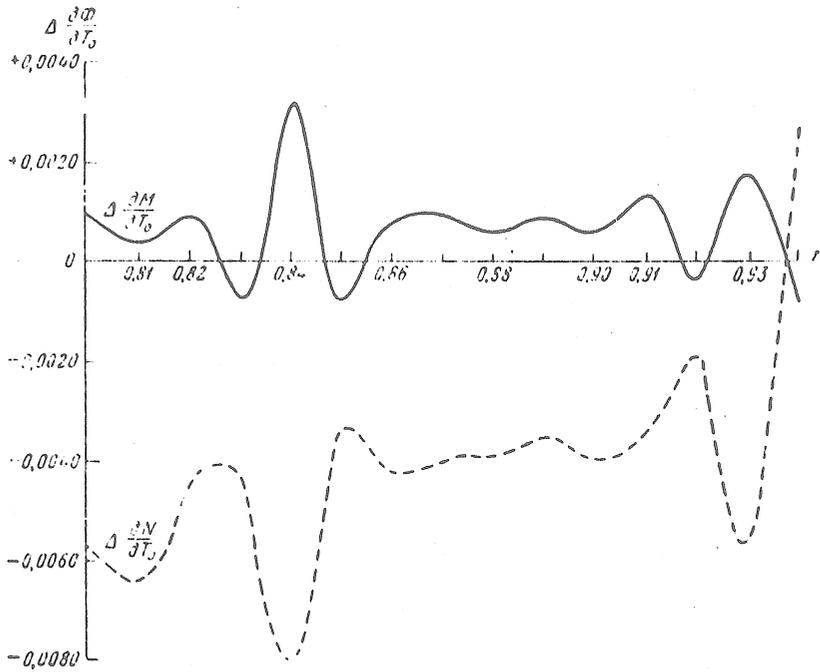


Fig. 3. Erreurs d'intégration lors du calcul "au travers" d'un point de discontinuité des dérivées.

La figure 3 montre les différences des valeurs des fonctions obtenues par un calcul "de part en part" (pour attirer l'attention sur la discontinuité ρ') avec les valeurs exactes obtenues en utilisant seulement les dérivées de gauche à gauche et seulement celles de droite à droite depuis le point de discontinuité ρ' . Lors du calcul de part en part pour les fonctions apparaît un rejaillissement fictif laissant une trace sur les valeurs suivantes de la fonction.

Si les coefficients des équations étaient donnés par la table avec des différences non lissées alors un phénomène semblable apparaîtrait sous une forme plus compliquée. Cette circonstance ne constitue-t-elle pas l'une des causes d'une certaine contradiction des nombres réunis dans la table 1 ?

On a donné au système de départ des équations différentielles la forme suivante :

$$M = r^2 \mu \left(T' + H - \frac{2}{r} T \right) \quad (1)$$

$$N = (\lambda + 2\mu) H' + \lambda \left(\frac{2}{r} H - \frac{n(n+1)}{r^2} T \right) \quad (2)$$

$$L = r^2 (R' - 4\pi\kappa\rho H); \quad (3)$$

$$M' = -Nr^2 - \rho r^2 (R + W'H) + 2\mu [H'r^2 - Hr + (n^2 + n - 1)T]; \quad (4)$$

$$N' = \frac{n(n+1)}{r^2} M - \frac{\rho}{r^2} [L - 4W'rH + n(n+1)TW'] - \frac{2\mu}{r} \left(2H' - \frac{2H}{r} + \frac{n(n+1)}{r^2} T \right); \quad (5)$$

$$L' = n(n+1)(R - 4\pi\kappa\rho T). \quad (6)$$

Dans ces équations les fonctions H, T, M, N, R et L maintiennent la continuité dans les limites du saut de densité ρ ou de coefficients d'élasticité μ et λ , puisque H et T sont proportionnels aux composantes du déplacement, M et N aux composantes de la tension, R au potentiel ; la fonction L est continue en vertu des propriétés connues de la dérivée du potentiel des masses de volume et de couche simple.

L'intégrale générale de ce système homogène d'équations peut être présentée sous la forme :

$$\Phi(r) = H_0 \frac{\partial \Phi}{\partial H_0} + T_0 \frac{\partial \Phi}{\partial T_0} + R_0 \frac{\partial \Phi}{\partial R_0} + L_0 \frac{\partial \Phi}{\partial L_0} + M_0 \frac{\partial \Phi}{\partial M_0} + N_0 \frac{\partial \Phi}{\partial N_0}, \quad (7)$$

où $\Phi(r)$ est l'une des fonctions H, T, R, L, M ou N ; tandis que H_0 , T_0 , L_0 , M_0 et N_0 sont des constantes arbitraires et $\frac{\delta \Phi}{\delta H_0}$, $\frac{\delta \Phi}{\delta T_0}$, ... les intégrales partielles.

Ainsi, l'intégrale partielle $\frac{\delta\Phi}{\delta\Pi_0}$ a été obtenue aux conditions limites suivantes au point $r = 1$: $H = 1$, $T = R = L = M = N = 0$. L'intégrale $\frac{\delta\Phi}{\delta T_0}$ a été obtenue aux conditions limites : $T = 1$; $H = R = L = M = N = 0$; etc. On a calculé ainsi les valeurs des six fonctions entrant dans chaque intégrale partielle. Les calculs ont été effectués pour $n = 2$ (marée du 2e ordre) et pour $n = 3$ (marée du 3e ordre).

Les résultats sont donnés à la table 2 (marée du 2e ordre) et à la table 3 (marée du 3e ordre).

Pour comparer les courbes intégrales correspondant aux modèles Nos 2 et 3 de la table 1, nous nous sommes servis de la table 5 et de la seconde moitié de la table 9 à la page 46 du travail [3]. Elles contiennent cinq intégrales partielles obtenues sous la condition $M(1) = 0$, c'est pourquoi on peut en tirer l'intégrale que nous désignons symboliquement par $\frac{\delta\Phi}{\delta M_0}$. Par la table 5 nous avons obtenu les intégrales $\frac{\delta\Phi}{\delta M_0}$, $\frac{\delta\Phi}{\delta T_0}$, $\frac{\delta\Phi}{\delta R_0}$, $\frac{\delta\Phi}{\delta L_0}$. Après cela la courbe intégrale de la page 46 du travail [3] a été déterminée $\frac{\delta\Phi}{\delta N_0}$.

Nous donnons dans la table 4 les différences des valeurs des fonctions pour l'ancien et le nouveau modèles (pour $n = 2$). Les plus grandes différences (de 4 à 62 %) ont été obtenues dans les intégrales $\frac{\delta\Phi}{\delta N_0}$ qui ne sont pas utilisées dans le calcul des nombres de Love. Dans les

autres courbes intégrales, des divergences ne dépassent pas 8 % et leur influence sur les nombres h et k est plus petite que la limite supérieure des divergences. Les nombres donnés dans la table 1 au N° 2 et 3 ont été tirés de l'article [6] ; ce sont les valeurs statiques des nombres de Love pour les modèles I et II de cet article. Ils ont été obtenus à l'aide des tables 2 et 4.

Avec la table 3, il est facile d'obtenir les nombres de Love pour les marées du 3ème ordre. Pour évaluer l'influence du noyau liquide hétérogène, nous avons admis que la densité dans le noyau obéit à la loi de Legendre et que le paramètre de Radau $\eta = 0,240$ est la valeur maximale correspondant à la courbe N° 3 sur la figure 1. Dans ce cas, la fonction R dans le noyau est déterminée par l'expression exacte du travail [3] (la formule après (2.13). A la valeur $\eta = 0,240$ correspond $(\frac{R'}{R})_t = 2,61$ et à la valeur $\eta = 0$ (noyau homogène) - $(\frac{R'}{R})_t = 3$. En se servant des conditions limites (3.1) - (3,6) du travail [3], pour $n = 3$, nous obtenons :

	h_3	k_3	l_3	δ_3
$\eta = 0$ noyau homogène	0,293	0,095	0,0135	1,069
$\eta = 0,240$; $\rho_1 = 9,30 \text{ g/cm}^3$	0,294	0,095	0,0134	1,069
$\eta = 0,240$; $\rho_1 = 10,30 \text{ g/cm}^3$	0,294	0,096	0,0134	1,068

L'influence du noyau hétérogène est encore plus faible que pour la marée du 2ème ordre. On pouvait s'y attendre.

Intégrales partielles

r	$\frac{\partial H}{\partial H_0}$	$\frac{\partial H}{\partial T_0}$	$\frac{\partial H}{\partial R_0}$	$\frac{\partial H}{\partial L_0}$	$\frac{\partial H}{\partial M_0}$	$\frac{\partial H}{\partial N_0}$	$\frac{\partial T}{\partial H_0}$	$\frac{\partial T}{\partial T_0}$	$\frac{\partial T}{\partial R_0}$
1,00	1,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	1,0000	0,0000
0,99	1,0073	-0,0224	0,0000	-0,0001	0,0012	-0,0176	0,0099	0,9807	-0,0002
0,98	1,0144	-0,0454	0,0000	-0,0002	0,0045	-0,0341	0,0197	0,9627	-0,0006
0,97	1,0213	-0,0688	0,0001	-0,0004	0,0101	-0,0496	0,0294	0,9460	-0,0013
0,96	1,0280	-0,0929	0,0002	-0,0008	0,0178	-0,0644	0,0389	0,9304	-0,0023
0,95	1,0345	-0,1177	0,0004	-0,0011	0,0252	-0,0784	0,0482	0,9159	-0,0034
0,94	1,0409	-0,1433	0,0006	-0,0016	0,0402	-0,0917	0,0574	0,9024	-0,0048
0,93	1,0471	-0,1696	0,0010	-0,0021	0,0517	-0,1041	0,0664	0,8897	-0,0062
0,92	1,0531	-0,1967	0,0015	-0,0027	0,0672	-0,1156	0,0753	0,8777	-0,0077
0,91	1,0589	-0,2245	0,0020	-0,0033	0,0839	-0,1263	0,0840	0,8663	-0,0093
0,90	1,0646	-0,2532	0,0027	-0,0039	0,1026	-0,1362	0,0925	0,8554	-0,0110
0,89	1,0702	-0,2828	0,0035	-0,0046	0,1221	-0,1455	0,1009	0,8452	-0,0126
0,88	1,0755	-0,3135	0,0044	-0,0053	0,1439	-0,1542	0,1092	0,8355	-0,0143
0,87	1,0808	-0,3453	0,0055	-0,0061	0,1667	-0,1623	0,1173	0,8263	-0,0161
0,86	1,0858	-0,3784	0,0067	-0,0069	0,1915	-0,1700	0,1252	0,8177	-0,0178
0,85	1,0907	-0,4130	0,0081	-0,0077	0,2178	-0,1775	0,1330	0,8101	-0,0197
0,84	1,0954	-0,4496	0,0098	-0,0087	0,2474	-0,1848	0,1407	0,8039	-0,0217
0,83	1,1000	-0,4883	0,0117	-0,0097	0,2786	-0,1920	0,1482	0,7989	-0,0238
0,82	1,1043	-0,5294	0,0138	-0,0108	0,3128	-0,1991	0,1557	0,7953	-0,0261
0,81	1,1083	-0,5730	0,0163	-0,0120	0,3504	-0,2060	0,1630	0,7930	-0,0286
0,80	1,1121	-0,6194	0,0191	-0,0133	0,3906	-0,2129	0,1703	0,7921	-0,0311
0,79	1,1156	-0,6688	0,0223	-0,0147	0,4346	-0,2195	0,1775	0,7925	-0,0339
0,78	1,1188	-0,7214	0,0260	-0,0162	0,4821	-0,2260	0,1847	0,7942	-0,0367
0,77	1,1217	-0,7776	0,0300	-0,0178	0,5336	-0,2323	0,1918	0,7973	-0,0397
0,76	1,1241	-0,8377	0,0346	-0,0195	0,5893	-0,2383	0,1989	0,8017	-0,0429
0,75	1,1261	-0,9019	0,0397	-0,0214	0,6497	-0,2441	0,2060	0,8076	-0,0462
0,74	1,1275	-0,9707	0,0454	-0,0233	0,7151	-0,2497	0,2131	0,8148	-0,0497
0,73	1,1284	-1,0445	0,0518	-0,0255	0,7858	-0,2550	0,2203	0,8235	-0,0544
0,72	1,1287	-1,1237	0,0589	-0,0278	0,8625	-0,2599	0,2275	0,8337	-0,0572
0,71	1,1283	-1,2089	0,0668	-0,0302	0,9454	-0,2645	0,2348	0,8454	-0,0612
0,70	1,1272	-1,3004	0,0756	-0,0329	1,0353	-0,2686	0,2422	0,8586	-0,0654
0,69	1,1251	-1,3990	0,0854	-0,0357	1,1327	-0,2723	0,2497	0,8735	-0,0698
0,68	1,1222	-1,5054	0,0962	-0,0387	1,2382	-0,2755	0,2573	0,8900	-0,0744
0,67	1,1181	-1,6201	0,1081	-0,0420	1,3527	-0,2782	0,2651	0,9082	-0,0792
0,66	1,1128	-1,7440	0,1214	-0,0455	1,4769	-0,2802	0,2731	0,9282	-0,0843
0,65	1,1062	-1,8780	0,1360	-0,0493	1,6117	-0,2815	0,2813	0,9501	-0,0895
0,64	1,0980	-2,0231	0,1523	-0,0534	1,7582	-0,2820	0,2897	0,9740	-0,0951
0,63	1,0882	-2,1803	0,1702	-0,0578	1,9175	-0,2816	0,2985	0,9999	-0,1009
0,62	1,0764	-2,3509	0,1900	-0,0625	2,0909	-0,2803	0,3076	1,0281	-0,1070
0,61	1,0626	-2,5362	0,2119	-0,0677	2,2794	-0,2778	0,3170	1,0585	-0,1134
0,60	1,0463	-2,7377	0,2362	-0,0732	2,4853	-0,2741	0,3268	1,0914	-0,1201
0,59	1,0273	-2,9571	0,2630	-0,0792	2,7095	-0,2690	0,3371	1,1269	-0,1272
0,58	1,0054	-3,1963	0,2927	-0,0857	2,9546	-0,2623	0,3478	1,1651	-0,1347
0,57	0,9800	-3,4573	0,3255	-0,0927	3,2225	-0,2539	0,3591	1,2063	-0,1426
0,56	0,9507	-3,7427	0,3619	-0,1004	3,5157	-0,2434	0,3710	1,2508	-0,1509
0,55	0,9171	-4,0549	0,4022	-0,1087	3,8371	-0,2307	0,3836	1,2986	-0,1598

Tableau 2

des marées du 2^{ème} ordre.

$\frac{\partial T}{\partial L_0}$	$\frac{\partial T}{\partial M_0}$	$\frac{\partial T}{\partial N_0}$	$\frac{\partial R}{\partial H_0}$	$\frac{\partial R}{\partial r_0}$	$\frac{\partial R}{\partial R_0}$	$\frac{\partial R}{\partial L_0}$	$\frac{\partial R}{\partial M_0}$	$\frac{\partial R}{\partial N_0}$
0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	1,0000	0,0000	0,0000	0,0000
0,0000	-0,0554	-0,0002	-0,0180	-0,0003	1,0003	-0,0101	0,0000	0,0002
0,0000	-0,1066	-0,0007	-0,0366	-0,0014	1,0012	-0,0204	0,0000	0,0006
0,0000	-0,1542	-0,0016	-0,0556	-0,0031	1,0028	-0,0309	0,0001	0,0014
0,0000	-0,1984	-0,0027	-0,0751	-0,0056	1,0051	-0,0417	0,0002	0,0025
0,0000	-0,2429	-0,0041	-0,0952	-0,0088	1,0080	-0,0527	0,0003	0,0039
0,0000	-0,2763	-0,0058	-0,1159	-0,0129	1,0117	-0,0640	0,0007	0,0056
0,0000	-0,3163	-0,0076	-0,1374	-0,0177	1,0162	-0,0756	0,0012	0,0076
0,0001	-0,3439	-0,0095	-0,1600	-0,0233	1,0215	-0,0874	0,0016	0,0099
0,0001	-0,3754	-0,0116	-0,1837	-0,0298	1,0277	-0,0996	0,0027	0,0126
0,0001	-0,3991	-0,0137	-0,2084	-0,0371	1,0347	-0,1120	0,0034	0,0156
0,0001	-0,4230	-0,0160	-0,2345	-0,0453	1,0427	-0,1249	0,0049	0,0189
0,0002	-0,4435	-0,0183	-0,2617	-0,0546	1,0516	-0,1381	0,0062	0,0226
0,0002	-0,4629	-0,0206	-0,2903	-0,0648	1,0616	-0,1517	0,0082	0,0267
0,0002	-0,4803	-0,0230	-0,3203	-0,0761	1,0727	-0,1657	0,0103	0,0312
0,0002	-0,4967	-0,0255	-0,3514	-0,0887	1,0849	-0,1802	0,0129	0,0359
0,0003	-0,5158	-0,0281	-0,3835	-0,1026	1,0983	-0,1951	0,0161	0,0410
0,0003	-0,5314	-0,0308	-0,4167	-0,1179	1,1130	-0,2106	0,0196	0,0465
0,0005	-0,5505	-0,0336	-0,4510	-0,1347	1,1290	-0,2265	0,0240	0,0522
0,0006	-0,5632	-0,0365	-0,4865	-0,1530	1,1465	-0,2431	0,0287	0,0584
0,0007	-0,5874	-0,0395	-0,5234	-0,1729	1,1655	-0,2603	0,0344	0,0649
0,0008	-0,6063	-0,0426	-0,5617	-0,1944	1,1860	-0,2781	0,0405	0,0718
0,0009	-0,6261	-0,0459	-0,6015	-0,2178	1,2083	-0,2966	0,0476	0,0791
0,0009	-0,6462	-0,0492	-0,6430	-0,2429	1,2323	-0,3159	0,0555	0,0869
0,0009	-0,6671	-0,0527	-0,6862	-0,2700	1,2583	-0,3360	0,0640	0,0952
0,0010	-0,6885	-0,0563	-0,7313	-0,2991	1,2863	-0,3569	0,0736	0,1040
0,0012	-0,7107	-0,0600	-0,7785	-0,3304	1,3164	-0,3787	0,0841	0,1133
0,0015	-0,7336	-0,0638	-0,8279	-0,3640	1,3488	-0,4016	0,0958	0,1232
0,0017	-0,7573	-0,0678	-0,8797	-0,3999	1,3837	-0,4254	0,1085	0,1337
0,0019	-0,7819	-0,0719	-0,9340	-0,4384	1,4212	-0,4504	0,1225	0,1448
0,0022	-0,8074	-0,0761	-0,9911	-0,4797	1,4615	-0,4766	0,1378	0,1567
0,0025	-0,8340	-0,0805	-1,0511	-0,5238	1,5048	-0,5041	0,1545	0,1693
0,0029	-0,8617	-0,0850	-1,1144	-0,5711	1,5513	-0,5330	0,1728	0,1827
0,0032	-0,8906	-0,0897	-1,1811	-0,6216	1,6013	-0,5635	0,1927	0,1970
0,0036	-0,9208	-0,0946	-1,2517	-0,6757	1,6549	-0,5955	0,2144	0,2122
0,0040	-0,9525	-0,0997	-1,3262	-0,7336	1,7125	-0,6293	0,2380	0,2284
0,0045	-0,9857	-0,1049	-1,4052	-0,7956	1,7745	-0,6650	0,2637	0,2456
0,0049	-1,0205	-0,1104	-1,4890	-0,8619	1,8410	-0,7028	0,2917	0,2641
0,0055	-1,0572	-0,1161	-1,5780	-0,9331	1,9126	-0,7428	0,3221	0,2838
0,0060	-1,0958	-0,1220	-1,6726	-1,0094	1,9895	-0,7852	0,3552	0,3048
0,0066	-1,1366	-0,1282	-1,7733	-1,0912	2,0723	-0,8302	0,3913	0,3274
0,0073	-1,1796	-0,1347	-1,8807	-1,1791	2,1615	-0,8781	0,4304	0,3515
0,0080	-1,2252	-0,1414	-1,9954	-1,2735	2,2576	-0,9291	0,4731	0,3774
0,0087	-1,2734	-0,1485	-2,1181	-1,3751	2,3611	-0,9835	0,5196	0,4053
0,0095	-1,3247	-0,1559	-2,2494	-1,4845	2,4729	-1,0415	0,5702	0,4352
0,0104	-1,3792	-0,1638	-2,3903	-1,6023	2,5935	-1,1037	0,6253	0,4674

r	$\frac{\partial L}{\partial H_0}$	$\frac{\partial L}{\partial T_0}$	$\frac{\partial L}{\partial R_0}$	$\frac{\partial L}{\partial L_0}$	$\frac{\partial L}{\partial M_0}$	$\frac{\partial L}{\partial N_0}$	$\frac{\partial M}{\partial H_0}$	$\frac{\partial M}{\partial T_0}$	$\frac{\partial M}{\partial R_0}$
i 00	0,0000	0,0000	0,0000	1,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
0,99	0,0011	0,1068	-0,0600	1,0003	-0,0030	0,0000	0,0002	-0,0259	0,0059
0,98	0,0043	0,2135	-0,1201	1,0012	-0,0120	-0,0001	0,0004	-0,0534	0,0119
0,97	0,0098	0,3202	-0,1803	1,0028	-0,0266	-0,0003	0,0008	-0,0825	0,0178
0,96	0,0176	0,4270	-0,2408	1,0049	-0,0450	-0,0006	0,0012	-0,1134	0,0237
0,95	0,0278	0,5340	-0,3045	1,0078	-0,0660	-0,0012	0,0017	-0,1459	0,0297
0,94	0,0403	0,6414	-0,3626	1,0113	-0,0980	-0,0021	0,0021	-0,1802	0,0357
0,93	0,0554	0,7503	-0,4241	1,0155	-0,1340	-0,0033	0,0024	-0,2172	0,0418
0,92	0,0731	0,8617	-0,4861	1,0204	-0,1720	-0,0048	0,0028	-0,2575	0,0481
0,91	0,0937	0,9756	-0,5486	1,0260	-0,2230	-0,0039	0,0032	-0,3015	0,0545
0,90	0,1172	1,0920	-0,6118	1,0323	-0,2760	-0,0094	0,0035	-0,3491	0,0612
0,89	0,1437	1,2109	-0,6758	1,0394	-0,3322	-0,0125	0,0038	-0,4006	0,0681
0,88	0,1734	1,3325	-0,7405	1,0473	-0,3952	-0,0161	0,0038	-0,4561	0,0752
0,87	0,2064	1,4568	-0,8061	1,0561	-0,4606	-0,0204	0,0036	-0,5156	0,0826
0,86	0,2428	1,5838	-0,8727	1,0656	-0,5322	-0,0254	0,0030	-0,5793	0,0902
0,85	0,2826	1,7123	-0,9402	1,0760	-0,6072	-0,0311	0,0018	-0,6454	0,0981
0,84	0,3256	1,8414	-1,0089	1,0873	-0,6840	-0,0375	-0,0001	-0,7123	0,1060
0,83	0,3718	1,9714	-1,0787	1,0996	-0,7679	-0,0447	-0,0027	-0,7801	0,1141
0,82	0,4214	2,1026	-1,1498	1,1127	-0,8513	-0,0526	-0,0059	-0,8488	0,1223
0,81	0,4744	2,2353	-1,2224	1,1269	-0,9418	-0,0614	-0,0098	-0,9187	0,1307
0,80	0,5310	2,3697	-1,2964	1,1421	-1,0334	-0,0711	-0,0145	-0,9897	0,1393
0,79	0,5911	2,5063	-1,3721	1,1583	-1,1309	-0,0817	-0,0199	-1,0621	0,1481
0,78	0,6548	2,6452	-1,4495	1,1757	-1,2314	-0,0933	-0,0261	-1,1360	0,1571
0,77	0,7224	2,7868	-1,5289	1,1942	-1,3370	-0,1059	-0,0331	-1,2115	0,1664
0,76	0,7939	2,9315	-1,6103	1,2138	-1,4466	-0,1196	-0,0409	-1,2887	0,1760
0,75	0,8694	3,0796	-1,6939	1,2349	-1,5613	-0,1345	-0,0496	-1,3678	0,1858
0,74	0,9490	3,2315	-1,7798	1,2570	-1,6806	-0,1505	-0,0592	-1,4490	0,1961
0,73	1,0330	3,3876	-1,8683	1,2807	-1,8053	-0,1678	-0,0698	-1,5325	0,2067
0,72	1,1214	3,5482	-1,9594	1,3058	-1,9353	-0,1865	-0,0813	-1,6184	0,2177
0,71	1,2145	3,7138	-2,0535	1,3323	-2,0710	-0,2065	-0,0938	-1,7069	0,2292
0,70	1,3124	3,8848	-2,1506	1,3605	-2,2126	-0,2280	-0,1073	-1,7983	0,2412
0,69	1,4154	4,0617	-2,2510	1,3903	-2,3605	-0,2511	-0,1220	-1,8927	0,2535
0,68	1,5236	4,2449	-2,3550	1,4219	-2,5150	-0,2757	-0,1378	-1,9905	0,2667
0,67	1,6373	4,4351	-2,4628	1,4553	-2,6764	-0,3021	-0,1548	-2,0919	0,2803
0,66	1,7567	4,6327	-2,5746	1,4906	-2,8452	-0,3303	-0,1731	-2,1972	0,2946
0,65	1,8823	4,8383	-2,6907	1,5280	-3,0217	-0,3604	-0,1927	-2,3066	0,3096
0,64	2,0142	5,0526	-2,8114	1,5676	-3,2063	-0,3926	-0,2137	-2,4206	0,3254
0,63	2,1528	5,2762	-2,9371	1,6095	-3,3997	-0,4268	-0,2361	-2,5394	0,3419
0,62	2,2985	5,5097	-3,0681	1,6537	-3,6023	-0,4633	-0,2601	-2,6633	0,3594
0,61	2,4517	5,7541	-3,2048	1,7006	-3,8146	-0,5022	-0,2857	-2,7929	0,3777
0,60	2,6128	6,0100	-3,3476	1,7502	-4,0373	-0,5436	-0,3130	-2,9286	0,3971
0,59	2,7824	6,2784	-3,4969	1,8026	-4,2711	-0,5877	-0,3422	-3,0708	0,4176
0,58	2,9608	6,5602	-3,6532	1,8582	-4,5167	-0,6347	-0,3733	-3,2200	0,4392
0,57	3,1488	6,8563	-3,8171	1,9171	-4,7749	-0,6846	-0,4064	-3,3768	0,4621
0,56	3,3469	7,1680	-3,9890	1,9795	-5,0464	-0,7378	-0,4417	-3,5417	0,4864
0,55	3,5559	7,4964	-4,1697	2,0457	-5,3324	-0,7945	-0,4793	-3,7155	0,5121

Remarque . Les courbes intégrales $\frac{\partial \varphi}{\partial M}$ sont obtenues par le calcul de "part en part"
(sans itération au point du saut ρ')

Tableau 2 (suite)

$\frac{\partial M}{\partial L_0}$	$\frac{\partial M}{\partial M_0}$	$\frac{\partial M}{\partial N_0}$	$\frac{\partial N}{\partial H_0}$	$\frac{\partial N}{\partial T_0}$	$\frac{\partial N}{\partial R_0}$	$\frac{\partial N}{\partial L_0}$	$\frac{\partial N}{\partial M_0}$	$\frac{\partial N}{\partial N_0}$
0,0000	1,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	1,0000
0,0000	1,0005	0,0037	0,0115	0,0030	-0,0004	0,0061	-0,0017	1,0125
-0,0001	1,0026	0,0074	0,0227	0,0112	-0,0015	0,0125	-0,0127	1,0248
-0,0002	1,0060	0,0111	0,0335	0,0251	-0,0035	0,0192	-0,0197	1,0369
-0,0003	1,0100	0,0148	0,0439	0,0454	-0,0065	0,0264	-0,0272	1,0488
-0,0005	1,0150	0,0184	0,0540	0,0729	-0,0105	0,0338	-0,0346	1,0606
-0,0007	1,0220	0,0221	0,0638	0,1082	-0,0156	0,0417	-0,0429	1,0722
-0,0010	1,0330	0,0257	0,0736	0,1526	-0,0220	0,0502	-0,0528	1,0837
-0,0013	1,0480	0,0292	0,0829	0,2092	-0,0300	0,0592	-0,0639	1,0951
-0,0016	1,0652	0,0328	0,0916	0,2797	-0,0396	0,0689	-0,0759	1,1064
-0,0021	1,0856	0,0363	0,0997	0,3660	-0,0511	0,0794	-0,0848	1,1176
-0,0026	1,1090	0,0398	0,1072	0,4705	-0,0648	0,0903	-0,0993	1,1286
-0,0031	1,1336	0,0432	0,1142	0,5951	-0,0809	0,1027	-0,1190	1,1396
-0,0038	1,1627	0,0468	0,1207	0,7428	-0,0998	0,1158	-0,1370	1,1503
-0,0045	1,1962	0,0503	0,1270	0,9162	-0,1217	0,1298	-0,1572	1,1608
-0,0053	1,2332	0,0539	0,1344	1,1128	-0,1469	0,1448	-0,1796	1,1707
-0,0061	1,2720	0,0577	0,1429	1,3330	-0,1754	0,1607	-0,2040	1,1799
-0,0070	1,3140	0,0616	0,1528	1,5790	-0,2077	0,1776	-0,2313	1,1883
-0,0079	1,3560	0,0657	0,1643	1,8534	-0,2441	0,1956	-0,2617	1,1958
-0,0089	1,3990	0,0699	0,1779	2,1590	-0,2851	0,2147	-0,2940	1,2022
-0,0100	1,4446	0,0743	0,1940	2,4990	-0,3311	0,2351	-0,3303	1,2073
-0,0111	1,4945	0,0789	0,2130	2,8770	-0,3827	0,2569	-0,3702	1,2109
-0,0122	1,5463	0,0838	0,2354	3,2969	-0,4404	0,2802	-0,4140	1,2127
-0,0135	1,6013	0,0888	0,2620	3,7630	-0,5050	0,3051	-0,4610	1,2124
-0,0147	1,6589	0,0941	0,2934	4,2804	-0,5773	0,3316	-0,5169	1,2096
-0,0161	1,7196	0,0997	0,3303	4,8545	-0,6579	0,3604	-0,5768	1,2041
-0,0174	1,7834	0,1056	0,3738	5,4915	-0,7479	0,3911	-0,6421	1,1954
-0,0189	1,8507	0,1117	0,4249	6,1983	-0,8484	0,4242	-0,7149	1,1829
-0,0205	1,9213	0,1183	0,4848	6,9828	-0,9605	0,4600	-0,7956	1,1660
-0,0221	1,9957	0,1252	0,5548	7,8537	-1,0855	0,4986	-0,8849	1,1441
-0,0239	2,0740	0,1325	0,6365	8,8208	-1,2251	0,5403	-0,9839	1,1164
-0,0257	2,1565	0,1402	0,7318	9,8954	-1,3809	0,5856	-1,0939	1,0821
-0,0276	2,2432	0,1484	0,8427	11,090	-1,5548	0,6347	-1,2161	1,0400
-0,0296	2,3346	0,1571	0,9716	12,419	-1,7491	0,6881	-1,3519	0,9891
-0,0318	2,4308	0,1663	1,1212	13,898	-1,9662	0,7462	-1,5031	0,9280
-0,0340	2,5322	0,1760	1,2946	15,546	-2,2089	0,8097	-1,6714	0,8550
-0,0364	2,6391	0,1864	1,4956	17,384	-2,4806	0,8790	-1,8592	0,7685
-0,0388	2,7518	0,1974	1,7281	19,435	-2,7849	0,9548	-2,0697	0,6663
-0,0415	2,8707	0,2091	1,9971	21,726	-3,1259	1,0380	-2,3027	0,5460
-0,0442	2,9962	0,2216	2,3082	24,289	-3,5085	1,1294	-2,5659	0,4048
-0,0471	3,1286	0,2349	2,6677	27,159	-3,9382	1,2299	-2,8590	0,2395
-0,0502	3,2687	0,2490	3,0831	30,376	-4,4213	1,3407	-3,1884	0,0464
-0,0535	3,4166	0,2640	3,5632	33,987	-4,9652	1,4631	-3,5583	-0,1789
-0,0569	3,5731	0,2801	4,1179	38,046	-5,5781	1,5986	-3,9744	-0,4416
-0,0605	3,7387	0,2972	4,7592	42,616	-6,2699	1,7488	-4,4430	-0,7475
-0,0644	3,9142	0,3154	5,5007	47,767	-7,0517	1,9157	-4,9717	-1,1036

Intégrales partielles

r	$\frac{\partial H}{\partial H_0}$	$\frac{\partial H}{\partial T_0}$	$\frac{\partial H}{\partial R_0}$	$\frac{\partial H}{\partial L_0}$	$\frac{\partial H}{\partial M_0}$	$\frac{\partial H}{\partial N_0}$	$\frac{\partial T}{\partial H_0}$	$\frac{\partial T}{\partial T_0}$	$\frac{\partial T}{\partial R_0}$
1,00	1,0000	0	0	0	0	0	0	1,0000	0
0,99	1,0072	-0,0449	0	-0,0001	0,0023	-0,0175	0,0099	0,9814	-0,0002
0,98	1,0139	-0,0909	0,0001	-0,0002	0,0092	-0,0340	0,0197	0,9654	-0,0006
0,97	1,0202	-0,1382	0,0002	-0,0004	0,0203	-0,0496	0,0294	0,9518	-0,0013
0,96	1,0261	-0,1871	0,0004	-0,0008	0,0356	-0,0642	0,0390	0,9406	-0,0023
0,95	1,0314	-0,2380	0,0008	-0,0012	0,0551	-0,0781	0,0485	0,9315	-0,0035
0,94	1,0364	-0,2910	0,0013	-0,0016	0,0786	-0,0912	0,0578	0,9244	-0,0048
0,93	1,0408	-0,3462	0,0020	-0,0021	0,1060	-0,1035	0,0671	0,9190	-0,0063
0,92	1,0447	-0,4036	0,0029	-0,0027	0,1367	-0,1146	0,0764	0,9147	-0,0078
0,91	1,0481	-0,4634	0,0040	-0,0033	0,1708	-0,1249	0,0855	0,9115	-0,0094
0,90	1,0509	-0,5260	0,0054	-0,0040	0,2082	-0,1343	0,0946	0,9095	-0,0111
0,89	1,0531	-0,5916	0,0070	-0,0047	0,2490	-0,1430	0,1036	0,9085	-0,0128
0,88	1,0548	-0,6604	0,0089	-0,0054	0,2932	-0,1509	0,1126	0,9087	-0,0146
0,87	1,0558	-0,7329	0,0111	-0,0062	0,3409	-0,1582	0,1215	0,9100	-0,0164
0,86	1,0561	-0,8093	0,0136	-0,0070	0,3923	-0,1649	0,1305	0,9125	-0,0183
0,85	1,0556	-0,8908	0,0165	-0,0079	0,4482	-0,1712	0,1395	0,9170	-0,0202
0,84	1,0541	-0,9785	0,0199	-0,0089	0,5096	-0,1772	0,1486	0,9244	-0,0224
0,83	1,0517	-1,0731	0,0238	-0,0100	0,5770	-0,1828	0,1579	0,9348	-0,0247
0,82	1,0482	-1,1755	0,0284	-0,0112	0,6509	-0,1881	0,1674	0,9482	-0,0273
0,81	1,0434	-1,2865	0,0336	-0,0125	0,7320	-0,1930	0,1771	0,9645	-0,0300
0,80	1,0372	-1,4069	0,0395	-0,0139	0,8209	-0,1974	0,1870	0,9840	-0,0329
0,79	1,0295	-1,5380	0,0463	-0,0154	0,9184	-0,2012	0,1973	1,0065	-0,0360
0,78	1,0200	-1,6807	0,0540	-0,0171	1,0252	-0,2045	0,2079	1,0324	-0,0393
0,77	1,0086	-1,8364	0,0627	-0,0189	1,1422	-0,2072	0,2189	1,0615	-0,0429
0,76	0,9950	-2,0063	0,0726	-0,0209	1,2706	-0,2091	0,2304	1,0940	-0,0467
0,75	0,9789	-2,1921	0,0837	-0,0231	1,4113	-0,2102	0,2423	1,1302	-0,0507
0,74	0,9601	-2,3954	0,0962	-0,0254	1,5656	-0,2104	0,2549	1,1700	-0,0550
0,73	0,9381	-2,6182	0,1104	-0,0280	1,7349	-0,2095	0,2680	1,2137	-0,0596
0,72	0,9128	-2,8624	0,1262	-0,0308	1,9207	-0,2075	0,2818	1,2616	-0,0645
0,71	0,8835	-3,1305	0,1440	-0,0338	2,1248	-0,2042	0,2964	1,3137	-0,0696
0,70	0,8499	-3,4249	0,1639	-0,0371	2,3490	-0,1994	0,3118	1,3704	-0,0752
0,69	0,8113	-3,7487	0,1862	-0,0407	2,5955	-0,1930	0,3281	1,4320	-0,0811
0,68	0,7672	-4,1051	0,2111	-0,0446	2,8668	-0,1847	0,3455	1,4987	-0,0873
0,67	0,7169	-4,4977	0,2391	-0,0488	3,1654	-0,1743	0,3639	1,5710	-0,0941
0,66	0,6595	-4,9306	0,2703	-0,0535	3,4944	-0,1615	0,3836	1,6492	-0,1012
0,65	0,5942	-5,4085	0,3052	-0,0586	3,8574	-0,1461	0,4046	1,7337	-0,1089
0,64	0,5199	-5,9366	0,3443	-0,0642	4,2580	-0,1277	0,4271	1,8252	-0,1174
0,63	0,4354	-6,5206	0,3880	-0,0703	4,7008	-0,1058	0,4513	1,9240	-0,1259
0,62	0,3394	-7,1674	0,4369	-0,0770	5,1906	-0,0800	0,4772	2,0310	-0,1354
0,61	0,2304	-7,8844	0,4917	-0,0844	5,7330	-0,0498	0,5051	2,1467	-0,1456
0,60	0,1065	-8,6802	0,5530	-0,0926	6,3345	-0,0147	0,5352	2,2719	-0,1565
0,59	-0,0342	-9,5647	0,6217	-0,1015	7,0023	-0,0262	0,5677	2,4076	-0,1684
0,58	-0,1940	-10,5489	0,6988	-0,1114	7,7447	0,0736	0,6029	2,5548	-0,1811
0,57	-0,3757	-11,646	0,7854	-0,1223	8,5712	0,1283	0,6410	2,7145	-0,1949
0,56	-0,5823	-12,870	0,8826	-0,1345	9,4927	0,1915	0,6824	2,8880	-0,2099
0,55	-0,8174	-14,237	0,9920	-0,1479	10,5218	0,2645	0,7274	3,0768	-0,2262

Tableau 3

Pour les marées du 3^{ème} ordre

$\frac{\partial T}{\partial L_0}$	$\frac{\partial T}{\partial M_0}$	$\frac{\partial T}{\partial N_0}$	$\frac{\partial R}{\partial H_0}$	$\frac{\partial R}{\partial T_0}$	$\frac{\partial R}{\partial R_0}$	$\frac{\partial R}{\partial L_0}$	$\frac{\partial R}{\partial M_0}$	$\frac{\partial R}{\partial N_0}$
0	0	0	0	0	1,0000	0	0	0
0	-0,0554	-0,0002	-0,0181	-0,0007	1,0006	-0,0101	0	0,0002
0	-0,1067	-0,0007	-0,0366	-0,0027	1,0025	-0,0204	0,0001	0,0006
0	-0,1544	-0,0016	-0,0557	-0,0062	1,0056	-0,0310	0,0002	0,0014
0	-0,1990	-0,0027	-0,0753	-0,0112	1,0102	-0,0418	0,0004	0,0025
0	-0,2408	-0,0041	-0,0956	-0,0177	1,0161	-0,0529	0,0009	0,0039
0	-0,2801	-0,0058	-0,1166	-0,0259	1,0235	-0,0643	0,0015	0,0056
0	-0,3164	-0,0076	-0,1386	-0,0356	1,0326	-0,0760	0,0024	0,0076
0,0001	-0,3491	-0,0093	-0,1618	-0,0469	1,0432	-0,0880	0,0036	0,0100
0,0001	-0,3789	-0,0117	-0,1862	-0,0600	1,0556	-0,1004	0,0052	0,0127
0,0001	-0,4052	-0,0139	-0,2121	-0,0750	1,0698	-0,1133	0,0072	0,0158
0,0001	-0,4314	-0,0162	-0,2394	-0,0919	1,0859	-0,1266	0,0097	0,0192
0,0002	-0,4549	-0,0186	-0,2683	-0,1109	1,1041	-0,1403	0,0128	0,0230
0,0002	-0,4769	-0,0210	-0,2988	-0,1321	1,1244	-0,1546	0,0165	0,0273
0,0002	-0,4977	-0,0236	-0,3312	-0,1556	1,1470	-0,1695	0,0209	0,0319
0,0003	-0,5185	-0,0262	-0,3653	-0,1819	1,1720	-0,1849	0,0262	0,0369
0,0003	-0,5404	-0,0290	-0,4009	-0,2113	1,1996	-0,2010	0,0326	0,0423
0,0004	-0,5634	-0,0319	-0,4382	-0,2438	1,2300	-0,2178	0,0402	0,0482
0,0005	-0,5876	-0,0350	-0,4774	-0,2797	1,2633	-0,2354	0,0490	0,0544
0,0006	-0,6131	-0,0383	-0,5186	-0,3192	1,2996	-0,2539	0,0591	0,0611
0,0007	-0,6399	-0,0418	-0,5620	-0,3624	1,3394	-0,2732	0,0706	0,0684
0,0008	-0,6682	-0,0454	-0,6078	-0,4097	1,3826	-0,2935	0,0836	0,0761
0,0009	-0,6981	-0,0493	-0,6563	-0,4613	1,4297	-0,3149	0,0984	0,0845
0,0011	-0,7297	-0,0533	-0,7076	-0,5175	1,4809	-0,3374	0,1149	0,0934
0,0013	-0,7631	-0,0575	-0,7621	-0,5786	1,5365	-0,3612	0,1333	0,1031
0,0015	-0,7984	-0,0620	-0,8201	-0,6450	1,5969	-0,3863	0,1539	0,1134
0,0017	-0,8359	-0,0668	-0,8818	-0,7171	1,6623	-0,4129	0,1768	0,1246
0,0019	-0,8756	-0,0718	-0,9475	-0,7953	1,7332	-0,4411	0,2022	0,1366
0,0022	-0,9178	-0,0771	-1,0178	-0,8801	1,8101	-0,4711	0,2303	0,1496
0,0024	-0,9627	-0,0827	-1,0930	-0,9721	1,8935	-0,5029	0,2614	0,1636
0,0028	-1,0104	-0,0886	-1,1735	-1,0720	1,9838	-0,5368	0,2958	0,1787
0,0031	-1,0613	-0,0948	-1,2599	-1,1803	2,0817	-0,5730	0,3337	0,1950
0,0035	-1,1155	-0,1015	-1,3527	-1,2978	2,1878	-0,6117	0,3755	0,2126
0,0039	-1,1735	-0,1086	-1,4526	-1,4255	2,3029	-0,6531	0,4216	0,2318
0,0043	-1,2354	-0,1161	-1,5602	-1,5642	2,4278	-0,6974	0,4725	0,2525
0,0048	-1,3017	-0,1241	-1,6763	-1,7150	2,5633	-0,7449	0,5285	0,2749
0,0053	-1,3728	-0,1327	-1,8019	-1,8791	2,7105	-0,7961	0,5902	0,2993
0,0059	-1,4491	-0,1418	-1,9377	-2,0577	2,8705	-0,8511	0,6583	0,3259
0,0065	-1,5311	-0,1516	-2,0850	-2,2525	3,0446	-0,9105	0,7334	0,3547
0,0072	-1,6193	-0,1621	-2,2448	-2,4651	3,2340	-0,9746	0,8162	0,3862
0,0080	-1,7144	-0,1734	-2,4186	-2,6972	3,4405	-1,0439	0,9075	0,4206
0,0088	-1,8170	-0,1855	-2,6078	-2,9511	3,6657	-1,1190	1,0085	0,4581
0,0097	-1,9279	-0,1985	-2,8141	-3,2292	3,9116	-1,2005	1,1200	0,4992
0,0107	-2,0480	-0,2126	-3,0395	-3,5341	4,1805	-1,2892	1,2434	0,5442
0,0118	-2,1781	-0,2278	-3,2860	-3,8683	4,4748	-1,3857	1,3801	0,5936
0,0131	-2,3195	-0,2443	-3,5561	-4,2370	4,7973	-1,4910	1,5315	0,6479

r	$\frac{\partial L}{\partial H_0}$	$\frac{\partial L}{\partial T_0}$	$\frac{\partial L}{\partial R_0}$	$\frac{\partial L}{\partial L_0}$	$\frac{\partial L}{\partial M_0}$	$\frac{\partial L}{\partial N_0}$	$\frac{\partial M}{\partial H_0}$	$\frac{\partial M}{\partial T_0}$	$\frac{\partial M}{\partial R_0}$
1,00	0	0	0	1,0000	0	0	0	0	0
0,99	0,0022	0,2137	- 0,1200	1,0006	- 0,0061	0,0000	0,0000	- 0,0553	0,0059
0,98	0,0087	0,4276	- 0,2403	1,0024	- 0,0240	-0,0002	-0,0002	- 0,1142	0,0119
0,97	0,0197	0,6421	- 0,3610	1,0055	- 0,0532	-0,0005	-0,0007	- 0,1768	0,0178
0,96	0,0354	0,8581	- 0,4823	1,0099	- 0,0935	-0,0013	-0,0015	- 0,2432	0,0239
0,95	0,0557	1,0759	- 0,6045	1,0156	- 0,1444	-0,0024	-0,0029	- 0,3135	0,0299
0,94	0,0809	1,2964	- 0,7279	1,0226	- 0,2057	-0,0041	-0,0047	- 0,3881	0,0361
0,93	0,1113	1,5222	- 0,8525	1,0310	- 0,2780	-0,0066	-0,0074	- 0,4689	0,0425
0,92	0,1472	1,7557	- 0,9788	1,0408	- 0,3614	-0,0097	-0,0107	- 0,5579	0,0492
0,91	0,1889	1,9973	- 1,1070	1,0522	- 0,4557	-0,0138	-0,0156	- 0,6554	0,0562
0,90	0,2367	2,2473	- 1,2372	1,0650	- 0,5609	-0,0189	-0,0204	- 0,7624	0,0635
0,89	0,2910	2,5064	- 1,3698	1,0794	- 0,6767	-0,0252	-0,0271	- 0,8789	0,0713
0,88	0,3519	2,7750	- 1,5050	1,0954	- 0,8032	-0,0326	-0,0352	- 1,0055	0,0796
0,87	0,4199	3,0537	- 1,6432	1,1132	- 0,9404	-0,0414	-0,0451	- 1,1429	0,0883
0,86	0,4954	3,3432	- 1,7847	1,1327	- 1,0882	-0,0510	-0,0569	- 1,2917	0,0977
0,85	0,5782	3,6411	- 1,9296	1,1540	- 1,2453	-0,0632	-0,0708	- 1,4478	0,1075
0,84	0,6682	3,9461	- 2,0784	1,1773	- 1,4107	-0,0764	-0,0866	- 1,6077	0,1176
0,83	0,7657	4,2596	- 2,2314	1,2025	- 1,5850	-0,0912	-0,1042	- 1,7726	0,1282
0,82	0,8711	4,5830	- 2,3890	1,2298	- 1,7689	-0,1078	-0,1239	- 1,9412	0,1392
0,81	0,9846	4,9177	- 2,5517	1,2594	- 1,9629	-0,1262	-0,1457	- 2,1159	0,1507
0,80	1,1067	5,2650	- 2,7199	1,2912	- 2,1678	-0,1465	-0,1697	- 2,2967	0,1628
0,79	1,2377	5,6266	- 2,8941	1,3254	- 2,3843	-0,1696	-0,1961	- 2,4844	0,1756
0,78	1,3782	6,0041	- 3,0748	1,3622	- 2,6132	-0,1937	-0,2250	- 2,6793	0,1890
0,77	1,5286	6,3991	- 3,2626	1,4016	- 2,8553	-0,2209	-0,2560	- 2,8832	0,2032
0,76	1,6894	6,8134	- 3,4581	1,4439	- 3,1116	-0,2506	-0,2909	- 3,0960	0,2183
0,75	1,8613	7,2490	- 3,6619	1,4892	- 3,3832	-0,2830	-0,3282	- 3,3188	0,2342
0,74	2,0449	7,7078	- 3,8747	1,5376	- 3,6709	-0,3184	-0,3688	- 3,5527	0,2512
0,73	2,2409	8,1919	- 4,0973	1,5894	- 3,9762	-0,3570	-0,4127	- 3,7983	0,2693
0,72	2,4501	8,7037	- 4,3305	1,6448	- 4,3001	-0,3989	-0,4602	- 4,0577	0,2885
0,71	2,6735	9,2455	- 4,5750	1,7040	- 4,6442	-0,4443	-0,5116	- 4,3312	0,3091
0,70	2,9118	9,8201	- 4,8320	1,7672	- 5,0098	-0,4937	-0,5672	- 4,6205	0,3310
0,69	3,1662	10,430	- 5,1023	1,8348	- 5,3987	-0,5472	-0,6273	- 4,9268	0,3545
0,68	3,4378	11,079	- 5,3871	1,9070	- 5,8120	-0,6051	-0,6921	- 5,2518	0,3797
0,67	3,7279	11,769	- 5,6876	1,9841	- 6,2534	-0,6679	-0,7622	- 5,5971	0,4067
0,66	4,0377	12,505	- 6,0051	2,0666	- 6,7233	-0,7357	-0,8378	- 5,9646	0,4356
0,65	4,3689	13,290	- 6,3410	2,1546	- 7,2246	-0,8091	-0,9194	- 6,3562	0,4667
0,64	4,7231	14,128	- 6,6969	2,2488	- 7,7598	-0,8885	-1,0075	- 6,7741	0,5002
0,63	5,1021	15,025	- 7,0744	2,3496	- 8,3317	-0,9744	-1,1027	- 7,2206	0,5361
0,62	5,5079	15,984	- 7,4755	2,4574	- 8,9435	-1,0672	-1,2050	- 7,6985	0,5749
0,61	5,9428	17,012	- 7,9021	2,5729	- 9,5981	-1,1676	-1,3167	- 8,2104	0,6167
0,60	6,4092	18,115	- 8,3566	2,6967	-10,2991	-1,2761	-1,4369	- 8,7597	0,6618
0,59	6,9097	19,298	- 8,8415	2,8295	-11,0521	-1,3936	-1,5669	- 9,3497	0,7105
0,58	7,4476	20,570	- 9,3594	2,9719	-11,860	-1,5208	-1,7077	- 9,9842	0,7631
0,57	8,0259	21,939	- 9,9134	3,1250	-12,728	-1,6585	-1,8603	-10,667	0,8201
0,56	8,6486	23,413	-10,507	3,2896	-13,663	-1,8077	-2,0257	-11,404	0,8817
0,55	9,3197	25,002	-11,144	3,4667	-14,669	-1,9694	-2,2052	-12,200	0,9486

Tableau 3 (suite)

	$\frac{\partial M}{\partial L_0}$	$\frac{\partial M}{\partial M_0}$	$\frac{\partial M}{\partial N_0}$	$\frac{\partial N}{\partial H_0}$	$\frac{\partial N}{\partial T_0}$	$\frac{\partial N}{\partial R_0}$	$\frac{\partial N}{\partial L_0}$	$\frac{\partial N}{\partial M_0}$	$\frac{\partial N}{\partial N_0}$
0	1,0000	0	0	0	0	0	0	1,0000	
0	1,0014	0,0037	0,0115	0,0078	0,0007	0,0061	-0,1234	1,0124	
-0,0001	1,0056	0,0074	0,0228	0,0300	-0,0030	0,0125	-0,2546	1,0243	
-0,0002	1,0130	0,0112	0,0340	0,0682	-0,0071	0,0193	-0,3951	1,0358	
-0,0003	1,0239	0,0149	0,0452	0,1250	-0,0130	0,0264	-0,5465	1,0467	
-0,0005	1,0384	0,0187	0,0565	0,2024	-0,0210	0,0340	-0,7110	1,0572	
-0,0007	1,0568	0,0225	0,0684	0,3030	-0,0312	0,0420	-0,8905	1,0671	
-0,0010	1,0800	0,0264	0,0813	0,4300	-0,0442	0,0506	-1,0876	1,0763	
-0,0013	1,1089	0,0304	0,0953	0,5932	-0,0604	0,0599	-1,3069	1,0848	
-0,0017	1,1440	0,0345	0,1108	0,7902	-0,0800	0,0699	-1,5523	1,0926	
-0,0021	1,1858	0,0388	0,1283	1,0470	-0,1030	0,0809	-1,8281	1,0994	
-0,0026	1,2348	0,0433	0,1486	1,3520	-0,1317	0,0927	-2,1390	1,1050	
-0,0032	1,2915	0,0480	0,1725	1,7201	-0,1649	0,1056	-2,4924	1,1092	
-0,0039	1,3564	0,0530	0,2013	2,1594	-0,2041	0,1196	-2,8932	1,1118	
-0,0046	1,4300	0,0585	0,2362	2,6810	-0,2499	0,1349	-3,3494	1,1123	
-0,0054	1,5104	0,0643	0,2791	3,2832	-0,3027	0,1514	-3,8620	1,1103	
-0,0063	1,5956	0,0706	0,3309	3,9714	-0,3632	0,1692	-4,4358	1,1053	
-0,0072	1,6861	0,0773	0,3932	4,7552	-0,4322	0,1883	-5,0780	1,0970	
-0,0082	1,7821	0,0845	0,4677	5,6460	-0,5100	0,2089	-5,7972	1,0847	
-0,0093	1,8841	0,0923	0,5567	6,6562	-0,5997	0,2312	-6,6020	1,0677	
-0,0104	1,9925	0,1007	0,6625	7,8002	-0,7005	0,2554	-7,5056	1,0454	
-0,0116	2,1076	0,1097	0,7879	9,0940	-0,8147	0,2816	-8,5164	1,0169	
-0,0129	2,2301	0,1194	0,9360	10,5552	-0,9437	0,3100	-9,6505	0,9810	
-0,0143	2,3603	0,1299	1,1107	12,207	-1,0895	0,3410	-10,92	0,9366	
-0,0158	2,4989	0,1413	1,3161	14,070	-1,2541	0,3748	-12,351	0,8824	
-0,0174	2,6464	0,1535	1,5570	16,174	-1,4399	0,4118	-13,955	0,8169	
-0,0190	2,8036	0,1667	1,8392	18,547	-1,6497	0,4522	-15,758	0,7380	
-0,0208	2,9711	0,1810	2,1691	21,225	-1,8865	0,4965	-17,787	0,6439	
-0,0227	3,1497	0,1964	2,5542	24,249	-2,1538	0,5452	-20,069	0,5319	
-0,0248	3,3402	0,2131	3,0032	27,664	-2,4559	0,5988	-22,641	0,3993	
-0,0270	3,5436	0,2312	3,5261	31,522	-2,7972	0,6579	-25,541	0,2427	
-0,0293	3,7608	0,2507	4,1345	35,884	-3,1831	0,7231	-28,814	0,0583	
-0,0318	3,9930	0,2718	4,8421	40,819	-3,6199	0,7952	-32,511	-0,1584	
-0,0345	4,2413	0,2946	5,6643	46,406	-4,1145	0,8752	-36,692	-0,4126	
-0,0373	4,5070	0,3194	6,6196	52,738	-4,6751	0,9640	-41,425	-0,7104	
-0,0404	4,7915	0,3462	7,7292	59,920	-5,3112	1,0627	-46,788	-1,0588	
-0,0437	5,0965	0,3752	9,0179	68,076	-6,0338	1,1728	-52,877	-1,4662	
-0,0472	5,4235	0,4066	10,515	77,349	-6,8552	1,2956	-59,793	-1,9423	
-0,0510	5,7746	0,4406	12,254	87,903	-7,7907	1,4330	-67,662	-2,4986	
-0,0551	6,1517	0,4776	14,275	99,932	-8,8571	1,5870	-76,627	-3,1484	
-0,0595	6,5572	0,5176	16,625	113,66	-10,074	1,7600	-86,855	-3,9076	
-0,0642	6,9937	0,5611	19,358	129,35	-11,466	1,9546	-98,542	-4,7948	
-0,0692	7,4638	0,6083	22,542	147,32	-13,060	2,1740	-111,92	-5,8321	
-0,0747	7,9707	0,6596	26,251	167,92	-14,888	2,4220	-127,25	-7,0454	
-0,0806	8,5179	0,7155	30,577	191,57	-16,988	2,7028	-144,86	-8,4659	
-0,0870	9,1091	0,7762	35,629	218,80	-19,405	3,0215	-165,12	-10,1303	

Tableau 4

Différences des valeurs des fonctions pour les modèles N° 2 et 3 de la table 1.

r	$\Delta \frac{\partial H}{\partial H_0}$	$\Delta \frac{\partial H}{\partial T_0}$	$\Delta \frac{\partial H}{\partial R_0}$	$\Delta \frac{\partial H}{\partial L_0}$	$\Delta \frac{\partial H}{\partial N_0}$	$\Delta \frac{\partial T}{\partial H_0}$	$\Delta \frac{\partial T}{\partial T_0}$
1,00	0,000	0,00	0,000	0,000	0,000	0,000	0,00
0,95	-0,004	0,01	-0,001	0,002	-0,03	-0,001	0,00
0,90	-0,012	0,03	-0,001	0,003	-0,04	-0,002	0,00
0,85	-0,017	0,06	-0,002	0,003	-0,03	-0,001	-0,01
0,80	-0,018	0,14	-0,006	0,002	0,02	-0,003	-0,02
0,75	-0,022	0,17	-0,005	0,000	0,00	-0,003	-0,01
0,70	-0,026	0,17	-0,008	0,000	-0,01	-0,002	0,00
0,65	-0,029	0,18	-0,012	0,001	-0,02	-0,002	0,00
0,60	-0,035	0,21	-0,016	0,002	-0,04	-0,001	0,00
0,55	-0,037	0,29	-0,028	0,002	-0,06	-0,002	-0,04

r	$\Delta \frac{\partial T}{\partial R_0}$	$\Delta \frac{\partial T}{\partial L_0}$	$\Delta \frac{\partial T}{\partial N_0}$	$\Delta \frac{\partial R}{\partial H_0}$	$\Delta \frac{\partial R}{\partial T_0}$	$\Delta \frac{\partial R}{\partial R_0}$	$\Delta \frac{\partial R}{\partial L_0}$
1,00	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
0,95	0,000	0,000	0,000	0,007	0,002	-0,001	0,001
0,90	0,001	-0,000	0,000	0,008	0,003	-0,002	0,002
0,85	0,003	-0,001	-0,002	0,000	-0,009	-0,002	0,003
0,80	0,006	0,000	-0,003	-0,010	-0,013	-0,002	0,003
0,75	0,005	-0,001	-0,004	-0,015	-0,020	-0,004	0,004
0,70	0,005	-0,001	-0,012	-0,027	-0,042	-0,003	0,007
0,65	0,005	-0,001	-0,024	-0,034	-0,057	-0,004	0,007
0,60	0,007	-0,001	-0,042	-0,039	-0,095	-0,004	0,007
0,55	0,011	-0,001	-0,072	-0,044	-0,128	-0,006	0,008

r	$\Delta \frac{\partial R}{\partial N_0}$	$\Delta \frac{\partial L}{\partial H_0}$	$\Delta \frac{\partial L}{\partial T_0}$	$\Delta \frac{\partial L}{\partial R_0}$	$\Delta \frac{\partial L}{\partial L_0}$	$\Delta \frac{\partial L}{\partial N_0}$	$\Delta \frac{\partial M}{\partial H_0}$
1,00	0,00	0,000	0,00	0,000	0,000	0,00	0,000
0,95	-0,01	-0,031	0,02	0,001	-0,005	0,02	-0,002
0,90	-0,02	0,000	0,02	0,003	-0,009	0,08	-0,002
0,85	-0,02	0,008	0,00	0,007	-0,009	0,08	-0,001
0,80	-0,02	0,009	-0,04	0,013	-0,004	0,04	-0,002
0,75	-0,03	0,023	-0,03	0,013	-0,004	0,04	-0,010
0,70	-0,06	0,038	-0,02	0,016	-0,006	0,05	-0,013
0,65	-0,05	0,045	0,02	0,022	-0,007	0,06	-0,019
0,60	-0,04	0,064	0,07	0,025	-0,011	0,10	-0,026
0,55	-0,05	0,079	0,13	0,031	-0,013	0,13	-0,039

r	$\Delta \frac{\partial M}{\partial T_0}$	$\Delta \frac{\partial M}{\partial R_0}$	$\Delta \frac{\partial M}{\partial L_0}$	$\Delta \frac{\partial M}{\partial N_0}$	$\Delta \frac{\partial N}{\partial H_0}$	$\Delta \frac{\partial N}{\partial T_0}$	$\Delta \frac{\partial N}{\partial R_0}$	$\Delta \frac{\partial N}{\partial L_0}$	$\Delta \frac{\partial N}{\partial N_0}$
1,00	0,00	0,000	0,000	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
0,95	0,00	-0,001	0,000	0,00	0,00	-0,02	0,00	0,00	0,00
0,90	0,01	-0,003	0,001	-0,01	0,01	0,03	-0,01	0,00	0,00
0,85	-0,02	-0,001	0,001	-0,02	0,00	0,14	-0,01	0,01	0,00
0,80	-0,03	0,001	-0,001	-0,01	0,01	0,34	-0,02	0,00	0,08
0,75	-0,04	0,001	-0,001	-0,02	0,03	0,40	-0,02	0,01	0,13
0,70	-0,04	0,000	-0,001	-0,02	0,06	0,44	-0,02	0,01	0,23
0,65	-0,03	-0,002	0,000	-0,04	0,11	0,53	-0,01	0,03	0,20
0,60	-0,03	-0,003	-0,001	-0,03	0,18	0,53	-0,02	0,04	0,36
0,55	-0,07	0,000	-0,002	-0,04	0,38	1,10	0,02	0,05	0,68

Les nombres donnés dans la table 1 ne concordent entre eux que dans les lignes générales. Lors d'un examen plus attentif, on découvre que les résultats obtenus par différents auteurs pour les modèles proches de la Terre (N^{os} 3, 4, 8) diffèrent plus que ce qu'on pouvait attendre de la comparaison de modèles très différents (N^{os} 1 et 9). Les valeurs de k pour les N^{os} 6 - 8 sont plus petites que pour le N^o 9. Les modèles N^{os} 4 et 5 diffèrent entre eux à peu près comme les modèles N^{os} 6 et 7, mais les valeurs de h croissent dans le premier cas et décroissent dans le second.

Ainsi, les valeurs théoriques des nombres de Love divergent à peu près de 0,02. Il est très probable que la principale source de l'erreur soit due non à la constitution des différents modèles mais à la présence d'erreurs systématiques lors de l'intégration numérique des équations différentielles. L'analyse des résultats est facilitée fortement par la publication complète et uniforme des résultats de l'intégration. Nous considérons la présentation de l'intégrale générale dans une forme correspondant à la formule (7) comme la plus opportune.

Nous exprimons nos remerciements à N.N. Pariiskii pour ses précieux conseils.

BIBLIOGRAPHIE

1. TAKEUCHI H.
Trans. Amer. Geoph. Union, 1950, 31, 651-689.
 2. BULLEN K.
Mon. Not. (Geoph. Suppl.), 1950, 6, 50
 3. MOLODENSKII M.S.
Travaux de l'Institut Géophysique Ac. des Sc. URSS 1953, N^o 19 (146), 3-52.
 4. ALTERMAN Z., JAROSCH H., PEKERIS C.
Proc. R. Soc. London, Ser. A. 1959, 252, N^o 1268, 80-95.
 5. JEFFREYS H., VICENTE R.
Mon. Not., 1957, 117, 142-173.
 6. MOLODENSKII M.S.
Ac. des Sc. d'U.R.S.S. Moscou, 1961, page 3.
-

EINE BEMERKUNG ZU DEM BEITRAG "D. SIMON, DAS VERSCHWINDEN DER
EICHSTÖRUNGEN ALS KRITERIUM FÜR DIE RICHTIGE KORREKTUR DER
NICHTLINEARITÄT BEI GRAVIMETERREGISTRIERUNGEN" IN BULL.
MAREES TERR. Nr. 45 (1966) S. 1857

Manfred BONATZ

Institut für theoretische Geodäsie der Universität Bonn.

In [1] wurde gezeigt, dass bei dem Gravimeter GS 11 Nr. 188 nach Eichverstellungen der Meszspindel stärkere Gangschwankungen auftraten, als deren Ursache elastische Nachwirkungserscheinungen der Gravimeterfedern angenommen wurden. In [2] werden diese Gangschwankungen dann zum überwiegenden Teil Schwankungen der Registrierempfindlichkeit zugeschrieben.

Wenngleich ein Zusammenhang zwischen der Registrierempfindlichkeit und dem Gang zweifellos gegeben ist [3], so sollten die in [2] gezogenen Schlussfolgerungen jedoch nur mit grossen Vorbehalten verallgemeinert werden: Auf Grund der in [1] dargelegten Zusammenhänge wurden die Ergebnisse einer achtmonatigen Registrierung mit dem Gravimeter GS 11 Nr. 116 in der Station Bonn daraufhin untersucht, ob an den Eichtagen ebenfalls stärkere Gangschwankungen auftraten [4]; zur Eichung wurde hier das Verfahren der vertikalen Laboreichbasis angewandt [5]. Die Untersuchungsergebnisse zeigen zwar, dass die Eichungen den Gang einseitig beeinflussen, jedoch hinsichtlich des Betrages der Gangschwankungen in vollkommen unregelmässiger Weise. Bemerkenswert ist, dass eine Korrelation zwischen den Amplituden der Gangstörungen und der Grösse der Eichkonstanten (bei wechselnder Eichdauer) eindeutig nicht nachgewiesen werden konnte. Denn wären die Gangschwankungen auf Änderungen der Registrierempfindlichkeit zurückzuführen, so müsste die Eichkonstante in den Fällen, in denen die Amplituden der Gangstörungen klein oder Null sind, systematisch von den bei grösseren Gangamplituden ermittelten Konstanten abweichen.

Statistische Tests beweisen jedoch, dass dies nicht der Fall ist. Dies bedeutet, dass die beim Gravimeter GS 11 Nr. 116 als Folge der Eichungen festgestellten Gangschwankungen innerhalb eines mittleren Registrierfehlers von etwa $\pm 1 \mu\text{Gal}$ nicht von durch die Eichung hervorgerufenen Schwankungen der Registrierempfindlichkeit verursacht wurden; in [6] wird dagegen eine Empfindlichkeitserhöhung von 25 % angegeben.

L I T E R A T U R

- [1] SIMON, D.
Elastische Nachwirkungen an einem Askania-Gravimeter GS 11,
Marees Terrestres, Bull. d'Inform. Nr. 44 (1966) S. 1759-74.
- [2] SIMON, D.
Das Verschwinden der Eichstörungen als Kriterium für die richtige Korrektur der Nicht-linearität bei Gravimeterregistrierungen,
Marees Terrestres, Bull. d'Inform. Nr. 45 (1966) S. 1857.
- [3] BONATZ, M.
Der Einfluss von Schwankungen des Stromes für die Beleuchtung der Photozellen auf die Messwertanzeige des Askania-Gravimeters GS 11 Nr. 116,
Marees Terrestres, Bull. d'Inform. Nr. 42 (1965) S. 1587.
- [4] BONATZ, M.
Untersuchungen elastischer Nachwirkungen am Askania-Gravimeter GS 11 Nr. 116,
Studia Geophysica et Geodaetica (Im Druck)
- [5] BONATZ, M.
Über die Eichung von Registriergravimetern mittels einer vertikalen Labor-Eichstrecke,
Dt. geod. Kommission, Veröff. Reihe C, Heft 84, München 1965.
- [6] SIMON, D.
Eine Bemerkung zu meiner Arbeit "Elastische Nachwirkungen an einem Askania-Gravimeter GS 11" in
Bull. Marees Terr. Nr. 44 (1966) S. 1759-1774,
Marees Terrestres, Bull. d'Inform. Nr. 45 (1966) S. 1860.
-

EINE BEMERKUNG ZUR AZIMUTBESTIMMUNG VON HORIZONTALPENDELN

Manfred BONATZ

Institut für theoretische Geodäsie der Universität Bonn

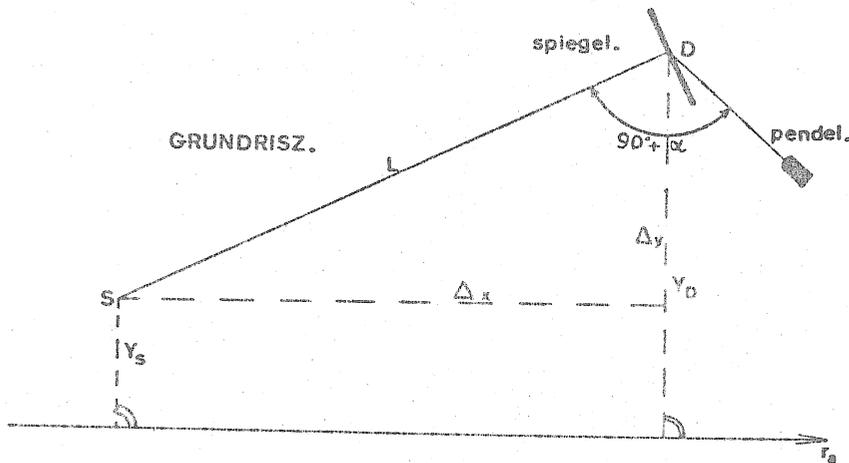
Bei der Messung von gezeitenbedingten Schwankungen der Lotrichtung mit Horizontalpendeln Zöllnerscher Aufhängung ist es notwendig, das Azimut der Fadenebene zu bestimmen. Der zulässige Azimutfehler beträgt in der geographischen Breite $\phi = 50^\circ$ einige Zehntelgrad, wenn man die Phasenverschiebungen auf $\pm 1^\circ$ und die Amplitudenquotienten auf 1 % genau ermitteln will [1].

Es ist also erforderlich, in der Pendelstation eine Ausgangsrichtung festzulegen (Polygonzug, Kreiseltheodolit), deren Azimut etwa auf $\pm 10'$ anzugeben ist, und auf die die Richtungen der Fadenebenen der Pendel bezogen werden. Die Messung dieser Pendelrichtungen bereitet jedoch wegen der in der Station im allgemeinen herrschenden ungünstigen äusseren Messungsbedingungen gewisse Schwierigkeiten, da die Pendelfäden am Pendelkörper meist in einem Abstand von weniger als 100 mm angreifen und die zulässige Richtungstoleranz daher nur einige Zehntelmillimeter beträgt.

Bei Pendeln mit photographischer Registrierung, z.B. Verbaandert-Melchior-Pendel, würden sich diese Schwierigkeiten weitgehend verringern, wenn der Winkel α zwischen der Fadenebene und der Spiegelebene mit der notwendigen Genauigkeit (siehe oben) bekannt wäre.

In diesem Falle könnte man die Pendelrichtungen mit Hilfe des mehrere Meter langen Lichtzeigers L bestimmen: Man misst die Skalenmitte S des Registrierschreibers und die Drehachse D des Pendels, die durch die oberen und unteren Einspannpunkte der Fäden verläuft, rechtwinklig auf die die Ausgangsrichtung realisierende Messungslinie r_a auf und kann dann auf einfache Weise aus den Massen Δx , Δy , L und dem Winkel α die Richtung der Fadenebene berechnen. Umgekehrt lassen sich bei der Neueinrichtung eines Pendels, wenn α und L bekannt sind, aus dem gegebenen seitlichen Abstand y_D der Pendeldrehachse von der Messungslinie r_a die einer bestimmten Sollrichtung der Fadenebene zugeordneten Absteckungselemente y_S und Δx für die Skalenmitte des Registrierschreibers herleiten. Diese einfachen Messungen können auch unter ungünstigsten Bedingungen mit hinreichender Genauigkeit ausgeführt werden.

Leider ist jedoch im allgemeinen der Winkel α zwischen der Pendelebene und der Fadenebene nicht bekannt. Der Verfasser möchte daher vorschlagen, dass die Hersteller von Pendeln mit photographischer Registrierung diesen Winkel - ebenso wie ja auch andere Pendelgrössen - im Prüfzeugnis des Gerätes angeben. Grosser instrumenteller und arbeitsmässiger Aufwand ist zur Bestimmung dieses Winkels nicht erforderlich: Man stellt das Pendel auf einen Pfeiler auf, entaretet es und bringt in einigen Metern Entfernung ein Fernrohr mit Fadenkreuz (Theodolit) in die Fadenebene.



Eine Lichtmarke in Abstand der vorgeschriebenen Lichtzeigerlänge und deren reflektiertes Bild wird bezüglich der Linie Pendelachse-Fernrohr rechtwinklig aufgemessen. Aus den Messungselementen lässt sich der Winkel zwischen Spiegelebene und Fadenebene berechnen. Nach den vom Verfasser bei der Errichtung der Pendelstation Bonn-Erpel (Pendel Verbaändert-Melchior Nr. 75 und 78) gesammelten Erfahrungen ist es wesentlich einfacher, derartige Messungen im Labor als in der Pendelstation auszuführen. Wird der Winkel α im Prüfzeugnis des Pendels angegeben, enthebt man damit die Benutzer der Pendel - im Sinne einer Arbeitsteilung - von der Notwendigkeit, eigene Messungsanordnungen aufzubauen, die dann eventuell nur für ein Pendelpaar benutzt werden.

LITERATUR

- [1] MELCHIOR, P.
The Earth Tides
Pergamon Press, New York etc. 1966 S. 180.

SUR L'INFLUENCE DES MAREES OCEANIQUES SUR LES VARIATIONS DE MAREES DE
LA FORCE DE PESANTEUR

B. P. Pertsev

Académie des Sciences de l'URSS, Inst. de Phys. Terrestre

О ВЛИЯНИИ МОРСКИХ ПРИЛИВОВ НА ПРИЛИВНЫЕ
ВАРИАЦИИ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ.

Б. П. Перцев.

Известия Академии Наук СССР, Физика Земли. 10

L'estimation de l'influence des marées océaniques semi-diurnes sur les variations de pesanteur est donnée pour des points éloignés des océans. Pour évaluer cet effet indirect on a effectué la décomposition de la marée océanique en série de fonctions sphériques jusqu'à l'ordre $n = 16$. On a tenu compte aussi bien de l'attraction variable des masses d'eau des océans que des variations du champ gravitationnel résultant de la déformation de la Terre par les marées océaniques. Les corrections obtenues dans les valeurs de δ pour les stations européennes atteignent 7 %.

L'effet perturbateur des marées océaniques sur les marées terrestres, appelé effet indirect, est la résultante de trois composantes :

- 1) l'attraction variable des masses d'eau des océans ;
- 2) les variations du champ gravitationnel dues à la déformation de la Terre par les marées océaniques ;
- 3) les fléchissements locaux et les inclinaisons de la surface de la Terre sous l'effet de la charge des eaux de marées.

Etant donné l'identité des fréquences et la stabilité des amplitudes des marées élastiques et océaniques on ne peut séparer ces deux phénomènes par l'analyse des observations si on n'a pas émis certaines hypothèses sur le rapport de leurs amplitudes et phases. Mais on peut éliminer l'effet indirect si on connaît la marée dans toutes les mers et océans.

L'influence de l'effet indirect est encore peu étudiée en raison de l'insuffisance de l'étude des marées dans les mers ouvertes et les océans. C'est seulement ces dernières années que commencèrent à paraître des cartes cotidales des mers et des océans avec l'indication des amplitudes et déphasages individuels des ondes principales de la marée luni-solaire. C'est pourquoi jusqu'à présent dans la majorité des cas, les corrections à l'effet indirect n'ont pas été introduites dans les résultats des observations des marées terrestres. Dans les rares cas où ces corrections ont été apportées cela n'a pu être fait avec sécurité et en ne tenant compte que des mers les plus proches du point d'observation. Pour les points éloignés des océans, la méthode employée ne convient pas, bien que, malgré certaines opinions, l'influence des zones lointaines peut également donner un apport sensible dans l'effet indirect.

Pour calculer l'influence des zones éloignées on s'est servi des cartes cotidales de l'onde lunaire semi-diurne M_2 pour les océans Pacifique [1], Atlantique, [2] et Indien [3] et les mers de l'Asie du Sud-Est [4]. La surface de la Terre a été partagée en 410 trapèzes sphériques limités par les parallèles et les méridiens et ayant les mêmes surfaces [5]. Pour chaque trapèze on a déduit des cartes cotidales les amplitudes H et les angles de position χ . Au total 272 trapèzes présentaient des caractéristiques de marées. La plupart des autres correspondent aux zones continentales et ont évidemment des caractéristiques nulles. Les régions de l'Océan Arctique Nord, des mers d'Extrême Orient, des mers Méditerranée et des Caraïbes et des eaux proches de l'Antarctique ont erronément des caractéristiques de marée nulles. Pour chaque trapèze on a formé les produits $H \sin \chi$ et $H \cos \chi$ qui ont servi de données de départ pour la représentation de la marée M_2 en série de fonctions sphériques. Les décompositions ainsi que les calculs ultérieurs ont été effectués sur ordinateur électronique jusqu'à l'ordre $n = 16$ soit par le calcul de 289 termes de la série.

On peut donner la hauteur de la marée en n'importe quel point de la Terre par une expression du type :

$$H(\theta, \lambda, t) = H \cos(V - \chi) = H \cos \chi \cos V + H \sin \chi \sin V, \quad (1)$$

où θ est la distance polaire, λ - la longitude du point variable, V - la phase de l'onde correspondant à la marée statique au méridien zéro.

Puisque

$$H \cos \chi = \sum_n \sum_m (A_n^m \cos m\lambda + B_n^m \sin m\lambda) P_n^m \equiv \sum_n \sum_m \alpha_n^m,$$

et

$$H \sin \chi = \sum_n \sum_m (a_n^m \cos m\lambda + b_n^m \sin m\lambda) P_n^m \equiv \sum_n \sum_m \beta_n^m,$$

on peut exprimer (1) sous la forme :

$$H = \sum_n \sum_m H_n^m = \cos V \sum_n \sum_m \alpha_n^m + \sin V \sum_n \sum_m \beta_n^m. \quad (2)$$

Etant donné la petitesse H de la marée océanique on peut la considérer comme une couche simple, située sur la surface de la Terre et ayant en chaque point la densité $\sigma = \rho H$, où ρ est la densité de l'eau de la mer. Par conséquent,

$$\sigma = \rho \sum_n \sum_m H_n^m.$$

Sans altérer la validité des conclusions, nous n'examinerons dans la suite qu'un seul terme de la série $\sigma_n^m = \rho H_n^m$.

Au point arbitraire d'observation N , le potentiel des masses d'eau supplémentaires de la marée océanique peut être représenté sous la forme suivante :

$$\omega_n^m(N) = f \int \frac{dm}{r} = f \rho R \int H_n^m \sum_0^\infty P_n(\psi) ds = \frac{4\pi}{2n+1} f \rho R H_n^m(N), \quad (3)$$

où ψ et r sont l'arc et la corde reliant le point N avec le point variable sur la sphère.

Compte tenu de l'existence des océans, les variations de pesanteur au point N seront :

$$\Delta g = -\frac{2}{R} \left[\delta_2 W_2 + \sum_n \delta_n^1 \sum_m \omega_n^m \right], \quad (4)$$

où

$$\delta_n^1 = \frac{n}{2} - \frac{n+1}{2} k_n' + h_n'.$$

Le premier terme est déterminé par la première composante de l'effet indirect, le second par la seconde composante et le troisième par la troisième.

Les coefficients h_n' et k_n' sont analogues aux nombres de Love h et k pour le cas où le corps générateur de marée représente une couche gravitante se trouvant à la surface de la Terre élastique. Les valeurs de ces coefficients dépendent de la structure de la Terre et de l'ordre de l'harmonique. Pour le modèle de la Terre de Gutenberg, les valeurs des coefficients h_n' et k_n' ont été calculées par Longman [6] jusqu'à l'ordre $n = 40$. Nous nous sommes servis aussi de ces valeurs dans les calculs.

Puisque par la force des choses la série doit être interrompue pour une valeur de n relativement petite, il est plus utile de calculer la première composante de l'effet indirect (c'est-à-dire l'attraction des masses d'eau) directement par intégration numérique sur la sphère, sans décomposition préliminaire des hauteurs de la marée en série de fonctions sphériques. Etant donné l'importante contribution de cette première composante dans l'effet total, cela augmente la précision du calcul.

En utilisant (3), on peut écrire l'équation (4) sous la forme :

$$\Delta g = -\frac{2}{R} \left[\delta_2 W_2 - \frac{f \rho R}{8} \sum_s \frac{H}{\sin \psi/2} \Delta s + 4\pi f \rho R \sum_n \frac{h_n' - \frac{n+1}{2} k_n'}{2n+1} \sum_m H_n^m \right]. \quad (5)$$

Ici le second terme à l'intérieur du crochet est déterminé par le calcul séparé de la première composante de l'effet indirect.

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

$$W_2 = A \cos (V + \Phi), \quad (6)$$

où A est l'amplitude de l'onde M_2 [7], et $\Phi = 2\lambda + \Delta\phi$. Ici $\Delta\phi$ est le retard de phase et λ , la longitude Est.

Après avoir ainsi assimilé l'expression entre crochets de (5) à la valeur proportionnelle à la marée observée et tenant compte de (2) et (6) nous obtiendrons l'égalité suivante :

$$\begin{aligned} \delta_H A \cos (V + \Phi_H) &= \delta_H A \cos (V + \Phi_H) + \\ &+ 4\pi f \rho R \sum_n \frac{h_n' - \frac{n+1}{2} k_n'}{2n+1} \sum_m (\cos V \alpha_n^m + \sin V \beta_n^m) - \\ &- \frac{4\pi f \rho R}{8 \cdot 410} \left(\cos V \sum_s \frac{H \cos \chi}{\sin \psi/2} + \sin V \sum_s \frac{H \sin \chi}{\sin \psi/2} \right). \end{aligned} \quad (7)$$

Ici et plus loin l'indice "H" désigne les valeurs observées et l'indice «H» les valeurs cherchées. En (7), conformément à la division de la surface du globe terrestre en trapèzes, on a pris $\Delta s = 4\pi/410$. En assimilant en (7) les facteurs de $\cos V$ et $\sin V$ et en divisant par A , nous obtiendrons :

$$\begin{aligned} \delta_H \cos \Phi_H &= \delta_H \cos \Phi_H + \frac{4\pi f \rho R}{A} \left\{ \sum_n \frac{h_n' - \frac{n+1}{2} k_n'}{2n+1} \sum_m \alpha_n^m - \right. \\ &\left. - \frac{1}{3280} \sum_s \frac{H \cos \chi}{\sin \psi/2} \right\}, \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \delta_H \sin \Phi_H &= \delta_H \sin \Phi_H - \frac{4\pi f \rho R}{A} \left\{ \sum_n \frac{h_n' - \frac{n+1}{2} k_n'}{2n+1} \sum_m \beta_n^m - \right. \\ &\left. - \frac{1}{3280} \sum_s \frac{H \sin \chi}{\sin \psi/2} \right\}. \end{aligned}$$

Le facteur sous accolade en (8) pour M_2 est

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

On peut transcrire l'expression (8) sous la forme :

$$\delta_n \cos \Phi_n = \delta_n \cos \Phi_n - \bar{\delta} \cos k, \quad \delta_n \sin \Phi_n = \delta_n \sin \Phi_n - \bar{\delta} \sin k, \quad (9)$$

où l'on a posé

$$\bar{\delta} \cos k = \frac{0,0230}{\cos^2 \varphi} \left\{ \sum_n \frac{h_n' - \frac{n+1}{2} k_n'}{2n+1} - \sum_m \alpha_n^m - 0,000305 \sum_s \frac{H \cos \chi}{\sin \psi/2} \right\},$$

$$\bar{\delta} \sin k = -\frac{0,0230}{\cos^2 \varphi} \left\{ \sum_n \frac{h_n' - \frac{n+1}{2} k_n'}{2n+1} - \sum_m \beta_n^m - 0,000305 \sum_s \frac{H \sin \chi}{\sin \psi/2} \right\}.$$

En (9) les seconds membres sont connus et par conséquent on peut déterminer les inconnues δ_n et $(\Delta\varphi)_n$. Si δ est petit, comme c'est en réalité le cas, alors

$$\delta_n = \delta_n - \bar{\delta} \cos(\Phi_n - k), \quad (\Delta\varphi)_n = (\Delta\varphi)_n + \arctg \frac{\bar{\delta}}{\delta_n} \sin(\Phi_n - k).$$

Les corrections d'effet indirect dans les résultats de l'analyse harmonique pour l'onde M_2 ont été calculées pour sept stations de marées terrestres situées en Europe orientale et en Asie Centrale. Tous ces points sont répartis suffisamment loin des océans et en chacun d'eux on a effectué des observations des variations de pesanteur. Ces corrections ainsi que les valeurs observées de δ et $\Delta\phi$ sont données dans la table. Dans la première colonne nous donnons les corrections déterminées par la première composante de l'effet indirect, c'est-à-dire par l'attraction des masses d'eau. Dans la deuxième colonne, les corrections déterminées par les déformations de la Terre. Comme nous le constatons par la table, il ne faut négliger aucune correction. Les corrections pour les points situés en Europe orientale sont sensiblement plus grandes que pour les points d'Asie Centrale et atteignent 6 à 7 % dans les valeurs de δ . La valeur moyenne de δ pour toutes les stations est devenue de 3 % plus petite, ainsi δ_{moy} pour les points européens devenait presque identique à δ_{moy} pour les points en Asie Centrale. Après l'introduction des corrections, l'écart quadratique moyen des valeurs pour les points éloignés de la moyenne a diminué de plus de deux fois.

Les corrections dans les retards de phase ont diminué $\Delta\phi$ pour les points situés en Asie Centrale et les ont augmenté pour les points d'Europe Orientale. Pour les données initiales les retards observés sont dûs presque complètement au retard instrumental [8] et sont différents pour les différents gravimètres. Il s'ensuit que les résultats pour $\Delta\phi$ sont moins fondés que ceux qui sont relatifs à δ et cela d'autant plus que les résultats observés donnés dans la table sont la moyenne de non moins de deux gravimètres et ne sont pas affranchis du retard instrumental.

Toutes ces conclusions ont un caractère préliminaire car les données employées sont loin d'englober complètement les vastes étendues des océans sur la Terre. L'approximation du réseau divisant la Terre en trapèzes et l'ordre n jusqu'auquel a été menée la décomposition de la marée en série de fonctions sphériques sont déterminés par cette circonstance. Cependant ces données préliminaires montrent que l'influence des zones lointaines peut être très sensible.

INFLUENCE DE L'EFFET INDIRECT SUR LES RESULTATS DES OBSERVATIONS DES VARIATIONS DE PESANTEUR
ONDE M_2

Stations	Corrections en δ et $\Delta\phi$			Valeurs observées		Valeurs corrigées	
	1ère composante	2ème et 3ème composante	Sommation	δ	$\Delta\phi$	δ	$\Delta\phi$
Poukovo	-0,060 +0,3	-0,015 -1,4	-0,075 -1,1	1,238 -2,1		1,163 -3,2	
Krasnaya Pakhra	-0,043 +0,8	-0,013 -1,1	-0,056 -0,3	1,188 -5,2		1,132 -5,5	
Kiev	-0,038 +0,1	-0,007 -0,9	-0,045 -0,8	1,195 -2,8		1,150 -3,6	
		moyenne		1,207 -3,4		1,148 -4,1	
Talgar	+0,007 +1,2	-0,018 0,0	-0,011 +1,2	1,163 -3,3		1,152 -2,1	
Tashkent	0,000 +1,2	-0,017 -0,1	-0,017 +1,2	1,143 -4,0		1,126 -2,8	
Frounze	+0,005 +1,2	-0,018 0,0	-0,014 +1,2	1,145 -3,5		1,131 -2,3	
Lantschou	+0,020 +0,4	-0,011 -0,7	+0,009 +1,1	1,148 -3,5		1,157 -2,4	
		moyenne		1,150 -3,6		1,142 -2,4	
		moyenne générale		1,174 ±0,0132 -3,5 0,37		1,144 0,0055 -3,1 0,44	

En concluant, je profite de l'occasion pour exprimer ma profonde reconnaissance à N.N. Pariiskii et M.S. Molodenskii pour leurs précieux conseils et à M.V. Yvanova, S.N. Barsenkov pour leur aide dans la composition des programmes et dans les calculs.

25.11.66.

BIBLIOGRAPHIE

1. BOGDANOV, K.T.
Marées de l'Océan Pacifique
Inst. d'Océanographie Ac. des Sc. URSS 60, 1962
 2. HANSEN W.
Gezeiten des Meeres
Landolt-Bornstein "Zahlenwerte und Funktionen", 3, 1952
 3. PRUFER G.
Die Gezeiten des Indischen Ozeans.
Veroff. d. Inst. f. Meerskunde, Reihe A. II. 37, 1939.
 4. BOGDANOV, K.T.
Marées des mers asiatiques australes.
Trav. de l'Inst. d'océanographie. Ac. des Sc. de l'URSS 66, 1963.
 5. JONGOLOVITCHI Y.D.
Champ gravitationnel extérieur de la Terre et constantes fondamentales en relation avec celui-ci.
Trav. de l'Inst. d'Astronomie théorique de l'Ac. des Sc. d'URSS 111, 1952.
 6. LONGMAN I.
A Green's function for determining the deformation of the Earth under surface mass loads,
pt. 2. J. Geophys. Res., 68, N 2, 1963.
 7. DOODSON A.T.
The harmonic development of the tidegenerating potential.
Proc. Roy. Soc. Ser. A. 100, 1921.
 8. VOLKOV V.A.
Détermination des caractéristiques de phase des systèmes enregistreurs de marées gravimètre -
galvanomètre.
Recueil. "Variations de marées de la force de pesanteur". "Science" 1964.
-

VARIATIONS DE MAREES DE L'ACCELERATION DE LA FORCE DE PESANTEUR A FROUNZE

par

S.V. Barsenkov, V. A. Volkov, D.G. Gridnev, N.V. Pariiskii

Acad. Sc. URSS. Institut de Physique Terrestre Schmidt.
Etudes sur les Marées Terrestres. Moscou 1964.

ПРИЛИВНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ УСКОРЕНИЯ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ ВО ФРУНЗЕ.

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

Академия Наук СССР. Институт Физики Земли им. О.Д. ШМИДТА
Изучение Земных Приливов. Москва 1964.

SITE D'OBSERVATION

Les observations des variations pesanteur ont été effectuées dans le laboratoire de la station séismique de Frounze de l'Institut de Physique de la Terre de l'Académie des Sciences d'URSS, dans la partie Nord-Est du bâtiment. Les coordonnées de la station sont : $\phi = 42^{\circ}50'$ lat.N, $\lambda = 74^{\circ}37'$ long. Est, $H = 830$ m.

La station séismique est située à l'extrémité sud de la ville de Frounze, loin des chemins de fer, des chaussées et entreprises industrielles. Le sol est de galets (jusqu'à une profondeur de 1 Km) alternant avec des dépôts de calcaire.

Le niveau des eaux souterraines est à la profondeur d'environ 150 m et s'est fait sentir très défavorablement sur la qualité de la mise à la terre de l'appareillage.

Les gravimètres et les enregistreurs ont été installés sur un pilier en moellons de béton, en forme de T, immédiatement dans le laboratoire de la station séismique. La situation du pilier par rapport à la cave de la station séismologique et de la base des murs du laboratoire sont donnés sur la figure 1. La hauteur totale du pilier est de 3,85 m, sa hauteur au-dessus du niveau du sol est de 1,35 m, et au-dessus du sol du laboratoire de 0,45 m.

Le sol du laboratoire est consolidé par des poutres de fer logées dans les murs du laboratoire. Le pilier est isolé du sol.

La surface du laboratoire est de 40 m². Pour l'exécution des observations on a construit sur le pilier une cabine en drap sombre (en deux couches) et garnie de deux couches de papier sombre. Les dimensions de la cabine sont 2,5 x 2 m. La hauteur $h = 2,2$ m.

Le laboratoire avait un chauffage avec un poêle, situé dans l'angle du laboratoire diamé-
tralement opposé au pilier ; on chauffait une fois par jour. La fenêtre près de la cabine d'enre-
gistrement a été tout à fait protégée. Suite aux mesures prises, les variations journalières de
la température à l'intérieur de la cabine ne dépassaient habituellement pas 1° à 1,5 C. Le
graphique de la variation de la température est donné à la figure 2. La température pour toute
la période des observations a varié dans les limites de + 13° à + 27°17, en suivant les varia-
tions climatiques.

L'humidité dans la cabine d'enregistrement (et aussi dans le laboratoire) s'est maintenue
dans les limites de 50 à 56 %.

APPAREILS

Les observations ont été effectuées avec deux gravimètres de la firme "Askania Werke" :
GS - II N° 134 et GS - II N° 126.

En raison de l'instabilité de l'énergie électrique à Prounze, les enregistrements des indi-
cations des gravimètres ont été effectués à l'aide d'enregistreurs photographiques [1] et des
galvanomètres à miroir de la firme dont les paramètres sont les suivants (données de la firme) :

	<u>Appareil N° 134</u>	<u>Appareil N° 126</u>
Sensibilité	1.10 ⁻¹¹	1.4.10 ⁻¹¹
Période des oscillations propres	~ 26,0 sec	~ 20,5 sec.
Résistance intérieure	~ 6,35	~ 5,4
Résistance critique extérieure	~ 500	~ 500

Le spot du galvanomètre se projette du miroir sur la fente étroite du châssis photographi-
que et de là sur le tambour portant le papier photographique. Le tambour tourne par un mécanisme
horaire à remontage hebdomadaire et de vitesse 5,2 mm/heure. Il accomplit un tour complet en
deux jours.

Les marques horaires sont obtenues par renforcement de la luminosité de la lampe du galva-
nomètre donnant l'enregistrement et des deux lampes donnant l'image des lignes fixes dans les
parties supérieure et inférieure de l'enregistrement. Les marques portent automatiquement avec
une durée de 8 à 9 sec. depuis les horloges à contact.

Les corrections aux horloges des deux gravimètres sont maintenues dans les limites de
 ± 10 sec.

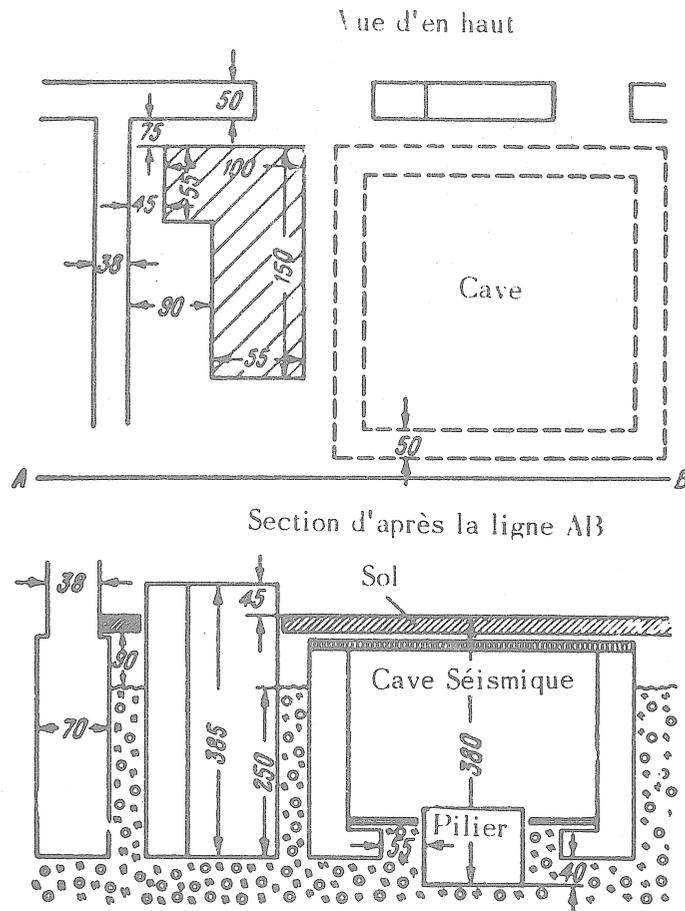


Fig. 1. Plan du local de travail

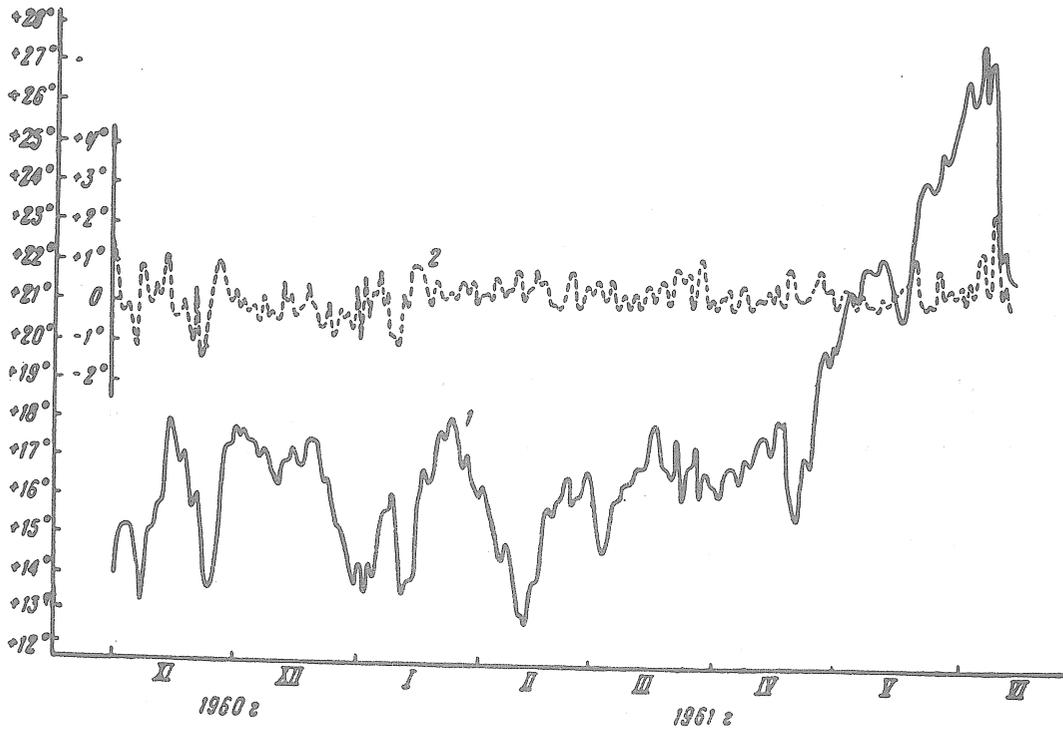


Fig. 2. Graphique de la variation de la température (1) et du gradient de température journalier (2) à Frounze.

METHODE D' OBSERVATION

Schéma de l'alimentation électrique.

L'alimentation des ampoules de l'enregistreur photographique et du galvanomètre est assurée par deux accumulateurs branchés parallèlement 5 HKH - 100 avec une charge en tampon permanente du réseau de courant alternatif (fig. 3).

La constance et le niveau nécessaire de luminosité pour le papier photographique sont contrôlés à l'aide de milliampèremètres.

Eclairage des photo éléments.

Dans chaque appareil, l'alimentation de la lampe éclairant les photo éléments est assurée par trois accumulateurs mis en circuit parallèlement 5 HKH - 100.

A l'aide du magasin de résistance P - 33 branché sur le circuit et du voltmètre à miroir M - 106 de la classe 0,5, on a maintenu le niveau de tension constant avec une précision meilleure que 0,01 v. Le remplacement des accumulateurs s'est effectué après 2,5 - 3 mois.

La tension sur les lampes a été relevée de telle sorte que le point de sensibilité minimum du photo élément aux variations du courant (B.I.P.) soit proche du zéro du galvanomètre intérieur.

Le contrôle de la tension a été effectué deux fois par jour, mais le réglage de la tension a été fait pratiquement tous les deux ou trois jours.

Thermostatisation.

La thermostatisation des gravimètres a été assurée par les deux thermostats (extérieur et intérieur) du gravimètre à une température de thermostatisation de + 40° (II degré).

Les thermostats étaient alimentés par deux accumulateurs 5 HKH - 100 mis en circuit parallèlement avec une charge ininterrompue depuis le réseau du courant urbain au travers du stabilisateur et des redresseurs sur 6 V. (fig. 4).

Mise à la Terre

Pour éviter les perturbations électriques on a réalisé la mise à la terre en deux groupes.

Dans le premier groupe, on a mis à la terre :

- a) l'écran réticulaire du câble de télévision PK - 1 unissant les vis de serrage du gravimètre avec le galvanomètre de l'enregistreur ;
- b) le corps du galvanomètre ;
- c) la plaque de l'enregistreur ;

d) "le moins" des accumulateurs alimentant l'ampoule du photo élément : la feuille de plomb qui sert de "terre" ensuite à 1 m dans le puits constamment maintenu humide. Comme le travail des thermostats du gravimètre N° 134 a provoqué des perturbations dans l'enregistrement, le corps du gravimètre a été mis à la terre isolément sur le réseau hydraulique (second groupe). La mise à la terre a donné des résultats positifs, les perturbations dues au travail des thermostats étaient pratiquement nulles.

Choix du meilleur régime de travail du photo élément.

Pour que les variations de puissance du courant alimentant l'ampoule du photo élément ne provoquent pas de variations du courant photo-électrique (et par conséquent aussi des erreurs dans l'enregistrement) l'enregistrement des ondes de marées s'effectue dans une position proche du galvanomètre intérieur près du point B.I.P. (point d'insensibilité aux variations de tension sur les accumulateurs alimentant l'éclairage des photo éléments). La détermination du point B.I.P. a été faite d'après les instructions données par la firme "Askania".

Les tensions dans les ampoules des photo éléments choisies telles que (4,450 V pour le gravimètre N° 134 et 5,800 V pour le gravimètre N° 126) le point B.I.P. se trouve près du zéro de l'échelle du galvanomètre intérieur.

Etalonnage des gravimètres.

Avant le début et après la fin des observations à Frounze on a effectué l'étalonnage de la valeur de division de la ligne d'échelle du gravimètre par la méthode du "roulement de la bille".

Par une inclinaison du gravimètre de 90°, la bille roule d'un logement du pendule à l'autre. De cette façon on obtient une variation du moment des forces agissant sur le levier du pendule correspondant à une variation de l'accélération de la force de pesanteur de valeur :

$$E = E_0 \cdot \frac{g}{g_0},$$

où $g_0 = 981\ 280$ mgl est l'accélération de la force de pesanteur sur le polygone de mesure utilisé par la firme en République Fédérale Allemande ; E_0 est le coefficient déterminé par la firme pour chaque gravimètre et pour la valeur réduite g_0 ; g : la valeur de l'accélération de la force de pesanteur à Frounze.

L'étalonnage consistait à déterminer le nombre de division de l'échelle du microscope micrométrique dont on se déplace en agissant sur la tige du ressort de mesure pour compenser la variation du moment de rotation lors du roulement de la bille.

On a fait à chaque étalonnage 10 roulements de la bille d'après les instructions données par la firme. Ainsi pour chaque position de la bille on a effectué dix calculs d'après le micro-mètre, des calculs d'après le galvanomètre intérieur et, après avoir court-circuité le galvanomètre, un calcul depuis zéro.

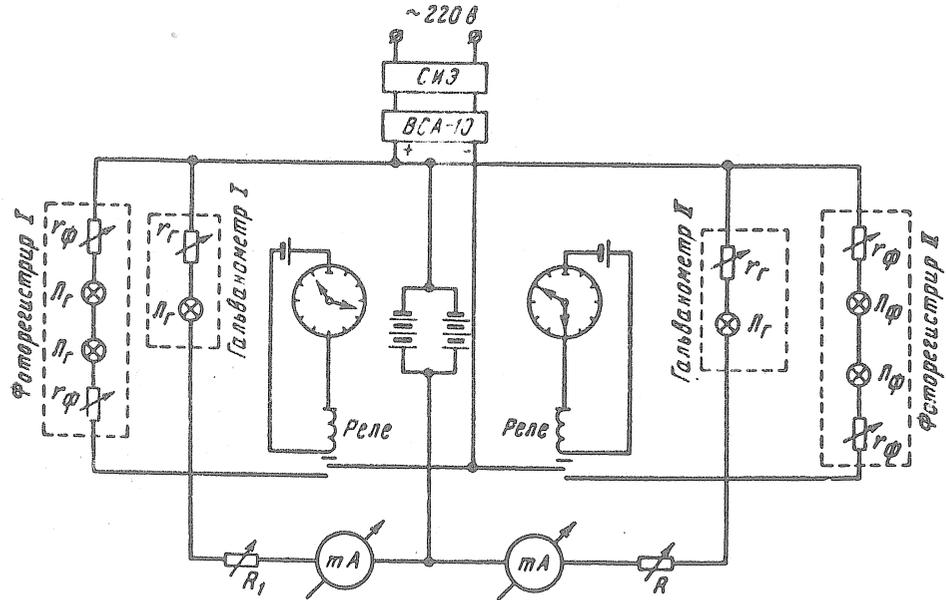


Fig. 3. Schéma d'alimentation des ampoules de l'enregistreur photographique et du galvanomètre

r_{ϕ} - résistances alternatives des ampoules de l'enregistreur photographique ;
 π_{Γ} - résistances alternatives des ampoules du galvanomètre.

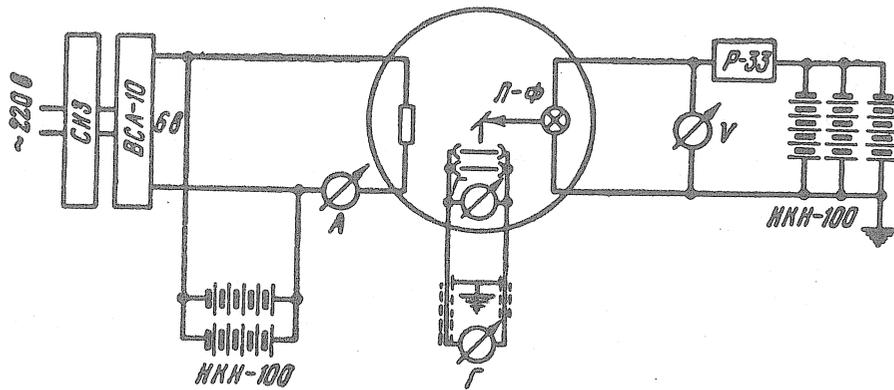


Fig. 4. Schéma d'alimentation du chauffage, des lampes du photo élément du gravimètre et branchement du galvanomètre enregistreur.

En raison de la concordance imprécise de l'index du galvanomètre intérieur avec son zéro, on a fait la détermination de la valeur de division du galvanomètre en division du ressort de mesure. L'étalonnage a été fait pour la tension de travail de la lampe du photo élément du gravimètre. La valeur de division du ressort de mesure a été déterminée d'après la valeur moyenne de la différence réduite des calculs de la vis ΔM obtenue par dix déterminations : $\alpha = E / \Delta M$.

La précision de la détermination de α est fixée par l'erreur probable ϵ_α , calculée d'après la convergence intrinsèque de dix déterminations séparées suivant la formule :

$$\epsilon_\alpha = \omega \pm \frac{2}{3} \frac{\alpha}{\Delta M} \sqrt{\frac{[v^2]}{n(n-1)}}, \quad (1)$$

où v est la déviation ΔM_i en fonction de la moyenne $\overline{\Delta M}$.

Les résultats de la détermination de la valeur α sont donnés dans la table 1 où sont donnés également pour la comparaison avec Frounze les résultats obtenus à Alma Ata et Tashkent.

Comme on le voit par la table, la valeur d'une division du micromètre est déterminée assez sûrement. D'après la convergence intrinsèque l'erreur de la détermination de α ne dépasse pas 0,1 %.

Les divergences avec les résultats antérieurs des étalonnages du gravimètre N° 134 sont de 0,01 % à Tashkent et 0,6 % à Alma-Ata ; pour le gravimètre N° 126 elles sont de 0,06 % à Tashkent et 0,12 % à Alma-Ata.

Comme on le verra dans la suite, l'étalonnage de la valeur de division du microscope micro-métrique s'effectue avec une plus grande précision que la détermination de l'échelle de l'enregistrement.

Etude de la non-linéarité des échelles des galvanomètres pour les enregistreurs.

Déjà les premières observations des variations de pesanteur à Alma-Ata, Poulkovo, Krasnaya Pakhra, ont montré que les galvanomètres enregistreurs sensibles à miroir "Askania" ont une échelle non linéaire. Lors des recherches ultérieures il a été établi que les corrections à la non-linéarité de l'échelle pour certains appareils (N° 126, 134, 124) atteignent des valeurs importantes : 7 à 11 mm en ordonnées d'enregistrement.

Table 1.

Détermination de la valeur de division α du ressort de mesure par la méthode de roulement de la bille (en mgl pour une division du tambour du micromètre du ressort de mesure).

Point	Gravimètre N° 134	Gravimètre N° 126
Frounze (début)	0,07066 ± 0,000061	0,07249 ± 0,000007
Frounze (fin)	0,07071 ± 0,000007	0,07250 ± 0,000007
Frounze (pris)	0,07068	0,07250
Alma-Ata (moyenne)	0,07064 ± 0,000006	0,07258 ± 0,000007
Tashkent (début)	0,07069 ± 0,000003	0,07255 ± 0,000009
Tashkent (fin)	0,07069 ± 0,000005	0,07253 ± 0,000007
Tashkent (pris)	0,07069	0,07254
D'après la firme	0,07067	0,07242

Ne pas tenir compte de la correction à la non-linéarité peut provoquer des erreurs dans la détermination des amplitudes des ondes lors de l'analyse jusqu'à 6 % et dans les phases jusqu'à 3,5 % [2]. On a élaboré une méthode donnant la possibilité de tenir compte avec suffisamment de précision de ces défauts des galvanomètres. Pour étudier la non-linéarité du galvanomètre à la station de "Frounze" on s'est servi d'un schéma électrique montré sur la figure 5.

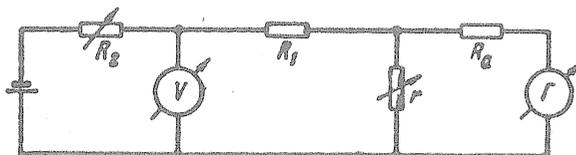


Fig. 5 - Schéma du branchement du galvanomètre pour l'étude de la non-linéarité

r est le galvanomètre étudié ; R_g : la tension critique extérieure du galvanomètre ; $R_1 = 1 \text{ Mohm}$; $r = 0 - 900 \text{ Ohm}$; ($\Delta 2 = 100 \text{ ohms}$) - magasin de résistances ; R_2 : magasin de résistances ; V : voltmètre à miroir de la classe 0,5.

Comme il résulte du schéma, en changeant r de valeurs rigoureusement les mêmes $\Delta_2 = 100 \text{ ohms}$, nous avons la possibilité d'appliquer au galvanomètre une variation du courant par pas égaux. En inscrivant les déflexions correspondantes du galvanomètre pour chaque variation de courant, on peut obtenir la non-linéarité de l'échelle du galvanomètre (pour une échelle linéaire, tous les pas sur l'enregistrement ont la même hauteur). A l'aide de la résistance R_2 et du Voltmètre V , on garantit la constance nécessaire de la tension donnée sur l'entrée du diviseur donné du courant. La méthode de détermination de la non-linéarité et son argumentation sont décrites dans l'article de Volkov [2].

La procédure de détermination de la non-linéarité a pris en tout 2 - 3 heures et c'est pourquoi elle a provoqué une lacune de deux valeurs horaires seulement.

A la station de "Frounze" l'étude de la non-linéarité des galvanomètres a été faite tous les deux mois (voir plus bas). Cette méthode a permis d'abord de suivre l'évolution de la non-linéarité dans le temps (et par conséquent aussi d'en tenir compte avec plus de précision et ensuite d'effectuer la réduction des données sans attendre la fin des observations, ce qui est important pour de longues séries. On parlera plus loin du calcul des corrections à la non-linéarité et de la correction correspondante des ordonnées.

ETALONNAGE DE L'ECHELLE D'ENREGISTREMENT

L'étalonnage de l'échelle d'enregistrement consiste à déterminer le rapport entre une division du ressort de mesure et le nombre de millimètres dont se déplace le spot sur l'enregistrement.

On calcule donc le coefficient d'étalonnage K en millimètres par division du tambour micro-métrique du ressort de mesure. La détermination de K a été effectuée par le procédé appelé "de 49 heures", proposé par B.P. Pertsev [3] et consistant à faire deux déplacements du fléau du gravimètre de sens différent à l'aide de la vis et séparés par un intervalle de 25 heures. Les déplacements ont été faits de suite après la marque horaire pour que le spot du galvanomètre parvienne à se placer, pour la marque horaire suivante sur l'enregistrement, en concordance avec la nouvelle position du fléau du gravimètre. Avant et après le déplacement on a pris les moyennes des dix lectures.

La méthode de B.P. Pertsev permet d'obtenir, pour chaque paire de déplacements, 24 valeurs du coefficient d'étalonnage K. Cette opération a été faite à peu près tous les 10 jours.

Nous parlerons plus loin du calcul des coefficients d'étalonnage K.

REDUCTION DES OBSERVATIONS

Mesure des ordonnées et leur correction de la non-linéarité

L'enregistrement ininterrompu avec le gravimètre N° 134 a été effectué pendant 227 jours (depuis le 28 octobre 1960 jusqu'au 13 juin 1961) et avec le gravimètre N° 126 pendant 195 jours (du 30 novembre 1960 au 13 juillet 1961). L'enregistrement s'est effectué sur papier photographique. Le dépouillement des ordonnées s'est effectué à deux reprises et on a pris la moyenne (la différence entre les deux mesures de la même ordonnée n'atteignait pas plus de 0,4 mm). On a introduit dans toutes les ordonnées mesurées les corrections à la non-linéarité.

Sur toute la durée des observations, la non-linéarité des échelles des galvanomètres pour les deux appareils a été étudiée cinq fois : 20 octobre 1960, 20-21 décembre 1960, 21-22 février 1961, 29-30 avril 1961, 13-14 juin 1961.

Sur la figure 6 nous avons porté les courbes de non-linéarité des échelles du galvanomètre pour le gravimètre N° 234 et sur la figure 7 les courbes correspondantes pour le gravimètre N° 126. Ces courbes présentent les corrections en fonction des ordonnées $[\delta y_t = f(y_t)]$. A partir de ces courbes on a constitué pour chaque appareil quatre tables de corrections de non-linéarité, chacune ayant été obtenue par la moyenne des corrections obtenues au début et à la fin de l'intervalle de temps correspondant.

La table 2 donne le résumé des corrections de non-linéarité pour le gravimètre N° 134 et la table 3 un résumé analogue pour le gravimètre N° 126.

Dans les colonnes I, II, III et IV nous donnons (pour chaque 5 mm en ordonnée) les corrections de non-linéarité des échelles des galvanomètres, tirées des tables de travail (les tables de travail sont composées par 1 mm).

Les tables 2 et 3 montrent que les corrections de non-linéarité pour la même ordonnée prises dans différentes colonnes diffèrent au maximum de 0,6 mm. C'est pourquoi on peut pratiquement considérer que sur toute la durée des observations, les corrections de non-linéarité ramènent les ordonnées mesurées à la même échelle linéaire.

L'introduction des corrections de non-linéarité est un procédé simple mais exigeant assez de travail. A présent ce procédé est automatisé et lors de la réduction ultérieure des observations de marées, ces corrections seront introduites sur ordinateur électronique.

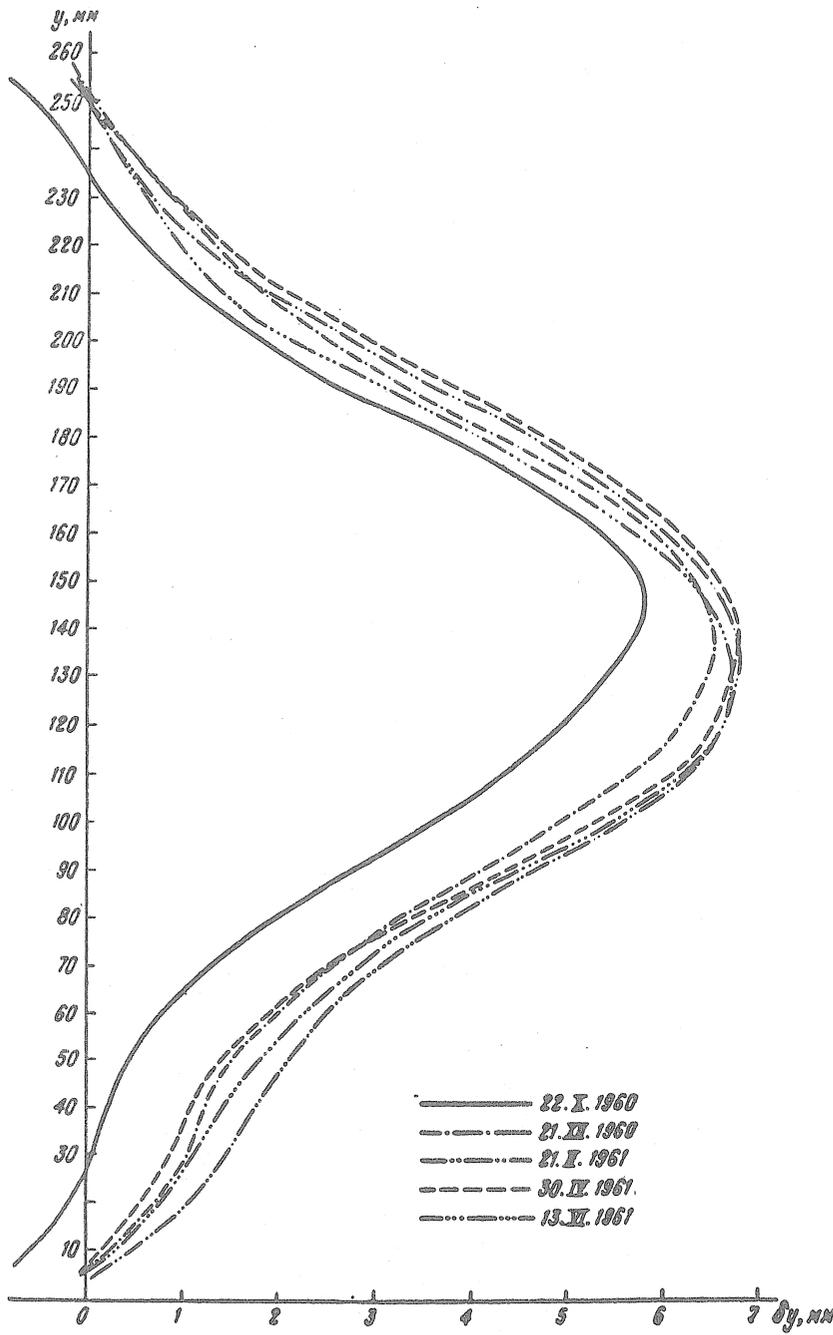


Fig. 6. Graphique des corrections de non-linéarité de l'échelle du galvanomètre extérieur du gravimètre N° 134

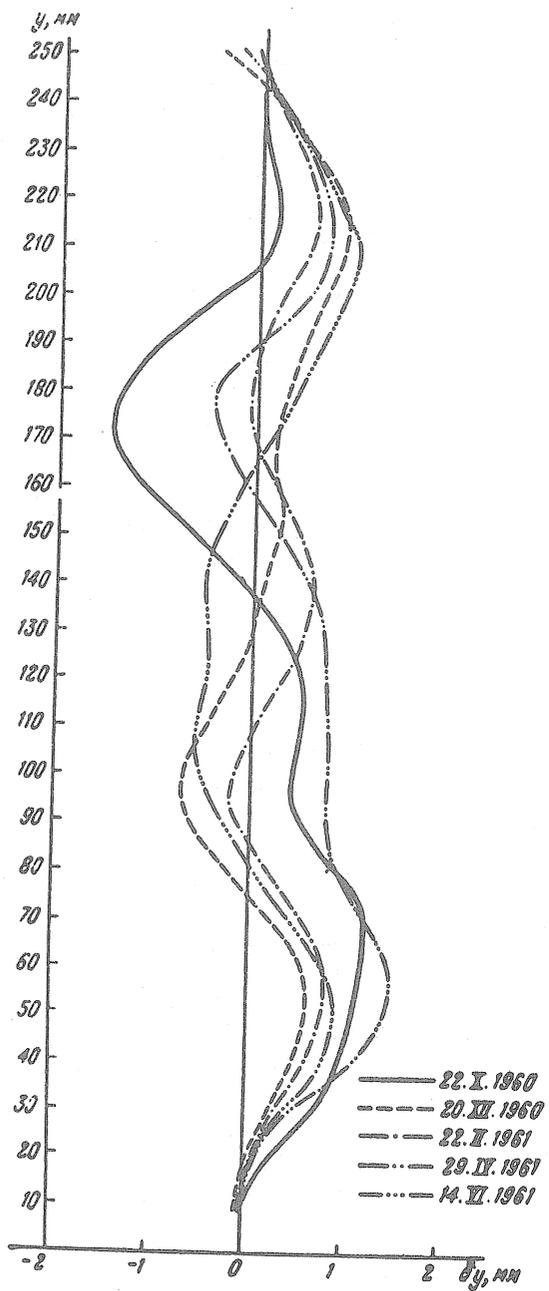


Fig. 7. Graphique des corrections de non-linéarité de l'échelle du galvanomètre extérieur du gravimètre N° 126.

Table 2

Corrections de non-linéarité de l'échelle du galvanomètre, Gravimètre N° 134

Ordonnées	Corrections, mm				Ordonnées	Corrections, mm				Ordonnées	Corrections, mm			
	I	II	III	IV		I	II	III	IV		I	II	III	IV
5	0,0	0,0	0,0	0,0	95	4,3	4,8	5,0	4,9	185	4,0	4,1	4,2	3,9
10	0,1	0,3	0,3	0,2	100	4,7	5,2	5,5	5,4	190	3,6	3,6	3,8	3,5
15	0,3	0,5	0,6	0,5	105	5,1	5,6	5,8	5,8	195	3,0	3,1	3,3	3,0
20	0,5	0,8	0,8	0,7	110	5,4	6,0	6,2	6,2	200	2,6	2,7	2,8	2,5
25	0,8	1,0	1,1	0,9	115	5,7	6,2	6,4	6,4	205	2,2	2,2	2,4	2,1
30	0,8	1,1	1,2	1,1	120	5,9	6,4	6,6	6,5	210	1,8	1,9	2,0	1,7
35	1,0	1,3	1,4	1,2	125	6,2	6,5	6,7	6,7	215	1,6	1,5	1,6	1,4
40	1,0	1,4	1,5	1,3	130	6,3	6,6	6,7	6,7	220	1,4	1,3	1,3	1,2
45	1,2	1,5	1,6	1,5	135	6,4	6,6	6,7	6,7	225	1,2	1,0	1,0	0,9
50	1,4	1,7	1,7	1,6	140	6,4	6,6	6,7	6,6	230	1,0	0,8	0,8	0,7
55	1,5	1,9	1,9	1,8	145	6,4	6,5	6,6	6,5	235	0,8	0,6	0,6	0,6
60	1,8	2,2	2,2	2,1	150	6,4	6,3	6,4	6,3	240	0,6	0,4	0,5	0,4
65	2,0	2,5	2,5	2,4	155	6,2	6,1	6,3	6,1	245	0,4	0,3	0,5	0,1
70	2,4	2,8	2,8	2,7	160	6,0	5,9	6,1	5,9	250	0,2	0,1	0,1	0,1
75	2,6	3,1	3,1	3,1	165	5,7	5,7	5,8	5,5	255	0,0	-0,1	0,0	0,0
80	3,0	3,5	3,6	3,4	170	5,4	5,3	5,4	5,2	260	0,0	-0,2	-0,2	0,0
85	3,4	4,0	4,0	3,9	175	5,0	5,0	5,1	4,8					
90	3,8	4,4	4,5	4,4	180	4,5	4,5	4,7	4,4					

Table 3.

Corrections de non-linéarité de l'échelle du galvanomètre, Gravimètre N° 126.

Ordonnées	Corrections, mm				Ordonnées	Corrections, mm				Ordonnées	Corrections, mm			
	I	II	III	IV		I	II	III	IV		I	II	III	IV
5	0,0	0,0	0,0	0,0	95	-0,2	-0,5	0,3	0,2	185	-0,4	0,2	-0,2	0,2
10	0,0	-0,1	0,0	0,0	100	-0,2	-0,5	0,3	0,1	190	-0,2	0,3	0,0	0,4
15	0,0	0,0	0,0	0,0	105	-0,1	-0,4	0,3	0,2	195	0,0	0,4	0,2	0,6
20	0,1	0,0	0,1	0,1	110	0,0	-0,3	0,4	0,1	200	0,2	0,5	0,4	0,7
25	0,2	0,2	0,2	0,2	115	0,1	-0,1	0,5	0,2	205	0,4	0,6	0,5	0,8
30	0,4	0,3	0,4	0,4	120	0,2	0,1	0,6	0,2	210	0,6	0,7	0,6	0,8
35	0,6	0,4	0,6	0,7	125	0,2	0,2	0,7	0,2	215	0,6	0,8	0,7	0,8
40	0,8	0,6	0,8	0,9	130	0,2	0,3	0,7	0,1	220	0,5	0,7	0,7	0,7
45	0,9	0,7	1,0	1,1	135	0,1	0,3	0,7	0,1	225	0,4	0,6	0,6	0,6
50	1,0	0,7	1,1	1,2	140	0,0	0,4	0,7	0,0	230	0,3	0,5	0,5	0,5
55	1,0	0,8	1,1	1,2	145	-0,1	0,4	0,5	0,0	235	0,2	0,4	0,3	0,3
60	1,0	0,7	1,1	1,1	150	-0,2	0,4	0,4	-0,1	240	0,1	0,2	0,2	0,1
65	0,8	0,5	1,0	0,9	155	-0,3	0,3	0,2	-0,1	245	0,0	0,1	0,0	0,0
70	0,6	0,3	0,9	0,8	160	-0,5	0,2	0,0	-0,1	250	-0,1	-0,1	-0,2	-0,3
75	0,5	0,1	0,7	0,6	165	-0,6	0,1	-0,1	-0,1	255	-0,2	-0,2	-0,2	-0,3
80	0,3	-0,1	0,6	0,5	170	-0,6	0,1	-0,2	-0,1	260	-0,3	-0,2	-0,2	-0,3
85	0,2	-0,2	0,5	0,4	175	-0,6	0,1	-0,3	-0,1					
90	0,0	-0,4	0,4	0,3	180	-0,6	0,1	-0,2	0,0					

La méthode de détermination de la non-linéarité des échelles des galvanomètres à Frounze a été un peu changée en comparaison avec les déterminations passées. Compte tenu de ce fait, la stabilité des corrections de non-linéarité en comparaison par exemple avec les observations de Tashkent [4] a été fortement améliorée.

Calcul des coefficients d'étalonnage.

Après cette correction de toutes les ordonnées, on a calculé les coefficients d'étalonnage K d'après la formule [3]

$$K_i = \frac{[(y_i + y_{i+49}) - (y_{i+24} + y_{i+25})]}{a + b} \quad (2)$$

où a et b sont les valeurs du premier et du second déplacement en divisions du ressort de mesure. A chaque étalonnage on calcule habituellement quelques valeurs de K_i (20 - 24) et parmi toutes les valeurs de K obtenues lors de l'étalonnage donné on prend la moyenne :

$$K = \frac{1}{n} \sum_1^n K_i.$$

Pour toute la période d'observations on a fait 21 déterminations de K pour le gravimètre N° 134 et 19 déterminations pour le gravimètre N° 126. Tous les coefficients d'étalonnage ont été calculés par deux procédés.

Tous les coefficients ont d'abord été calculés sans tenir compte de la correction due à la dérive du gravimètre (ces coefficients seront désignés dans la suite par K).

Tous ces coefficients ont été ensuite recalculés en tenant compte de la correction de dérive du gravimètre [5] (ces coefficients seront désignés dans la suite par \bar{K}). Les coefficients K et \bar{K} sont donnés dans les tables 4 et 5.

Comme le montrent ces tables, la différence maximale entre les valeurs de K pour le gravimètre N° 134 est égale à 3,06 mm/div. du ressort de mesure et entre les valeurs de \bar{K} de 2,26 mm/div. du ressort de mesure. Pour le gravimètre N° 126, ces différences sont égales respectivement à 2,62 et 2,54 mm/div. du ressort de mesure. Ainsi on peut voir qu'après l'introduction des corrections, la différence maximale n'est sensiblement améliorée que pour le gravimètre N° 134.

La diminution de 2 % du coefficient d'étalonnage moyen pour tout l'intervalle des observations du gravimètre N° 134 après introduction de la correction de dérive est très sensible. Toutes les valeurs des coefficients de K (sans tenir compte de la dérive) et de \bar{K} (en tenant compte de la dérive) sont données à la figure 8.

On a calculé l'erreur probable de K d'après la concordance intrinsèque. L'erreur probable a une valeur maximum de $\pm 0,11$ mm/div. du ressort de mesure. Les corrections dues à la dérive n'ont été introduites que dans les valeurs moyennes des coefficients de \bar{K} .

Table 4

Comparaison des coefficients d'étalonnage K et \bar{K} en tenant compte et sans tenir compte de la dérive
Gravimètre N° 134
Frounze

Jourmoyen des observations.	Coeffic. sans tenir compte de la dérive	Coeffic. en tenant compte de la dérive	$\frac{\bar{K} - K}{\bar{K}}$, %
1960			
26.X	20,33	20,42	+0,4
11.XI	20,25	19,82	-2,2
22.XI	19,89	20,17	+1,3
3.XII	20,35	20,07	-1,3
14.XII	20,27	20,27	0,0
26.XII	19,17	19,06	-0,6
1961			
4.I	20,58	19,19	-7,2
14.I	20,68	20,58	-0,5
29.I	19,31	18,88	-2,4
7.II	19,20	19,07	-0,7
18.II	18,44	18,44	0,0
3.III	19,85	18,97	+4,6
14.III	19,13	18,95	-0,9
25.III	21,50	19,40	-10,8
6.IV	19,31	18,99	-1,8
16.IV	18,86	18,75	-0,5
26.IV	18,69	18,67	-0,1
8.V	18,88	18,95	+0,3
19.V	18,98	19,05	+0,4
30.V	18,66	18,44	-1,2
10.VI	19,66	18,32	-7,3
Moyenne	19,62	19,26	-1,9

Table 5

Comparaison des coefficients d'étalonnage K et \bar{K} en tenant compte et sans tenir compte de la dérive
Gravimètre N° 126
Frounze

Jourmoyen des observations.	Coeffic. sans tenir compte de la dérive	Coeffic. en tenant compte de la dérive	$\frac{\bar{K} - K}{\bar{K}}$, %
1960			
3.XII	19,69	18,97	-3,8
14.XII	18,26	18,24	-0,1
26.XII	18,48	18,48	0,0
1961			
5.I	17,98	17,80	-1,0
17.I	18,36	18,44	+0,4
28.I	17,92	17,84	-0,4
7.II	17,92	17,56	-2,0
3.III	17,88	18,23	+1,9
14.III	17,88	17,81	-0,4
25.III	18,18	18,04	-0,8
6.IV	17,68	17,68	0,0
16.IV	17,07	16,43	-3,8
26.IV	17,63	17,52	-0,6
8.V	17,78	17,71	-0,4
17.V	18,19	18,55	+0,3
30.V	18,12	18,29	+0,8
10.VI	17,48	17,68	+1,1
Moyenne	18,05	17,96	-0,6

Rétablissement des données manquantes

Il y a eu des interruptions à cause de certains accidents d'enregistrement. Les lacunes dans les observations de Frounze furent peu nombreuses, ce que montrent les données suivantes :

Date	Heures des lacunes	Nombre de valeurs manquantes	Date	Heures des lacunes	Nombre de valeurs manquantes
Gravimètre N° 134			Gravimètre N° 126		
15 novembre 1960	7 - 9	3	20 décembre 1960	15 - 17	3
17 novembre 1960	5 - 6	2	21 janvier 1961	8 - 11	4
3 décembre 1960	5 - 8	4	20-21 févr. 1961	12 - 7	20
22 décembre 1960	15 - 17	3	21-22 févr. 1961	19 - 9	15
27 février 1961	13 - 19	7	2-9 avril 1961	7 - 10	4
1er mars 1961	3 - 19	17	3-4 juin 1961	7 - 11	29
30 avril 1961	6 - 8	3	5-6 juin 1961	17 - 13	20

Le gravimètre N° 134 ne présente qu'une grande interruption dans l'enregistrement le 1er mars 1961 (17 heures).

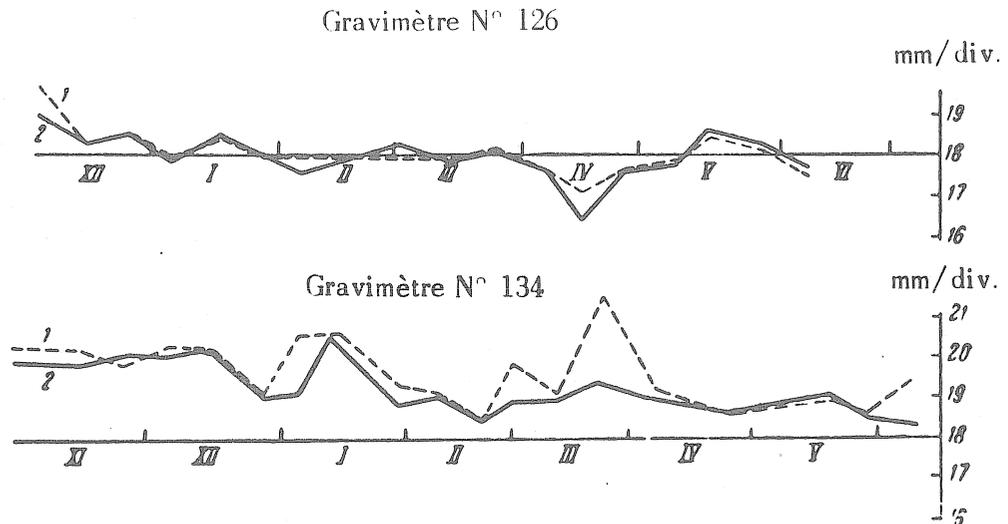


Fig. 8. Valeurs des coefficients d'étalonnage

1. sans tenir compte de la dérive
2. en tenant compte de la dérive

Pour le gravimètre N° 126 la situation a été un peu moins bonne. Il y a ici quatre grandes lacunes qui ont été comblées d'après le second appareil après détermination préliminaire du coefficient d'étalonnage. Ce procédé consiste en ce qui suit.

Supposons que sur l'enregistrement d'un des gravimètres m lectures horaires : y_{t+1} , y_{t+2} ... , y_{t+m} soient manquantes, tandis que l'enregistrement de l'autre appareil soit complet pour ce laps de temps.

Soit sur la figure 9 la courbe I, courbe de marée de l'appareil présentant une interruption (indiquée par un pointillé) et la courbe II, courbe de marée du second appareil pour la même période de temps.

Pour déterminer le rapport des échelles de l'enregistrement des deux appareils au temps donné, on calcule les valeurs de M_1 et M_2 :

$$M_1 = \frac{y_1 \text{ max.} - y_1 \text{ min.}}{y'_1 \text{ max.} - y'_1 \text{ min.}} ; \quad M_2 = \frac{y_2 \text{ max.} - y_2 \text{ min.}}{y'_2 \text{ max.} - y'_2 \text{ min.}} , \quad (3)$$

où les valeurs de y_1 max., y'_1 max., y_1 min. et y'_1 min. sont claires en fonction de la figure 9.

Le rapport des échelles est pris égal à

$$M = \frac{1}{2} (M_1 + M_2). \quad (3')$$

Les ordonnées manquantes sont calculées d'après la formule

$$\begin{aligned} y_{i+1} &= y_i + M (y'_{i+1} - y'_i), \\ y_{i+2} &= y_{i+1} + M (y'_{i+2} - y'_{i+1}) \end{aligned} \quad (4)$$

etc.

Les valeurs $y'_{t+1}, y'_{t+2} \dots$ sont les ordonnées prises des enregistrements du second appareil pour les instants correspondants. Par suite de la différence de dérive des deux appareils, l'enregistrement rétabli peut se placer comme le montre la figure 9 par la courbe pointillée supérieure, c'est-à-dire que sa fin correspond avec un certain point c et non avec le point c_1 , où se termine l'ordonnée y'_{t+m+1} de la courbe de marée I.

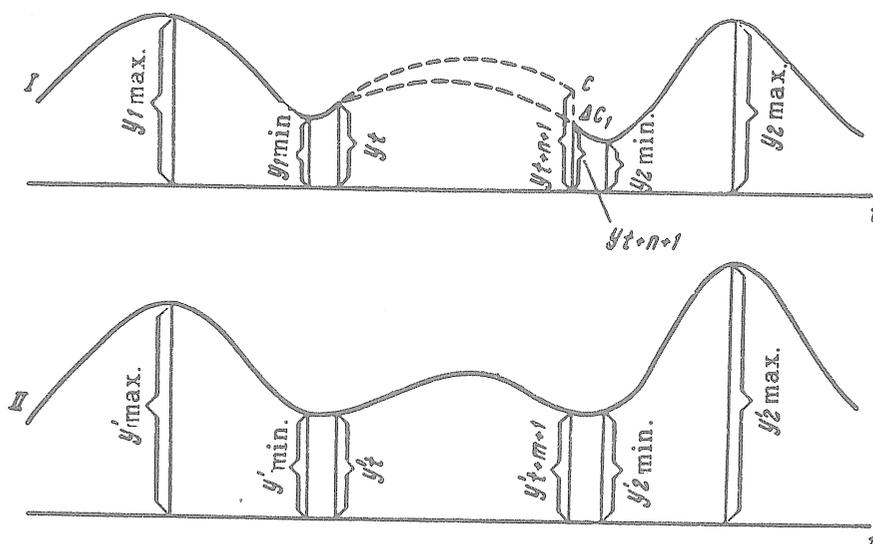


Fig. 9. Schéma du remplissage des lacunes

La valeur Δ est égale à l'intervalle cc_1 , sur la figure 9 elle représentera une incohérence. Cette incohérence est éliminée proportionnellement au temps, c'est-à-dire à la distance depuis l'ordonnée y_t .

Les petites interruptions sur les enregistrements de marées ont été comblés d'après le procédé de 49 heures suivant la formule :

$$y_t = \frac{1}{2} [y_{t-24} + y_{t+25} - y_{t-49} + y_{t-24} + y_{t-25} - y_{t-49}]. \quad (5)$$

Plusieurs auteurs ont proposé différents procédés de remplacement des ordonnées manquantes. On peut trouver des détails sur la comparaison des différentes méthodes dans l'article de M.V. Yvanova [6].

Calcul des déplacements dans l'enregistrement de la courbe.

Pour étalonner les galvanomètres on déplace artificiellement le faisceau du galvanomètre à la suite de quoi il apparaît un déplacement dans l'enregistrement. Il arrive aussi qu'on fasse des déplacements quand, par suite de la dérive, on arrive à la limite de l'enregistrement.

Outre ces déplacements "planifiés" il se produit parfois de petits déplacements "involontaires" ou des balayages.

Pour calculer tous ces déplacements, il faut déterminer leur valeur et introduire les corrections correspondantes dans les ordonnées mesurées (ces corrections s'introduisent actuellement sur ordinateur électronique).

Pour toute la période d'observations de Frounze on a eu 88 déplacements pour le gravimètre N° 134 (53 "planifiés" et 35 balayages) et 58 déplacements pour le gravimètre N° 126 (40 "planifiés" et 18 balayages).

Les procédés de détermination de la valeur des déplacements ont été décrits précédemment [4], c'est pourquoi nous ne nous y arrêtons pas.

Calcul des coefficients d'étalonnage de transfert.

Les ordonnées se mesurent en millimètres. Pour obtenir les résultats de la réduction des observations en millimètres il faut calculer les coefficients d'étalonnage de transfert C, donnant le transfert des mesures d'enregistrement de millimètres en milligals. Ce coefficient est égal à

$$C = \frac{\bar{a}}{K} \quad (6)$$

ici \bar{a} est la valeur de division du ressort de mesure, en mgal ; K est l'échelle de l'enregistrement en mm/div. du ressort de mesure.

Comme on l'a vu plus haut, \bar{a} est déterminé de façon suffisamment sûre, c'est pourquoi la précision des coefficients d'étalonnage de transfert dépend principalement de l'étalonnage de l'échelle de l'enregistrement c'est-à-dire des valeurs de K.

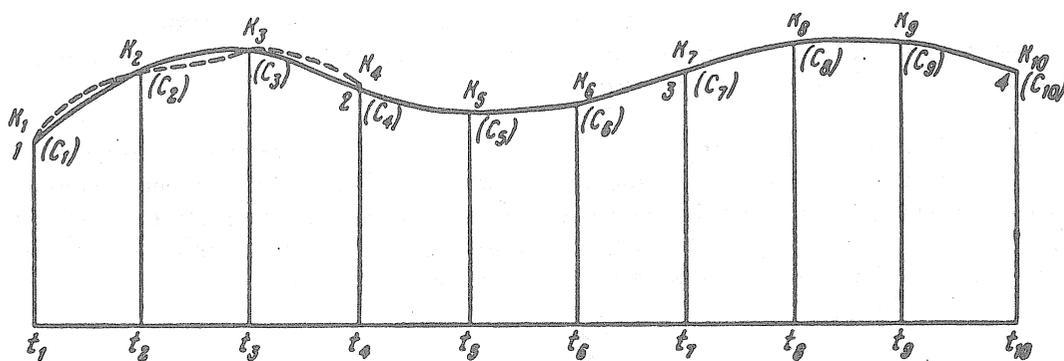


Fig. 10. - Représentation de la courbe pour le calcul des coefficients d'étalonnage de transfert.

Pour une raison dont nous parlerons dans le paragraphe suivant, nous avons calculé trois systèmes des coefficients d'étalonnage de transfert C.

Dans le premier système (ainsi appelé coefficient d'étalonnage de transfert) le coefficient a la forme d'une parabole cubique :

$$C_{t_j} = \alpha_j t^3 + \beta_j t^2 + \gamma_j t + \delta_j = 0. \quad (7)$$

où α_j , β_j , γ_j et δ_j sont les paramètres de la parabole. Ces paramètres ont été déterminés de la façon suivante. Pour une série d'un mois dont les ordonnées ont dû être soumises à l'analyse harmonique d'après les données des tables 4 et 5, on a construit une courbe à grande échelle des coefficients d'étalonnage $K = f(t)$ (fig. 10)

Sur cette courbe le laps de temps ($t_{10} - t_1$) correspond à 745 heures ou 31 jours et 1 heure (temps nécessaire pour effectuer l'analyse d'après le procédé de B.P. Pertsev).

Tout l'intervalle de temps est partagé en 9 sections et de la courbe $K(t)$ on a tiré 10 valeurs K_i ($i = 1, 2, \dots, 10$). Ensuite pour chaque instant t_i on a déterminé les valeurs :

$$C_i = \frac{\bar{a}}{K_i} \quad (6')$$

Ensuite la loi de variation de la valeur C_i , sur la durée de toute la série d'un mois, est approchée par les trois paraboles du troisième ordre qui correspondent aux points C_i de la courbe $K = f(t)$ fig. 10 (la première parabole réunit les points 1 et 2, la deuxième : les points 2 et 3 et la troisième : les points 3 et 4).

Après cela, les paramètres α_1 , β_1 , γ_1 et δ_1 , pour la première parabole par exemple, sont obtenus par les quatre équations :

$$C_i = \alpha_1 t_i^3 + \beta_1 t_i^2 + \gamma_1 t_i + \delta_1 \quad (i = 1, 2, 3, 4). \quad (7')$$

D'une façon analogue, on calcule les paramètres pour les deuxième et troisième paraboles. Le temps a été calculé pour chaque parabole depuis le moment correspondant à son point extrême gauche. Après avoir obtenu les paramètres des paraboles, toutes les ordonnées des 745 heures ont été réduites en milligals par la formule (7).

Le second système des coefficients C_1 (que nous avons appelés coefficients constants sans tenir compte de la dérive) est le suivant. Chaque coefficient pour la série mensuelle donnée a une valeur constante et se calcule comme suit : des courbes $K(t)$ construites pour chaque mois on a relevé 30 valeurs des coefficients K_i . Le coefficient C_1 pour la série mensuelle donnée se calcule comme la valeur moyenne des valeurs suivantes :

$$C_1 = \frac{1}{30} \sum_{i=1}^{30} \frac{a}{K_i}. \quad (8)$$

Enfin, on a calculé le troisième système des coefficients \bar{C}_1 qui ont également une valeur constante au cours du mois. Mais contrairement aux coefficients C_1 , ici l'influence de la dérive de l'appareil sur la détermination des coefficients K_1 a été prise en considération. Ces coefficients ont été calculés d'après la formule (8) mais au lieu de K_1 on a pris ici \bar{K}_1 obtenus par une interpolation graphique analogue.

Nous donnons dans les tables 6 et 7 les coefficients C_1 et \bar{C}_1 pour les gravimètres N° 134 et 126.

Si nous comparons la différence $\bar{C}_1 - C_1$ des tables 6 et 7 avec les différences correspondantes des tables 4 et 5 on peut alors remarquer ceci : la différence moyenne $\bar{K}_1 - K_1$ pour le gravimètre N° 134 est égale à 0,36 mm/div. du ressort de mesure, ou 1,8 % de la valeur moyenne de \bar{K}_1 . La différence moyenne $\bar{C}_1 - C_1$ pour ce gravimètre est égale à 0,000064 mgal/mm ou 1,7 % de la valeur moyenne de \bar{C}_1 . Pour le gravimètre N° 126 les valeurs moyennes de ces différences sont bien plus petites.

On voit ainsi que la correction à la dérive de l'appareil exerce une grande influence sur les coefficients d'étalonnage pour le gravimètre N° 134 bien que la dérive générale pour toute la période d'observations pour le gravimètre N° 126 soit plus grande. Cela s'explique par le fait que la correction due à la dérive ne dépend pas de la valeur absolue de la dérive, mais de ses variations au cours des deux jours de mesures utilisés pour l'étalonnage.

L'allure de la dérive pour les deux appareils est donnée à la figure 11. Pour une période de six mois d'observations, la dérive pour le gravimètre N° 134 était de 0,25 mgal et pour le gravimètre N° 126 de 0,70 mgal.

Exécution de l'analyse harmonique.

Tous les résultats d'observations ont été soumis à l'analyse harmonique par la méthode de 29 jours de B.P. Pertsev [7]. Par cette méthode, les amplitudes et les phases des ondes séparées sont calculées pour l'instant central de la série mensuelle des observations (11^h,5;15^èm^e jour des observations).

En fonction de toutes les ordonnées horaires que l'on possède, les séries mensuelles ont été composées de telle sorte que l'instant central se déplace de 10 en 10 jours.

C'est pourquoi deux séries mensuelles voisines renferment 492 ordonnées horaires générales (c'est-à-dire 20,5 jours d'observations en tenant compte des ordonnées employées pour l'élimination de la dérive).

21 de ces séries mensuelles ont été soumises à l'analyse pour le gravimètre N° 134 et 18 pour le gravimètre N° 126. Les calculs ont été effectués sur ordinateur électronique "Oural 2" d'après le programme composé par M. V. Kramer.

Initialement toutes les séries mensuelles ont été réduites avec le coefficient d'étalonnage de transfert (voir pages suivantes). Déjà après cette réduction You. S. Dobrochotov a proposé un procédé pour déterminer les coefficients d'étalonnage en tenant compte de l'influence de la dérive de l'appareil [5]. L'analyse harmonique avec les coefficients d'étalonnage, corrigés de la dérive de l'appareil, a été effectuée avec les coefficients \bar{C}_1 constants au cours du mois.

Pour évaluer l'influence du changement des coefficients d'étalonnage avec le temps au cours du mois, on a fait la comparaison des résultats de la première analyse obtenue avec les coefficients de transfert (non corrigés de la dérive) avec la seconde analyse dont les résultats ont été recalculés pour le passage des coefficients corrigés \bar{C}_1 aux non corrigés C_1 .

Table 6

Comparaison des coefficients d'étalonnage \bar{C}_1 et C_1 en tenant compte et sans tenir compte de la dérive. - Gravimètre N° 134.

Frounze.

Jour moyen des observations	Coefficient en tenant compte de la dérive \bar{C}_1	Coefficient sans tenir compte de la dérive C_1	$\frac{\bar{C}_1 - C_1}{C_1}, \%$	Jour moyen des observations	Coefficient en tenant compte de la dérive \bar{C}_1	Coefficient sans tenir compte de la dérive C_1	$\frac{\bar{C}_1 - C_1}{C_1}, \%$
1960				19.II	0,003765	0,003701	1,7
11.XI	0,003533	0,003502	0,9	1.III	0,003764	0,003679	2,2
21.XI	0,003529	0,003506	0,6	11.III	0,003715	0,003559	4,2
1.XII	0,003510	0,003499	0,3	21.III	0,003688	0,003508	4,9
11.XII	0,003540	0,003522	0,5	31.III	0,003691	0,003527	4,4
21.XII	0,003605	0,003539	1,8	10.IV	0,003734	0,003647	2,3
31.XII	0,003622	0,003523	2,7	20.IV	0,003765	0,003752	0,3
1961				30.IV	0,003756	0,003758	-0,1
10.I	0,003584	0,003477	3,0	10.V	0,003735	0,003750	-0,4
20.I	0,003592	0,003522	1,9	20.V	0,003754	0,003746	0,2
30.I	0,003674	0,003621	1,4	29.V	0,003798	0,003712	2,3
9.II	0,003755	0,003718	1,0				
				Moyenne	0,003672	0,003608	1,8

Table 7

Comparaison des coefficients d'étalonnage \bar{C}_1 et C_1 en tenant compte et sans tenir compte de la dérive. - Gravimètre N° 126.

Frounze.

Jour moyen des observations	Coefficient en tenant compte de la dérive \bar{C}_1	Coefficient sans tenir compte de la dérive C_1	$\frac{\bar{C}_1 - C_1}{C_1}, \%$	Jour moyen des observations	Coefficient en tenant compte de la dérive \bar{C}_1	Coefficient sans tenir compte de la dérive C_1	$\frac{\bar{C}_1 - C_1}{C_1}, \%$
1960				11.III	0,004026	0,004041	-0,4
14.XII	0,003918	0,003879	1,0	21.III	0,004045	0,004037	0,2
21.XII	0,003961	0,003945	0,4	31.III	0,004097	0,004073	0,6
31.XII	0,003992	0,003975	0,4	10.IV	0,004196	0,004138	1,4
1961				20.IV	0,004229	0,004155	1,7
10.I	0,003998	0,003981	0,4	30.IV	0,004170	0,004105	1,6
20.I	0,004018	0,004006	0,3	10.V	0,004044	0,004017	0,7
30.I	0,004054	0,004044	0,2	20.V	0,003978	0,003990	0,3
9.II	0,004087	0,004048	1,0	29.V	0,003978	0,004014	-0,9
19.II	0,004054	0,004050	0,1				
1.III	0,004026	0,004053	-0,7				
				Moyenne	0,004048	0,004031	0,4

Ainsi pour les observations de Frounze on a obtenu trois groupes de valeurs de δ et $\Delta\phi$

- 1) δ et $\Delta\phi$ avec les coefficients d'étalonnage de transfert C ;
- 2) δ et $\Delta\phi$ avec les coefficients C_1 ;
- 3) δ et $\Delta\phi$ avec les coefficients \bar{C}_1

(les valeurs de $\Delta\phi$ sont les mêmes pour le second et troisième groupe).

Ces valeurs sont données dans les tables 8, 10, 12, 14, 16 pour le gravimètre N° 134 et dans les tables 9, 11, 13, 15, 17 pour le gravimètre N° 126.

A la fin de chaque table les résultats moyens pour chaque onde sont déduits en fonction de toutes les séries mensuelles et nous donnons aussi les erreurs probables des valeurs moyennes d'après la convergence interne. Ces erreurs ont un caractère formel (puisque les séries mensuelles se recouvrent entre elles) et se calculent principalement pour déterminer les poids des valeurs de δ et $\Delta\phi$ en vue du calcul ultérieur de moyennes.

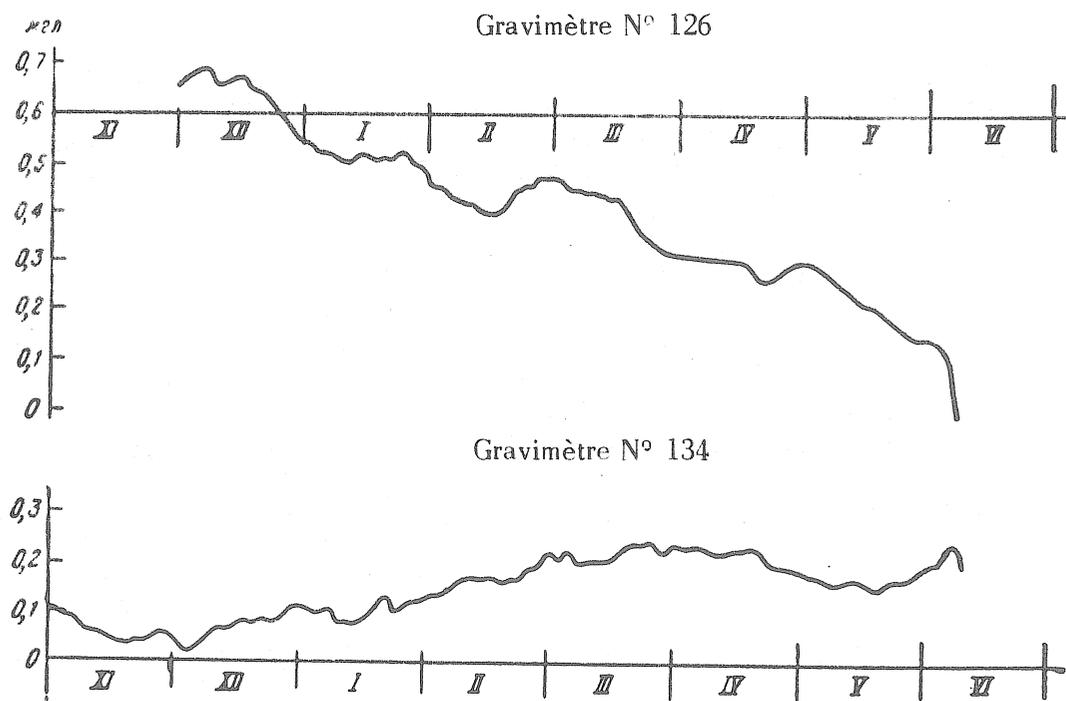


Fig. 11. Graphiques de la dérive des gravimètres pour toute la période des observations à Frounze.

Nous donnons dans les tables 18, 20 et 22 les différentes moyennes des valeurs de δ et dans les tables 19 et 20, les valeurs de $\Delta\phi$. Toutes les valeurs moyennes sont données avec des erreurs probables.

A la troisième ligne de chaque table nous donnons les valeurs du poids moyen pour les deux appareils, avec des poids égaux à la quantité de séries mensuelles ($p_{134} = 21$ et $p_{126} = 18$) et les erreurs de ϵ moyen :

$$\epsilon = \frac{1}{39} \sqrt{(21)^2 \epsilon_1^2 + (18)^2 \epsilon_2^2} \quad (9)$$

où ϵ_1 et ϵ_2 sont les erreurs prises des première et deuxième lignes.

A la quatrième ligne nous donnons les valeurs de poids moyen avec des poids égaux à $p_{134} = 1/\epsilon_1^2$; $p_{126} = 1/\epsilon_2^2$. Ici les erreurs sont calculées d'après la formule :

$$\epsilon = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\epsilon_1^2} + \frac{1}{\epsilon_2^2}}} \quad (10)$$

Aux septième et huitième lignes nous donnons les calculs de moyennes analogues par des analyses indépendantes, c'est-à-dire pour les séries mensuelles qui ne renferment pas d'ordonnées communes ; on a fait sept de ces analyses pour le gravimètre N° 134 et six pour le gravimètre N° 126. A la dernière ligne de chaque table nous donnons les résultats définitifs pour lesquels on s'est servi des valeurs prises de la quatrième ligne, on a donc introduit dans tous les δ les corrections du terme d'inertie [8] non incluses dans les lignes précédentes.

Les erreurs pour les valeurs définitives de δ et $\Delta\phi$ sont déduites de la huitième ligne car ces erreurs ont été calculées d'après des séries mensuelles indépendantes. Ces erreurs sont une fois et demi à deux fois plus grandes que celles obtenues formellement pour toutes les données. Si on compare entre elles les moyennes obtenues pour toutes les séries mensuelles avec les calculs de moyennes par les analyses indépendantes, on peut remarquer que les divergences maximales dans les valeurs de δ et $\Delta\phi$ pour les mêmes ondes ne dépassent pas 1 % et dans la plupart des cas, ces divergences sont bien plus petites (si on ne prend pas en considération l'onde N_2 dont l'amplitude est faible).

Toutes les données de Frounze ont été réduites par You.K. Saritcheva (Novosibirsk) d'après la méthode d'analyse harmonique de Lecolazet. Mais ce travail n'a pas été terminé à temps pour notre article.

EXAMEN DES RESULTATS OBTENUS

Comparaison des valeurs de δ et $\Delta\phi$ calculées avec les coefficients C et C_1 .

Comme on l'a remarqué précédemment [4], la prise en considération de la variabilité des coefficients d'étalonnage ne change pas sensiblement les résultats moyens obtenus pour δ et $\Delta\phi$.

Les résultats de la réduction des observations de marées de la force de pesanteur à Frounze confirment ces conclusions ainsi qu'on peut le voir par les tables 23, 24 et 25 données plus bas. Ces tables sont composées des valeurs moyennes de δ et $\Delta\phi$, prises des tables 8, 9, 12 et 13 (pour δ) et 10, 11, 14 et 15 (pour $\Delta\phi$).

Table 10.

Valeurs de $\Delta\phi$ pour Frounze. Gravimètre N° 134.
Réduction avec le coefficient d'étalonnage de transfert C.

Jour moyen des observations	Onde				
	M_2	S_2	N_2	O_1	K_1
1960					
11.XI	-4,3	-10,0	-2,1	-4,1	+2,7
21.XI	-3,4	-6,7	-6,4	-3,3	+1,3
1.XII	-3,6	-9,0	-1,9	-2,0	+0,4
14.XII	-4,0	-8,9	0,0	-3,3	-1,1
21.XII	-3,6	-11,0	-2,6	-1,6	-1,9
31.XII	-4,2	-10,5	-1,0	+0,7	-2,2
1961					
10.I	-4,3	-7,2	+1,0	-0,6	-1,2
20.I	-3,5	-5,7	-1,1	-2,0	-1,9
30.I	-3,8	-5,6	-8,4	-1,3	-2,6
9.II	-4,1	-7,3	-3,0	-1,6	-3,7
19.II	-4,4	-8,0	-3,5	-0,5	-2,2
1.III	-4,8	-6,9	-3,4	-0,7	-0,1
11.III	-4,2	-4,9	-9,2	-1,8	-0,6
21.III	-3,7	-6,1	-10,9	-1,4	+0,1
31.III	-2,9	-5,0	-8,3	0,5	-0,3
10.IV	-3,6	-6,8	-2,7	-2,0	-0,9
20.IV	-3,2	-5,4	-5,0	-0,2	-1,9
30.IV	-3,5	-5,6	-2,5	-0,6	-1,8
10.V	-3,1	-3,6	-7,9	-0,7	-1,4
20.V	-3,0	-2,6	-5,5	-2,6	-2,7
29.V	-2,6	-2,5	-17,6	+0,1	-2,9
Moyenne	-3,7	-6,6	-4,9	-0,8	-1,2
Erreur probable	$\pm 0,8$	$\pm 3,4$	$\pm 6,5$	$\pm 2,6$	$\pm 2,3$

Table 9.

Valeurs de δ pour Frounze. Gravimètre N° 126
Réduction avec le coefficient d'étalonnage de transfert C pour chaque série mensuelle

Jour moyen des observations	Onde				
	M_2	S_2	N_2	O_1	K_1
1960					
14.XII	1,138	1,107	1,340	1,189	1,153
21.XII	1,145	1,173	1,199	1,198	1,155
31.XII	1,149	1,156	1,094	1,203	1,136
1961					
10.I	1,141	1,137	1,156	1,141	1,125
20.I	1,138	1,125	1,237	1,125	1,120
30.I	1,135	1,117	1,239	1,127	1,110
9.II	1,124	1,064	1,116	1,138	1,084
19.II	1,143	1,089	1,007	1,166	1,093
1.III	1,163	1,098	1,440	1,208	1,123
11.III	1,159	1,140	1,179	1,163	1,129
21.III	1,161	1,141	1,166	1,145	1,147
31.III	1,166	1,141	1,224	1,148	1,128
10.IV	1,190	1,151	1,296	1,178	1,169
20.IV	1,188	1,154	1,221	1,172	1,167
30.IV	1,188	1,149	1,236	1,175	1,175
10.V	1,184	1,134	1,215	1,154	1,170
20.V	1,191	1,162	1,163	1,160	1,193
29.V	1,193	1,183	1,162	1,171	1,186
Moyenne	1,161	1,134	1,188	1,164	1,142
Erreur probable	$\pm 0,003_3$	$\pm 0,004_9$	$\pm 0,011_9$	$\pm 0,003_6$	$\pm 0,004_6$

Table 8.

Valeurs de δ pour Frounze. Gravimètre N° 134.
Réduction avec le coefficient d'étalonnage de transfert C

Jour moyen des observations	Onde				
	M_2	S_2	N_2	O_1	K_1
1960					
11.XI	1,126	1,048	1,174	1,115	1,100
21.XI	1,141	1,034	1,217	1,094	1,115
1.XII	1,129	1,064	1,158	1,098	1,093
11.XII	1,102	1,057	1,184	1,139	1,115
21.XII	1,113	1,097	1,232	1,161	1,119
31.XII	1,100	1,072	1,181	1,155	1,118
1961					
10.I	1,101	1,044	0,986	1,103	1,095
20.I	1,085	1,085	0,877	1,131	1,093
30.I	1,122	1,096	0,986	1,165	1,110
9.II	1,167	1,139	1,165	1,193	1,137
19.II	1,168	1,092	1,163	1,176	1,132
1.III	1,154	1,094	1,163	1,154	1,116
11.III	1,124	1,117	1,116	1,085	1,089
21.III	1,093	1,094	1,305	1,040	1,035
31.III	1,107	1,124	1,415	1,058	1,029
10.IV	1,142	1,116	1,372	1,134	1,086
20.IV	1,159	1,162	1,216	1,148	1,101
30.IV	1,172	1,152	1,305	1,139	1,127
10.V	1,176	1,150	1,144	1,167	1,154
20.V	1,168	1,164	1,165	1,166	1,179
29.V	1,153	1,126	1,069	1,202	1,148
Moyenne	1,133	1,101	1,170	1,134	1,109
Erreur probable	$\pm 0,04_2$	$\pm 0,05_6$	$\pm 0,18_2$	$\pm 0,06_2$	$\pm 0,17_9$

Table 11.

Valeurs de $\Delta\delta$ pour Frounze. Gravimètre N° 126.
Réduction avec le coefficient d'étalement de transfert C pour chaque série mensuelle.

Jour moyen des observations	Onde				
	M_3	S_2	N_2	O_1	K_1
1960					
14.XII	-3,1	-4,5	-5,7	-4,0	-0,5
21.XII	-3,1	-4,5	-2,5	0,0	-0,7
31.XII	-4,0	-4,6	-4,8	-2,7	-1,7
1961					
10.I	-2,5	-3,2	+0,7	+0,8	-1,9
20.I	-2,9	-3,5	-1,1	+0,1	-1,3
30.I	-3,3	-2,3	-2,3	-4,2	-1,5
9.II	-3,1	-3,9	+3,5	-3,6	-0,6
19.II	-3,7	-3,5	+0,8	-2,4	-0,8
1.III	-2,4	-2,7	-3,1	-0,3	+1,2
14.III	-3,6	-2,6	+0,5	+1,2	-0,3
24.III	-3,1	-3,1	-2,9	+0,6	-0,1
31.III	-2,5	-2,2	-1,2	-0,2	-0,9
10.IV	-2,8	-2,8	+2,3	-0,3	-0,9
20.IV	-3,4	-2,6	+5,9	+0,4	-1,2
30.IV	-3,1	-2,5	+1,4	+1,3	-2,1
10.V	-3,1	-2,0	+0,3	+0,5	-2,8
20.V	-3,5	-1,4	-3,4	-0,9	-3,4
29.V	-3,8	-0,2	-0,9	-1,8	-3,0
Moyenne	-3,2	-2,9	-0,4	-0,2	-1,2
Erreur probable	$\pm, 1_1$	$\pm, 2_6$	$\pm, 7_1$	$\pm, 3_3$	$\pm, 2_7$

Table 12.

Valeurs de δ pour Frounze. Gravimètre N° 134.
Réduction avec le coefficient d'étalement constant C_1 (sans tenir compte de la dérive de l'appareil) pour chaque série mensuelle.

Jour moyen des observations	Onde				
	M_3	S_2	N_2	O_1	K_1
1960					
11.XI	1,125	1,048	1,160	1,105	1,097
21.XI	1,140	1,036	1,184	1,091	1,114
1.XII	1,123	1,060	1,122	1,094	1,092
11.XII	1,104	1,069	1,106	1,142	1,115
21.XII	1,112	1,111	1,177	1,165	1,118
31.XII	1,101	1,071	1,133	1,154	1,116
1961					
10.I	1,105	1,051	0,916	1,108	1,098
20.I	1,087	1,061	0,945	1,123	1,093
30.I	1,120	1,110	1,011	1,155	1,111
9.II	1,162	1,137	1,122	1,200	1,140
19.II	1,164	1,109	1,077	1,171	1,131
1.III	1,158	1,094	1,115	1,161	1,116
11.III	1,120	1,094	1,063	1,083	1,082
21.III	1,089	1,083	1,151	1,033	1,031
31.III	1,099	1,106	1,225	1,058	1,027
10.IV	1,136	1,141	1,286	1,118	1,070
20.IV	1,159	1,157	1,244	1,150	1,102
30.IV	1,170	1,153	1,320	1,138	1,127
10.V	1,177	1,147	1,110	1,169	1,155
20.V	1,167	1,160	1,159	1,166	1,178
29.V	1,149	1,126	1,049	1,193	1,145
Moyenne	1,132	1,101	1,127	1,132	1,108
Erreur probable	$\pm, 014_2$	$\pm, 005_6$	$\pm, 014_5$	$\pm, 006_3$	$\pm, 003_3$

Table 13.

Valeurs de δ pour Frounze. Gravimètre N° 126.
Réduction avec le coefficient d'étalement constant C_1 (sans tenir compte de la dérive) pour chaque série mensuelle.

Jour moyen des observations	Onde				
	M_3	S_2	N_2	O_1	K_1
1960					
14.XII	1,135	1,133	1,255	1,202	1,126
21.XII	1,143	1,157	1,190	1,183	1,151
31.XII	1,150	1,152	1,414	1,201	1,137
1961					
10.I	1,141	1,139	1,175	1,145	1,125
20.I	1,140	1,122	1,272	1,127	1,121
30.I	1,132	1,124	1,239	1,118	1,109
9.II	1,124	1,064	1,116	1,139	1,083
19.II	1,144	1,088	1,008	1,166	1,093
1.III	1,164	1,093	1,141	1,208	1,123
11.III	1,159	1,137	1,176	1,163	1,128
21.III	1,161	1,138	1,147	1,146	1,149
31.III	1,163	1,134	1,146	1,151	1,129
10.IV	1,187	1,157	1,240	1,173	1,162
20.IV	1,187	1,157	1,203	1,173	1,168
30.IV	1,190	1,157	1,276	1,165	1,173
10.V	1,183	1,124	1,157	1,158	1,173
20.V	1,190	1,164	1,095	1,163	1,195
29.V	1,192	1,175	1,115	1,179	1,186
Moyenne	1,160	1,134	1,170	1,164	1,141
Erreur probable	$\pm, 003_5$	$\pm, 004_6$	$\pm, 011_0$	$\pm, 003_3$	$\pm, 004_6$

Table 14.

Valeurs de $\Delta\phi$ pour Frounze. Gravimètre N° 134.
Réduction avec le coefficient d'étalement constant C_1 pour chaque série mensuelle (sans tenir compte de la dérive).

Jours moyen des observations	Onde				
	M_1	S_1	N_1	O_1	K_1
1960					
11.XI	-4,2	-9,5	-2,1	-4,4	+2,5
21.XI	-3,4	-6,6	-6,2	-3,4	+1,3
1.XII	-3,6	-8,8	-2,0	-3,0	+0,6
11.XII	-4,1	-8,0	-1,7	-3,6	-0,9
21.XII	-3,4	-11,1	-5,3	-1,8	-1,8
31.XII	-3,9	-9,8	-4,9	+0,2	-2,1
1961					
10.I	-4,1	-7,7	-2,8	-0,3	-1,3
20.I	-3,5	-6,0	-4,0	-2,1	-1,7
30.I	-4,2	-6,7	-6,1	-0,2	-2,8
9.II	-4,1	-6,6	-4,3	+1,5	-3,6
19.II	-4,4	-7,6	-6,4	+0,9	-2,2
1.III	-4,5	-6,4	-7,2	+0,5	-0,9
11.III	-3,7	-6,0	-6,3	+0,5	-0,4
21.III	-3,7	-6,1	-8,9	+1,1	+0,4
31.III	-3,1	-5,6	-7,1	+0,1	-0,3
10.IV	-3,7	-6,1	-7,0	-1,8	-1,0
20.IV	-3,2	-5,4	-4,7	0,0	-2,0
30.IV	-3,5	-5,5	-1,4	-0,6	-1,7
10.V	-3,1	-3,7	-6,2	+0,6	-1,4
20.V	-3,0	-2,8	-3,7	-2,5	-2,7
29.V	-2,6	-1,9	-3,7	-0,3	-2,8
Moyenne	-3,7	-6,6	-4,9	-0,9	-1,2
Erreur probable	± 0,7	± 3,1	± 3,3	± 2,6	± 2,4

Table 15.

Valeurs de $\Delta\phi$ pour Frounze. Gravimètre N° 126.
Réduction avec le coefficient d'étalement constant C_1 pour chaque série mensuelle (sans tenir compte de la dérive).

Jours moyen des observations	Onde				
	M_1	S_1	N_1	O_1	K_1
1960					
14.XII	-3,3	-4,7	-4,3	-1,2	-0,4
21.XII	-3,2	-4,9	-2,6	+0,3	-0,7
31.XII	-4,0	-4,9	-3,6	+2,3	-1,6
1961					
10.I	-2,6	-2,8	+1,1	+0,6	-1,9
20.I	-2,9	-3,5	-1,2	+0,2	-1,3
30.I	-3,3	-3,3	+3,2	-0,5	-1,5
9.II	-3,3	-3,8	+3,5	-3,6	-0,6
19.II	-3,7	-3,5	+0,8	-2,4	-0,8
1.III	-2,4	-2,7	-3,0	-0,3	+1,2
11.III	-3,6	-2,7	+1,1	+1,1	-0,2
21.III	-3,2	-3,0	-2,1	+0,7	-0,2
31.III	-2,7	-2,8	-0,9	-0,4	-0,9
10.IV	-2,0	-2,4	-1,7	0,0	-1,1
20.IV	-3,2	-2,7	+2,2	+0,3	-1,1
30.IV	-2,8	-1,7	-0,6	+1,0	-1,9
10.V	-2,9	-2,4	+2,7	+0,6	-2,9
20.V	-3,4	-1,7	-3,7	-1,0	-3,4
29.V	-3,9	-1,3	-4,1	-1,1	-3,2
Moyenne	-3,1	-3,0	-0,7	-0,2	-1,2
Erreur probable	± 1,1	± 2,3	± 6,2	± 3,3	± 2,8

Table 16.

Valeurs de δ pour Frounze. Gravimètre N° 134.
Réduction avec le coefficient d'étalement
constant C_1 (en tenant compte de la dérive de
l'appareil).

Jour moyen des observations	Onde				
	M_2	S_2	N_2	O_2	K_2
1960					
11.XI	1,135	1,057	1,170	1,115	1,107
21.XI	1,148	1,043	1,192	1,098	1,121
1.XII	1,127	1,063	1,126	1,097	1,095
11.XII	1,119	1,074	1,110	1,148	1,121
21.XII	1,132	1,132	1,200	1,187	1,139
31.XII	1,131	1,102	1,165	1,187	1,148
1961					
10.I	1,138	1,084	0,944	1,142	1,132
20.I	1,109	1,082	0,964	1,145	1,115
30.I	1,136	1,127	1,026	1,172	1,127
9.II	1,174	1,148	1,133	1,212	1,151
19.II	1,185	1,128	1,096	1,191	1,150
1.III	1,185	1,119	1,141	1,188	1,141
11.III	1,169	1,142	1,110	1,130	1,130
21.III	1,144	1,139	1,210	1,086	1,084
31.III	1,149	1,157	1,281	1,107	1,074
10.IV	1,163	1,168	1,317	1,145	1,095
20.IV	1,163	1,160	1,248	1,154	1,106
30.IV	1,169	1,152	1,319	1,137	1,126
10.V	1,173	1,143	1,406	1,164	1,151
20.V	1,169	1,162	1,162	1,169	1,181
29.V	1,176	1,152	1,073	1,220	1,171
Moyenne	1,152	1,121	1,147	1,152	1,127
Erreur prob.	±,003 ₃	±,005 ₅	±,014 ₄	±,005 ₅	±,004 ₀

Table 17.

Valeurs de δ pour Frounze. Gravimètre N° 126.
Réduction avec le coefficient d'étalement
constant C_1 (en tenant compte de la dérive de
l'appareil).

Jour moyen des observations	Onde				
	M_2	S_2	N_2	O_2	K_2
1960					
14.XII	1,146	1,145	1,268	1,214	1,138
21.XII	1,148	1,161	1,195	1,187	1,156
31.XII	1,155	1,156	1,118	1,206	1,142
1961					
10.I	1,146	1,144	1,180	1,150	1,130
20.I	1,143	1,126	1,274	1,130	1,125
30.I	1,135	1,126	1,242	1,121	1,111
9.II	1,135	1,074	1,127	1,150	1,093
19.II	1,145	1,089	1,009	1,167	1,094
1.III	1,157	1,085	1,134	1,200	1,115
11.III	1,155	1,133	1,172	1,158	1,124
21.III	1,164	1,141	1,149	1,149	1,151
31.III	1,170	1,141	1,153	1,158	1,135
10.IV	1,205	1,169	1,253	1,190	1,177
20.IV	1,208	1,177	1,225	1,194	1,189
30.IV	1,209	1,175	1,295	1,184	1,192
10.V	1,191	1,132	1,165	1,166	1,181
20.V	1,186	1,161	1,092	1,160	1,191
29.V	1,181	1,165	1,106	1,169	1,176
Moyenne	1,166	1,139	1,175	1,170	1,146
Erreur prob.	±,003 ₃	±,004 ₀	±,011 ₁	±,004 ₁	±,005 ₁

Table 18.

Valeurs moyennes de δ avec le coefficient d'étalonnage de transfert C. Frounze 1960-1961

№	Caractère de la procédure de moyenne.	Onde				
		M_s	S_s	N_s	O_s	K_s
1	Moyennes de 21 séries (Gr. N° 134)	1,433±0,004 ₂	1,101±0,005 ₉	1,170±0,018 ₂	1,134±0,006 ₂	1,109±0,005 ₉
2	Moyennes de 18 séries (Gr. N° 126)	1,161±0,003 ₈	1,134±0,004 ₉	1,188±0,011 ₉	1,164±0,003 ₉	1,142±0,004 ₉
3	Moyennes des lignes 1 et 2 (p=n)	1,146±0,002 ₆	1,116±0,003 ₈	1,178±0,011 ₂	1,148±0,003 ₈	1,124±0,003 ₅
4	Moyennes des lignes 1 et 2 (p=1/ε²)	1,149±0,002 ₇	1,120±0,003 ₇	1,184±0,010 ₆	1,156±0,003 ₃	1,126±0,003 ₃
5	Moyennes par les analyses indépendantes (Gr. N° 134)	1,132±0,008 ₉	1,104±0,011 ₆	1,168±0,034 ₄	1,131±0,012 ₃	1,111±0,010 ₆
6	Moyennes par les analyses indépendantes (Gr. N° 126)	1,161±0,006 ₃	1,141±0,008 ₂	1,166±0,022 ₁	1,161±0,006 ₇	1,146±0,009 ₆
7	Moyennes des lignes 5 et 6 (p=n)	1,145±0,005 ₆	1,121±0,007 ₂	1,167±0,021 ₃	1,143±0,007 ₃	1,127±0,007 ₁
8	Moyennes des lignes 5 et 6 (p=1/ε²)	1,142±0,005 ₁	1,128±0,006 ₇	1,167±0,017 ₀	1,154±0,005 ₉	1,130±0,007 ₁
9	Correction du terme d'inertie	-0,004	-0,004	-0,004	-0,001	-0,001
10	Résultats définitifs	1,145±0,005 ₁	0,116±0,006 ₇	1,180±0,017 ₀	1,155±0,005 ₉	1,125±0,007 ₁

Table 19.

Valeurs moyennes de $\Delta\phi$ avec le coefficient d'étalonnage de transfert. Frounze 1960-1961

№	Caractère de la procédure de moyenne	Onde				
		M_s	S_s	N_s	O_s	K_s
1	Moyennes de 21 séries (Gr. N° 134)	-3,7±0,0 ₆	-6,6±0,0 ₃	-4,9±0,0 ₅	-0,8±0,0 ₂	-1,2±0,0 ₂
2	Moyennes de 18 séries (Gr. N° 126)	-3,2±0,0 ₁₁	-2,9±0,0 ₂	-0,4±0,0 ₇₁	-0,2±0,0 ₃	-1,2±0,0 ₂
3	Moyennes des deux appareils (p=n)	-3,5±0,0 ₇	-4,9±0,0 ₂₁	-2,8±0,0 ₄	-0,5±0,0 ₂	-1,2±0,0 ₁
4	Moyennes des deux appareils (p=1/ε²)	-3,5±0,0 ₆	-4,2±0,0 ₂	-2,9±0,0 ₄	-0,6±0,0 ₂	-1,2±0,0 ₁
5	Moyennes par les analyses indépendantes (Gr. N° 134)	-3,5±0,0 ₁₁	-6,5±0,0 ₆	-5,0±0,0 ₈	-1,1±0,0 ₄	-1,3±0,0 ₃
6	Moyennes par les analyses indépendantes (Gr. N° 126)	-3,3±0,0 ₁₃	-3,1±0,0 ₄	-0,5±1,4 ₃	-0,4±0,0 ₄	-1,2±0,0 ₄
7	Moyennes des lignes 5 et 6 (p=n)	-3,4±0,0 ₆	-4,9±0,0 ₄	-2,9±0,0 ₈₁	-0,8±0,0 ₃	-1,3±0,0 ₂
8	Moyennes des lignes 5 et 6 (p=1/ε²)	-3,4±0,0 ₆	-4,1±0,0 ₃	-3,9±0,0 ₇₀	-0,8±0,0 ₃₁	-1,2±0,0 ₂
9	Résultats définitifs	-3,5±0,0 ₆	-4,2±0,0 ₃	-2,9±0,0 ₇₀	-0,6±0,0 ₃₁	-1,2±0,0 ₂

Table 20.

Valeurs moyennes de δ avec le coefficient constant C_1 . Frounze 1960 - 1961.

№	Caractère de la procédure de moyenne	Onde				
		M_2	S_2	N_2	O_2	K_2
1	Moyennes de 21 séries (Gr. N° 131)	1,132 ± 0,004 ₃	1,101 ± 0,003 ₃	1,127 ± 0,014 ₃	1,132 ± 0,006 ₃	1,108 ± 0,003 ₃
2	Moyennes de 18 séries (Gr. N° 126)	1,160 ± 0,003 ₃	1,134 ± 0,004 ₃	1,170 ± 0,011 ₃	1,164 ± 0,003 ₃	1,141 ± 0,004 ₃
3	Moyennes des deux appareils (p=n)	1,145 ± 0,002 ₃	1,116 ± 0,003 ₃	1,147 ± 0,009 ₃	1,147 ± 0,003 ₃	1,123 ± 0,003 ₃
4	Moyennes des deux appareils (p=1/ε²)	1,148 ± 0,002 ₇	1,121 ± 0,003 ₃	1,152 ± 0,008 ₇	1,155 ± 0,003 ₃	1,126 ± 0,003 ₃
5	Moyennes par les analyses indépendantes (Gr. N° 134)	1,131 ± 0,008 ₃	1,102 ± 0,011 ₇	1,131 ± 0,024 ₃	1,128 ± 0,012 ₃	1,110 ± 0,011 ₁
6	Moyennes par les analyses indépendantes (Gr. N° 126)	1,161 ± 0,006 ₃	1,138 ± 0,007 ₃	1,152 ± 0,025 ₁	1,160 ± 0,005 ₃	1,146 ± 0,009 ₇
7	Moyennes des lignes 5 et 6 (p=n)	1,145 ± 0,005 ₃	1,119 ± 0,007 ₃	1,142 ± 0,017 ₃	1,143 ± 0,007 ₄	1,128 ± 0,007 ₅
8	Moyennes des lignes 5 et 6 (p=1/ε²)	1,151 ± 0,005 ₁	1,127 ± 0,006 ₃	1,144 ± 0,017 ₅	1,155 ± 0,005 ₁	1,130 ± 0,007 ₃
9	Correction au terme d'inertie	-0,004	-0,004	-0,004	-0,001	-0,001
10	Résultats définitifs	1,144 ± 0,005 ₁	1,117 ± 0,006 ₃	1,148 ± 0,017 ₅	1,156 ± 0,005 ₁	1,125 ± 0,007 ₃

Table 21.

Valeurs moyennes de δ avec le coefficient constant C_1 . Frounze 1960 - 1961

№	Caractère de la procédure de moyenne	Onde				
		M_2	S_2	N_2	O_2	K_2
1	Moyennes de 21 séries (Gr. N° 131)	-3,7 ± 0,07	-6,6 ± 0,3 ₁	-4,9 ± 0,3 ₁	-0,9 ± 0,2 ₃	-1,2 ± 0,2 ₁
2	Moyennes de 18 séries (Gr. N° 126)	-3,1 ± 0,12	-3,0 ± 0,2 ₃	-0,7 ± 0,6 ₃	-0,2 ± 0,3 ₃	-1,2 ± 0,2 ₃
3	Moyennes des deux appareils (p=n)	-3,4 ± 0,06	-4,9 ± 0,2 ₃	-3,0 ± 0,3 ₃	-0,6 ± 0,2 ₃	-1,2 ± 0,1 ₃
4	Moyennes des deux appareils (p=1/ε²)	-3,6 ± 0,06	-4,4 ± 0,1 ₃	-4,0 ± 0,2 ₃	-0,6 ± 0,2 ₃	-1,2 ± 0,1 ₃
5	Moyennes de sept séries (Gr. N° 134)	-3,5 ± 0,11	-6,5 ± 0,6 ₃	-5,6 ± 0,4 ₅	-1,1 ± 0,4 ₃	-1,2 ± 0,3 ₇
6	Moyennes de six séries (Gr. N° 126)	-3,3 ± 0,11	-3,2 ± 0,4 ₃	-1,1 ± 0,9 ₃	-0,3 ± 0,4 ₃	-1,2 ± 0,4 ₃
7	Moyennes des lignes 5 et 6 (p=n)	-3,4 ± 0,06	-5,0 ± 0,3 ₃	-3,5 ± 0,3 ₃	-0,7 ± 0,3 ₂	-1,2 ± 0,2 ₃
8	Moyennes des lignes 5 et 6 (p=1/ε²)	-3,4 ± 0,06	-4,3 ± 0,3 ₃	-4,7 ± 0,3 ₃	-0,7 ± 0,3 ₃	-1,2 ± 0,2 ₃
9	Résultats définitifs	-3,6 ± 0,06	-4,4 ± 0,3 ₃	-4,0 ± 0,3 ₃	-0,6 ± 0,3 ₃	-1,2 ± 0,2 ₃

Table 22.

Valeurs moyennes de δ avec le coefficient constant C_1 . Frounze 1960 - 1961.

№	Caractère de la procédure de moyenne	Onde					
		M_0	S_0	V_0	O_0	K_0	
1	Moyennes de 21 séries (Gr. N° 134)	1,152 ± 0,003 ₃	1,121 ± 0,005 ₅	1,147 ± 0,014 ₅	1,152 ± 0,005 ₅	1,127 ± 0,004 ₀	
2	Moyennes de 18 séries (Gr. N° 126)	1,166 ± 0,003 ₀	1,139 ± 0,004 ₀	1,175 ± 0,011 ₀	1,170 ± 0,004 ₁	1,146 ± 0,005 ₁	
3	Moyennes de deux appareils (p=n)	1,158 ± 0,002 ₂	1,129 ± 0,003 ₇	1,160 ± 0,009 ₃	1,160 ± 0,003 ₃	1,136 ± 0,003 ₂	
4	Moyennes de deux appareils (p=1/ε ²)	1,158 ± 0,002 ₅	1,132 ± 0,003 ₇	1,163 ± 0,008 ₀	1,164 ± 0,003 ₅	1,134 ± 0,003 ₂	
5	Moyennes de 7 analyses indépendantes (Gr. N° 134)	1,150 ± 0,000 ₅	1,121 ± 0,010 ₀	1,153 ± 0,024 ₁	1,147 ± 0,001 ₃	1,128 ± 0,008 ₀	
6	Moyennes de 6 analyses indépendantes (Gr. N° 126)	1,166 ± 0,007 ₁	1,142 ± 0,008 ₇	1,157 ± 0,026 ₀	1,164 ± 0,008 ₅	1,151 ± 0,010 ₁	
7	Moyennes des lignes 5 et 6 (p=n)	1,157 ± 0,004 ₇	1,131 ± 0,006 ₇	1,155 ± 0,017 ₀	1,155 ± 0,006 ₃	1,138 ± 0,006 ₂	
8	Moyennes des lignes 5 et 6 (p=1/ε ²)	1,157 ± 0,004 ₇	1,134 ± 0,007 ₁	1,155 ± 0,017 ₃	1,156 ± 0,005 ₀	1,136 ± 0,008 ₅	
9	Correction au terme d'inertie	-0,001	-0,004	-0,004	-0,001	-0,001	
10	Résultats définitifs	1,154 ± 0,004 ₇	1,128 ± 0,007 ₁	1,159 ± 0,017 ₃	1,163 ± 0,005 ₄	1,133 ± 0,008 ₅	

Comme on le voit par la table 23, les valeurs moyennes de δ ne diffèrent pas entre elles de plus de deux unités du troisième chiffre (à l'exception de l'onde N_2).

Les valeurs de $\Delta\phi$ pour les ondes correspondantes diffèrent entre elles de moins de $0^{\circ}1$ (également si on exclut l'onde N_2). Puisque le fait de prendre en considération la continuité des variations du coefficient d'étalonnage ne change pas sensiblement les résultats définitifs de δ et $\Delta\phi$, il apparaît qu'il ne serait pas obligatoire de l'employer dans la suite puisque cela complique la réduction, particulièrement si l'on tient compte de la dérive de l'appareil.

Comparaison des valeurs de δ calculées avec les coefficients d'étalonnage C_1 et \bar{C}_1 .

Il semble également intéressant de comparer entre elles les valeurs de δ , calculées avec les coefficients d'étalonnage tenant compte de la dérive (\bar{C}_1) et n'en tenant pas compte (C_1).

Dans ce but, comparons les valeurs moyennes de δ prises dans les tables 12, 13, 16 et 17 : les valeurs de δ calculées avec les coefficients C_1 et \bar{C}_1 pour le gravimètre N° 134 diffèrent sensiblement : la concordance intérieure pour les analyses séparées avec le coefficient \bar{C}_1 est un peu meilleure, ce que l'on constate par les erreurs données.

Pour le gravimètre N° 126 le calcul de la dérive des variations importantes n'a pas été introduit dans les résultats. De même la concordance intérieure n'a pas changé sensiblement.

Table 23

Moyennes de δ , obtenues avec le coefficient d'étalonnage de transfert (C) et le coefficient d'étalonnage constant (C_1).

Onde	Gravimètre N° 134		Gravimètre N° 126	
	C	C_1	C	C_1
M_2	$1,133 \pm 4,2$	$1,132 \pm 4,2$	$1,161 \pm 3,5$	$1,160 \pm 3,5$
S_2	$1,101 \pm 5,6$	$1,101 \pm 5,6$	$1,134 \pm 4,5$	$1,134 \pm 4,9$
N_2	$1,170 \pm 18,1$	$1,127 \pm 17,5$	$1,188 \pm 11,9$	$1,170 \pm 11,0$
O_1	$1,134 \pm 8,2$	$1,132 \pm 6,3$	$1,164 \pm 3,9$	$1,164 \pm 3,7$
K_1	$1,109 \pm 5,0$	$1,108 \pm 5,3$	$1,142 \pm 4,9$	$1,141 \pm 4,9$

Table 24

Moyennes de $\Delta\delta$, obtenues avec le coefficient d'étalonnage de transfert (C) et le coefficient d'étalonnage constant (C_1)

Onde	Gravimètre N° 134		Gravimètre N° 126	
	c	c_1	c	c_1
M_2	$-3,7 \pm 0,8$	$-3,7 \pm 0,7$	$-3,2 \pm 0,7$	$-3,1 \pm 0,8$
S_2	$-6,6 \pm 3,1$	$-6,6 \pm 3,4$	$-2,9 \pm 1,7$	$-3,0 \pm 1,7$
N_2	$-4,9 \pm 3,1$	$-4,9 \pm 6,3$	$-0,4 \pm 4,7$	$-0,7 \pm 4,1$
O_1	$-0,8 \pm 2,6$	$-0,8 \pm 2,5$	$-0,2 \pm 2,1$	$-0,2 \pm 2,2$
K_1	$-1,2 \pm 2,2$	$-1,2 \pm 2,1$	$-1,2 \pm 1,8$	$-1,2 \pm 1,5$

Table 25

Moyennes de δ calculées avec les coefficients constants sans tenir compte de la dérive (C_1) et en tenant compte (\bar{C}_1)

Onde	Gravimètre N° 134		Gravimètre N° 126	
	c	\bar{c}_1	c	\bar{c}_1
M_2	$1,132 \pm 4,2$	$1,152 \pm 3,3$	$1,160 \pm 3,5$	$1,166 \pm 3,9$
S_2	$1,101 \pm 5,6$	$1,091 \pm 3,3$	$1,134 \pm 4,5$	$1,139 \pm 4,9$
N_2	$1,127 \pm 14,5$	$1,117 \pm 14,5$	$1,170 \pm 11,0$	$1,170 \pm 11,8$
O_1	$1,132 \pm 6,3$	$1,152 \pm 5,5$	$1,164 \pm 3,9$	$1,170 \pm 4,1$
K_1	$1,108 \pm 5,3$	$1,127 \pm 4,0$	$1,141 \pm 4,9$	$1,146 \pm 5,1$

Il est très important de constater qu'après l'introduction de la correction de dérive la convergence des résultats pour les deux appareils s'améliore fortement comme c'est indiqué ci-après.

La prise en considération de la dérive a augmenté les valeurs moyennes de δ pour le gravimètre 134 de 1,8 % et pour le gravimètre N° 126 de 0,5 %. Cela donne en moyenne une augmentation de la valeur de δ pour les deux appareils de 1,2 %, ce qui est déjà sensible pour la comparaison des déformations de marées dans les différentes régions.

C'est pourquoi il faut dans l'avenir effectuer la réduction des observations de marées avec les coefficients d'étalonnage \bar{C}_1 corrigés de la dérive de l'appareil.

A présent, la dérive est incluse dans le programme de réduction des observations des marées sur la machine M - 20.

Comparaison de δ et $\Delta\phi$ obtenus pour les deux appareils.

La comparaison des valeurs de δ obtenues pour les deux appareils, de la même façon que dans les observations de Tashkent [4], est caractérisée ici par la valeur de $\Delta\delta/2$ pour les ondes correspondantes. Ici $\Delta\delta$ désigne la différence des valeurs de δ obtenues par des appareils séparés pour la même série mensuelle.

Ces valeurs sont données dans la table 26 (δ pour le calcul des différences de $\Delta\delta$ pris des tables 18, 20 et 22 (lignes 1 et 2)).

Comme on le voit par la table 26, $\Delta\delta/2$ est ici une valeur systématique et dépend apparemment du procédé de détermination du coefficient d'étalonnage puisqu'avec le calcul de la correction de la dérive, la valeur de $\Delta\delta/2$ diminue.

Comparons également la différence du retard de phase pour les appareils séparés. Pour cela prenons les valeurs de $\Delta\phi$ de la table 21 (lignes 1 et 2).

Onde	$\Delta\phi_{134}$	$\Delta\phi_{126}$	$\Delta\phi_{134} - \Delta\phi_{126}$
M_2	- 3,7	- 3,1	- 0,6
S_2	- 6,6	- 3,0	- 3,6
N_2	- 4,9	- 0,7	- 4,2
O_1	- 0,9	- 0,2	- 0,7
K_1	- 1,2	- 1,2	0,0

La valeur $\Delta\phi_{134} - \Delta\phi_{126}$ a également un caractère systématique (à l'exception de l'onde K_1), mais selon toute apparence cela peut s'expliquer par un retard instrumental différent pour des appareils différents.

On effectue à présent à l'Institut de Physique de la Terre de l'Académie des Sciences d'URSS des travaux sur la détermination du retard instrumental, mais ils ne sont pas encore terminés.

Table 26.

$$\text{Valeur } \frac{\Delta\delta}{2} = \frac{1}{2} (\delta_{126} - \delta_{134}) \text{ pour différents C}$$

Onde	Aspect du coefficient d'étalonnage		
	C	C_1	\bar{C}_1
M_2	0,014	0,014	0,007
S_2	0,016	0,016	0,009
N_2	0,009	0,021	0,014
O_1	0,015	0,016	0,009
K_1	0,016	0,016	0,010

Calcul de la valeur moyenne générale de δ et $\Delta\delta$

Comme on le sait, la méthode d'analyse harmonique de B.P. Pertsev permet de séparer cinq ondes.

L'onde N_2 , en raison de la petitesse de son amplitude, s'obtient moins sûrement, c'est pourquoi elle n'est pas incluse dans la détermination de la moyenne générale.

L'onde K_1 ne s'inclut pas non plus, car sa fréquence est très proche de la fréquence de résonance de la nutation diurne (la période de l'onde K_1 est égale au jour sidéral). C'est pourquoi lors de la détermination de la moyenne générale de δ , on n'a pris que trois ondes (M_2 , S_2 et O_1).

1. En faisant la moyenne générale non pondérée, nous obtenons * $\delta(M, S, O_1) = 1,148 \pm 0,005_5$.
2. Si on prend la moyenne avec des poids égaux à $p_i = A_i$, où A_i est l'amplitude de l'onde correspondante, nous avons $\delta(M_2, S_2, O_1) = 1,150 \pm 0,0030$.
3. Si on prend la moyenne avec les poids habituels $p = 1/\epsilon^2$ alors nous obtiendrons :

$$\delta(M_2, S_2, O_1) = 1,152 \pm 0,003_3$$

Si, comme dans les observations de Tashkent [8], on prend cette dernière valeur comme définitive, alors nous obtiendrons pour le point "Frounze"

$$\delta = 1,152 \pm 0,003$$

A Tashkent la valeur obtenue est :

$$\delta = 1,148 \pm 0,001.$$

Il y a intérêt à calculer la valeur $\delta(K_1) - \delta(O_1)$ dont la valeur moyenne à Frounze est :

$$\delta(K_1) - \delta(O_1) = - 0,025 \pm 0,003,$$

si on détermine l'erreur d'après la convergence intérieure des résultats des analyses séparées. Ce résultat confirme les calculs théoriques de M.S. Molodenskii sur l'influence du noyau liquide sur la résonance entre la nutation journalière et l'onde de marée K_1 .

Moyennes de $\Delta\delta$ pour les deux appareils.

De la table 21 (ligne 8) on peut déduire les moyennes pour les ondes semi-diurnes et diurnes.

* Le calcul des moyennes se fait pour les valeurs de δ calculées avec les coefficients \bar{C}_1 .

Pour les ondes M_2 et S_2 nous obtenons : les moyennes simples

$$\Delta\phi (M_2, S_2) = - 4^{\circ},0 \pm 0^{\circ},23 ;$$

les moyennes avec un poids égal à $1/\epsilon^2$,

$$\Delta\phi (M_2, S_2) = - 3^{\circ},6 \pm 0^{\circ},08 ;$$

pour les ondes O_1 et K_1 : les moyennes simples

$$\Delta\phi (O_1, K_1) = - 0^{\circ},9 \pm 0^{\circ},24 ;$$

les moyennes avec poids $1/\epsilon^2$

$$\Delta\phi (O_1, K_1) = - 0^{\circ},9 \pm 0^{\circ},24.$$

Les valeurs du retard de phase doivent être encore corrigées du retard instrumental ce qui sera fait dans la suite.

En conclusion, les auteurs expriment leurs remerciements au directeur de la station sismique de "Frounze" P.A. Skountchii et au collaborateur de l'Institut de Géologie et de Géophysique de la filiale de Sibérie de l'Académie des Sciences d'URSS You. K. Saritcheva pour son concours et son aide dans l'organisation des observations et également aux collaborateurs de l'Institut de Physique de la Terre de l'Académie des Sciences d'URSS, M.V. Kramer et V.V. Jarkov pour leur participation dans la réduction des données d'observations.

BIBLIOGRAPHIE

1. You.S. DOBROCHOTOV, B.D. BELIKOV, M.V. KRAMER, B.P. PERTSEV.
Observations des variations de marées de l'accélération de la force de pesanteur à Poulkovo en 1958.
Recueil : "Recherches gravimétriques" N° 1, série "Résultats AGI" Ed. Ac. des Sc. URSS, 1960
2. V.A. VOLKOV.
L'influence de la non-linéarité de l'échelle du galvanomètre enregistreur sur les résultats des observations des marées terrestres.
"Etude des marées terrestres" N° 3, série "Résultats de l'AGI" Ed. Ac. des Sc. URSS, 1963
Traduction BIM N° 36 pp. 1210-1222 1964.

3. B.P. PERTSEV

Essai de détermination des coefficients d'étalonnage de l'enregistrement lors des observations des variations de marées de la force de pesanteur.

Recueil : "Recherches Gravimétriques" N° 1 série : "Résultats de l'AGI" Ed. Ac. des Sciences d'URSS, 1960.

4. N.N. PARIISKII, D.G. GRIDNIEV, S.N. BARSENKOV, You.K. SARITCHEVA, M.V. KRAMER
Variations de marées de la force de pesanteur à Tashkent.

Recueil : "Etude des marées terrestres" N° 3, série "Résultats de l'AGI" Ed. Ac. des Sc. de l'URSS, 1963.

Traduction BIM N° 38 pp. 1298-1330 1964

5. You. S. DOBROCHOTOV

Erreurs de détermination du coefficient d'étalonnage pendant l'enregistrement des marées, dues à la dérive du gravimètre.

Recueil : "Etude des marées terrestres", N° 3 série "Résultats de l'AGI" Ed. Ac. des Sc. d'URSS 1963.

Traduction BIM N° 36 pp. 1198-1204 1964.

6. M.V. IVANOVA

Comparaison des différentes méthodes pour combler les lacunes dans les observations de marées.

Recueil "Etude des marées terrestres" N° 3 série "Résultats de l'AGI" Ed. Ac. des Sc. de l'URSS, 1963.

Traduction BIM N° 36 pp. 1205-1209 1964

7. B.P. PERTSEV

Analyse harmonique des marées élastiques

Ed. Ac. des Sc. de l'URSS série Géophysique, 1958 N° 8.

8. N.N. PARIISKII

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

Recueil "Recherches Gravimétriques" N° 1 série "Résultats de l'AGI" Edit. Ac. des Sc. de l'URSS, 1960.

Traduction.

OBSERVATIONS DES VARIATIONS DE MAREES DE LA FORCE DE PESANTEUR A MOSCOU

(Institut Astronomique de l'état du nom de P.K. Sternberg : G.A.I.S.)

B.P. Pertsev, M.V. Ivanova.

Acad. Sc. URSS. Institut de Physique Terrestre Schmidt.
Etudes sur les Marées Terrestres. Moscou 1964.

НАБЛЮДЕНИЯ ПРИЛИВНЫХ ВАРИАЦИЙ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ В МОСКВЕ.

-Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга-

Б.П. Перцев, М.В. Иванова.

Академия Наук СССР. Институт Физики Земли им. О.Ю. ШМИДТА

Изучение Земных Приливов. Москва 1964.

Les observations de variations de marées de la force de pesanteur au G.A.I.S. (monts Lénine) ont été effectuées depuis le milieu de novembre 1959 jusqu'au début avril 1960 avec le gravimètre GS-11 N° 135. Les coordonnées du point d'observations sont $\phi = 55^{\circ}41'59''{,}5$ lat. Nord, $\lambda = 37^{\circ}32'40''{,}2$ long. Est. La hauteur au-dessus du niveau de la mer: $h = 187$ m. L'appareil a été placé dans une salle du laboratoire gravimétrique, au rez-de-chaussée du bâtiment. Le régime de température forcé dans la salle ne se maintenait pas. Pour tout le temps des observations la température dans la salle thermique a varié dans les limites de 16 à 21° C. Les variations journalières de la température dépassaient rarement 1°,5. L'humidité relative se maintenant dans les limites de 20 à 30 %.

L'enregistrement des marées s'est effectué sur un enregistreur photoélectrique de la firme Bruno-Langé avec une échelle d'enregistrement d'environ 4 $\mu\text{gal}/\text{mm}$. La vitesse de déroulement du papier dans l'enregistreur est de 6,8 mm/heure. Les marques horaires ont été faites par les horloges à contact contrôlées par les signaux de temps. Les écarts maximums des marques horaires en fonction des signaux radio ne dépassaient pas 0,5 min.

L'alimentation électrique de l'enregistreur et des thermostats a été assurée par le réseau urbain avec une stabilisation préliminaire de la tension. On a branché deux accumulateurs НКП-100 dans les circuits des thermostats d'après un schéma en tampon.

L'alimentation de la lampe des photo-éléments a été réalisée directement à partir de deux accumulateurs. La tension sur la lampe a été contrôlée à l'aide d'un voltmètre de 0,5 et était maintenue égale à $5,90 \pm 0,01$ V à l'aide du magasin de résistances. La température de thermostatisation du gravimètre était égale à 35°.

Depuis la seconde moitié de janvier 1960 la qualité de l'enregistrement de marée s'est altérée sensiblement à cause des accrocs dans l'enregistreur. Par conséquent, nous ne donnons dans cette note que les résultats de la réduction des deux premiers mois d'observations.

La non-linéarité de l'échelle du galvanomètre extérieur a été déterminée deux fois. Les deux déterminations ont donné des résultats identiques correspondant avec les résultats des recherches antérieures du galvanomètre de l'appareil N° 13. Conformément à ces déterminations, l'échelle du galvanomètre est tout à fait linéaire dans les limites de l'erreur de mesure, étant donné qu'il n'a pas été nécessaire d'introduire des corrections quelconques dans les ordonnées mesurées.

L'étalonnage de l'échelle du gravimètre a été effectué trois fois au cours des observations par le roulement des billes. Les résultats de l'étalonnage, de même que les données du bordereau du gravimètre sont donnés dans la table 1. Il convient de noter que les données du bordereau se rapportent à la température de thermostatisation de 40°. Pour la réduction ultérieure des données d'observation, on a pris la moyenne arithmétique des valeurs obtenues du coefficient d'étalonnage. Comme nous le voyons par la table, la valeur prise diffère de la valeur du bordereau de 0,1 % au total.

Table 1.

Résultats de l'étalonnage de l'échelle du gravimètre

Date	Nombre de roulements des billes	Coefficient d'étalonnage $\mu\text{gal}/0,01$ div. d'échelle
4.II. 1959	8	73,114
1.II. 1960	8	73,173
14.IV.1960	8	73,172
Moyenne		$73,15 \pm 0,02$
Valeur selon le bordereau pour $t = 40^\circ \text{C}$		73,08

La détermination du coefficient d'étalonnage K de l'enregistrement (nombre mm en 0,01 div. de l'échelle) s'est effectuée chaque semaine en opérant, à l'aide du ressort, deux déplacements séparés par un intervalle d'un jour. Par la méthode décrite en [1], pour chaque paire de déplacements on a déterminé 24 valeurs de K dont les valeurs moyennes (\bar{K}) sont données dans la table 2. Lors des étalonnages effectués les 21-22 novembre 1959 et les 4-5 janvier 1960, on a fait pour chacun trois déplacements également séparés par un intervalle journalier. Dans ce cas, à chaque étalonnage on a obtenu deux séries des valeurs de K . Mais puisque pour ces étalonnages doubles un déplacement était commun, on ne peut considérer ces séries comme indépendantes. C'est pourquoi, dans les calculs suivants, chaque composante des étalonnages doubles a été prise avec un poids de 0,5. Comme l'a montré You. S. Dobrochotov [2] la dérive de l'appareil, lors de la détermination de l'échelle d'enregistrement, peut dans certains cas changer sensiblement les résultats. C'est pourquoi on a déterminé la dérive en fonction des enregistrements de marées par la méthode décrite en [3] et on a calculé les corrections dans les coefficients d'étalonnage \bar{K} .

Table 2.

Coefficients d'étalonnage de l'enregistrement.

Date	\bar{K} mm/div. de l'échelle	Correction à la dérive	K' mm/div. de l'échelle	C $\mu\text{gal l/mm}$
1959				
21.XI	16,71	+ 1,02	17,73	
22.XI	16,83	+ 1,11	17,94	
29.XI	14,75	+ 3,11	17,86	
6.XII	18,78	- 0,68	18,10	
13.XII	17,45	+ 0,53	17,98	
20.XII	18,83	- 0,60	18,23	
28.XII	19,21	- 1,27	17,97	
1960				
4.I	17,68	- 0,20	17,48	
5.I	19,07	- 1,84	17,23	
12.I	14,62	+ 2,18	16,80	
Moyenne générale le \bar{K}'			17,77 \pm 0,17	4,116
Moyennes de \bar{K}' pour les séries séparées				
Jour central				
7.XII.1959			18,01	4,062
17.XII.1959			18,04	4,055
27.XII.1959			17,76	4,119
6.I.1960			17,32	4,223
Moyenne pour une série de 50 jours				
17.XII.1959			17,86	4,096

Ces corrections et les valeurs corrigées de K' des coefficients \bar{K} sont également données dans la table 2. Nous donnons également les valeurs moyennes de \bar{K}' pour toutes les données réduites, les valeurs moyennes pour les séries mensuelles séparées déplacées l'une par rapport à l'autre de 10 jours et aussi la moyenne pour une série de 50 jours. Les valeurs moyennes des coefficients \bar{K}' , pour les séries mensuelles séparées sont déterminées à partir du graphique construit pour toutes les données réduites. Dans la dernière colonne de la table 2 nous donnons les coefficients d'étalonnage C indiquant le nombre de microgals pour 1 mm d'enregistrement.

L'analyse harmonique a été faite d'après le schéma de 29 jours quelque peu modifié en comparaison avec [4]. Le changement réside dans la prise en compte de quelques ondes faibles supplémentaires voisines en fréquence des ondes O_1 et N_2 . Pour les ondes de l'harmonique du troisième ordre, on a pris en conformité avec M.S. Molodenskii [5] $\delta_3 = 0,913 \delta_2$. En outre, on a tenu compte d'une petite altération des ondes qui sont obtenues lors du calcul préliminaire de la dérive de l'appareil. L'analyse et l'élimination préliminaire de la dérive [3] ont été effectuées sur ordinateur électronique d'après le programme composé par M.V. Kramer. Les résultats de l'analyse harmonique sont donnés dans les tables 3 et 4.

Nous donnons dans la table 3 les valeurs $\delta = 1 + h - 3/2 k$ pour les ondes cherchées. Dans la première partie de la table, nous avons pris pour le calcul de δ différentes valeurs des coefficients d'étalonnage C pour chaque série mensuelle (voir table 2). Dans la seconde partie de la table, on a déterminé δ pour toutes les séries mensuelles avec un coefficient d'étalonnage $C = 4,116 \mu\text{gal}/\text{mm}$. Toutes les valeurs de δ données dans la table sont corrigées du terme d'inertie [6]

Table 3
Valeurs $\delta = 1 + h - 3/2 k$ à G.A.I.S.

Jour moyen de la série	Onde					C $\mu\text{gal}/\text{mm}$
	M_2	S_2	N_2	K_1	O_1	
Analyse de séries de 29 jours						
1959						
7.XII	1,155	1,178	1,157	1,142	1,243	4,062
17.XII	1,175	1,179	1,095	1,138	1,237	4,055
27.XII	1,155	1,193	1,144	1,158	1,197	4,119
1960						
6.I	1,199	1,211	1,265	1,193	1,239	4,223
Moyenne	1,171	1,190	1,165	1,158	1,229	
1959						
7.XII	1,171	1,194	1,173	1,157	1,259	4,116
17.XII	1,193	1,196	1,112	1,155	1,255	4,116
27.XII	1,154	1,192	1,143	1,157	1,196	4,116
1960						
6.I	1,169	1,180	1,233	1,163	1,207	4,116
Moyenne	1,172	1,190	1,165	1,158	1,229	
Analyse d'une série de 50 jours						
1959						
17.XII	1,179	1,190	1,125	1,148	1,253	4,096

Table 4
Valeurs du retard de phase à G.A.I.S.

Jour moyen de la série	Onde				
	M_2	S_2	N_2	K_1	O_1
Analyse de séries de 29 jours					
1959					
7.XII	-1,4	-4,6	+2,2	+0,7	+0,7
17.XII	-1,1	-5,3	+0,7	+1,4	+1,8
27.XII	-0,7	-2,6	-7,1	+1,1	+1,9
1960					
6.I	-2,9	-4,8	-9,6	+1,1	+3,0
Moyenne	-1,5	-4,3	-3,4	+1,1	+1,8
Analyse d'une série de 50 jours					
1959					
17.XII	-1,3	-4,5	-5,0	+0,2	-1,8

Nous donnons dans la table 4 les valeurs du retard $\Delta\phi$. Le signe "moins" correspond à un retard de la marée observée par rapport à la marée statique.

Dans les dernières lignes des tables 3 et 4 nous donnons les résultats de l'analyse harmonique d'après le schéma de 50 jours [7] avec le coefficient correspondant C de la table 2 pour le jour central du 17 décembre 1959.

En conclusion, c'est un agréable devoir que d'exprimer nos remerciements aux collaborateurs scientifiques de G.A.I.S. N.P.Grouchinskii et M.Ou.Sagitov pour leur aide dans l'organisation des observations. Les auteurs remercient également N.N.Pariiskii pour ses conseils et son aide lors de la réalisation de ce travail et V.V.Jarkov pour sa grande aide lors des observations.

BIBLIOGRAPHIE

1. B.P. PERTSEV
Essai de détermination des coefficients d'étalonnage de l'enregistrement lors des observations de marées de la force de pesanteur.
"Recherches gravimétriques" N° 1 série "Résultats AGI. Ed. Ac. des Sc. URSS, 1960.
2. You. S. DOBROCHOTOV.
Erreurs de détermination du coefficient d'étalonnage pendant l'enregistrement des marées dues à la dérive du gravimètre
"Etude des marées terrestres" N° 3 série "Résultats AGI", Ed. Ac. des Sc. URSS, 1963.
BIM N° 36, pp. 1198-1204 1964.
3. B.P. PERTSEV.
Sur le calcul de la dérive lors de l'observation des marées élastiques.
Ed. Ac. des Sc. URSS, série Géoph. 1959, N° 4.
4. B.P. PERTSEV
Analyse harmonique des marées élastiques.
Ed. Ac. des Sc. URSS, série Géoph. 1958, N° 8.
5. M.S. MOLODENSKII, M.V. KRAMER
Nombres de Love pour les marées terrestres statiques du 2ème et 3ème ordres.
"Marées terrestres et nutation de la Terre" Ed. Ac. des Sc. URSS, 1961.
BIM N° 17 pp. 1935-1950 1967
6. N.N. PARIISKII
Correction aux accélérations verticales lors des observations des variations de marées de la force de pesanteur.
"Recherches gravimétriques" N° 1 série "Résultats de l'AGI" Ed. Ac. des Sc. URSS 1960.
7. B.P. PERTSEV
Analyse harmonique de séries de 50 jours d'observations de variations des marées de la force de pesanteur
"Etude des marées terrestres" N° 2 série "Résultats de l'AGI" Ed. Ac. des Sc. URSS, 1961.
BIM N° 26 pp. 554-571, 1961.

Traduction

RESULTATS DES OBSERVATIONS CLINOMETRIQUES DANS LA REGION DE KAZAN POUR
1960 - 1962

A. E. Ostrovskii, L. Y. Mironova, Y. A. Ourasina
Acad. Sc. URSS. Institut de Physique Terrestre Schmidt.
Etudes sur les Marées Terrestres. Moscou 1964.

РЕЗУЛЬТАТЫ НАКЛОНОМЕРНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ В РАЙОНЕ
КАЗАНИ ЗА 1960-1962 гг.

А.Е. Островский, Л.И. Миронова, И. А. Урасина.

Академия Наук СССР. Институт Физики Земли им. О.Ю. ШМИДТА
Изучение Земных Приливов. Москва 1964.

On sait depuis longtemps que les observations dans les stations clinométriques éloignées des océans et des importants massifs rocheux, présentent un grand intérêt dans la question de l'étude des marées terrestres [1,2].

La région de Kazan occupe sous ce rapport une situation géographique favorable ce qui a déjà été indiqué par l'académicien A.Ya. Orlov, qui a proposé d'ouvrir une station pour l'étude des marées terrestres sur le territoire de l'Observatoire astronomique du nom de V.P.Engelgardt (O.A.E.) qui se trouve à 20 km à l'ouest de Kazan.

La construction de cette station a été commencée en 1934 et terminée en 1950. Ses coordonnées sont : $\phi = 55^{\circ}50' \text{L.N.}$, $\lambda = 48^{\circ}48' \text{ long. Est.}$

Le local souterrain de la station (nous l'appellerons cave) est situé à une distance de 200 à 300 m. des bâtiments d'habitation de l'O.A.E. La cave se trouve dans des terrains sédimentaires tendres (sable et argile) à une profondeur de 10 m et se compose de deux salles situées dans la direction du méridien. La première salle isole la seconde du puits où descend l'escalier. Les instruments sont installés dans la seconde salle dont les dimensions sont : longueur : 8 m, largeur : 4 m, hauteur : 3 m.

Pour installer les appareils dans cette seconde salle, on avait construit primitivement un piedestal en briques sur un coulis de ciment.

Depuis 1950 on a commencé des recherches sur les qualités de la cave, en particulier sur les variations de température. Il est apparu que la température change au cours de l'année de moins de 2°C. Le minimum se produit dans les mois d'été et le maximum, dans les mois d'hiver. L'humidité relative oscille dans les limites de 91 - 100 % . La collaboratrice scientifique de l'O.A.E., A.K. Ivanova [3,4] a parlé en détail dans ses articles de la construction de la cave et de l'étude de ses qualités. Elle a effectué pour la période de 1952 - 1959 des observations clinométriques avec deux pendules horizontaux du type Repsold-Levitskii installés dans les plans du méridien et du premier vertical.

Les résultats de la réduction des deux premières années de ces observations sont donnés dans les tables 6 et 7 sous la dénomination "première série".

A.K. Ivanova a déterminé par ses observations la valeur de la différence des phases des ondes observée et théorique et la valeur de γ qui caractérise la rigidité de la Terre.

En 1959 les observations sur les marées terrestres à l'aide des appareils mentionnés ont été interrompues. En septembre 1960 on a commencé l'enregistrement de la variation des inclinaisons de la surface de la Terre par des clinomètres séismiques du système de A.E.Ostrovskii du type S.P.B. - 1 de 1954 [5].

CARACTERISTIQUES DE L'APPAREIL

T_s	période du pendule	5 sec.
L_o	longueur donnée	12,5 cm
A	levier optique	40 cm
B	grandissement photoélectrique	2500
T	période du galvanomètre	23 sec.
r_i	résistance intérieure du galvanomètre	80 ohms
r_e	résistance critique du galvanomètre	1000 ohms
s_i	sensibilité du galvanomètre	1000 mm/MKA
η_1	sensibilité du photoélément	6000 mKa/1m
r_f	résistance du photoélément	1000 ohms
K	sensibilité du clinomètre	300.500 mm/1°

Les clinomètres séismiques ont été installés dans la seconde salle sur le même piédestal. L'appareil enregistreur a été placé dans la première salle de la cave.

Les enregistrements des premiers mois ont montré la mauvaise qualité du piédestal, la faible connexion entre les briques des couches supérieures et inférieures. En outre, la visite de l'observateur dans la première salle pour le changement quotidien de la bande photographique se fait ressentir défavorablement sur les observations. Pour ces raisons, on a provisoirement interrompu l'enregistrement des inclinaisons afin de refaire le piédestal et en même temps de sortir l'appareil d'enregistrement de la première salle. Le piédestal a été démonté et il n'en restait qu'une partie de 0,5 m. Ainsi le piédestal se trouvait plus bas que le niveau du sol à peu près de 1 m, c'est-à-dire depuis la surface de la terre jusqu'à la semelle du piédestal d'environ 12 m.

Tout l'appareil d'enregistrement a été transporté en haut dans une salle spécialement équipée à l'intérieur d'une petite maison de la station. Ensuite, les appareils ont été installés dans les azimuts géodésiques indiqués sur la figure 1 :

appareil N° 693 (N-S) - 99°30'
 appareil N° 692 (E-O) - 9°30'

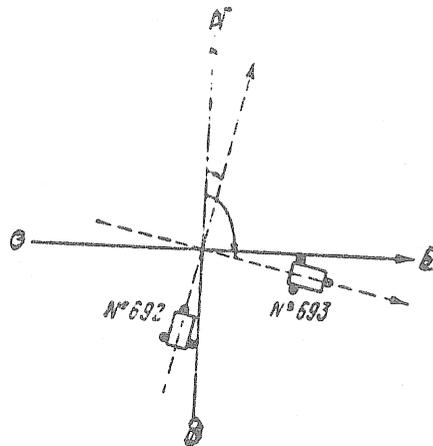


Fig. 1 Schéma de la disposition des clinomètres

Les appareils sont restés dans cette position jusqu'en juillet 1962. En juin 1962 ils ont été installés avec précision dans les azimuts N-S et E-W.

La température a été enregistrée en même temps que les inclinaisons. La sensibilité du thermographe est de 100 mm/degré ce qui correspond au déplacement sur la bande photographique de 1 mm lors d'une variation de température de 0,01° C. Les variations journalières maximales de la température à l'intérieur de la cave ne dépassèrent pas 0,01°. Le régime de température peut encore être amélioré si on ferme par un écran spécial l'ouverture dans le sol de la salle qui correspond à la partie supérieure du piédestal.

La sensibilité est déterminée deux fois par jour automatiquement par une impulsion électrique. Elle oscillait de 300 à 500 mm par seconde d'arc, ce qui correspond à un déplacement sur le papier photographique de 1 mm pour une variation d'inclinaison de 0°003 à 0°002.

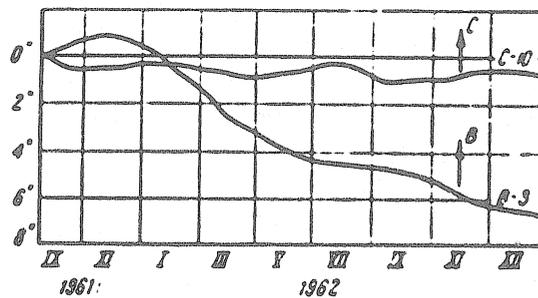


Fig. 2 Graphique de la marche annuelle de l'inclinaison.

La dérive journalière pour les différentes composantes n'est pas la même et en moyenne pour l'E-W elle est de moins de $0^{\prime\prime},03$ et pour le N-S de moins de $0^{\prime\prime},02$

Les données obtenues par les observations pour la période de septembre 1960 à décembre 1962 ont été complètement réduites. Nous donnons sur la figure 2 l'allure générale de la variation de l'inclinaison pour le temps allant de septembre 1961 à décembre 1962.

Pour faire ce graphique on a pris les moyennes arithmétiques de cinq ordonnées à 0 heure de chaque jour. On voit par le graphique que les deux composantes ont aussi bien une partie linéaire qu'une partie périodique, la dernière s'est exprimée faiblement. La marche linéaire de la composante N-S est de $1^{\prime\prime}$ et pour la composante E-W de $7^{\prime\prime}$. Ceci pourrait traduire une déformation du piédestal ou une déformation s'opérant dans une grande région ou encore une particularité purement instrumentale. Pour résoudre ce problème il faut placer d'autres appareils sur le même piédestal.

L'analyse harmonique des données d'observations a été effectuée d'après la méthode de B.P. Pertsev [6], en particulier pour éliminer la dérive [7]. Les programmes de ces méthodes pour l'ordinateur électronique ont été composés par M.V. Kramer.

Pour l'analyse harmonique, on a pris des séries de 31 jours d'enregistrement ininterrompu. Dans ces cas, s'il y avait dans cette période une interruption (pour des raisons techniques ou autres) elle est complétée par différents procédés en fonction de la longueur de l'interruption [8].

Dans la préparation des données d'observations, on a tenu compte des cas de variation brusque de l'allure de l'inclinaison de la surface de la Terre. De telles variations portant sur un ou deux jours ne s'éliminent pas lors de la soustraction de la dérive par le procédé de M. B.P. Pertsev et elles déforment les amplitudes et les phases des ondes de marées. Pour éliminer ces défauts, la dérive linéaire a été soustraite séparément pour chaque portion de la courbe. Dans le cas de grandes altérations pour de longues durées d'enregistrement on n'a pas réduit du tout.

Dans les tables 1 et 2 nous donnons les périodes et les valeurs théoriques des amplitudes des cinq ondes principales en millisecondes d'arc lorsque les appareils sont installés dans différents azimuts.

Les valeurs de γ pour les composantes N-S et E-W sont données dans les tables 3-7. Les différences des phases des ondes de marées observées et théoriques $\Delta\phi$ sont données dans les tables 8 et 9. Une valeur positive de $\Delta\phi$ correspond à une avance et une valeur négative à un retard de l'onde observée par rapport à l'onde théorique.

Table 1.

Période des ondes fondamentales.

Onde	M ₂	S ₂	N ₂	O ₁	K ₁
Périodes T, heure	12,42	12,00	12,66	25,82	23,93

Table 2:

Valeurs théoriques des amplitudes Π_T des ondes fondamentales en millisecondes d'arc

Azimut de l'appareil	Onde				
	M_2	S_2	N_2	O_1	K_1
9°30'	8,8436	4,1179	1,6933	5,3365	7,5111
0 00	8,8619	4,1265	1,6969	5,3836	7,5774
99 30	7,3806	3,4367	1,4132	2,5071	3,5288
90 00	7,3174	3,4073	1,4011	2,3705	3,3364

Table 3.

Valeurs de γ en composante N-S
Azimut du pendule 99°30'

Epoque	Onde				
	M_2	S_2	N_2	O_1	K_1
1960					
8 et 15.X	0,778	0,582	0,945	1,437	1,228
5.XI	0,650	0,532	0,389	1,736	1,299
21-26.XII	0,529	0,327	1,365	1,261	1,324
1961					
16-21.I	0,745	0,352	0,954	0,729	1,091
11.II	0,698	0,569	0,767	1,222	1,096
16-21.III	0,670	0,530	0,641	0,753	0,797
28-31.III	0,622	0,306	0,674	0,912	0,699
4-5.VIII	0,596	0,351	0,758	1,078	1,018
10 et 26.X	0,620	0,704	0,589	0,777	0,863
16-17.XII	0,600	0,521	0,868	0,765	0,663
1962					
8-9.I	0,564	0,554	1,045	0,710	1,004
16-17.I	0,644	0,638	0,752	1,066	0,878
3-4.II	0,626	0,658	0,470	0,851	0,850
23-24.III	0,671	0,496	0,559	0,575	0,433
15-16.IV	0,676	0,619	0,855	0,654	0,461
14-15.V	0,662	0,543	0,557	0,646	0,309
Moyenne . . .	0,617	0,518	0,762	0,948	0,876
Erreur quadra- tique moyenne . . .	$\pm 0,016$	$\pm 0,031$	$\pm 0,061$	$\pm 0,050$	$\pm 0,041$

Table 4.

Valeurs de γ en composante E-W
Azimut du pendule 9°30'

Epoque	Onde				
	M_2	S_2	N_2	O_1	K_1
1960					
8 et 15.X	0,583	0,737	0,742	0,521	0,433
5.XI	0,731	0,829	0,560	0,580	0,699
21-26.XII	0,667	0,589	0,990	0,391	0,633
1961					
11.II	0,729	0,567	0,851	0,856	0,589
16-21.III	0,620	0,346	0,276	1,145	0,360
28.III-1.IV	0,564	0,886	1,090	1,236	0,434
4-5.VIII	0,626	0,611	0,656	0,707	1,310
10 et 26.X	0,670	0,526	0,641	0,703	0,735
16-17.XII	0,662	0,497	0,664	0,719	0,643
1962					
16-17.I	0,644	0,595	0,691	0,771	0,647
3-4.II	0,586	0,464	1,252	0,877	0,655
23-24.III	0,672	0,523	0,751	0,613	0,488
15-16.IV	0,655	0,607	0,322	0,592	0,717
14-15.V	0,617	0,534	0,666	0,517	0,672
Moyenne	0,645	0,593	0,725	0,731	0,680
Erreur quadra- tique moyenne	$\pm 0,013$	$\pm 0,038$	$\pm 0,071$	$\pm 0,063$	$\pm 0,058$

Table 5.

Valeurs de γ pour l'onde M_2 ramenées aux azimuts
0° et 90° (N-S et E-W)

Epoque	N-S	E-W	Epoque	N-S	E-W
1960			1962		
8 et 15.X	0,565	0,735	16-17.I	0,660	0,635
5.XI	0,763	0,654	3-4.II	0,594	0,611
21-26.XII	0,707	0,544	23-24.III	0,689	0,662
1961			15-16.IV	0,668	0,663
11.II	0,753	0,693	14-15.V	0,625	0,645
16.III	0,627	0,652			
28.III-1.IV	0,569	0,604	Moyenne	0,661	0,637
4-5.VIII	0,647	0,593	Erreur quadra- tique moyenne	$\pm 0,016$	$\pm 0,012$
10 et 26.X	0,695	0,620			
16-17.XII	0,689	0,602			

Table 6.

Valeurs de γ pour les composantes N-S
Azimut du pendule 90°

Epoque	Onde				
	M_2	S_2	N_2	O_1	K_1
1962					
16-17.IV	0,636	0,605	0,702	0,842	1,349
25-26.X	0,671	0,659	0,684	0,840	0,959
15-16.XI	0,652	0,579	0,507	1,091	0,968
8-9.XII	0,691	0,637	0,652	0,776	0,684
Moyenne	0,662	0,620	0,636	0,887	0,990
Erreur quadra- tique moyenne	$\pm 0,012$	$\pm 0,018$	$\pm 0,045$	$\pm 0,069$	$\pm 0,137$
"Première série" [4]	0,674	0,705	0,803	0,885	0,922

Les résultats de l'analyse harmonique se rapportent au jour moyen de chaque série d'observations. Certaines séries avaient des ordonnées communes pour le calcul, c'est-à-dire qu'elles se recouvraient : ainsi par exemple, les intervalles de jours moyens 8 et 15 octobre 1960, 10 et 26 octobre 1962. Dans ces cas on a pris les moyennes arithmétiques comme valeurs de γ et $\Delta\phi$.

Pour mettre en évidence la dépendance de γ du jour moyen de la série on a fait des analyses harmoniques avec un écart d'un jour.

Ainsi par exemple, les périodes du 21 au 26 décembre 1960, du 16 au 21 mars 1961, du 28 mars au 1er avril 1961 et d'autres ont donné chacun six ou sept valeurs différentes de γ et $\Delta\phi$. On a pris les moyennes arithmétiques comme valeurs de γ et $\Delta\phi$. En outre, les données depuis août 1961 jusqu'à la fin de 1962 ont été réduites d'après un nouveau programme composé par M.V. Kramer. Dans ce programme on a ajouté à la série de 31 jours encore un jour et toute la masse de chiffres s'est déplacée successivement d'une heure au cours de ce jour, c'est-à-dire qu'on a obtenu 25 réponses pour γ et $\Delta\phi$. Dans les tables 3-7 ces laps de temps sont désignés par des dates contiguës et les valeurs de γ sont égales aux moyennes arithmétiques des 25. Pour obtenir la moyenne définitive des intervalles de temps indiqués, on a considéré les résultats comme d'égale précision puisque dans le calcul de la moyenne pour les intervalles de temps séparés, la plupart des ordonnées ont concouru à la détermination de γ et $\Delta\phi$. Dans les tables, nous donnons les valeurs indépendantes de γ et $\Delta\phi$ et c'est pourquoi on peut déterminer par celles-ci l'erreur de mesures. Pour la comparaison nous donnons dans les tables 6 et 7 les résultats de la réduction d'une série de deux ans d'observations (1953-1954). La réduction de cette série a été effectuée par la méthode de A. Ya. Orlov [9]. Par la comparaison des tables 3, 4, 6 et 7, on voit que la précision de la détermination de γ pour les différentes ondes était différente. Les valeurs moyennes de γ pour l'onde M_2 pour les deux composantes dans les azimuts correspondants sont proches l'une de l'autre. Dans les limites de la précision des mesures, les résultats donnés dans ces tables répètent en fait ceux de la "première série" [4]. Cependant l'avantage évident des nouvelles séries d'observations est le fait qu'elles permettent de noter un effet saisonnier dans la variation de γ s'il y a un.

En outre, la grande qualité des déterminations indépendantes de γ permet d'estimer l'erreur sur les amplitudes et les phases des ondes de marées.

Table 7.

Valeurs de γ d'après les composantes E.W.
Azimut du pendule 0°

Intervalles de temps	Onde				
	M_2	S_2	N_2	O_1	K_1
1962					
16-17 IX	0,661	0,632	0,670	0,645	0,700
25 X	0,663	0,659	1,173	1,065	0,675
15-16 XI	0,666	0,700	0,803	0,654	0,725
8-9 XII	0,661	0,669	0,580	0,458	0,755
Moyenne	0,662	0,680	0,808	0,705	0,763
Erreur quadratique moyenne	+0,001	+0,028	+0,130	+0,128	+0,046
"Première série" [4]	0,664	0,688	0,634	0,886	0,676

Table 8.

Valeurs de $\Delta\phi$ pour les composantes N.S.

Intervalles de temps	Onde				
	M_2	S_2	N_2	O_1	K_1
1960	Azimut du pendule 99°30'				
8 et 15 X	+0,4	+27,7	+3,7	-42,4	-17,9
5 XI	-2,6	+45,1	-22,3	+39,7	-42,4
21-26 XII	-1,2	-45,8	+3,0	-7,7	-41,9
1961					
16-21 I	-0,7	+11,8	-7,6	-31,7	-20,8
11 II	+1,5	-5,7	-25,9	-31,6	-17,4
16-21 III	-5,0	-6,2	-25,6	-47,0	-33,6
23 III-1 IV	-13,2	-2,1	-9,0	-6,3	-30,8
4 V III	+3,2	+14,7	+18,7	-17,3	+28,5
10 et 26 X	+0,4	-4,7	-5,8	-9,9	-1,5
16 XII	-2,8	+11,7	+26,9	-1,00	-2,5
1962					
8 I	-7,3	+5,3	+26,4	-20,1	+1,7
16 I	-5,4	+2,9	-29,2	-11,5	-4,7
3 II	-4,9	+3,0	+41,3	+13,9	-10,4
23 III	-2,2	+6,9	-11,3	+56,4	-76,2
15 IV	-4,4	+0,8	-32,6	-12,5	-19,7
15 V	-1,4	+6,2	+1,3	+0,6	+25,6
1962	Azimut 90°				
16 IX	+3,2	+7,6	-6,3	-6,2	+20,6
25 X	-0,4	-2,6	-2,3	+26,0	-11,5
15 XI	+1,5	+1,7	+3,4	-17,3	-4,3
8 XII	-24,0	+4,2	-11,3	-54,1	+0,6

Table 9.

Valeurs de $\Delta\phi$ pour les composantes E.W.

Intervalles de temps	Onde				
	M_2	S_2	N_2	O_1	K_1
1960	Azimut du pendule 9°30'				
8 et 15.X	-9,3	-11,3	+11,6	-33,0	+0,9
5.XI	-0,6	+3,8	+16,7	-12,3	-10,7
21-26.XII	-22,7	+17,8	-36,2	-16,9	-33,8
1961	Azimut du pendule 9°30'				
16-21.I	+10,2	+9,9	-6,8	+35,8	+16,6
11.II	-1,2	-9,0	-13,0	-9,8	-16,0
16-21.III	-0,3	-2,9	-1,3	+1,2	-31,2
28.III-1.IV	+2,7	-14,8	-15,0	-10,8	-7,8
4.VIII	-2,4	+37,7	+3,9	-22,1	+28,4
10 et 26.X	+6,5	-4,3	+16,4	-18,4	-4,7
16.XII	-5,5	+5,8	-37,6	+0,1	-2,1
1962	Azimut du pendule 0°				
16.I	+2,2	+5,7	-1,8	-5,8	-16,8
3.II	-2,1	+2,9	+11,8	-20,7	-16,4
23.III	-1,5	-2,9	-12,2	-6,7	+1,2
15.IV	-8,2	+0,9	+25,5	-3,5	-3,8
14.V	-2,1	+7,8	+0,4	-15,4	-0,8
1962	Azimut du pendule 0°				
16.IX	-1,7	+8,2	-2,1	-20,0	+5,5
25.X	-2,6	+3,3	-7,1	-10,3	-7,9
15.XI	+1,7	+7,4	+15,7	-18,0	-6,5
8.XII	-23,6	+7,2	-59,9	-35,1	-6,0

Nous donnons dans la table 3 les valeurs de γ pour la composante N.S. La valeur moyenne de γ_{N-S} pour l'onde M_2 était à peu près égale en précision à γ_{E-W} . Cependant l'erreur des mesures pour cette composante dépasse même un peu 2 %, et c'est pourquoi la coïncidence des valeurs de γ pour N-S et E-W est peut être purement accidentelle.

En comparant les résultats des mesures de la valeur de γ pour différentes ondes données dans la table 4, il n'est pas difficile de noter que la précision de mesure de ce nombre était différente. La plus petite erreur de mesures a été obtenue comme toujours pour l'onde M_2 . L'erreur quadratique moyenne pour cette onde constitue environ 2 % de la valeur mesurée. Si on sépare les plus grandes et les plus petites valeurs de γ pour cette onde, alors elles se trouvent dans les intervalles de temps du 5 novembre 1960 et du 28 mars 1961. La répartition des plus grands écarts de la moyenne témoigne d'une diminution sensible de l'erreur quadratique moyenne lors de la détermination des amplitudes et des phases des ondes de marées pour ces intervalles de temps qui ont été réduits avec des écarts du jour central de l'intervalle réduit. Ainsi, étant donné les programmes préparés pour la réduction à l'ordinateur, il est très avantageux de réduire les inclinaisons de marées avec un écart du jour central même d'un jour, comme dans la plupart des cas cela a été fait pour obtenir les valeurs de γ données dans les tables 3,4,6 et 7.

L'onde diurne K_1 ne se distingue pas des autres ondes par la valeur de γ . Par conséquent, l'onde de température déjà à la profondeur de 12 m n'influence que très faiblement les mesures.

Dans toutes les stations de faible profondeur on obtient pour l'onde K_1 γ_{N-S} sensiblement plus grand que l'unité. A l'observatoire Engelhardt, comme on le voit par les Tables 3, 4, 6 et 7, la valeur γ_{N-S} pour l'onde K_1 excède de peu la valeur γ_{N-S} pour l'onde M_2 . Le trait caractéristique de la salle de l'observatoire Engelhardt est qu'elle est située sur une surface très égale, couverte de végétation et cela explique probablement cette faible influence de la température sur l'amplitude de l'onde diurne K_1 .

L'onde N_2 a été mesurée avec le moins de précision. Mais si on compare son amplitude avec l'amplitude de l'onde M_2 , alors il n'est pas difficile de remarquer que l'amplitude de l'onde M_2 est quatre fois plus grande que l'amplitude de l'onde N_2 .

Les différences des phases sont données dans les tables 8 et 9. Aussi bien pour la composante N-S que pour la composante E-W, la différence des phases est extrêmement imprécise. Pour l'une et l'autre composante, l'onde observée M_2 a un retard de phase de quelques degrés, mais l'erreur de mesure dépasse la valeur elle-même et par conséquent on ne peut déterminer quantitativement le retard pour ces observations. Comme on l'a déjà montré plus haut, de novembre 1960 à juillet 1962 les appareils ont été placés dans les azimuts de $9^\circ 30'$ E-W et $99^\circ 30'$ N-S. Les tables 3 et 4 donnent les valeurs de γ d'après les observations dans ces azimuts.

Pour faciliter la comparaison de ces résultats avec les autres observations obtenues dans les plans du méridien et du premier vertical, il a fallu réduire les résultats obtenus à ces plans. La réduction a été faite d'après A.Ya. Orlov [9] par les formules suivantes :

$$\begin{aligned} M \cos 9^\circ 30' + I \sin 9^\circ 30' &= H_{E-W} = \gamma_x \\ -M \sin 9^\circ 30' + I \cos 9^\circ 30' &= H_{N-S} = \gamma_y \end{aligned} \quad (2)$$

où I et M sont les amplitudes obtenues par l'analyse harmonique dans les azimuts de $9^\circ 30'$ et $99^\circ 30'$, x et y sont les amplitudes dans les plans du méridien et du premier vertical, c'est-à-dire H_{N-S} et H_{E-W} . Dans la première colonne de la table, nous donnons les intervalles de temps des jours centraux des séries, dans la seconde - les valeurs de $\gamma(M_2)$ pour la composante N-S et dans la troisième pour la composante E-W.

En comparant les valeurs moyennes de γ obtenues pour l'onde M_2 dans la table 5 avec les valeurs précédentes de γ pour cette même onde (tables 3 et 4), nous voyons qu'après réduction au méridien et au premier vertical, γ a augmenté de 0,014 pour la composante N-S, c'est-à-dire plus de 2 %, et γ a diminué de 0,008 pour la composante E-W, c'est-à-dire presque 1,5 %. Ces variations ne dépassent que de peu l'erreur des mesures.

Nous donnons dans les tables 6 et 7 les résultats de la série supplémentaire d'observations constituée de quatre intervalles pendant lesquels les appareils étaient placés exactement dans les azimuts N-S et E-W. Nous donnons dans la table 7 les valeurs de γ pour la composante E-W. Ici l'erreur de mesures pour l'onde M_2 était très petite. L'erreur quadratique moyenne ne dépasse pas un millième de la valeur mesurée, soit un peu plus de 1 %. La valeur de γ correspond presque en précision avec la valeur obtenue pour une série d'un an d'observations (voir "première série" [4]).

Une deuxième particularité intéressante de cette série est le fait que les valeurs de γ pour les composantes N-S et E-W (tables 6 et 7) pour l'onde M_2 correspondent en précision : $\gamma = 0,662$. L'erreur quadratique moyenne pour l'onde M_2 de la composante N-S est sensiblement plus grande que pour la composante E-W et atteint 2 % de la valeur mesurée. La valeur de γ pour la composante N-S pour l'onde K_1 est voisine de l'unité : $\gamma_{K_1} = 0,99$. Evidemment, l'influence de l'onde de température pour la composante N-S a diminué la précision de mesure et de l'amplitude de l'onde lunaire semi-diurne principale M_2 .

COMPARAISON DES RESULTATS.

On a maintenant pour le site de Kazan trois séries d'observations des inclinaisons de marées. La première série avait une durée de 2 ans avec les pendules Repsold-Levitskii d'une sensibilité de 50 mm/sec d'arc. Cette série a été réduite par la méthode d'Orlov. La seconde série constituée de 14 séries mensuelles a été réduite par la méthode de Pertsev avec des déplacements du jour central d'un jour et la troisième série constituée de quatre séries mensuelles a été réduite avec des déplacements du jour central d'une heure. Les observations de la 3^{ème} série ont été réalisées dans les azimuts de 0° et 90°. Dans les deux derniers cas, les observations ont été effectuées avec un clinomètre à enregistreur photoélectrique d'une sensibilité de 300-500 mm/sec. d'arc.

Les résultats pour les trois séries d'observations des inclinaisons de marées pour l'onde M_2 étaient les suivants :

	N-S	E-W
1ère série	0,674	0,664
2ème série	0,661	0,637
3ème série	0,662	0,662
<hr/>		
Moyenne	0,666 ± 0,004	0,654 ± 0,009

La valeur moyenne de γ pour les trois séries est $0,660 \pm 0,006$.

La différence dans les valeurs des composantes est tellement insignifiante qu'elle dépasse de peu l'erreur de mesures.

En comparant cette valeur $\gamma = 0,66$ obtenue pour Kazan avec la valeur de ce coefficient pour l'Asie Centrale (Alma-Ata et Douchambe) où $\gamma = 0,73$, il est aisé de noter que la valeur de Kazan lui est inférieure de 10 % et s'approche plus près des valeurs de γ , obtenues dans les stations clinométriques du continent, soit 0,64.

BIBLIOGRAPHIE

1. M.S. MOLODENSKII
Marées élastiques, nutation libre et certains problèmes de structure de la Terre.
Trav. de l'Inst. de Géoph. de l'Ac. des Sc. d'URSS, 1953 N° 9.

2. N.N. PARIISKII
Marées terrestres et la structure interne de la Terre.
Isv. Ac. des Sc. URSS, série Géoph., 1963, N° 2.
BIM N° 33 pp. 913-940 1963.

3. A.K. IVANOVA.
Station pour les observations de l'oscillation de la verticale dans l'observatoire astronomique Engelhardt.
Isv. Obs. Astr. Eng. 1951 N° 27.

4. A.K. IVANOVA
Résultats des observations des déviations de la verticale à l'Obs. Astr. Engelhardt.
Bulletin de l'Obs. Astr. Engelhardt 1959, N° 34
BIM N° 40 pp. 1455-1485 1965.

5. A.E. OSTROVSKII
Le clinomètre à enregistrement photo-électrique.
BIM Nos 25, 26 pp. 500-537 et 540-553 1961 Bull. du Conseil de Séismologie 1957, N° 6.

6. B.P. PERTSEV
Analyse harmonique des marées élastiques.
Isv. Ac. des Sc. URSS, série Géophys. 1958 N° 8.

7. B.P. PERTSEV
Sur la prise en considération de la dérive lors de l'observation des marées élastiques.
Isv. Ac. des Sc. URSS, série Géoph. 1959 N° 4.

8. M.V. IVANOVA
Comparaison des différentes méthodes pour combler les lacunes dans les observations des marées terrestres.
"Etude des marées terrestres", 1963 N° 3:
BIM N° 36 pp. 1205 - 1209 1964.

9. A. Ya. ORLOV
Sur les déformations de la Terre d'après les observations de Tomsk et Poltava avec le pendule horizontal.
Isv. Ac. des Sc. URSS, 1939 N° 1.

ETUDE COMPARATIVE DES VARIATIONS DU FACTEUR γ D'APRES DE LONGS
ENREGISTREMENTS SIMULTANES OBTENUS PAR DIFFERENTS PENDULES

A. AKHAVAN

Institut Géophysique de l'Université de Téhéran
Observatoire Royal de Belgique

Dans une communication présentée au Ve Symposium International sur les Marées Terrestres A.E. Ostrovsky et S.M. Fandushina [1] ont fait état de l'existence d'une corrélation étroite entre les facteurs d'amplitude donnés par deux pendules fonctionnant simultanément dans une même station et dans la même composante.

Les conclusions de ces auteurs reposent sur une durée de mesures d'un mois et demi.

Nous étudions ici une période d'enregistrements de marée, commune aux pendules V.M. N° 8 et N° 28 à Dourbes et N° 31 à Sclaigieux, s'étendant de manière ininterrompue du 27 février 1965 au 16 juillet 1966. Les stations de Dourbes et de Sclaigieux ont été décrites en [2] ; les conditions d'observation y sont bonnes : profondeur suffisante (plus de 50 mètres), température très stable. La sensibilité des pendules est en moyenne de 0,9 msec/mm pour P 8, de 1,2 pour P 28 et de 1,3 pour P 31.

Pour tenter d'éliminer des erreurs purement instrumentales, nous avons défini à la station de Dourbes un pendule moyen (8 + 28). A cet effet, nous avons écrit un programme permettant de calculer sur ordinateur (IBM 1620) la moyenne arithmétique des combinaisons diurnes et semi-diurnes de Lecolazet [3] exprimées en msec et calculées en concordance d'époque pour les pendules N° 8 et N° 28. Nous avons traité par la méthode Lecolazet le pendule moyen ainsi défini, afin d'obtenir un facteur γ et un déphasage représentatifs de la station.

1. ETUDE ET COMPARAISON DES VARIATIONS DES FACTEURS γ .

Les figures 1, 2_a et 2_b présentent les variations dans le temps du facteur γ pour les ondes M₂, (S₂ + K₂) (K₁ + P₁) et O₁. Le jour central de l'analyse est décalé par pas de dix jours et demi. On remarque quelques fluctuations parallèles aux pendules 8 et 28 de Dourbes mais qui ne se retrouvent pas pour le pendule 31 à Sclaigieux. On peut en inférer qu'il s'agirait de

perturbations de caractère local. En fait, comme nous le verrons plus loin, aucune corrélation n'apparaît entre les facteurs γ fournis par les différents pendules et donnés dans les Tables I₁ à I₄. La table II donne les moyennes vectorielles et arithmétiques des amplitudes et des phases des ondes principales obtenues par la méthode Lecolazet ainsi que les résultats de l'analyse globale suivant le procédé de Venedikov [4]. L'accord est excellent pour les ondes diurnes de toutes les stations. On y rappelle également les moyennes générales obtenues par P. Melchior [5] pour le facteur γ .

L'onde M_2 présente une anomalie à la station de Sclaigneaux I (pendule VM 31). Cette anomalie ne se retrouve pas dans les stations de Sclaigneaux II et Sclaigneaux III ainsi qu'en fait foi la Table III tirée du travail [5]. Le fonctionnement de ces deux stations ayant présenté un très grand nombre d'interruptions justifiées par des échanges d'appareils, nous n'avons pu les inclure dans la présente étude de corrélations.

Les valeurs de γ des pendules 8 et 28 (table I), présentent une différence systématique de 4,5 % pour l'onde M_2 .

Pour l'onde K_1 , la différence n'est que de 0,1 % en méthode Venedikov et de 0,7 % en méthode Lecolazet.

L'étude de la composante N-S, (pendules N° 7 et 29) n'a pas fait apparaître un désaccord correspondant, bien que le pendule N° 7 soit situé sur le même pilier que le N° 8 et le N° 29 sur le même pilier que le pendule N° 28. Il ne semble donc pas qu'il y ait un "effet de pilier".

2. COEFFICIENTS DE CORRELATION.

Dans l'étude des relations entre deux variables, on considère comme paramètre, le coefficient de corrélation défini par l'équation :

$$r = \frac{\rho_{xy}}{\sigma_x \sigma_y}$$

quotient de la covariance de x et y par le produit de l'écart type de x (σ_x) et de l'écart type de y (σ_y) ; où

$$\rho_{xy} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n f_{ij} (x_i - M_x)(y_j - M_y),$$

où N est le nombre de couples d'observation des variables x et y , M_x , la valeur moyenne de x , M_y , la valeur moyenne de y . Le point (M_x, M_y) est le centre de gravité de la distribution (x_i, y_i) .

Si on calcule les régressions d'ordre 1, (droites de régression) de x par rapport à y et de y par rapport à x , il existe certaines relations liant les pentes des droites ($\beta_{y/x}$, $\beta_{x/y}$), l'angle α formé par ces droites et le coefficient de corrélation r .

Les équations de ces droites s'écrivent :

$$y - M_y = \beta_{y/x} (x - M_x) = \operatorname{tg} \alpha_1 (x - M_x)$$

$$x - M_x = \beta_{x/y} (y - M_y) = \operatorname{tg} \alpha_2 (y - M_y)$$

où

$$\beta_{y/x} = \frac{\rho_{x,y}}{\sigma_x^2} \quad \text{et} \quad \beta_{x/y} = \frac{\rho_{x,y}}{\sigma_y^2} \quad \text{donc}$$

$$\boxed{\beta_{y/x} \cdot \beta_{x/y} = \operatorname{tg} \alpha_1 \operatorname{tg} \alpha_2 = r^2} \quad (1)$$

on peut aisément trouver une seconde relation :

$$\boxed{1 - r^2 = \frac{\pm \sin \alpha}{\cos \alpha_1 \cos \alpha_2}} \quad (2)$$

$$1 - r^2 > 0 \quad \text{soit} \quad -1 < r < +1$$

L'expérience montre que pour une série d'observations, si $r \leq 0,7$, il n'y a pas de corrélation physique. Mais si $r > 0,7$, on doit rechercher une explication. Nous avons calculé en ordinateur, les coefficients de corrélation entre les facteurs y et les phases des différents pendules.

La table IV présente ces coefficients. A titre d'exemple la figure 2 présente en abscisse, la valeur y relative à l'onde M_2 d'un pendule et en ordonnée la valeur y relative à la même onde d'un autre pendule. Pour chaque onde, nous avons calculé les droites de corrélation relatives aux pendules 8 et 28, ainsi qu'aux pendules moyen (8 + 28) et 31.

Il est remarquable que la corrélation entre les pendules 8 et 28 soit faible, bien que ces appareils installés dans la même station soient soumis aux mêmes perturbations extérieures,

Il semble donc que celles-ci n'influencent pas notablement la marche des pendules. Il est évident que les corrélations entre les pendules 8 et 28 d'une part et le pendule moyen (8+28) d'autre part doivent être significatives. On notera qu'il n'y a aucune corrélation entre le pendule moyen à Douibes et le pendule 31 à Sclaigieux, ce qui tend à montrer qu'il n'y a pas de variation dans le temps du facteur y à l'échelle de quelques mois.

Table I₁

L'onde M₂

Epoque	8		28		8 + 28		31			
	γ	α	γ	α	γ	α	γ	α		
65	2	27	8751	639	8105	1280	8417	948	9370	348
65	3	10	8882	636	8021	1266	8441	936	9331	446
65	3	20	8811	681	7848	1268	8321	959	9175	521
65	3	31	8749	687	8142	1174	8440	923	9122	614
65	4	10	8745	553	8422	1139	8575	841	9254	605
65	4	21	8672	570	8550	1117	8603	841	9373	553
65	5	1	8540	542	8397	1129	8460	833	9309	531
65	5	12	8437	666	8226	1160	8325	911	9338	463
65	5	22	8458	668	8134	1168	8290	914	9325	389
65	6	2	8458	709	8044	1136	8247	918	9282	486
65	6	12	8563	716	8243	1291	8394	999	9433	484
65	6	23	8548	667	8181	1256	8356	956	9622	423
65	7	3	8571	695	8077	1383	8312	1030	9595	482
65	7	14	8652	701	7996	1292	8315	986	9493	387
65	7	24	8683	663	8128	1239	8397	942	9201	353
65	8	4	8586	654	8245	1234	8407	938	9205	422
65	8	14	8581	603	8243	1159	8404	876	9283	558
65	8	25	8473	589	8177	1145	8318	863	9301	587
65	9	4	8400	610	8160	1143	8274	873	9387	543
65	9	15	8391	651	8279	1112	8330	880	9491	386
65	9	25	8431	630	8301	1064	8362	846	9322	139
65	10	6	8454	688	8304	1156	8374	920	9233	140
65	10	16	8584	706	8468	1182	8521	942	9042	404
65	10	27	8461	662	8409	1174	8428	917	9312	526
65	11	6	8402	641	8247	1236	8316	936	9309	708
65	11	17	8444	668	8189	1254	8308	957	9335	523
65	11	27	8392	803	8078	1219	8231	1007	9224	584
65	12	8	8660	847	8136	1228	8395	1032	9234	557
65	12	18	8776	816	8155	1163	8463	984	9034	468
65	12	29	8646	734	8156	1248	8395	984	9095	436
66	1	8	8473	727	8177	1225	8319	972	9185	636
66	1	19	8537	601	8174	1168	8347	879	9264	496
66	1	29	8524	608	8004	1178	8255	885	9125	447
66	2	9	8574	491	8070	1096	8312	785	9213	524
66	2	19	8676	477	8079	1015	8369	737	9196	514
66	3	2	8711	526	8088	1023	8392	767	9150	434
66	3	12	8745	702	8253	1206	8492	948	9231	616
66	3	23	8677	717	8308	1202	8488	955	9242	641
66	4	2	8590	688	8286	1239	8432	959	9169	683
66	4	13	8506	709	8291	1267	8393	985	9124	655
66	4	23	8527	613	8320	1265	8415	935	9029	752
66	5	4	8503	652	8222	1271	8355	957	8899	722
66	5	14	8409	783	8259	1262	8329	1020	9083	737
66	5	25	8267	837	8209	1287	8232	1061	9306	664
66	6	4	8421	869	8353	1436	8377	1152	9298	617
66	6	15	8570	819	8339	1527	8439	1169	9265	501
66	6	25	8614	793	8271	1544	8425	1162	9232	406
66	7	6	8569	806	8186	1482	8363	1137	9139	473
66	7	16	8635	855	8236	1384	8425	1114	9095	529

Table I₂

L'onde S₂ + K₂

Epoque	8		28		8 + 28		31			
	γ	a	γ	a	γ	a	γ	a		
65	2	27	7877	304	8532	970	8193	649	8695	44
65	3	10	8149	266	8176	951	8150	609	8482	307
65	3	20	8369	146	8326	663	8341	404	8332	149
65	3	31	8436	94	8426	776	8418	435	8275	51
65	4	10	8179	119	8631	565	8400	347	8238	43
65	4	21	8171	225	8619	645	8391	440	8447	43-
65	5	1	8082	329	8511	519	8296	426	8894	26-
65	5	12	8270	326	8689	674	8477	504	8998	22-
65	5	22	8126	203	8538	670	8227	442	8671	78-
65	6	2	7973	187	8427	588	8197	392	8377	47-
65	6	12	8022	75	8193	311	8107	194	8109	188-
65	6	23	8010	33-	8395	622	8192	302	8072	173-
65	7	3	8139	174	8115	876	8114	525	8125	58
65	7	14	7923	159	8261	978	8074	576	8092	113-
65	7	24	7935	23	8536	916	8214	485	8100	37
65	8	4	8164	53-	8710	870	8413	423	8440	263
65	8	14	8183	110-	8351	864	8241	382	8481	231
65	8	25	8058	32-	8008	787	8016	376	8385	152
65	9	4	7969	1-	7924	582	7938	290	8313	47
65	9	15	7955	64	8138	635	8039	352	8653	41
65	9	25	8028	143	8303	630	8160	390	8992	95
65	10	6	7995	95	8462	627	8222	368	9026	74
65	10	16	8023	196	8565	752	8286	482	9405	319
65	10	27	8099	129	8488	891	8278	518	9131	452
65	11	6	8127	61	8296	771	8199	419	8917	631
65	11	17	8110	17-	8248	911	8156	451	8498	809
65	11	27	8370	211	8243	699	8301	453	8178	291
65	12	8	8494	410	8468	790	8478	600	8563	27
65	12	18	8618	463	8662	726	8639	595	9102	133
65	12	29	8027	122	8551	815	8277	479	8958	68
66	1	8	8099	4-	8490	941	8269	479	8733	170-
66	1	19	8224	184	8481	850	8340	522	8704	183-
66	1	29	8039	193	8273	968	8140	586	8507	2
66	2	9	7975	70-	8171	686	8057	313	8541	139-
66	2	19	8067	12-	8236	737	8136	366	8636	237-
66	3	2	8229	60-	8372	592	8289	269	8928	190-
66	3	12	8160	211	8507	792	8325	507	8915	9
66	3	23	8004	163	8424	804	8205	492	8734	35
66	4	2	8183	217	8416	762	8294	493	8611	121
66	4	13	8168	123	8443	762	8297	447	8687	31
66	4	23	8020	163	8326	833	8164	504	8506	88
66	5	4	7711	164	8428	882	8058	538	8664	314
66	5	14	8090	158	8374	828	8221	499	8438	477
66	5	25	8149	218	8598	722	8365	477	8688	399
66	6	4	8308	476	8697	812	8498	647	9434	258
66	6	15	7874	343	8848	700	8357	530	398	260
66	6	25	7644	196	8810	928	8211	586	326	289
66	7	6	7898	58	8674	851	8266	472	8999	5-
66	7	16	7767	142-	8315	960	8005	427	8615	291-

Table I₃

L'onde K₁ + P₁

Epoque			8		28		8 + 28		31	
			γ	a	γ	a	γ	a	γ	a
65	2	27	6562	381-	7149	363	6843	7	7775	539
65	3	10	7180	417-	7574	680	7345	147	7656	330
65	3	20	7719	276-	7526	871	7586	291	6834	163
65	3	31	8000	499-	7165	917	7527	171	7731	74
65	4	10	7598	1347-	7171	998	7235	208-	7969	133
65	4	21	7611	1200-	7142	829	7264	217-	7729	336
65	5	1	7281	1052-	7122	436	7143	316-	7158	659
65	5	12	7130	818-	7360	659	7187	68-	7009	790
65	5	22	7087	670-	7373	865	7168	113	6700	1 14
65	6	2	7212	554-	7563	747	7342	113	6660	1 62
65	6	12	7217	641-	7461	610	7298	5-	6849	1176
65	6	23	7168	695-	7485	672	7277	4	6608	962
65	7	3	7466	793-	7349	538	7360	132-	6943	883
65	7	14	7397	586-	7086	692	7199	40	7216	1104
65	7	24	7532	615-	7443	550	7451	35-	7610	1 15
65	8	4	7367	484-	8119	889	7690	236	8029	1 17
65	8	14	7322	403-	8435	646	7847	158	8299	744
65	8	25	7262	169-	7602	856	7404	356	7622	587
65	9	4	7081	212-	7428	769	7230	290	7419	126
65	9	15	7113	126-	7754	474	7425	187	7791	225
65	9	25	7111	199-	7814	570	7447	204	8906	2-
65	10	6	7446	44-	7653	84-	7550	64-	8139	85
65	10	16	7527	33	7740	183-	7632	76-	6552	243
65	10	27	7752	49-	7556	80	7655	15	7268	668
65	11	6	7761	125-	7750	257	7752	66	7849	930
65	11	17	7864	223-	7492	223	7673	5-	7630	620
65	11	27	7993	344-	7328	396	7646	11	7322	771
65	12	8	7814	510-	7259	485	7510	30-	7536	663
65	12	18	7844	415-	7337	434	7572	4-	7891	594
65	12	29	7564	326-	7653	471	7592	75	7742	782
66	1	8	7485	324-	7646	503	7547	94	7331	695
66	1	19	7701	351-	7511	446	7589	43	7707	547
66	1	29	7683	333-	7220	464	7435	54	8030	212
66	2	9	7696	285-	6981	547	7321	112	7837	54
66	2	19	7649	111-	6953	704	7283	278	7667	123
66	3	2	7716	266-	7037	551	7358	125	7628	765
66	3	12	7523	355-	7074	556	7276	87	7697	851
66	3	23	7590	581-	7173	482	7352	64-	7271	699
66	4	2	8112	641-	7395	623	7711	37-	7042	48
66	4	13	7793	807-	7575	681	7624	73-	6924	305
66	4	23	7895	1014-	7628	845	7665	100-	7336	532
66	5	4	7644	878-	7438	764	7469	68-	7439	948
66	5	14	7574	725-	7555	611	7515	57-	7595	666
66	5	25	7555	514-	7493	622	7488	52	7077	880
66	6	4	7551	583-	7602	614	7535	18	7149	1 7
66	6	15	7412	610-	7501	653	7411	26	7317	1 87
66	6	25	7305	670-	7491	773	7340	61	7616	666
66	7	6	7529	482-	7511	810	7472	164	7632	574
66	7	16	7419	462-	7708	977	7504	272	7638	510

Table I₄

L'onde O₁

Epoque			8		28		8 + 28		31	
			<i>y</i>	<i>a</i>	<i>y</i>	<i>a</i>	<i>v</i>	<i>a</i>	<i>y</i>	<i>a</i>
65	2	27	6757	508-	6837	1286	6717	395	6881	1147
65	3	10	6778	318-	7225	1055	6954	390	7094	1 33
65	3	20	6509	11	6329	786	6406	394	6861	891
65	3	31	6817	18-	5875	214	6345	91	7198	840
65	4	10	6171	356	6266	548	6218	453	7386	956
65	4	21	6143	288	6585	552	6363	425	7317	1190
65	5	1	6079	54	6433	420	6254	242	7044	1200
65	5	12	6444	158	6795	810	6610	493	7126	840
65	5	22	6392	24-	6650	930	6500	463	6671	1181
65	6	2	6549	234-	6510	885	6500	324	6516	1140
65	6	12	5961	145	6432	860	6186	516	6851	1152
65	6	23	5790	66	6351	1029	6051	570	7186	1 98
65	7	3	6830	462-	6903	684	6835	115	7307	874
65	7	14	7217	742-	7526	436	7335	140-	7687	474
65	7	24	7001	833-	7133	1063	6974	124	8059	916
65	8	4	6450	418-	6708	1475	6493	548	7592	1136
65	8	14	6437	485-	6683	1363	6478	457	7008	461
65	8	25	6448	106-	6967	1046	6676	492	6255	733
65	9	4	6498	72-	7349	629	6912	300	6847	703
65	9	15	6445	275-	7290	677	6846	230	6778	765
65	9	25	6277	317-	6871	871	6541	304	6802	280
65	10	6	6312	345-	6428	1056	6325	363	7138	551
65	10	16	6519	354-	6631	762	6546	209	7528	878
65	10	27	6369	415-	6998	729	6652	184	6789	1250
65	11	6	6247	520-	6753	937	6450	237	7075	1517
65	11	17	5960	727-	7117	1100	6459	267	6842	836
65	11	27	6420	377-	7371	976	6850	346	6869	552
65	12	8	6685	56	7671	683	7168	390	6579	651
65	12	18	7304	412	6524	1125	6902	750	7590	1113
65	12	29	6749	534	6592	918	6668	725	7431	864
66	1	8	7254	241	6649	942	6939	577	7391	1 79
66	1	19	6680	303	7121	1041	6887	684	7162	1534
66	1	29	6539	68-	6958	799	6731	379	7636	1514
66	2	9	6364	310-	6670	774	6489	245	7006	1 42
66	2	19	6541	98-	6744	902	6618	410	6043	1176
66	3	2	6478	196-	6517	935	6464	392	6005	1 39
66	3	12	6554	138-	6465	889	6484	372	6066	1 94
66	3	23	6290	300-	6387	970	6302	341	6524	929
66	4	2	6567	111	6548	1284	6527	697	6658	1316
66	4	13	6963	658	6432	1250	6691	943	7355	1481
66	4	23	6374	1097	6216	944	6296	1022	7466	544
66	5	4	5786	522	6476	800	6131	669	7278	193
66	5	14	6184	349	6781	806	6478	588	6493	104
66	5	25	6484	117	6655	1075	6546	603	6775	1136
66	6	4	6672	25	6907	876	6770	458	6737	1649
66	6	15	6444	38-	6919	970	6656	484	6580	1170
66	6	25	6525	65-	6802	1245	6620	604	7718	650
66	7	6	6683	139-	6728	1216	6659	541	7659	595
66	7	16	6702	24-	6743	1372	6672	677	7415	618

Table II

N° des pendules	Méthode d'analyse	M ₂		S ₂ ^(*)		K ₁ ^(*)		O ₁	
		γ	α	γ	α	γ	α	γ	α
P ₈	L	0,8564	6,80	0,8089	1,41	0,7496	- 4,92	0,6489	- 0,71
	V	0,8572	7,06	0,8046	1,55	0,7411	- 4,40	0,6578	- 2,18
P ₂₈	L	0,8206	12,27	0,8419	7,65	0,7449	5,90	0,6738	9,18
	V	0,8243	9,02	0,8434	3,71	0,7417	3,51	0,6685	7,36
P ₃₁	L	0,9248	5,11	0,8279	0,90	0,7464	5,93	0,7013	9,38
	V	0,9216	4,94	0,8473	0,81	0,7429	6,92	0,6900	9,92
P ₍₈₊₂₈₎	L	0,8378		0,8244		0,7441		0,6590	
	V	0,8407		0,8240		0,7414		0,6632	
Moyenne générale d'après [4]		0,8435		0,8118		0,7474		0,6765	

(*) K₁ + P₁
S₂ + K₂ pour la méthode Lecolazet

Table III.

Station (N° Pendule)	M ₂	S ₂	K ₁	O ₁
	γ	γ	γ	γ
P ₍₈₊₂₈₎	0,8378	0,8244	0,7441	0,6590
Sclaigneaux 2	0,8468	0,7277	0,7232	0,6833
Sclaigneaux 3	0,8394	0,7477	0,7509	0,6677
Sclaigneaux 1 P ₃₁	0,9248	0,8279	0,7429	0,6900

Table IV

π_1 (*), π_2 (*), α_1, α_2 N° des pendules		M_2	S_2	K_1	O_1
P_8 et P_{28}	π_1	- 0,234	0,044	- 0,167	0,236
	π_2	0,696	0,030	- 0,538	- 0,065
	α	60°36'	84°18'	70°42'	63°30'
	α_1	14°54'	3°6'	9°18'	14°0'
	α_2	14°36'	2°36'	10°0'	12°30'
P_{8+28} et P_{31}	π_1	- 0,195	0,015	0,142	0,160
	π_2	0,135	0,295	- 0,146	+ 0,060
	α	65°6'	46°6'	67°30'	69°18'
	α_1	6°30'	8°36'	3°0'	4°12'
	α_2	18°24'	52°30'	19°30'	15°30'

(*) π_1 : coefficient de corrélation entre les facteurs y
 π_2 : coefficient de corrélation entre les phases.

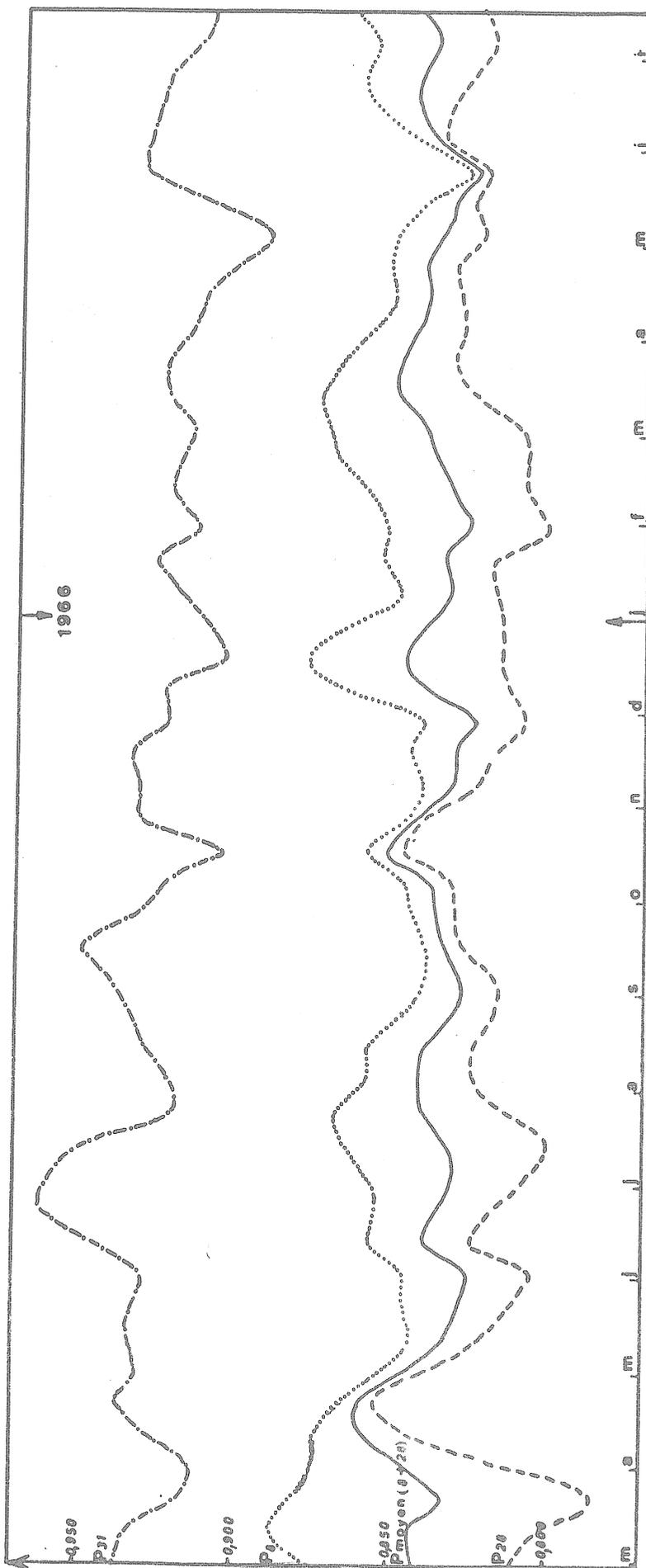


Fig. 1. Valeur de $\gamma(M_2)$ pour les pendules 8, 28, 8 + 28 et 31

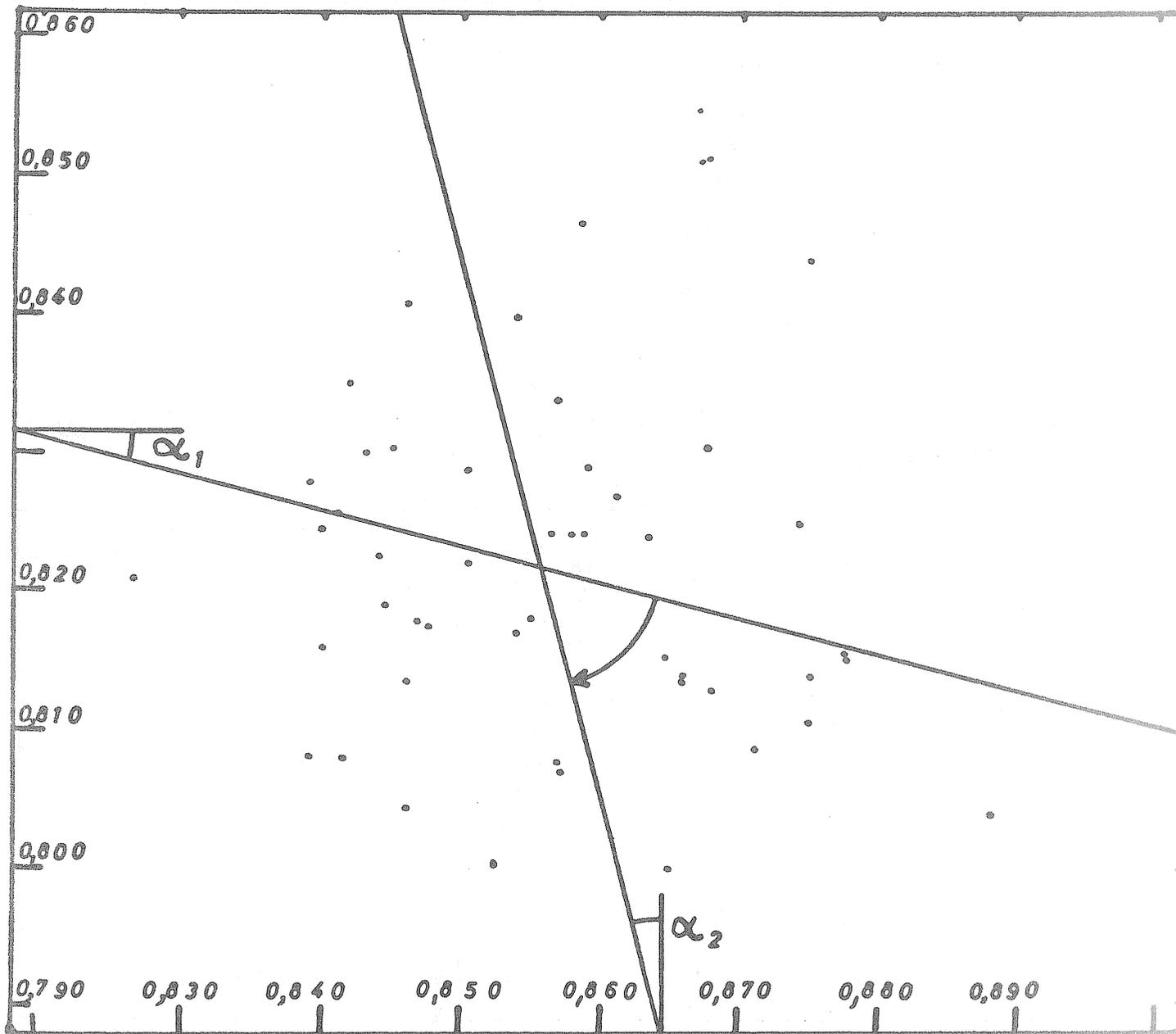


Fig. 2. Droites de régression (pendules 8, 28)

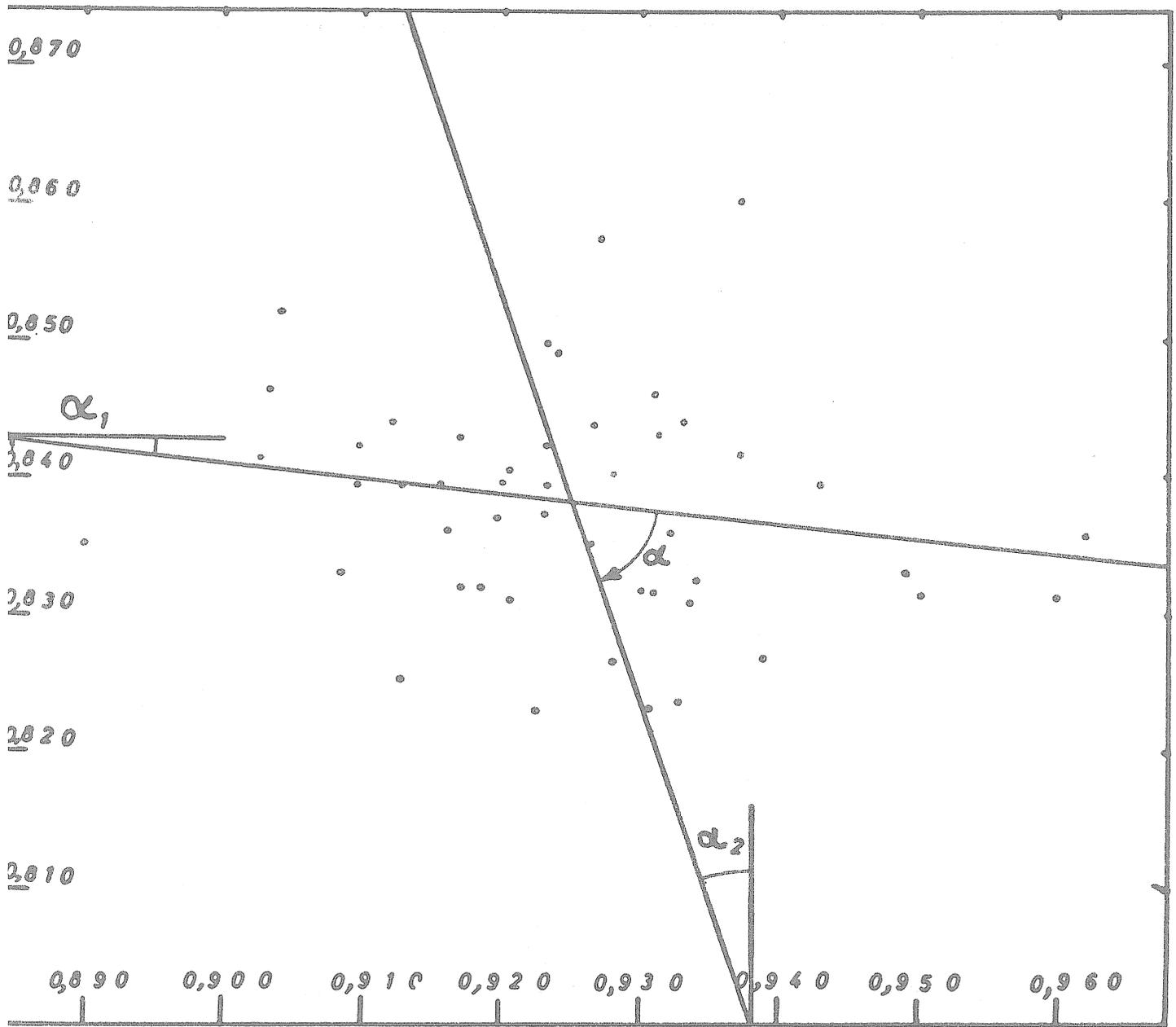


Fig. 2_b. Droites de régression (pendules 31, 8 + 28)

BIBLIOGRAPHIE

1. A.E. OSTROVSKY and S.M. FANDUSHINA
Tidal tilts observed with tiltmeters installed in the same azimuth
O.R.B. Comm. N° 236 Ser. Géoph. N° 69. Cinquième Symposium International sur les Marées Terrestres pp. 333-340 1964.

2. J. VERBAANDERT et P. MELCHIOR
La Station des pendules horizontaux de Sclaigheaux.
Acad. R. Belg. Bull. Cl. des Sc. pp. 1084-1086 5/12/59 et pp. 75-78 6/2/1960 ou Comm. Obs. R. Belg. N° 170 Sér. Géoph. N° 54 1960. ou
Les stations géophysiques souterraines et les pendules horizontaux de l'O.R.B.
O.R.B. Mon. 7 pp. 1-146 1960.
S. DOPP.
La station de marées terrestres de Dourbes
O.R.B. Comm. N° 236 S. Géoph. N° 69 pp. 167-192 1964.

3. R. LECOLAZET
Application à l'analyse des observations de la marée gravimétrique, de la méthode de H. et Y. Labrouste dite par combinaisons linéaires d'ordonnées.
Annales de géophysique 12, fasc. 1 pp. 59-71 1956.

4. A.P. VENEDIKOV.
Application à l'analyse harmonique des observations des marées terrestres de la méthode des moindres carrés.
Comptes-rendus de l'Acad. bulgare des Sc. Tome 14 N° 7 pp. 671-674 1961. ou
Sur une possibilité d'application de la méthode des moindres carrés à l'analyse des observations des Marées Terrestres.
O.R.B. Comm. N° 236 Sér. géoph. N° 69 Ve Symp. Int. sur les M.T. pp. 412-420 1964.

5. P. MELCHIOR
Analyse de longs enregistrements de marées terrestres.
Bull. Inf. Marées terrestres N° 46, 1966 (pp. 1922-23).

DER EINFLUß VON RAUMTEMPERATUR- UND NETZSPANNUNGSSCHWANKUNGEN AUF DEN NACHLAUSCHREIBER ZUR ASKANIA-ERDGEZEITENREGISTRIERANLAGE

von *Manfred BONATZ*

Institut für Theoretische Geodäsie der Universität Bonn

Schwankungen der Raumtemperatur und der Netzspannung verursachen systematische Fehler im Messungsergebnis der Askania-Erdzeitenregistrieranlage [1], [2], [3], [4], [5]. Um die zulässigen Schwankungstoleranzen angeben zu können, müssen diese systematischen Fehler wenigstens größenordnungsmäßig bekannt sein. Im vorliegenden Beitrag wird das Temperatur- und Spannungsverhalten des Nachlaufschreibers der Registrieranlage untersucht.

Abb. 1 zeigt die Stellung des Schreibstiftes des Nachlaufschreibers als Funktion der Raumtemperatur. Die Netzspannung beträgt 220 ± 1 V, die Helligkeit der Lichtmarke wurde praktisch konstant gehalten, da der Spannungskonstanthalter für die Speisung der Galvanometerbeleuchtung in einem auf $\pm 0,1^\circ$ C stabilisierten Raum aufgestellt wurde [2]. Der Einfluß der Nullpunktwanderung des verwendeten Registriergalvanometers [4] wurde rechnerisch eliminiert. Die Regler an der Rückseite des Schreibers wurden in ihrer Stellung nicht verändert. Der Temperatureinfluß beträgt im Mittel etwa 0,1 mm pro Grad Temperaturänderung.

In Abb. 2 ist die Netzspannungsabhängigkeit (50 Hz) des Nachlaufschreibers dargestellt. Im Bereich von 220 bis 150 V ergibt sich im Mittel ein Wert von 0,1 bis 0,2 mm pro 10 V Netzspannungsänderung. Die Ablenkung steigt geringfügig mit steigender Raumtemperatur (Abb. 3) und nimmt außerdem bei einem Ausleuchtungsverhältnis des Fotowiderstandes von 1 : 1 mit größer werdender Lichtmarkenhelligkeit zu (Abb. 4).

Aus den Ergebnissen folgt, daß in ungünstigen Fällen sowohl Schwankungen der Raumtemperatur als auch der Netzspannung systematische Fehler verursachen können, die den inneren Registrierfehler übersteigen ; dies gilt vor allem bei Registrierungen mit geringer Empfindlichkeit, wenn es sich um relativ kurzperiodische Schwankungen handelt, die mit den herkömmlichen Verfahren der Gangbestimmung nicht mehr eliminiert werden können. Es dürfte jedoch in jedem Fall zu empfehlen sein, die Registrieranlage über einen Netzspannungskonstanthalter zu betreiben. Der Gesamteinfluß der Temperaturschwankungen auf Galvanometer, Galvanometer-Spannungskonstanthalter und Nachlaufschreiber ist wegen der besonderen Schwierigkeiten bei der Temperaturstabilisierung in Abb. 5 dargestellt. Die Abhängigkeit beträgt in dem dargestellten Bereich etwa $0,15 \text{ mm}/^\circ \text{C}$.

In diesem Zusammenhang sei ergänzend zu [6] daraufhingewiesen, daß sich die Empfindlichkeit des Nachlaufschreibers gegenüber Helligkeitsänderungen der Galvanometerlichtmarke mit der Stellung des Spaltes des Photowiderstandes ändert (Abb. 6). Die geringste Abhängigkeit tritt auf bei horizontalem Spalt.

Abb.1

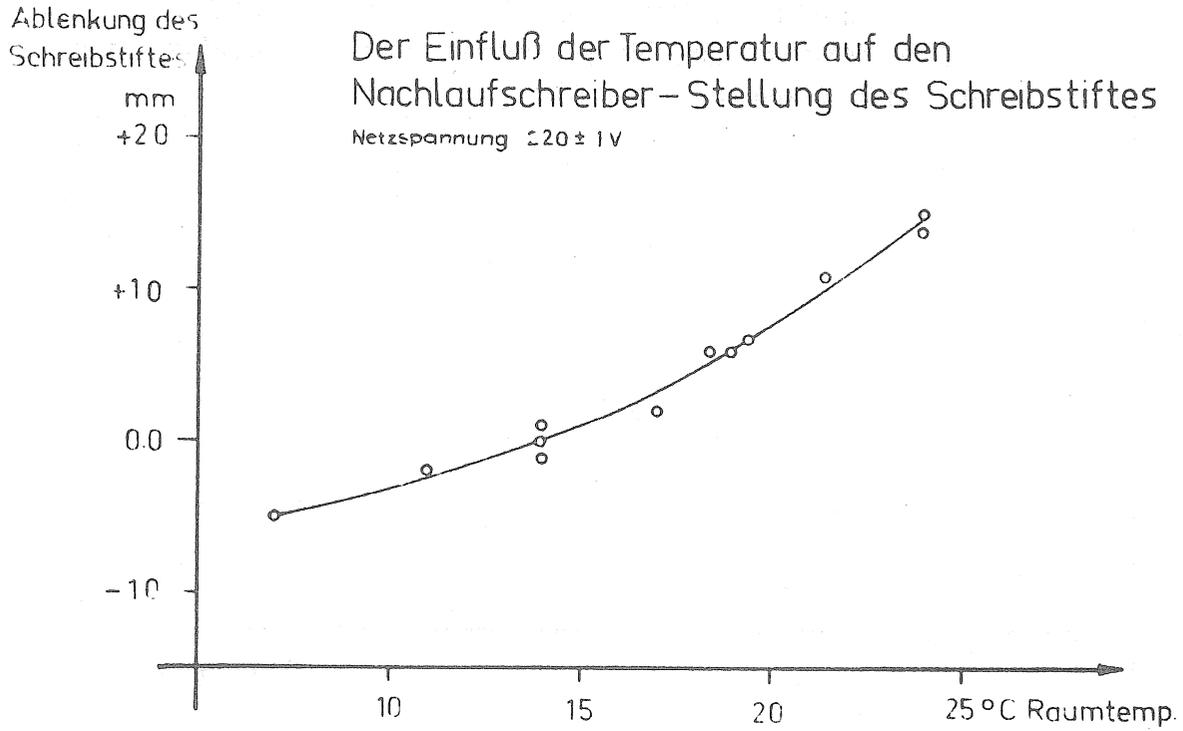


Abb.2

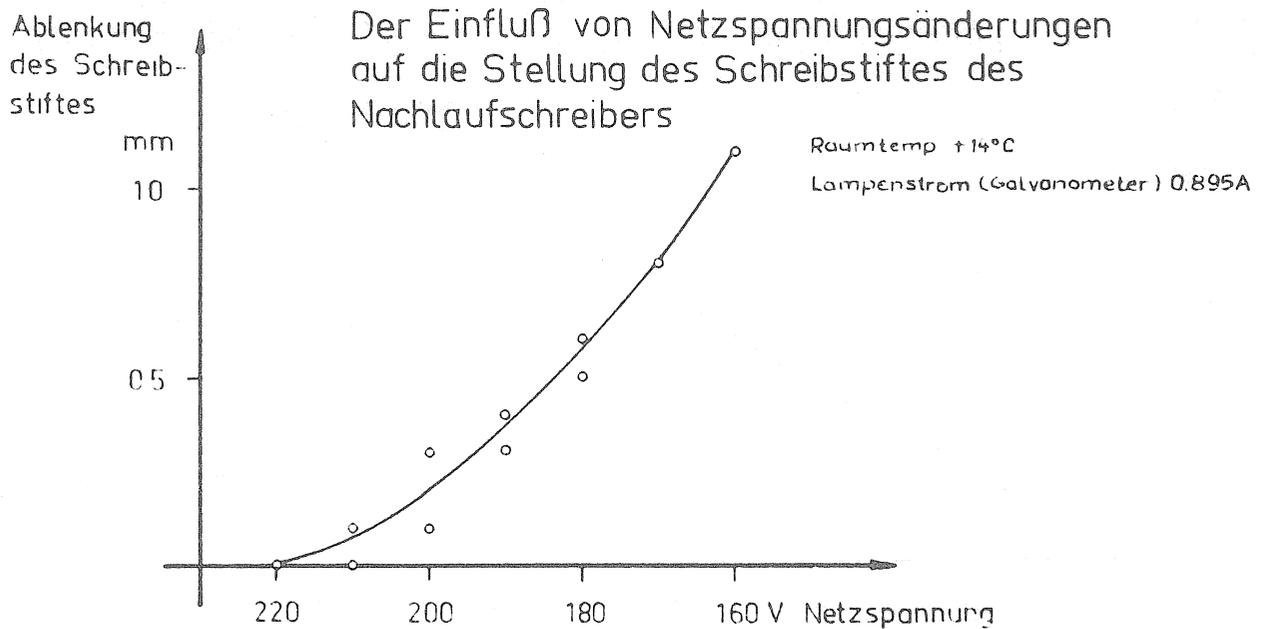


Abb 3

Der Temperatureinfluß auf die Ablenkung des Schreibstiftes des Nachlaufschreibers bei Änderung der Netzspannung um 60 V

Lampenstrom (Galvanometer) 0,895 A

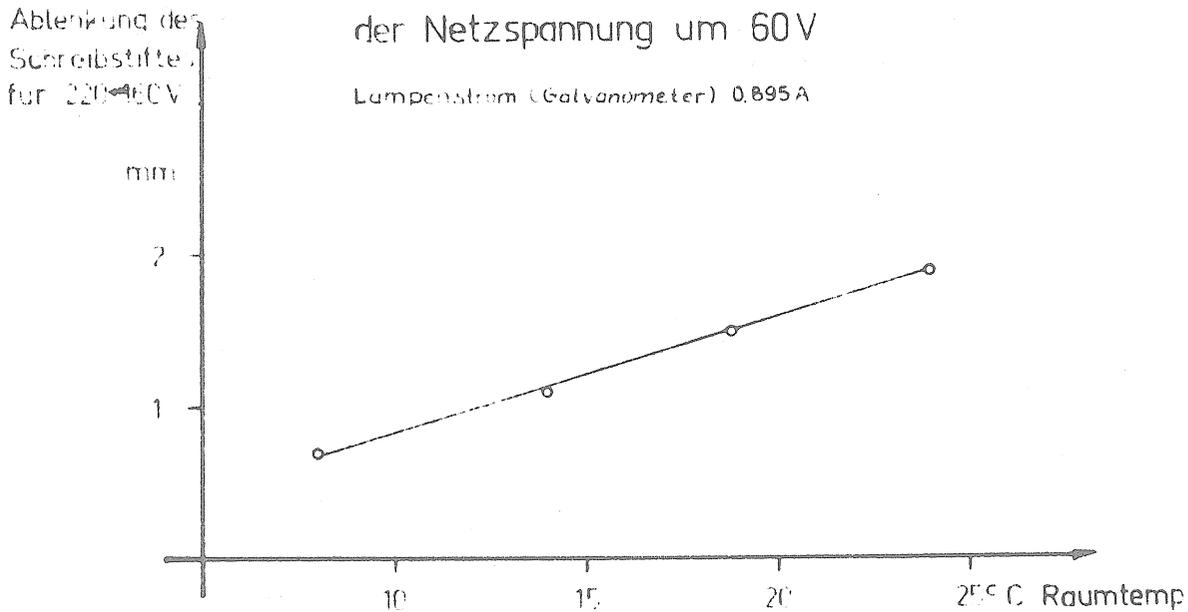


Abb. 4

Der Einfluß der Helligkeit der Lichtmarke des Registriergalvanometers (Lampenstrom) auf die Ablenkung des Schreibstiftes des Nachlaufschreibers bei Änderung der Netzspannung um 60 V

Raumtemp $+14^{\circ}\text{C}$
Ausleuchtung des Photowiderstandes 1 l

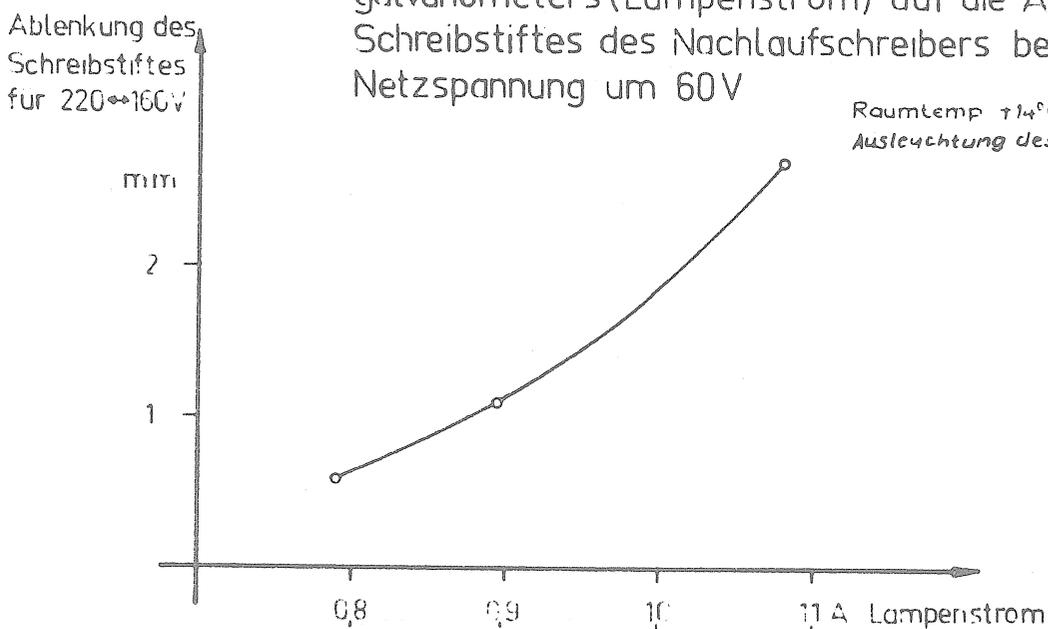


Abb. 5

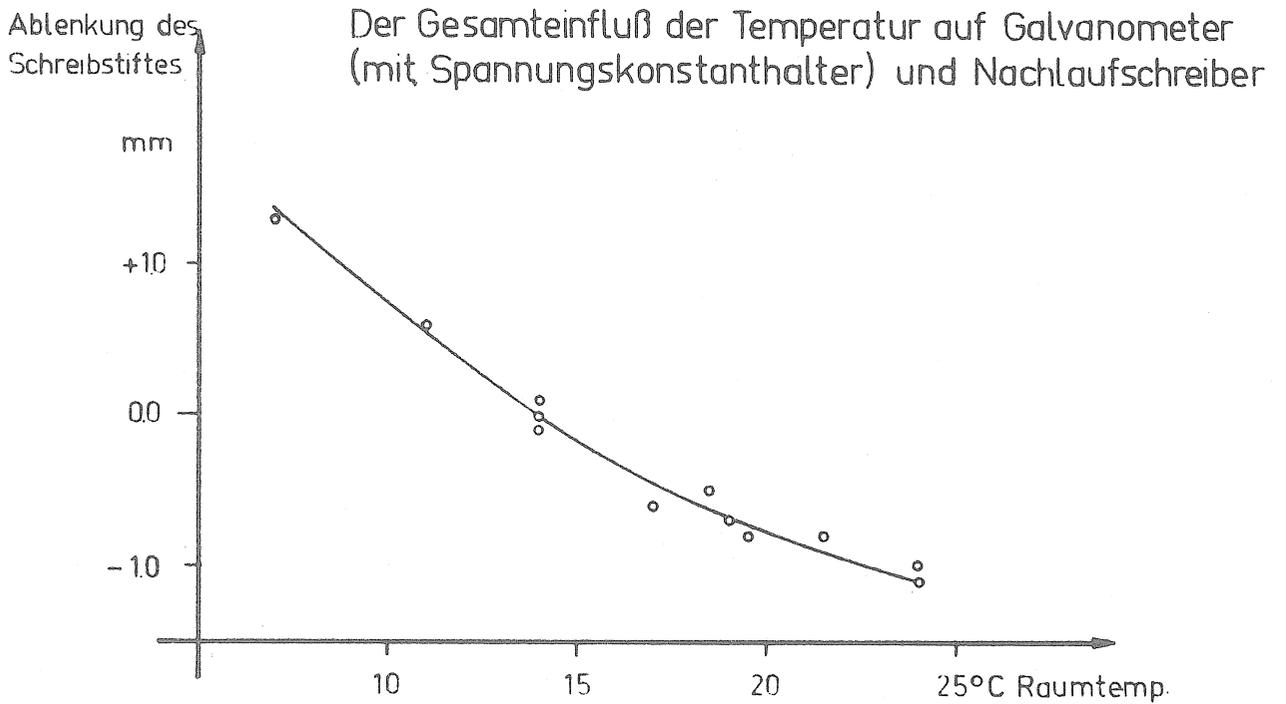
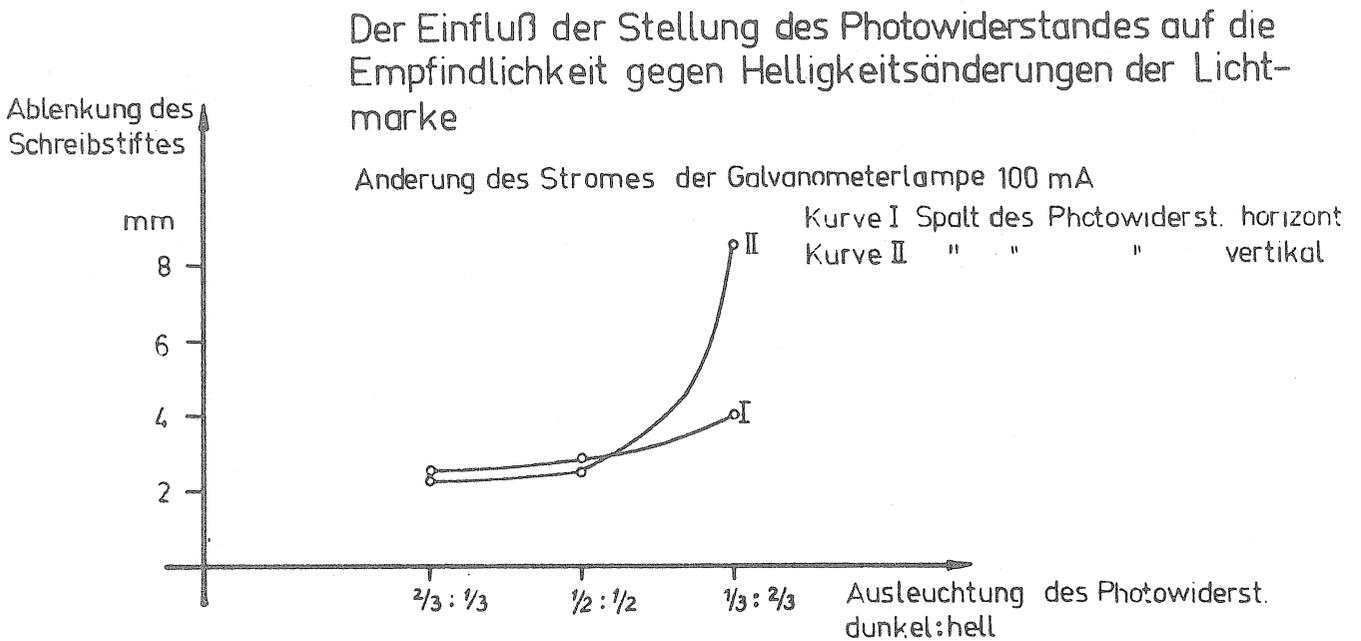


Abb. 6



LITERATUR

- [1] BONATZ, M.
Der Einfluß der Außentemperatur auf den Gang des Askania-Gravimeters GS 11 Nr 116,
ZfV Heft 12 (1965) S. 497.
- [2] BONATZ, M.
Der Einfluß der Raumtemperatur auf die Spannungskonstanthalter zu der Askania-Erdgezeiten-
registrieranlage.
Marées Terrestres, Bull. d'Inf. Nr 44 (1966) S. 1750.
- [3] BONATZ, M.
Der Einfluß der Netzspannung auf die Spannungskonstanthalter zu der Askania-Erdgezeiten-
registrieranlage.
Marées Terrestres, Bull. d'Inf. Nr 43 (1966) S. 1642.
- [4] BONATZ, M.
Der Einfluß der Raumtemperatur auf das Galvanometer der Askania-Erdgezeitenregistrier-
einrichtung.
Marées Terrestres, Bull. d'Inf. Nr 42 (1965) S. 1593.
- [5] BONATZ, M.
Der Einfluß von Helligkeitsschwankungen der Galvanometerlichtmarke auf die Registriergenauigkeit der Askania-Erdgezeitenregistrieranlage (Galvanometer mit Nachlaufschreiber).
Marées Terrestres, Bull. d'Inf. Nr 45 (1966) S. 1846.
- [6] BONATZ, M.
Untersuchungen eines systematischen Fehlers der Erdgezeitenregistriereinrichtung (Galvanometer mit Nachlaufschreiber) zum Askania-Gravimeter GS 11,
Marées Terrestres, Bull. d'Inf. Nr 38 (1964) S. 1342.

DER EINFLUß DER SCHWINGUNGSZEIT AUF DEN DÄMPFUNGSFAKTOR DES
HORIZONTALPENDELS VERBAANDERT-MELCHIOR Nr 75.

von *Manfred BONATZ*

Institut für Theoretische Geodäsie der Universität Bonn.

Wie in [1] nachgewiesen wurde, beträgt der Dämpfungsfaktor des Pendels VM Nr 75 bei einer Schwingungszeit von etwa 60 Sekunden $\delta = 0,00065$ bis $0,00075 \text{ sec}^{-1}$, wobei δ mit kleiner werdender Schwingungsamplitude x_0 zunimmt. Da die Dämpfung Rückschlüsse auf das Reibungsverhalten des Pendels ermöglicht, wurde der Dämpfungsfaktor des genannten Pendels auch für andere Schwingungszeiten ($T = 20, 40, 80$ und 100 sec) ermittelt. Die Untersuchungsergebnisse einschließlich der bereits in [1] aufgeführten Ergebnisse für die Schwingungszeit $T = 60 \text{ sec}$ sind in den Abb. 1 bis 5 dargestellt.

Es ist zu erkennen, daß sich die Abhängigkeit des Dämpfungsfaktors von der Schwingungsamplitude mit der Schwingungszeit ändert: Für kurze Schwingungszeiten etwa um 20 sec ist die Dämpfung praktisch von der Amplitude unabhängig, erst mit zunehmender Schwingungszeit zeigt sich dann die bereits genannte Vergrößerung des Dämpfungsfaktors bei Verkleinerung der Schwingungsamplitude (Abb. 6). Es fällt auf, daß die Dämpfung in den hier untersuchten Bereichen für Schwingungszeiten zwischen 60 und 80 sec ein Minimum aufweist.

Es erhebt sich nun die Frage, wie diese Ergebnisse zu interpretieren sind.

Die Schwingungsgleichung

$$x = x_0 \cdot e^{-\delta t} \cos \omega t \quad (1)$$

(vgl. [1]) stellt eine Lösung der Differentialgleichung

$$m \cdot \frac{d^2 x}{dt^2} + k \cdot \frac{dx}{dt} + r \cdot x = 0 \quad (2)$$

für eine gedämpfte Schwingung dar, bei der die Reibung proportional der Geschwindigkeit ist [2], [3]. Es bezeichnet x den Pendelausschlag, t den Zeitparameter, r die Richtgröße und k die Reibungskonstante mit

$$k = 2 \delta m \quad (3)$$

wobei m die Masse des Pendelkörpers ist, hier etwa 10 g [4].

Für einen mittleren Dämpfungsfaktor $\delta = 0,00065 \text{ sec}^{-1}$ wird dann

$$k = 0,013 \text{ g sec}^{-1}$$

Im hier vorliegenden periodischen Falle muß gelten

$$\frac{k}{2m} < \sqrt{\frac{r^3}{m}} \quad (4)$$

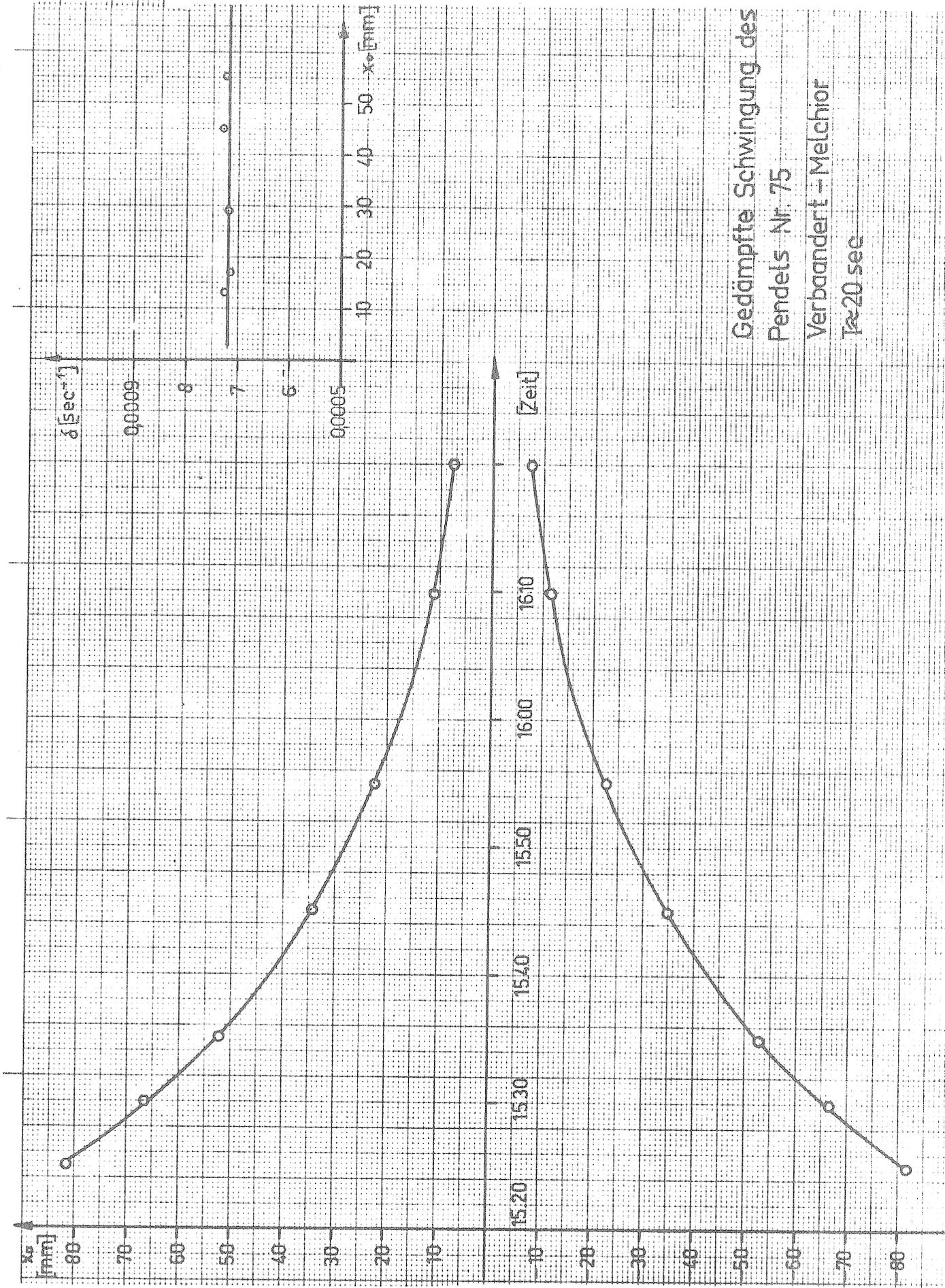
Aus Abb. 6 ist zu ersehen, daß bei dem untersuchten Pendel nur für kleine Schwingungszeiten (siehe oben) die Reibungskraft proportional der Geschwindigkeit ist, daß vielmehr bei größeren Schwingungszeiten zusätzliche Reibungen wirksam werden. Dies kann u.a. Festreibung sein, d.h. Reibung zweier fester Körper gegeneinander, die unabhängig von der Geschwindigkeit ist.

Bei zusätzlicher Festreibung f gilt die Differentialgleichung

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + k \cdot \frac{dx}{dt} + r \cdot x = \pm f \quad (5)$$

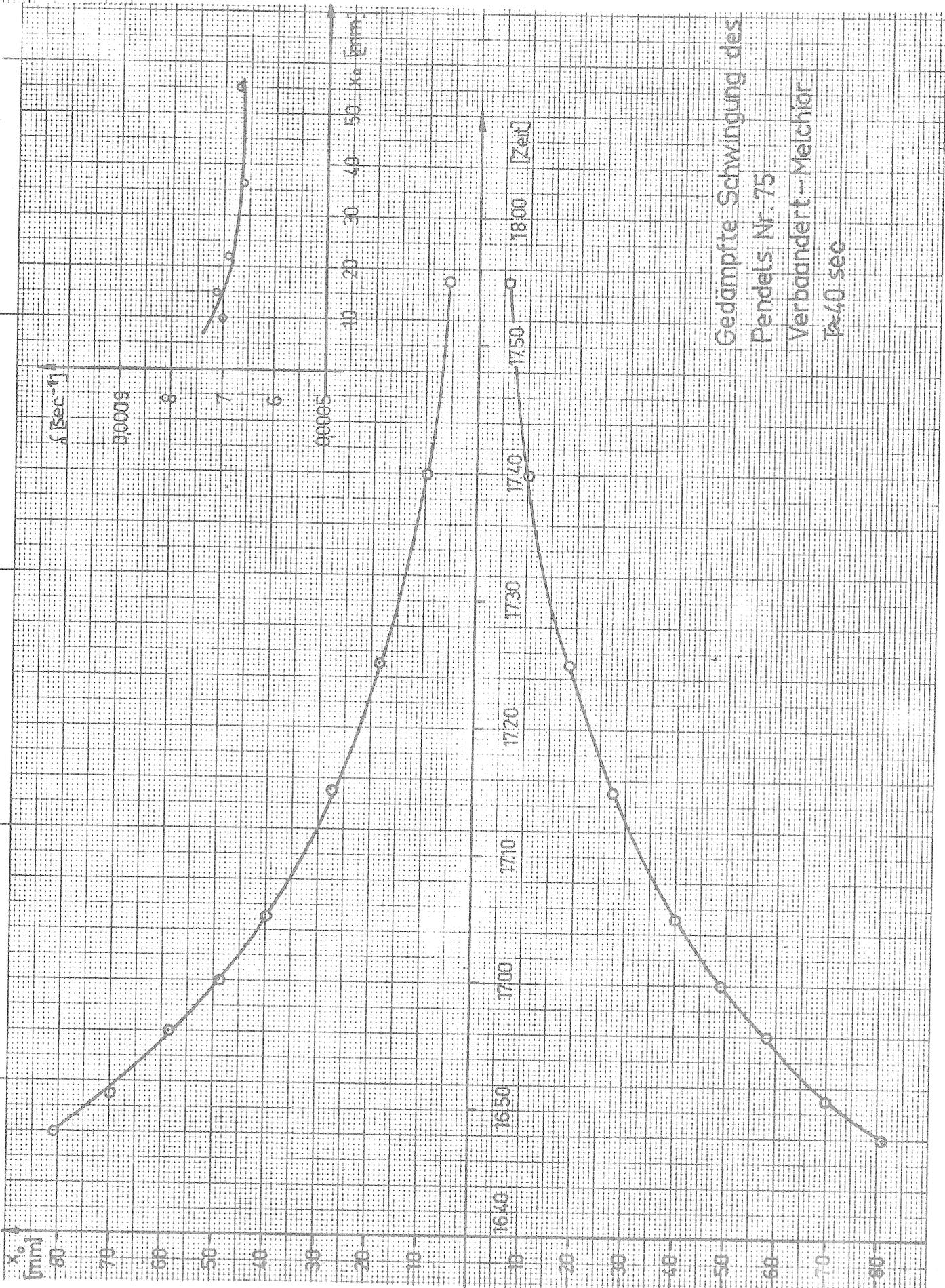
woraus folgt, daß bei kleiner werdender Schwingungsamplitude der aus den Schwingungen ermittelte Dämpfungsfaktor größer werden muß [2]. Ebendies ist hier der Fall, d.h. die Zunahme des Dämpfungsfaktors mit abnehmender Schwingungsamplitude kann durch Festreibung erklärt werden. Da die Festreibung unabhängig von der Geschwindigkeit des schwingenden Pendels ist, andererseits aber sich die Geschwindigkeit $\frac{dx}{dt}$ für gleiche Amplituden mit abnehmender Schwingungszeit vergrößert, verringert sich bei kleiner werdenden Schwingungszeiten der relative Dämpfungseinfluß der Festreibung. Damit allein läßt sich jedoch der in Abb. 6 dargestellte Funktionsverlauf (Minimalwerte von δ zwischen $T = 60$ und 80 sec) nicht erklären. Vielmehr treten bei der Pendelschwingung offensichtlich zusätzliche Kräfte auf, deren qualitative Erfassung nicht ohne größeren experimentellen Aufwand möglich sein dürfte.

Abb. 1



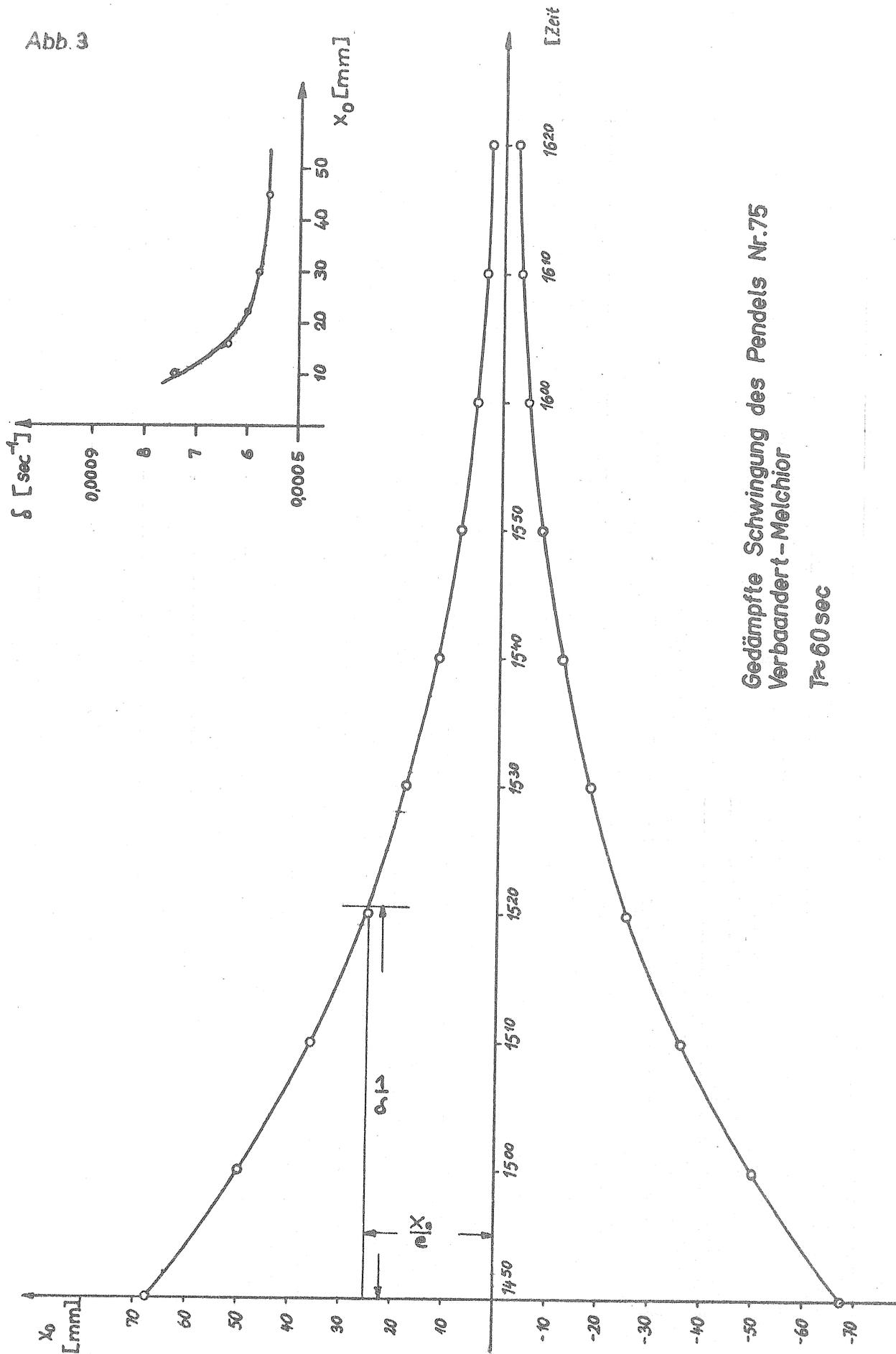
Gedämpfte Schwingung des
Pendels Nr. 75
Verbaandert - Melchior
 $T \approx 20$ sec

Abb. 2

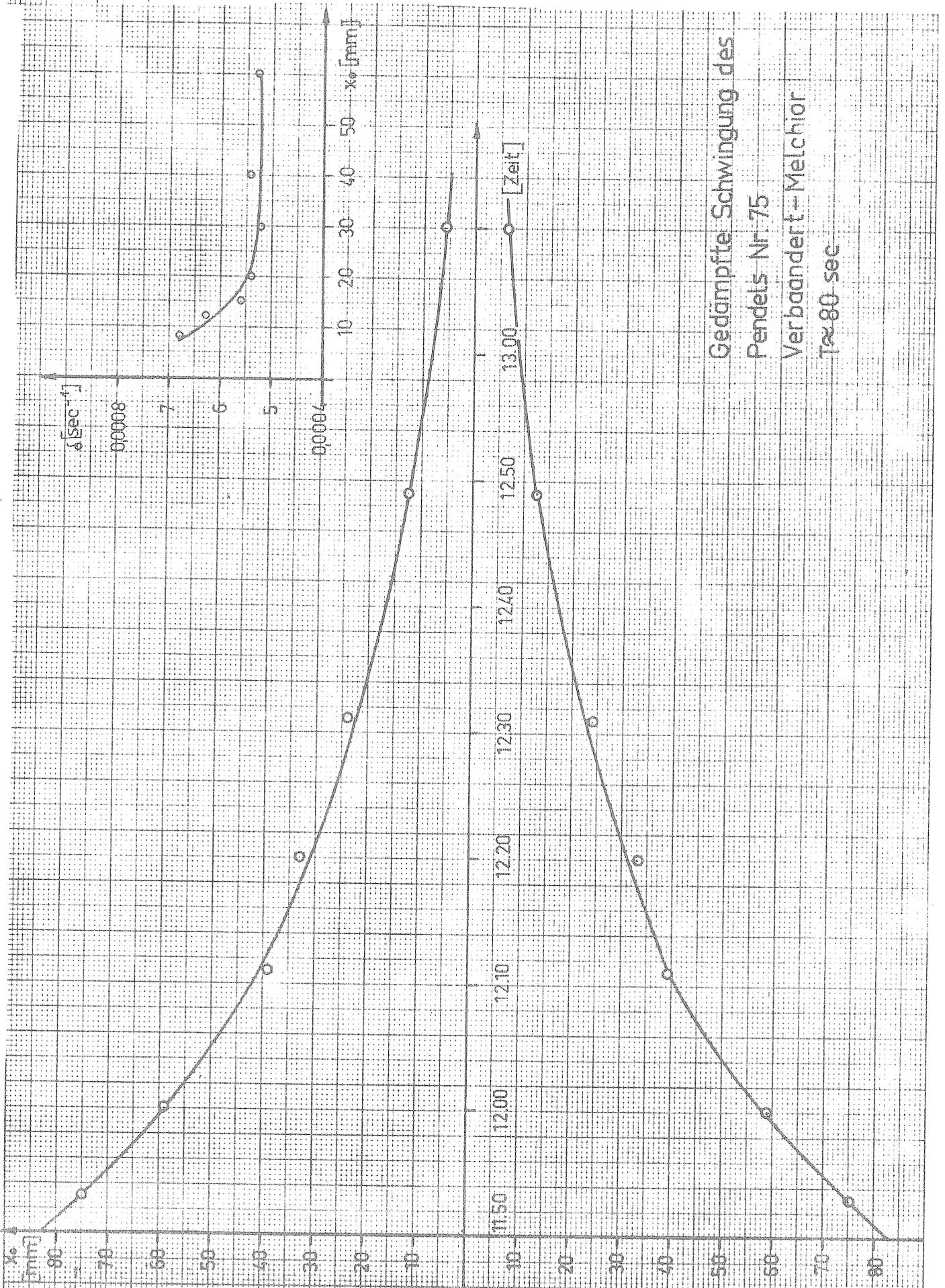


Gedämpfte Schwingung des
Pendels Nr. 75
Verbaändert - Melchior
 $T \approx 40$ sec

Abb. 3

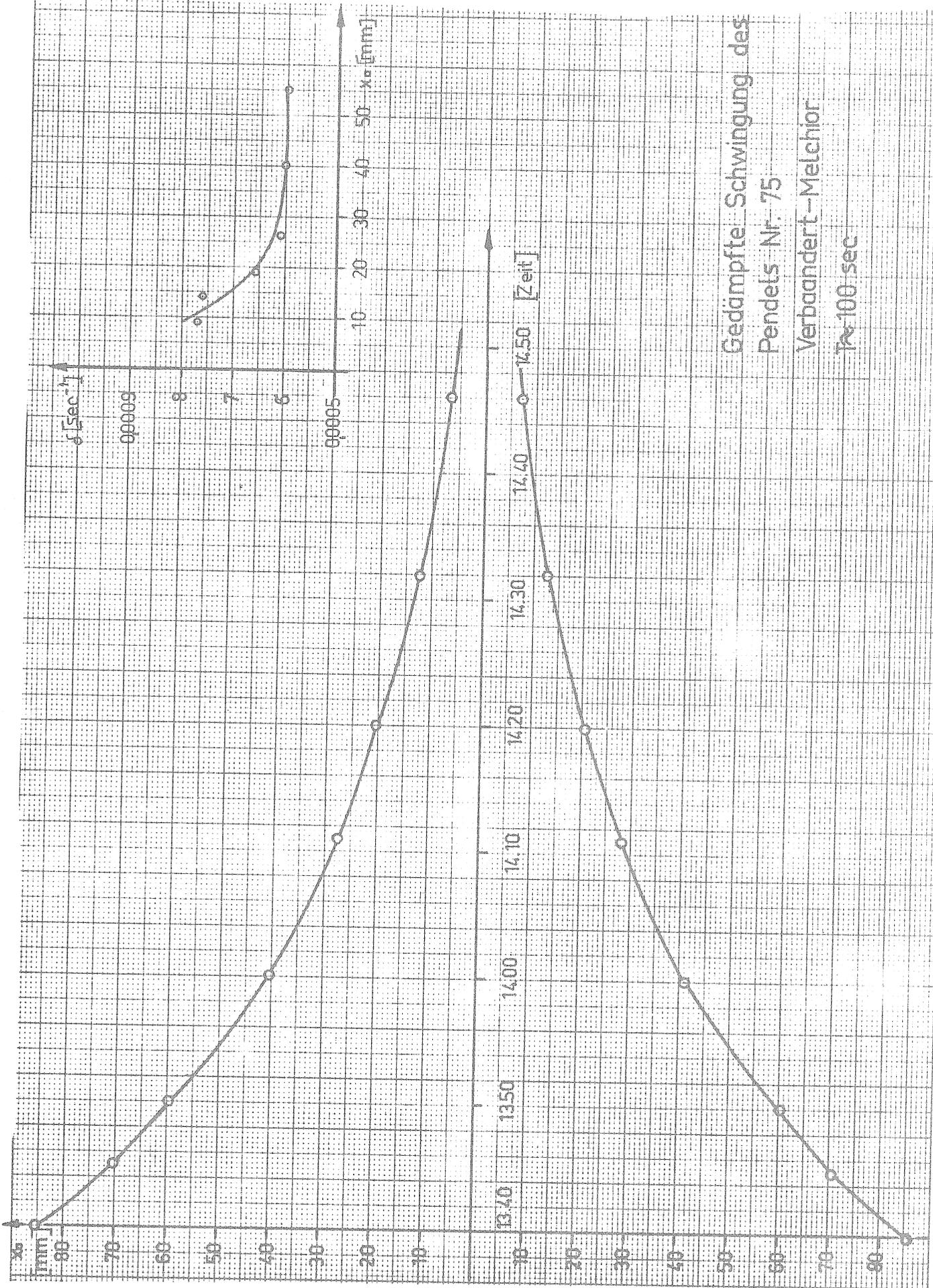


Gedämpfte Schwingung des Pendels Nr.75
 Verbaandert-Melchior
 $T \approx 60$ sec



Gedämpfte Schwingung des
Pendels Nr. 75
Verbaandert - Melchior
 $T \approx 80$ sec

Abb 5

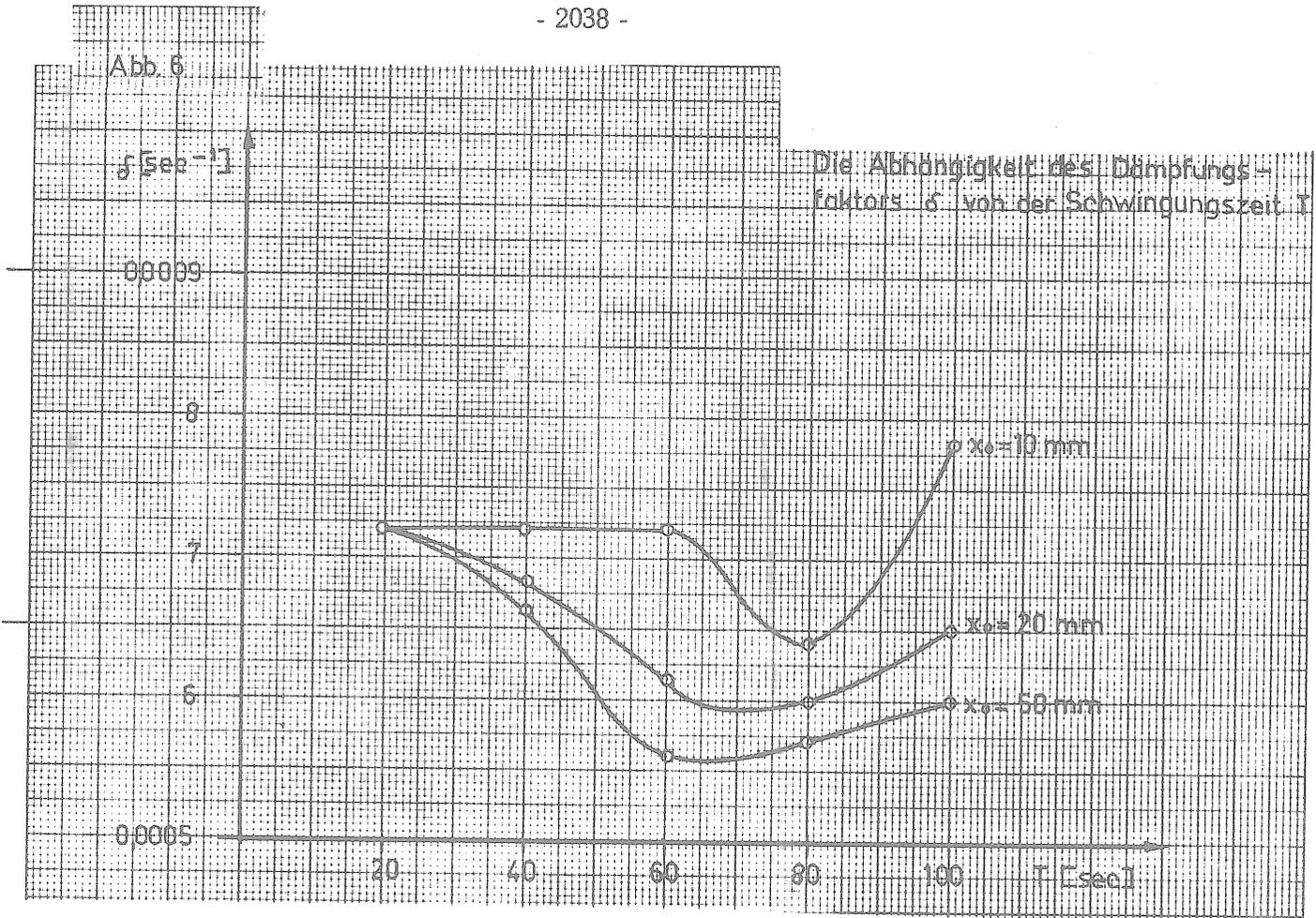


Gedämpfte Schwingung des
Pendels Nr. 75

Verbaandert-Melchior

$T \approx 100$ sec

Abb. 6



LITERATUR

- [1] BONATZ, M.
Zur Bestimmung der Schwingungszeit von Horizontalpendeln,
Marées Terrestres, Bull. d'Inf. Nr. 45 (1966) S. 1777.
- [2] SCHULER, M.
Mechanische Schwingungslehre, Teil 1
Wolfenbütteler Verlagsanstalt, Wolfenbüttel (1949)
- [3] GERTHSEN, C.
Physik
Springer-Verlag, Berlin (1958)
- [4] MELCHIOR, P.
The Earth-Tides,
Pergamon Press, New York (1966).