

MAREES TERRESTRES

BULLETIN d'INFORMATIONS

N° 49

31 octobre 1967

*Association Internationale de Geodesie*  
*Commission Permanente des Marees Terrestres*

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

THE UNIVERSITY OF CHICAGO

PHYSICS DEPARTMENT

PHYS 433

1998

PHYSICS DEPARTMENT

PHYS 433

PHYSICS DEPARTMENT

1998

Bulletin d'Informations des Marées Terrestres N° 49

Table des Matières

	p.
Y.A. DITCHKO - V.Y. TOKAR (Traduction) Sur la question de l'interpolation des lacunes dans l'enregistrement des marées terrestres	2150
P.S. MATVEYEV, Y.D. BOGDAN (Traduction) Interpolation des courtes lacunes dans les observations des marées terrestres	2155
K.Z. KARTVELICHVILI (Traduction) Observations sur les déformations des marées de la terre à Tbilissi	2162
M. BONATZ Zur Frage elastischer Nachwirkungen am Askania-Gravimeter GS 11 Nr 116	2173
B. DUCARME Possibilité d'amélioration des étalonnages dans le cas des gravimètres enregistreurs	2177
V.G. BALENKO (Traduction) Sur la méthode d'analyse harmonique des marées faibles	2201
D. SIMON, M. SCHNEIDER Zum Auftreten luftdruckbedingter Störungen in Horizontalpendelaufzeichnungen auf drei verschiedenen Erdzeitenstationen	2218
M. BONATZ Genauigkeitssteigerung der Eichung durch Spindelverstellung bei Verwendung eines elektronischen Registrierverstärkers zu den Askania-Gravimetern GS 11 und GS 12.	2226

SUR LA QUESTION DE L'INTERPOLATION DES LACUNES DANS L'ENREGISTREMENT DES  
MAREES TERRESTRES

*Y. A. Ditchko - V. Y. Tokar*

Acad. Sc. R.S.S. d'Ukraine Observ. Grav. de Poltava Inst. Géoph. de la RSS d'Ukraine Kiev 1966.

К ВОПРОСУ ОБ ИНТЕРПОЛЯЦИИ ПРОПУСКОВ В  
РЕГИСТРАЦИИ ЗЕМНЫХ ПРИЛИВОВ.

И.А. Дычко. В.И. Токаръ.

Акад. Наук УССР. Полт. Гравим. Обсерв. Инст. Геоф. Киев 66

Pour combler les lacunes dans l'enregistrement des marées terrestres, on a proposé ces dernières années certains procédés [1-3, 6] qui permettent de reconstituer les ordonnées sur une durée ne dépassant pas un jour. Les lacunes de une, deux ou trois ordonnées sont rétablies par la combinaison de Lecolazet [6] avec suffisamment de précision : les écarts des ordonnées interpolées ne sortant pas des limites des erreurs de mesures. Cependant lors du rétablissement de lacunes plus longues, les combinaisons englobent plusieurs jours d'enregistrement avant et après la lacune ce qui peut amener à certaines erreurs.

Malgré le fait que la vérification de certaines méthodes ait déjà été faite [1], il restait encore des questions non résolues pour l'explication desquelles cet article a été entrepris. Pour cela on a effectué l'analyse harmonique de neuf séries mensuelles d'observations avec le gravimètre Askania N° 159 à Poltava. On a pris dans le premier cas toutes les ordonnées de l'enregistrement ininterrompu. Dans les trois autres cas les ordonnées de trois jours pris en différents endroits ont été remplacées par des valeurs interpolées chaque fois suivant un autre procédé. On a effectué la vérification des cinq procédés [1-3, 6] sur la courbe théorique [4] et sur la dérive du gravimètre Askania N° 145 [5].

Les écarts entre les ordonnées interpolées et observées peuvent servir d'estimation préliminaire de la précision de l'interpolation des lacunes. Comme il découle de la table 1 on ne peut donner une préférence déterminée à aucune des trois méthodes vérifiées de cette façon.

Table 1

Moyenne de 24 écarts des ordonnées interpolées par rapport aux données observées avec le gravimètre Askania 159 exprimées en 0.1 mm.

Date	Lecolazet	Yvanova-1	[3]
3.XI 1961	+19	+24	+18
8.XI	-15	+5	-2
16.XI	-26	-2	-14
4.I 1962	+10	+11	+31
10.I	-6	-13	-2
18.I	+12	-1	+5
22.VI 1963	-3	+1	-8
29.VI	-1	+4	-1
5.VII	-6	-5	-7
27.VII	+3	-6	+2
7.VIII	+3	-3	0
13.VIII	+4	+2	+2
<b>Moyenne</b>	-1	+1	+2
$\epsilon$	$\pm 18$	$\pm 15$	$\pm 17$

Remarques. Par Yvanova-1 (3) procédé en [1].  
Ici et plus loin  $\epsilon$  est l'écart quadratique moyen d'un résultat.

Puisque les constantes harmoniques des ondes de marée sont le résultat final des observations, les altérations introduits dans ces constantes peuvent servir de critère définitif de la qualité de l'interpolation des ordonnées. Les résultats sont donnés dans la table 2 : les trois procédés donnent pratiquement les mêmes résultats.

Table 2

Moyenne provenant de neuf écarts des résultats de l'analyse avec ordonnées interpolées par rapport à l'analyse avec ordonnées effectives  
( $\Delta\delta$  - en unités du troisième signe,  $\Delta\kappa$  - en degrés)

Onde	Lecolazet		Yvanova-1		[3]	
	$\Delta\delta$	$\Delta\kappa$	$\Delta\delta$	$\Delta\kappa$	$\Delta\delta$	$\Delta\kappa$
$Q_1$	+8 ± 80	-0.1 ± 3.3	+22 ± 80	-1.0 ± 2.8	-12 ± 91	+1.4 ± 3.2
$O_1$	-28 ± 75	-0.1 ± 0.3	+12 ± 20	-0.3 ± 0.4	-3 ± 18	0 ± 0.5
$K_1$	-1 ± 7	-0.3 ± 1.1	-2 ± 6	0 ± 0.1	-1 ± 6	-0.2 ± 1.0
$M_1$	-10 ± 415	-3.9 ± 33.7	-107 ± 294	+0.2 ± 3.3	+16 ± 172	-0.6 ± 3.4
$M_2$	-3 ± 6	+0.1 ± 0.3	+8 ± 9	-0.1 ± 0.3	-2 ± 6	0 ± 0.3
$S_2$	-1 ± 15	-0.1 ± 1.3	-1 ± 8	-0.6 ± 1.0	-1 ± 12	-0.2 ± 0.9
$N_2$	-7 ± 44	-0.7 ± 2.6	+17 ± 42	-0.1 ± 0.5	-10 ± 45	-0.9 ± 1.6
$\mu_2$	-2 ± 795	-4.6 ± 34.0	-103 ± 294	+5.8 ± 20.0	+63 ± 238	+4.3 ± 17.1

Table 3.

Moyenne provenant de 24 écarts de l'interpolation de la courbe théorique en 0,001  $\mu$ gal

Date	Leco-lazet	Yvano-va-1	Yvano-va-2	Pertsev	[3]
15.I 1962	0	+30	+1	+5	+16
15.II	0	+150	+7	-515	+13
15.III	0	+220	+2	-459	+8
15.IV	0	-145	-5	+86	-6
15.V	0	-339	-10	+446	-13
15.VI	0	-123	-25	+99	-17
15.VII	0	+401	+16	-792	+18
15.VIII	-1	+292	+68	-657	+49
15.IX	0	-1213	-156	+1606	-116
15.X	-2	-586	-29	+687	+22
15.XI	+1	+567	+72	-936	+41
15.XII	+1	+309	+18	-402	-10
<b>Moyenne</b>	0	-36	-3	-69	0
$\epsilon$	$\pm 6$	$\pm 3193$	$\pm 304$	$\pm 2327$	$\pm 77$

Remarque : Yvanova -2 (2) procédé en [1]

Table 4.

Moyenne provenant de 24 écarts de l'interpolation du zéro du gravimètre Askania 145 en 0,01 mm.

Date	Leco-lazet	Yvano-va-1	Yvano-va-2	Pertsev	[3]
15.I 1960	-9	+14	+9	+21	+17
11.II	-101	-68	-86	-111	-40
15.III	-27	+1	-8	-1	+18
15.IV	-90	-52	-67	-84	-30
15.V	-5	-11	-2	+1	-24
15.VI	+31	+7	+21	+38	+2
15.VII	-41	-34	-40	-78	-62
15.VIII	+69	+48	+61	+70	+48
15.IX	-118	-5	-62	-344	+13
15.X	+141	+117	+129	+144	+117
15.XI	+68	+65	+64	+91	+102
15.XII	+22	+32	+23	+7	0
<b>Moyenne</b>	-5	+10	+4	-20	+13
$\epsilon$	$\pm 95$	$\pm 65$	$\pm 78$	$\pm 144$	$\pm 75$

Nous donnons dans les tables 3 et 4 les résultats de la vérification des combinaisons [1 - 3,6] sur la courbe théorique [4] et sur le zéro du gravimètre Askania N° 145 [5]. Comme il fallait s'y attendre, le meilleur résultat pour le rétablissement de la courbe théorique (table 3) est donné par le procédé de Lecolazet. Après celui-ci, vient le procédé [5] qui cependant rétablit un peu mieux le zéro et viennent ensuite les combinaisons d'Yvanova - 2, Pertsev et Yvanova - 1. Quant au zéro, il se rétablit de la meilleure façon par la méthode d'Yvanova - 1.

Table 5.

Moyenne provenant de 24 écarts de l'interpolation de la courbe théorique en 0,1  $\mu$ gal.

Date	Yvano- va-1	Yvano- va-2	Pertsev
15.I 1960	+1	-1	-2
15.II	+1	-1	-2
15.III	+1	+1	-6
15.IV	-1	-1	0
15.V	-4	+1	+4
15.VI	-2	-2	0
15.VII	+2	-1	-9
15.VIII	+4	+1	-2
15.IX	-12	-2	+15
15.X	-3	+1	+9
15.XI	+5	0	-7
15.XII	+2	0	-7
<b>Moyenne</b>	-1	0	-1
$\epsilon$	$\pm 33$	$\pm 6$	$\pm 22$

Au premier coup d'oeil il semble qu'entre les tables 1 et 2 et la table 2 il y ait un désaccord puisque le procédé d'Yvanova - 1 donne sur les données observées le même résultat que [3] et Lecolazet tandis que sur la courbe théorique il est sensiblement plus mauvais. Cela est évidemment en relation avec le fait que par le procédé d'Yvanova - 1 on ne peut pas rétablir la courbe théorique avec la précision à laquelle elle est donnée en [4]. Pour le vérifier, nous avons fait l'interpolation par les procédés d'Yvanova - 1, Yvanova - 2 et Pertsev des ordonnées théoriques [4] arrondies jusqu'à 1  $\mu$ gal. La table 5 montre que les résultats de l'interpolation sont tout à fait satisfaisants. Le plus grand écart des trois méthodes est donné par la méthode d'Yvanova - 1, mais il a un caractère accidentel.

Les procédés d'Yvanova - 2 et de Pertsev n'ont pas été vérifiés par l'analyse harmonique. En jugeant d'après les tables 3 - 5, les résultats de cette vérification ne doivent pas différer sensiblement des résultats donnés dans la table 2.

Ainsi tous les procédés examinés donnent, pour la précision actuelle des observations, le même résultat et les altérations introduites dans les résultats de l'analyse harmonique par l'interpolation de trois jours dans une série mensuelle, comme le montre la table 2, atteignent déjà les erreurs des observations. On peut à présent recommander la méthode d'Yvanova - 1 comme la plus simple. Cependant il est utile d'appliquer les procédés de Lecolazet et [3] lorsqu'augmente la précision des observations.

En conclusion, l'auteur remercie P.S. Matveyev pour ses conseils précieux et S.N. Korba et A.N. Novikova pour leur participation au calcul.

## BIBLIOGRAPHIE

---

1. M.V. YVANOVA  
Comparaison des différentes méthodes de comblement des lacunes dans les observations des marées terrestres.  
*Publ. "Etude des marées terrestres" N° 3, 1963, pp. 110 - 114*  
*BIM N° 36 pp. 1205 - 1209 1964.*
  
  2. N.N. PARIISKII, D.G. GRIDNIEV, S.N. BARSENKOV, You. K. SARITCHEVA, M.V. KRAMER  
Variations de marées de la force de pesanteur à Tachkent.  
*Publ. "Etude des marées terrestres" N° 3, 1963, p. 18*  
*BIM N° 38, pp. 1298 - 1330 1964.*
  
  3. Y.D. BOGDAN, P.S. MATVEYEV  
Interpolation des courtes lacunes dans les observations des marées terrestres.  
*Publ. Marées Terrestres Kiev 1966*  
*BIM N° 48 pp. 2155 - 2160*
  
  4. M.V. KRAMER  
Tables des variations de marées de la force de pesanteur en fonction de la Lune et du Soleil pour la Terre absolument rigide en 1962 (pour un point avec les coordonnées  $\phi = 50^\circ \text{ N}$  ;  $\lambda = 0^\circ$ ), 1962.
  
  5. P. MELCHIOR  
Mesures faites avec le gravimètre Askania GS 11 N° 145 en 1960 et 1961.  
*Bull. d'obs. des marées terrestres, v. 1, fasc. 1, 1962.*
  
  6. R. LECOLAZET  
Sur la reconstitution des observations par interpolation.  
*Comm. de l'Obs. Royal de Belgique, 188, s. g. 58, 267 - 272, 1961.*
-

Traduction

INTERPOLATION DES COURTES LACUNES DANS LES OBSERVATIONS DES  
MAREES TERRESTRES

*P.S. Matveyev, Y.D. Bogdan .*

Acad. Sc. R.S.S. d'Ukraine Observ. Grav. de Poltava Inst. Géoph. de la RSS d'Ukraine Kiev 1966.

ИНТЕРПОЛЯЦИЯ КОРОТКИХ ПРОПУСКОВ В НАБЛЮДЕНИЯХ  
ЗЕМНЫХ ПРИЛИВОВ.

*П.С. Матвеев, И.Д. Богдан.*

Акад. Наук УССР. Полт. Гравим. Обсерв. Инст. Геоф. Киев 1966.

Par courte lacune dans l'observation de la marée terrestre nous entendons l'interruption dans l'enregistrement du phénomène observé d'une durée ne dépassant pas 24 heures. La plupart des procédés proposés pour le rétablissement de ces lacunes garantit une précision satisfaisante des ordonnées rétablies. Sans nous arrêter aux qualités et aux défauts des différents procédés appliqués à présent dans ce but, nous noterons seulement qu'à notre point de vue le procédé le plus effectif d'interpolation des lacunes et d'élimination des sauts de la courbe observée de la marée a été proposé par R. Lecolazet [5].

L'universalité, la haute précision et le peu de travail ont assuré à ce procédé une large diffusion. C'est pourquoi avant de proposer un procédé d'interpolation des ordonnées manquantes (établi sur une lacune d'une durée allant de 4 à 24 heures) nous considérons comme opportun d'exposer ici les positions fondamentales du procédé mentionné.

D'après la remarque de R. Lecolazet, l'idée du procédé est déjà renfermée en principe dans les résultats des recherches effectuées par Labrouste [6]. Elle consiste dans l'application aux ordonnées observées de combinaisons linéaires complexes (symétriques et anti-symétriques) qui éliminent les ondes de marées et la dérive. Les combinaisons appliquées s'obtiennent par l'élévation successive en degré de la combinaison anti-symétrique élémentaire

$$z_{\tau/2} = -y_{-\tau/2} + y_{+\tau/2} \quad (1)$$

où  $\tau$  est l'intervalle entre les ordonnées voisines de la série examinée, exprimée en heures. La complication de ces combinaisons au fur et à mesure de l'accroissement du degré dans lequel on élève (1) est facile à observer d'après les quatre premières expressions :

$$\begin{aligned}
 z_{\tau/2}^0 &= -y_{-\tau/2} + y_{+\tau/2} \\
 z_{\tau/2}^1 &= +y_{-\tau} - 2y_0 + y_{+\tau} \\
 z_{\tau/2}^2 &= -y_{-3\tau/2} + 3y_{-\tau/2} - 3y_{+\tau/2} + y_{+3\tau/2} \\
 z_{\tau/2}^3 &= +y_{-2\tau} - 4y_{-\tau} + 6y_0 - 4y_{+\tau} + y_{+2\tau} \\
 &\dots
 \end{aligned}
 \tag{2}$$

Les coefficients de chaque combinaison peuvent être trouvés d'après les coefficients de la précédente selon la règle de formation des coefficients de binômes constituant aussi le triangle appelé de Pascal.

N'importe quelle combinaison impaire (2) peut être utilisée pour la détermination du saut  $\Delta$  dans l'enregistrement de la marée. Dans ce cas, l'époque centrale ( $\tau = 0$ ) de la combinaison doit coïncider avec le milieu de l'intervalle  $\tau$ , séparant les deux parties. N'importe quelle combinaison paire dont l'époque centrale ( $\tau = 0$ ) coïncide avec l'ordonnée manquante  $y_0$ , peut être utilisée pour le rétablissement de la valeur de cette ordonnée.

Plus le degré de la combinaison utilisée est élevé, plus petite sera l'erreur de la valeur déterminée, erreur provoquée par l'élimination incomplète de la partie périodique des ordonnées. Cette propriété des combinaisons (2) découle de la tendance de leur facteur d'amplitude résultant

$$\beta_1^n = \left( 2 \sin \frac{\tau q_1}{2} \right)^n
 \tag{3}$$

qui, pour n'importe quelle onde de marée, diminue rapidement avec l'élévation du degré  $n$  de la combinaison ( $q_1$  est la vitesse de variation de la phase de l'onde pour 1 heure de temps moyen). La table I montre l'influence des ondes de marées les plus importantes sur les valeurs déterminées  $y_0$  et  $\Delta$  par les combinaisons du type (2) jusqu'à  $n = 10$ . Dans les combinaisons du type  $z_{1/2}^n$  et  $z_{12}^n$  l'intervalle  $\tau$  entre les ordonnées est respectivement égal à une heure et à 24 heures.

Les combinaisons  $z_{1/2}^n$  et  $z_{12}^n$ , en commençant par  $n = 6$ , garantissent la détermination de  $y_0$  et  $\Delta$  avec une erreur plus petite qu'un dixième de pour-cent provenant de la valeur de la plus grande onde de marée  $M_2$ . Partant de cela, R. Lecolazet [5] recommande pour l'interpolation d'une seule ordonnée manquante  $y_0$  d'appliquer la combinaison  $z_{1/2}^6$  et pour la détermination du saut  $\Delta$ , la combinaison  $z_{1/2}^7$ . L'utilisation de ces combinaisons dans notre travail de préparation à l'analyse de données d'observations étendues a montré leur sûreté et leur haute précision.

Lorsqu'il y a nécessité de rétablir une lacune provenant de deux ordonnées contigües ( $x$  et  $y$ ) R. Lecolazet considère comme possible d'utiliser, comme dans le cas précédent, la combinaison  $z_{1/2}^n$ , en ajoutant qu'il serait préférable d'appliquer une combinaison de degré pair plus élevé. Dans notre travail nous avons appliqué la combinaison  $z_{1/2}^{10}$ . Nous l'appliquons également pour des lacunes constituées de trois ordonnées horaires ( $x$ ,  $y$  et  $z$ ).

La procédure est la suivante : La combinaison  $z_{1/2}^{10}$  s'applique deux (ou trois) fois à l'intervalle renfermant la lacune comblée chaque fois par la coïncidence successive de l'heure centrale de la combinaison avec l'ordonnée manquante correspondante. Sur la base des sommes obtenues  $\Sigma_x$  et  $\Sigma_y$  (ou  $\Sigma_x, \Sigma_y$  et  $\Sigma_z$ ) on constitue un système de deux (ou trois) équations dont la solution fournit les ordonnées d'après les formules suivantes :

a) pour le cas de deux ordonnées manquantes

$$\begin{aligned} x &= 0.01298701 \sum_x + 0.01082251 \sum_y, \\ y &= 0.01082251 \sum_x + 0.01298701 \sum_y, \end{aligned} \quad (4)$$

b) pour le cas de trois ordonnées manquantes

$$\begin{aligned} x &= 0.02651515 \sum_x + 0.03787879 \sum_y + 0.01893939 \sum_z, \\ y &= 0.03787879 \sum_x + 0.06709957 \sum_y + 0.03787879 \sum_z, \\ z &= 0.01893939 \sum_x + 0.03787879 \sum_y + 0.02651515 \sum_z. \end{aligned} \quad (5)$$

Parfois la courbe présente aussi un saut aux endroits de la lacune. C'est une chose que l'on rencontrera souvent dans les observations clinométriques effectuées avec des pendules horizontaux du type de Zöllner qui ont un faible décrement d'amortissement (par exemple, les pendules du système Repsold-Levitskii). Pour rétablir cette lacune il convient préalablement de déterminer de façon graphique la valeur du saut  $\Delta$  et ensuite de rétablir les ordonnées manquantes. Dans la variante la plus simple de ce cas difficile où après le saut  $\Delta$  il n'y a qu'une ordonnée horaire  $x$  qui manque, les possibilités du procédé de Lecolazet permettent de résoudre le problème de l'aplanissement au moyen de la détermination simultanée des valeurs  $\Delta$  et  $x$ .

Pour cela, nous employons la combinaison  $z_{1/2}^0$ . En appliquant cette combinaison aux intervalles à gauche et à droite de l'ordonnée manquante, nous obtenons deux sommes  $\Sigma_1$  et  $\Sigma_2$  qui permettent de composer les systèmes de deux équations dont la solution donne les expressions suivantes pour le calcul des valeurs des inconnues :

$$\begin{aligned} \Delta &= \frac{1}{14} (\Sigma_1 + \Sigma_2), \\ x &= 0.03174603 \Sigma_1 + 0.03968254 \Sigma_2. \end{aligned} \quad (6)$$

Pour rétablir des lacunes d'une durée allant de trois à 48 heures, R. Lecolazet propose de se servir de la combinaison représentant une variante améliorée de la combinaison  $z_{12}^8$ . La combinaison qu'il propose (nous l'avons désignée par  $z_{12}^8$  (L.) se caractérise par les coefficients

$$- 11, 86, - 296, 586, - 730, 586, - 296, 86, - 11 \quad (7)$$

Table 1

Influence des ondes de marées de caractère sur l'ordonnée interpolée  $y_0$  et sur la valeur du saut  $\Delta$

Valeur déterminée	$\tau=1$				$\tau=24$			
	$M_f$	$O_1$	$M_2$	$M_3$	$M_f$	$O_1$	$M_2$	$M_3$
$\Delta = \frac{1}{2} \tau/2$	+0.019164	+0.242752	+0.500490	+0.740728	+0.455900	+0.439133	-0.422334	+0.627525
$y_0 = \frac{1}{2} \tau/2$	+0.000184	+0.029464	+0.125245	+0.274339	+0.103922	+0.096419	+0.089183	+0.196804
$\Delta = -\frac{1}{2} \tau/2$	-0.000004	-0.007152	-0.062684	-0.203210	-0.047379	-0.042341	+0.037665	-0.123556
$y_0 = -\frac{1}{6} \tau/2$	-	-0.000579	-0.010458	-0.050175	-0.007200	-0.006198	-0.005302	-0.025845
$\Delta = \frac{1}{6} \tau/2$	-	+0.000140	+0.005234	+0.037166	+0.003283	+0.002722	-0.002239	+0.016218
$y_0 = \frac{1}{20} \tau/2$	-	+0.000010	+0.000786	+0.008259	+0.000449	+0.000359	+0.000284	+0.003053
$\Delta = -\frac{1}{20} \tau/2$	-	-0.000002	-0.000393	-0.006118	-0.000205	-0.000157	+0.000120	-0.001916
$y_0 = -\frac{1}{70} \tau/2$	-	-	-0.000056	-0.001295	-0.000027	-0.000020	-0.000014	-0.000344
$\Delta = \frac{1}{70} \tau/2$	-	-	+0.000028	+0.000959	+0.000012	+0.000009	-0.000006	+0.000216
$y_0 = \frac{1}{252} \tau/2$	-	-	+0.000004	+0.000197	+0.000002	+0.000001	+0.000001	+0.000038
$y_0 = \frac{1}{730} \tau/2$	-	-	-	-	-0.000003	-0.000002	-	-0.000196
$y_0 = \frac{1}{1010} \tau/2$ (MB)	-	-	-	-	-0.008358	-0.000930	-0.000284	+0.013299

L'avant dernière ligne de la table 1 donne les valeurs des erreurs provoquées par l'imperfection du calcul de la partie périodique qui s'introduisent par cette combinaison, Ces erreurs sont pratiquement nulles et cette combinaison peut être considérée comme idéale par rapport à la précision du calcul de n'importe quel genre d'ondes de marées.

Cependant, tenant compte de la grande largeur de la combinaison  $z_{12}^8$  (L) on peut craindre qu'elle n'amène une erreur importante par suite de l'irrégularité de la dérive de l'appareil. On peut éliminer la plus grande partie de cette erreur après avoir fait concorder comme le recommande R. Lecolazet, les fins de la lacune comblée avec les parties contigües de la courbe observée en déterminant les deux raccords par la combinaison  $z_{12}^7$ . Mais une partie importante de cette erreur subsistera évidemment dans la valeur de l'ordonnée rétablie  $y_0$ . En outre, les possibilités de son application diminuent dans un degré important à cause de la grande largeur de la combinaison (7). Dans le cas où la lacune est à moins de quatre jours d'une extrémité de la série d'observations, l'application est impossible.

Ces deux circonstances nous ont incités à essayer une nouvelle combinaison d'une durée allant de quatre à 24 heures qui serait plus courte que  $z_{12}^8$  (L) mais ne lui céderait pas en précision. Pour sélectionner cette combinaison nous avons d'abord restreint sa largeur à un intervalle de 104 heures après avoir choisi les ordonnées correspondant aux heures suivantes, décomptées depuis le centre ( $r = 0$ ) de la combinaison  $\pm 24h, \pm 25h, \pm 26h, \pm 27h, \pm 48h, \pm 50h, \pm 52h$ . Les valeurs des coefficients ont été trouvées par la solution du système de onze équations à 7 inconnues par moindres carrés. La première équation de ce système a été obtenue par la condition de réduction de la somme de tous les coefficients à 1.000, la seconde par la condition d'élimination du terme quadratique dans la dérive et les neuf autres par la condition du calcul le plus complet des ondes de marées les plus importantes. Cette combinaison, que nous désignons par  $z_{12}^4$  (MB), à la forme

$$z_{12}^4(\text{MB}) = -1000y_0 - 188y_{\pm 24} + 958y_{\pm 25} - 139y_{\pm 26} + 36y_{\pm 27} + 42y_{\pm 48} - 219y_{\pm 50} + 10y_{\pm 52} \quad (8)$$

Nous donnons dans la dernière ligne de la table 1 les valeurs des erreurs déterminées par le calcul incomplet des combinaisons ( $y$ ) des ondes de marées de type. On voit que notre combinaison cède sensiblement en précision à la combinaison de Lecolazet  $z_{12}^8$  (L.). Cependant il ne faut pas appliquer à cette déduction une valeur décisive. Lors de l'interpolation des ordonnées manquantes, la précision du calcul des ondes de marées les plus importantes allant jusqu'à 0.1 - 0.2 % est tout à fait suffisante et notre combinaison garantit une telle précision.

Pour comparer plus largement les combinaisons examinées nous les avons également vérifiées sur les ordonnées de la marée théorique contenues dans le travail de M.V. Kramer [1]. Cette vérification est tout à fait significative puisqu'elle donne la possibilité d'établir l'efficacité des combinaisons par rapport à une onde quelconque séparée mais à la marée totale. La procédure de vérification a résidé dans le rétablissement à l'aide des combinaisons comparées de dix lacunes artificiellement formées, de 14 heures chacune, avec l'obtention successive des écarts

$$\delta = y_B - y_T \quad (9)$$

où  $y_B$  et  $y_T$  sont les valeurs théoriques des ordonnées respectivement rétablies par l'interpolation.

Les valeurs  $\delta_{moy.}$  et  $[\delta]_{moy.}$  calculées pour chaque lacune sont données dans la table 2. Là également à la ligne inférieure nous donnons les valeurs de l'erreur quadratique moyenne  $\sigma_y$  qui caractérise la précision de l'interpolation d'une ordonnée  $y_o$ . Lors du calcul  $\sigma_y$  nous sommes servis de 140 écarts de  $\delta$  pour chaque combinaison comparée.

Outre les combinaisons  $z_{12}^8$  (L) et  $z_{12}^4$  (MB) nous avons soumis également à la vérification sur des données théoriques des combinaisons plus simples  $z_{12}^4$  et  $z_{12}^2$ , qui ont été éprouvées depuis peu par M.V. Ivanova [2]. La simplicité de calcul des deux dernières combinaisons est attrayante. La combinaison  $z_{12}^2$  a été utilisée par exemple par A.B. Bachrouchine et G.P. Artamasova [3] lors de la réduction d'une longue série d'observations clinométriques effectuées à Kondara. C'est pourquoi il y a un intérêt certain à examiner à quel point ces combinaisons simples tiennent compte de la partie périodique des ordonnées rétablies.

Nous voyons par la table 2 que la plus faible erreur  $\sigma_y$  est apparue pour la combinaison de Lecolazet. L'erreur correspondante de notre combinaison est plus grande presque d'un ordre et constitue dans un calcul relatif à peu près 0.1 % de l'amplitude maximale de la marée de la force de pesanteur. Les erreurs  $\sigma_y$  pour les combinaisons  $z_{12}^4$  et  $z_{12}^2$  étaient respectivement 3 fois et 30 fois plus grandes que pour la nôtre.

Table 2.

Écarts moyens de  $\delta$  des ordonnées rétablies en fonction de leurs valeurs théoriques  
(1 = 0,01  $\mu$ gal)

Intervalle de l'enregistrement rétabli	$z_{12}^8$ (L)		$z_{12}^4$ (MB)		$z_{12}^4$		$z_{12}^2$	
	$\delta_{moy.}$	$[\delta]_{moy.}$	$\delta_{moy.}$	$[\delta]_{moy.}$	$\delta_{moy.}$	$[\delta]_{moy.}$	$\delta_{moy.}$	$[\delta]_{moy.}$
1962								
3. 11.4 <sup>h</sup> - 17 <sup>h</sup>	+0.4	0.6	- 3.9	3.9	+23.7	27.0	+240.9	268.6
6. 11.6 - 19	+0.1	0.8	+ 12.6	13.1	+15.8	31.1	+169.1	271.4
10. 11.5 - 18	+0.4	0.6	- 0.6	10.4	-10.7	15.6	-177.2	218.9
14. 11.4 - 17	0	0.3	- 2.7	2.9	+ 5.6	6.2	+ 79.8	109.9
18. 11.6 - 19	-0.1	0.3	+ 2.7	2.7	+ 4.2	5.5	+103.9	136.2
22. 11.4 - 17	-0.1	0.2	+ 1.3	1.6	- 1.7	2.9	- 61.1	86.4
26. 11.5 - 18	+0.1	0.4	+ 0.6	2.6	- 5.4	5.9	-138.1	159.9
2. 11.4 - 17	-0.6	0.6	- 6.6	6.6	- 0.5	17.2	+116.3	179.7
6. 11.6 - 19	+0.7	1.7	+16.5	16.5	+30.1	47.6	+256.2	385.8
10. 11.4 - 17	+0.7	0.5	- 4.2	13.2	-13.3	20.6	-193.2	255.1
$\frac{1}{10} \sum \delta_{moy.}$	+0.10	0.60	+1.57	7.35	+4.78	17.96	+39.66	207.19
$\sigma_y$	±1.06		±9.76		±29.71		±291.43	

Ainsi, la combinaison  $z_{12}^4$  (MB) que nous proposons n'est inférieure à la combinaison de Lecolazet que par la précision du calcul de la partie périodique des ordonnées. Cependant en ce qui concerne l'élimination de la dérive notre combinaison, grâce à son ordre plus bas et à son grand nombre de points d'appui aura certainement une plus haute précision.

Dans notre travail nous n'avons pas expérimenté les combinaisons envisagées sur différents modèles de dérive. On a accordé son attention à cette question dans l'article de Y.A. Ditchko et V.Y. Tokar [4]. Les résultats de leurs recherches confirment l'hypothèse qui vient d'être émise. Pour la combinaison de Lecolazet, l'erreur de l'élimination zéro était sensiblement plus grande. L'erreur correspondante de notre combinaison était presque la même que pour la combinaison du deuxième ordre  $z_{12}^4$ , mais sensiblement plus grande que pour la combinaison  $z_{12}^2$ .

En conclusion, nous noterons que la recommandation de R. Lecolazet relative à la nécessité de concordance des fins de l'intervalle rétabli de l'enregistrement avec les parties contiguës de la courbe observée reste valable également lors de l'utilisation de notre combinaison pour l'interpolation des lacunes. Pour cela, après avoir obtenu la série des ordonnées  $(y_o)_1, (y_o)_2, (y_o)_3 \dots$  calculées d'après la combinaison  $z_{12}^4$  (MB), on calcule à l'aide de la combinaison  $z_{12}^2$  deux sauts :  $\Delta_1$  - sur la jonction de la courbe observée avec le début de la série rétablie des ordonnées et  $\Delta_2$  - à la fin de cette série. L'incohérence provoquée par la présence de ces sauts est répartie linéairement entre toutes les ordonnées de la série. Pour calculer les corrections correspondantes (trouvées immédiatement par la combinaison (8)) il est commode de se servir de la formule

$$\delta_n = \Delta_1 - \frac{\Delta_1 + \Delta_2}{n_o} \left( n - \frac{1}{2} \right) \quad (10)$$

-où l'indice n correspond au numéro d'ordre de l'ordonnée rétablie ( $n = 1, 2, 3, \dots n_o$ ).

## BIBLIOGRAPHIE

1. M.V. KRAMER

Tables des variations de marées de la force de pesanteur en fonction de la Lune et du Soleil pour la Terre absolument rigide en 1962.

*Edit. Comité Interministériel de Géoph. de l'Ac. des Sc. d'URSS, 1962.*

2. M.V. YVANOVA

Comparaison des différentes méthodes de comblement des lacunes dans les observations des marées terrestres.

*Publ. "Etude des marées terrestres", N° 3, Sér. "Résultats de L'AGI", Edit. de l'Ac. des Sc. d'URSS, 1963. BIM N° 36 pp. 1205-1209 1964.*

3. A.B. BACHROUCHINE, G.P. ARTAMASSOVA

Résultats des observations des inclinaisons de marées dans la station de "Kondara".

*Publ. "Dynamique de l'écorce terrestre" "Naouka" M, 1965.*

4. Y.A. DITCHKO, V.Y. TOKAR

Sur la question de l'interpolation des lacunes dans l'enregistrement des marées terrestres.

*Publ. "Marées Terrestres" Kiev, 1966. BIM N° 49 pp 2150-2154 1967*

5. R. LECOLAZET

Sur la reconstitution des observations par interpolation.

*Comm. Observ. Roy. Belgique, N° 188 (sér. Géoph. N° 58), 1961.*

6. H. et Y. LABROUSTE

Analyse des graphiques résultant de la superposition de sinusoides

*Presses Univ. de France, Paris, 1943.*

OBSERVATIONS SUR LES DEFORMATIONS DE MAREES DE LA TERRE A TBILISSI

*K.Z. Kartvelichvili*

Structure de l'écorce terrestre sur le territoire de Géorgie.  
Ac. des Sc. de Géorgie- Inst. de Géoph. Trav., XXIV : 1-1966

НАБЛЮДЕНИЯ НАД ПРИЛИВНЫМИ ДЕФОРМАЦИЯМИ ЗЕМЛИ В ТБИЛИСИ.

К.З. Картвелишвили.

Строение земной коры на территории Грузии.  
Академия Наук Грузинской ССР. Институт Геофизики.  
Труды, XXIV : I-1966.

1. La Terre élastique est soumise aux forces luni-solaires génératrices de marées qui provoquent non seulement des déformations de la surface équipotentielle mais aussi une variation de répartition des masses. Par comparaison de la marée théorique d'équilibre calculée pour la Terre rigide avec le résultat de l'analyse des observations, on obtient des données sur le comportement élastique de la Terre à sa surface.

Une des constantes élastiques de la Terre qu'on obtient comme résultat de la comparaison des déplacements horizontaux de la Terre soumise à la marée théorique d'équilibre est le nombre de Shida  $l$ .

On peut déduire la valeur  $l$  des nombres de Love  $k$  et  $h$ . Ainsi on obtient d'une part, par les mesures des inclinaisons de la surface de la Terre

$$\gamma = 1 + k - h. \quad (1)$$

et d'autre part, les observations astronomiques de la variation des latitudes donnent :

$$L = 1 + k - l; \quad (2)$$

alors on peut écrire :

$$l = -L + \gamma + h \quad (3)$$

Avec un extensomètre on peut cependant déterminer immédiatement  $l$  par analyse harmonique des observations et par calcul de la composante théorique des déformations de marées.

Par extensomètre on entend un instrument capable d'enregistrer les mouvements relatifs de deux piliers fermement reliés avec l'écorce terrestre qui se déforme. Les variations de distance entre les deux piliers peuvent être mesurées par trois procédés en principe différents :

- a) par l'extension d'une tige rigide fixée à un pilier et telle qu'entre son bout libre et le pilier voisin on puisse placer un élément du générateur (extensomètre à tige).
- b) on réunit les deux piliers à l'aide d'un fil élastique (à faible coefficient de température) et on mesure les variations de fléchissement du fil (extensomètre de Sassa).
- c) on peut relier les deux piliers optiquement et en observant les interférences optiques, on peut mesurer la variation de distance entre les piliers (extensomètre interférentiel)

L'extensomètre est excité par les déformations périodiques de l'écorce comme à la suite de tremblements de Terre et de marées terrestres et aussi par les déformations non périodiques, de l'écorce, dans la plupart des cas d'origine météorologique et tectonique. L'excitation de l'extensomètre par des processus non périodiques permet l'utilisation de cet instrument pour mesurer les déformations à longue période de l'écorce qui, par dépassement des limites de rigidité des matériaux, conduisent à la libération des tensions accumulées et par là aux tremblements de Terre, à l'éruption des volcans etc ... L'utilisation de ces mesures ouvre la possibilité de faire des prévisions sur ces phénomènes et ouvre des perspectives dans les préventions des catastrophes.

La valeur scientifique de l'extensomètre réside avant tout dans la possibilité d'étudier les propriétés élastiques et la structure interne de la Terre à l'aide des marées terrestres et aussi des oscillations propres de la Terre et des ondes séismiques à longue période.

Comme on le sait par la littérature (citée en [11]), les premiers extensomètres ont été construits et appliqués par Milne et Odonoï respectivement en 1898 et 1900. Ils ne jouissaient pas d'une sensibilité suffisante et c'est pourquoi ils ont été abandonnés jusqu'à ce que Benioff [1] publie un travail fondamental sur l'extensomètre qu'il a construit à Pasadena (Californie). Son extensomètre construit sur le principe de la tige est un tube d'acier d'une longueur de 20 m enveloppé d'amiante pour le protéger des influences de la température. 12 suspensions maintiennent la tige dans la position horizontale de sorte qu'elle ne puisse effectuer que les mouvements longitudinaux.

Au Japon en 1943, Sassa [2] le premier a construit un extensomètre à fil en super invar. Le fil a été tendu presque horizontalement entre les deux piliers éloignés l'un de l'autre de 25 mètres. Au milieu du fil est suspendu un poids dont les oscillations verticales sont transformées en mouvements rotatoires à l'aide d'une suspension bifilaire.

Les extensomètres d'invar s'emploient au Japon dans de nombreuses composantes. Tandis que les extensomètres américains sont principalement proposés pour l'étude des ondes séismiques à longue période et des mouvements tectoniques séculaires, les instruments japonais servent en premier lieu pour l'enregistrement des déformations de marées et aussi des déformations de la surface avant et après les tremblements de Terre locaux et les éruptions volcaniques.

2. Les composantes du déplacement du point à la surface de la Terre dans les directions radiale, méridienne et du premier vertical  $u_r$ ,  $u_\nu$  et  $u_\phi$ , déterminées par le potentiel générateur de marée  $w_2$ , sont données par les expressions suivantes [3] :

$$u_r = \frac{H(r)}{g} \cdot w_2, \quad u_\vartheta = \frac{L(r)}{g} \cdot \frac{\partial w_2}{\partial \vartheta}, \quad u_\varphi = \frac{L(r)}{g \sin \vartheta} \cdot \frac{\partial w_2}{\partial \varphi}, \quad (4)$$

où  $H(r)$  et  $L(r)$  sont fonctions de  $r$  seul,  $\nu$  est la colatitude,  $\phi$  la longitude,  $r$  le rayon vecteur au point d'observation,  $g$  l'accélération de la force de pesanteur,  $w_2$  le potentiel de la force génératrice de marée que l'on peut représenter à la surface de la Terre par

$$w_2(1) = a^2 g A_1 \sin 2\vartheta \cos(t + \varphi)$$

pour les marées diurnes et

$$w_2(2) = a^2 g A_2 \sin^2 \vartheta \cos 2(t + \varphi) \quad (5)$$

pour les marées semi-diurnes, où  $a$  est le rayon de la Terre,  $A_1$  et  $A_2$  sont des facteurs constants pour le point donné sur la surface de la Terre.

Les composantes de la déformation dans les coordonnées polaires sont données par les formules suivantes :

$$\begin{aligned} e_{rr} &= \frac{\partial u_r}{\partial r}, & e_{\vartheta\vartheta} &= \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial u_\vartheta}{\partial \vartheta} + \frac{u_r}{r}, \\ e_{\varphi\varphi} &= \frac{1}{r \sin \vartheta} \cdot \frac{\partial u_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{u_\vartheta}{r} \cdot \operatorname{ctg} \vartheta + \frac{u_r}{r}, \\ e_{\vartheta\varphi} &= \frac{1}{r} \left( \frac{\partial u_\varphi}{\partial \vartheta} - u_\varphi \cdot \operatorname{ctg} \vartheta \right) + \frac{1}{r \sin \vartheta} \cdot \frac{\partial u_\vartheta}{\partial \varphi}. \end{aligned} \quad (6)$$

En fonction de (4), (5) et (6) on peut obtenir les composantes de la déformation pour la Terre ( $r = a$ ),

$$\text{pour les marées semi-diurnes} \quad \left\{ \begin{aligned} e_{\vartheta\vartheta} &= \frac{h \sin^2 \vartheta + 2l \cos 2\vartheta}{\sin^2 \vartheta} \cdot \frac{w_2}{ag} \\ e_{\varphi\varphi} &= \frac{h \sin^2 \vartheta - 2l(1 + \sin^2 \vartheta)}{\sin^2 \vartheta} \cdot \frac{w_2}{ag} \\ e_{\vartheta\varphi} &= -4l \frac{\cos \vartheta}{\sin^2 \vartheta} \cdot \frac{w_2}{ag} \cdot \operatorname{tg} 2(t + \varphi) \end{aligned} \right. \quad (7)$$

$$\text{pour les marées diurnes} \quad \left\{ \begin{aligned} e_{\vartheta\vartheta} &= (h - 4l) \cdot \frac{w_2}{ag} \\ e_{\varphi\varphi} &= (h - 2l) \cdot \frac{w_2}{ag} \\ e_{\vartheta\varphi} &= 4l \cdot \frac{\sin \vartheta}{\sin^2 \vartheta} \cdot \frac{w_2}{ag} \cdot \operatorname{tg}(t + \varphi), \end{aligned} \right. \quad (8)$$

où  $h = H(a)$  et  $l = L(a)$  les nombres de Love et Shida.

La déformation horizontale linéaire dans n'importe quelle direction de cosinus directeurs  $\lambda$  et  $\mu$  s'exprime sous la forme [4]:

$$\varepsilon_{\lambda\mu} = \varepsilon_{00} \cdot \lambda^2 + \varepsilon_{\varphi\varphi} \cdot \mu^2 + \varepsilon_{0\varphi} \cdot \lambda\mu \quad (9)$$

( $\lambda$  et  $\mu$  sont calculés respectivement depuis le méridien et le premier vertical).

Par les formules (7), (8) et (9) on peut obtenir

$$\varepsilon_{\lambda\lambda}(M_2) = \frac{(W_2) M_2}{a \cdot g} \cdot \sqrt{h^2 - 3,378 \cdot hl + 7,050 \cdot l^2} =$$

$$= 2,142 \cdot 10^{-8} \cdot \sqrt{h^2 - 3,378 \cdot hl + 7,050 \cdot l^2}, \quad (10)$$

$$\varepsilon_{\mu\mu}(O_1) = \frac{(W_1) O_1}{a \cdot g} \cdot \sqrt{h^2 - 7 \cdot hl + 13,956 \cdot l^2} =$$

$$= 1,575 \cdot 10^{-8} \cdot \sqrt{h^2 - 7 \cdot hl + 13,956 \cdot l^2}. \quad (11)$$

Par les équations (10), (11) on peut obtenir le rapport des nombres de Love et Shida  $h$  et  $l$ .

3. En URSS le premier déformographe de grande base (26 m) a été installé en 1961 dans la station géophysique de Talgar dans la région de Alma-Ata. L.A. Latinina et R.M. Karmalieva ont publié les premiers résultats des observations à l'aide de cet extensomètre [6].

A Tbilissi, le premier extensomètre à tige dans deux composantes a été installé en 1963 dans l'Observatoire géophysique souterrain. La construction souterraine consiste en une galerie avec deux entrées d'une longueur d'environ 100 m et cinq salles dont la plus grande d'une longueur d'environ 15 m a été percée dans un grès mi-granuleux de fin schiste, de tuf et d'argile. En 1959, elle a été couverte d'une protection de béton d'une épaisseur de 30 - 40 cm. Vers le haut, la galerie est recouverte par des roches indiquées plus haut dont l'épaisseur varie de 15 m près de l'entrée à 60 m au haut de la galerie.

L'extensomètre N 60° E se trouve à 40 mètres de l'entrée. Il a une base de 42 m et une sensibilité de  $0,22 \cdot 10^{-8}$ /mm. La deuxième composante N 30° W, ayant une longueur de 14,5 m et une sensibilité de  $0,7 \cdot 10^{-8}$ /mm est placée dans une salle séparée, distante de l'entrée de 75 m.

La tige de l'extensomètre est un tube en quartz composé de tubes de trois mètres soudés entre eux.

Dans les deux composantes, les bouts fixes des tubes sont bétonnés dans des socles coulés dans la roche creusée. Leur dimension est de  $120 \times 120 \times 120$  cm<sup>3</sup>.

Les socles sont faits de ciment d'alumine se caractérisant par sa prise rapide et son faible schrumpfung; ils sont isolés du sol par des espaces de 5-7 cm. La position de la tige est donnée par des suspensions de soutien intercalaires sur lesquelles se pose le tube. La distance entre les soutiens est de 3 m. La tige se trouve dans une position strictement horizontale.

L'enregistrement s'effectue à l'aide d'un dispositif à torsion [7]. Le bout libre de la tige repose sur une fine poulie. Le déplacement du bout libre provoque la rotation de la poulie qui porte un miroir. L'enregistrement s'effectue photo-optiquement. L'écart de la trace lumineuse  $d$  sur la bande est en relation avec le déplacement  $S$  du sol par le rapport

$$d = 2L \cdot \frac{S}{D}, \quad (12)$$

où  $L$  est le levier optique,  $D$  est le diamètre de la poulie.

Lorsque nous employons une poulie d'un diamètre  $D = 0,4$  mm, un déplacement  $h$  de 1 mm sur la bande correspond à  $0,1 \mu$  sur le sol, soit une déformation égale à  $0,7 \cdot 10^{-8}$  pour la composante  $N 30^\circ W$  et  $0,22 \cdot 10^{-8}$  pour  $N 60^\circ E$ .

Les observations systématiques dans la galerie ont commencé en juin 1963. Mais en raison du fait que dans la galerie, et particulièrement dans la zone où l'on enregistre la composante  $N 60^\circ E$ , il est entré une grande quantité d'eau de pluie, on n'a obtenu un enregistrement ininterrompu que sur la courte composante  $N 30^\circ W$ , qui se trouve dans une salle séparée et sèche.

Nous donnons dans ce travail les résultats de la réduction des données d'observations sur la courte composante d'une durée d'environ quatre mois. Ces observations ont été réduites par les deux méthodes de B.P. Pertsev [8, 9]. En déplaçant l'époque centrale de 9 à 10 jours, toutes les données ont été partagées en 10 séries, pour la méthode de Pertsev - I (série de 29 jours) et en 9 séries pour la méthode de Pertsev II (série de 50 jours). La dérive de l'extensomètre a été calculée par la méthode de B.P. Pertsev. Les amplitudes des ondes  $M_2$ ,  $S_2$ ,  $N_2$ ,  $O_1$  et  $K_1$ , exprimées en millimètres, sont données dans les tables 1 et 2 (par la méthode de Pertsev - I ; on n'a calculé que la première approximation).

Table 1.

Valeur de l'amplitude des ondes de marées en mm pour les différents jours centraux (réduction par la méthode de Pertsev - I)

Jours centraux	O n d e				
	$M_2$	$S_2$	$N_2$	$O_1$	$K_1$
19.6.1963	0,984	0,592	0,060	0,424	0,371
28.6.1963	0,957	0,586	0,049	0,431	0,395
7.7.1963	1,028	0,522	0,150	0,488	0,431
16.7.1963	1,035	0,460	0,205	0,460	0,467
25.7.1963	0,983	0,487	0,206	0,537	0,495
3.8.1963	1,013	0,538	0,253	0,442	0,545
12.8.1963	1,014	0,313	0,290	0,496	0,542
21.8.1963	1,053	0,482	0,320	0,426	0,511
31.8.1963	0,964	0,457	0,228	0,476	0,514
10.9.1963	0,964	0,445	0,228	0,407	0,615
Moyenne	0,999	0,508	0,199	0,457	0,488
Err. quadr. moyenne	0,011 1,1%	0,016 3,2%	0,028 14,2%	0,013 2,8%	0,024 4,8%

Table 2

Valeur de l'amplitude des ondes de marées en mm pour les différents jours centraux (réduction par la méthode de Pertsev - II).

Jours centraux	O n d e				
	M <sub>2</sub>	S <sub>2</sub>	N <sub>2</sub>	O <sub>1</sub>	K <sub>1</sub>
28.6.1963	0,951	0,579	0,110	0,462	0,375
7.7.1963	0,977	0,503	0,134	0,549	0,419
16.7.1963	0,082	0,478	0,194	0,430	0,171
25.7.1963	0,973	0,438	0,207	0,500	0,538
3.8.1963	0,963	0,481	0,280	0,514	0,527
12.8.1963	0,980	0,493	0,217	0,533	0,549
21.8.1963	0,996	0,490	0,320	0,515	0,584
30.8.1963	0,996	0,452	0,186	0,464	0,607
Moyenne	0,977	0,489	0,206	0,500	0,509
Err. quadr. moy.	0,005 0,55 %	0,015 3,0 %	0,024 11,7 %	0,015 0,1 %	0,029 5,6 %
Moyenne pondérée	0,982	0,497	0,205	0,475	0,497
Moyenne générale	0,988	0,499	0,203	0,479	0,499

Table 3

Déphasage des ondes de marées Δφ en degrés (méthode de Pertsev-II)

Jours centraux	O n d e				
	M <sub>2</sub>	S <sub>2</sub>	N <sub>2</sub>	O <sub>1</sub>	K <sub>1</sub>
28.6.1963	-42,5	-32,9	-20,6	-28,3	+ 5,4
7.7.1963	-42,0	-26,3	-32,3	+ 6,8	+ 3,5
16.7.1963	-40,0	-28,2	-60,5	- 7,5	+ 1,9
25.7.1963	-38,8	-22,5	-58,4	+ 7,3	+11,0
3.8.1963	-36,7	-12,5	-37,1	+13,5	+22,7
12.8.1963	-33,6	-10,1	-47,7	- 9,2	+19,4
21.8.1963	-32,8	- 8,5	-45,9	- 2,3	+10,3
30.8.1963	-35,7	- 9,7	-62,9	- 4,3	+ 7,4
Moyenne	-37 <sup>o</sup> ,7	-18 <sup>o</sup> ,8	-45 <sup>o</sup> ,7	- 3 <sup>o</sup> ,0	+10 <sup>o</sup> ,2
Ecart arith. moy.	3 <sup>o</sup> ,1	8 <sup>o</sup> ,6	11 <sup>o</sup> ,8	9 <sup>o</sup> ,3	5 <sup>o</sup> ,6

Par les rapports (10 et (11) nous obtenons

$$\varepsilon_{\lambda\mu}(M_2) = 2,142 \cdot 10^{-8} \cdot \sqrt{h^2 - 3,378 hl + 7,050 \cdot l^2} \quad (13)$$

$$\varepsilon_{\lambda\mu}(O_1) = 1,575 \cdot 10^{-8} \cdot \sqrt{h^2 - 7 hl + 13,96 l^2} \quad (14)$$

En utilisant ces rapports, nous obtiendrons pour chaque jour central

$$\beta = \frac{h^2 - 3,378 \cdot hl + 7,050 \cdot l^2}{h^2 - 7 \cdot hl + 13,960 \cdot l^2}$$

où

$$\beta = \frac{\varepsilon_{\lambda\mu}(M_2) \cdot 1,575 \cdot 10^{-8}}{\varepsilon_{\lambda\mu}(O_1) \cdot 2,142 \cdot 10^{-8}}$$

Table 4

Jours centraux	$\beta$		Aspect de l'équation $A_1 \left(\frac{h}{T}\right)^3 + B_1 \left(\frac{h}{T}\right) + C_1 = 0$	
	Méthode Pertsev-I	Méthode Pertsev-II	Méthode Pertsev - I	Méthode Pertsev - II
19.6.1963	2,916		$1,916 \left(\frac{h}{T}\right)^2 - 17,032 \left(\frac{h}{T}\right) + 33,657 = 0$	
28.6.1963	2,665	2,295	$1,665 \left(\frac{h}{T}\right)^2 - 15,275 \left(\frac{h}{T}\right) + 30,153 = 0$	$1,195 \left(\frac{h}{T}\right)^2 - 12,685 \left(\frac{h}{T}\right) + 24,988 = 0$
7.7.1963	2,192	1,714	$1,402 \left(\frac{h}{T}\right)^3 - 13,434 \left(\frac{h}{T}\right) + 26,482 = 0$	$0,714 \left(\frac{h}{T}\right)^2 - 8,618 \left(\frac{h}{T}\right) + 16,877 = 0$
16.7.1963	2,741	2,819	$1,741 \left(\frac{h}{T}\right)^2 - 15,807 \left(\frac{h}{T}\right) + 31,214 = 0$	$1,819 \left(\frac{h}{T}\right)^2 - 16,333 \left(\frac{h}{T}\right) + 32,303 = 0$
15.7.1963	1,514	2,015	$0,814 \left(\frac{h}{T}\right)^3 - 9,318 \left(\frac{h}{T}\right) + 18,273 = 0$	$1,045 \left(\frac{h}{T}\right)^2 - 10,935 \left(\frac{h}{T}\right) + 21,198 = 0$
3.8.1963	2,832	1,897	$1,832 \left(\frac{h}{T}\right)^2 - 16,444 \left(\frac{h}{T}\right) + 32,485 = 0$	$0,897 \left(\frac{h}{T}\right)^2 - 9,899 \left(\frac{h}{T}\right) + 19,432 = 0$
12.8.1963	2,255	1,829	$1,255 \left(\frac{h}{T}\right)^2 - 12,405 \left(\frac{h}{T}\right) + 24,430 = 0$	$0,829 \left(\frac{h}{T}\right)^2 - 9,423 \left(\frac{h}{T}\right) + 18,483 = 0$

Table 4 (suite)

Jours centraux	3		Aspect de l'équation $A_i \left(\frac{h}{T}\right)^2 + B_i \left(\frac{h}{T}\right) + C_i = 0$	
	Méthode Pertsev-I	Méthode Pertsev-II	Méthode Pertsev - I	Méthode Pertsev - II
21.8. 1963	3,298	1,807	$2.298 \left(\frac{h}{T}\right)^2 - 19.706 \left(\frac{h}{T}\right) - 38.990 = 0$	$0.807 \left(\frac{h}{T}\right)^2 - 9.269 \left(\frac{h}{T}\right) + 18.176 = 0$
31.8. 1963	2,221	2,492	$1.221 \left(\frac{h}{T}\right)^2 - 12.167 \left(\frac{h}{T}\right) + 23.955 = 0$	$1.492 \left(\frac{h}{T}\right)^2 - 14.064 \left(\frac{h}{T}\right) + 27.738 = 0$
10.9. 1963	3,024		$2.024 \left(\frac{h}{T}\right)^2 - 17.788 \left(\frac{h}{T}\right) + 35.165 = 0$	
$E(M_2)/E(O_1)$ moyenne	2,565	2,108	$1.565 \left(\frac{h}{T}\right)^2 - 14.575 \left(\frac{h}{T}\right) + 28.757 = 0$	$1.108 \left(\frac{h}{T}\right)^2 - 11.376 \left(\frac{h}{T}\right) + 22.378 = 0$
$E(M_2)/E(O_1)$ moy. sans poids	2,302	2,302	$1.302 \left(\frac{h}{T}\right)^2 - 12.734 \left(\frac{h}{T}\right) + 23.086 = 0$	
$E(M_2)/E(O_1)$ moy. pondérée	2,307	2,307	$1.307 \left(\frac{h}{T}\right)^2 - 12.709 \left(\frac{h}{T}\right) + 23.156 = 0$	

Nous donnons dans la table 3 les valeurs des différences de phases entre les marées observée et théorique. Le signe "—" signifie que l'onde observée retarde par rapport à l'onde théorique. Les déphasages sont obtenus par la méthode de Pertsev II. Les phases obtenues par la méthode de Pertsev I diffèrent fortement entre elles et ne sont pas données.

Il est facile d'obtenir les équations du type suivant pour chaque jour central des observations

$$A_l \left( \frac{h}{l} \right)^2 + B_l \left( \frac{h}{l} \right) + C_l = 0. \quad (15)$$

Nous donnons dans la table 4 les valeurs  $\beta$  et l'aspect de l'équation (15) pour chaque jour central des observations.

Nous donnons à la ligne 11 les valeurs moyennes  $\beta$  pour chaque méthode, à la ligne 12, les valeurs moyennées pour les deux méthodes (sans poids) et à la ligne 13 les valeurs moyennes pondérées de  $\beta$  pour les deux méthodes.

Nous donnons dans la table 5 les solutions de l'équation (15) ( $h/l$ ) et aussi les valeurs  $h$  et  $l$  obtenues à l'aide de  $h/l$  et de l'équation (13).

Table 5.

Jours centraux	h/l		l		h	
	Méthode Pertsev-I	Méthode Pertsev-II	I	II	I	II
19.6.1963	5,924		0,0684		0,405	0,375
28.6.1963	6,299	8,002	0,0620	0,0468	0,391	0,375
7.7.1963	6,807	9,611	0,0610	0,0390	0,415	0,375
16.7.1963	5,976	6,039	0,0712	0,0605	0,125	0,403
25.7.1963	8,935	7,840	0,0427	0,0490	0,381	0,384
3.8.1963	6,041	8,182	0,0688	0,0414	0,416	0,376
12.8.1963	7,169	8,846	0,0507	0,0430	0,406	0,381
21.8.1963	5,478	8,977	0,0639	0,0430	0,350	0,386
31.8.1963	7,264	6,017	0,0531	0,0610	0,386	0,404
10.9.1963	5,786		0,0688		0,398	
E(M <sub>2</sub> )/E(O <sub>1</sub> ) moy.	6,668	8,054	0,0597	0,0484	0,398	0,390
E(M <sub>2</sub> )/E(O <sub>1</sub> ) moy. sans	7,046	7,046	0,0563	0,0563	0,397	0,37
E(M <sub>2</sub> )/E(O <sub>1</sub> ) moy. sans	7,033	7,033	0,0561	0,0561	0,394	0,394
Moyenne						
Ecart arith. moy.	6,647	7,851	0,0607	0,0503	0,397	0,389
Err. quadr. moy.	0,729	0,925	0,0001	0,0070	6,012	0,009
	0,272	0,363	0,0020	0,0028	0,004	0,03
Moy. sans poids		7,249		0,0555		0,393
Moy. pondérée		7,080		0,0575		0,392
Moy. générale		7,165		0,0565		0,393

La sensibilité de l'extensomètre au moment de l'observation n'ayant pas été contrôlée, la valeur  $h/l$  est, à notre avis, la plus sûre.

Si nous nous servons de la valeur  $h = 0,60$  qui est obtenue à l'aide des travaux gravimétriques et clinométriques alors pour  $l$  nous obtiendrons :

$$h/l = 7,165$$

$$h = 0,600$$

$$l = 0,0837.$$

D'après les calculs de Molodenskii et Tacheuchi, la valeur  $l$  doit être 0,08 - 0,09. La valeur de  $l$  que nous avons obtenue est en conformité avec ces valeurs.

#### BIBLIOGRAPHIE

1. H. BENIOFF  
A linear Strain seismograph  
*Bull. Seism. Soc. Am.* 25, 1935.
2. K. SASSA, I. OZAWA, S. IOSHIKAWA  
Observation of Earth tide by new horizontal extensometer  
*Bull. Disaster Prevention Research Institute, Kyoto*, 1949.
3. I. OZAWA  
On some Coefficients of Earth tidal strain.  
*III International Symposium on Earth Tides, Trieste, July 1959.*
4. I. OZAWA  
On the observations of the Earth tide by means of extensometers in horizontal components.  
*Bull. Disast. Prevent. Res. Inst. Kyoto N° 46, March 1961.*
5. I. OZAWA  
Observations of tidal Strain of the Earth by the extensometer (part II)  
*Bull. Disast. Prevent. Res. Institute, Kyoto N° 3 December 1952*
6. L.A. LATININA, R.M. KARMALIEVA  
Premiers résultats des observations par l'extensomètre horizontal à Tian-Shane  
*Izvestia de l'Ac. des Sc. d'URSS, Série géophysique N° 11, 1962.*

7. V.F. BONTEIKOVSKIE, L.A. LATININA  
Déformographe à torsion.  
*Izvestia de l'Ac. des Sc. d'URSS série géophysique N° 3, 1955.*
  8. B.P. PERTSEV  
Analyse harmonique des marées.  
*Izvestia de l'Ac. des Sc. d'URSS N° 8, 1958.*
  9. B.P. PERTSEV  
Analyse harmonique de séries de 50 jours d'observations des variations de marées de la pesanteur.  
*Public. Etude des marées terrestres M, 1961.*
  10. Annuaire astronomique 1963.
  11. L. HIERSEMANN  
Aufzeichnung langperiodischer Boden deformation mit einem Strainseismometer  
*Z. Geophysik, N° 1, 1961.*
-

ZUR FRAGE ELASTISCHER NACHWIRKUNGEN AM ASKANIA-GRAVIMETER GS 11 Nr 116

von Manfred BONATZ

Institut für theoretische Geodäsie der Universität Bonn

Ergänzend zu [1] wird im folgenden ein kurzer Auszug der in [2] dargelegten Untersuchungen gegeben, soweit sie den Einfluß der durch die Gravimeteereichung verursachten Gangschwankungen auf die Eichgenauigkeit betreffen. Zu Grunde liegen die lückenlosen Ergebnisse einer Registriererserie von 242 Tagen (2. 12. 1964 bis 31. 7. 1965) [3].

Die Gezeitenmeßwerte des Askania-Gravimeters GS 11 Nr 116 wurden mit der neuen Askania-Registriereinrichtung (Meßverstärker mit Kompensationsschreiber) aufgezeichnet. Die Gangwerte wurden berechnet nach den Verfahren von PERTZEV [4]. In [5] wurde gezeigt, daß innerhalb der Registrierengenauigkeit von etwa  $\pm 1$  bis  $\pm 2 \mu\text{Gal}$  (Fehlergröße  $\sigma$  nach LECOLAZET [6]) Linearitätsfehler in der Meßwertanzeige nicht nachzuweisen sind. Die Registrieranlage wurde mit dem Verfahren der vertikalen Eichbasis geeicht [5]. Ebenfalls in [5] wird das Verfahren zur Bestimmung der Eichausschläge beschrieben: Die Eichausschläge wurden unter Ausschaltung des unmittelbar an die Eichung sich anschließenden Kurventeiles (zur Vermeidung der Wirkungen von Nachlaufeffekten z.B. als Folge der Galvanometerdämpfung) graphisch ermittelt, wobei die beiden Einzelwerte aus Hin- und Rückmessung zu einem Mittelwert zusammengefaßt wurden.

Der gesamte Gangverlauf der 242-tägigen Registriererserie ist in [2] nachgewiesen. Abweichend zu [7, 8, 9] läßt sich ein Zusammenhang der Gezeitenkurven mit den durch die Eichungen verursachten Gangschwankungen nicht feststellen: der Zeitraum  $\Delta t_y$  von Beginn der durch die Eichung ausgelösten (berechneten) Gangstörung bis zum Erreichen des Maximums  $\Delta y$  der Schwankung des Gangwertes beträgt im Mittel etwa 20 Stunden. Ob die Gangstörungen nur als Folge der ersten oder auch als Folge der zweiten Eichung auftreten, läßt sich im vorliegenden Falle nicht mit Sicherheit erkennen, fest steht jedenfalls, daß sich die Wirkungen nicht addieren, da die Maximalwerte  $\Delta y$  der Störungen etwa in der Mitte des Eichintervalls liegen und der Gangverlauf nach der Störung im wesentlichen immer wieder der allgemeinen Gangtendenz folgt [2].

Die entscheidende Frage ist jedoch, ob die durch die Eichung verursachten Gangstörungen die Eichausschläge und damit die Eichkonstanten merkbar verfälschen. Da in dem untersuchten Registrierzeitraum Gangamplituden  $\Delta y$  wechselnder Größe auftreten (Tabelle 1), ergibt sich die Möglichkeit, die ermittelten Eichkonstanten  $k$  auf Korrelationen mit diesen Amplituden zu untersuchen.

Wäre nämlich eine über die innere Eichgenauigkeit von 1 % hinausgehende Abhängigkeit der Konstanten von den Amplituden vorhanden, so müßten die bei kleinen Amplituden  $\Delta y$  ermittelten Eichkonstanten  $k$  systematisch von den Konstanten abweichen, die bei großen Amplituden berechnet wurden, d.h. sie müßten einheitlich größer oder kleiner sein. Gleicht man nun die in dem Untersuchungszeitraum bestimmten Eichkonstanten  $k$  durch ein Polynom

$$\bar{k} = a_0 + a_1 t + a_2 t^2 + a_3 t^3 \dots \mu\text{Gal}/100 \text{ mm} \quad (1)$$

aus, so erhält man hier, wenn man als Einheit für den Zeitparameter  $t$  1 Monat wählt [3]

$$a_0 = +192,02 \pm 1,47 ; \quad a_1 = -3,234 \pm 0,699 ; \quad (2)$$

$$a_2 = +0,7543 \pm 0,0899 ; \quad a_3 = -0,02346 \pm 0,00333.$$

Wäre die genannte Abhängigkeit der Konstanten  $k$  von den Amplituden  $\Delta y$  vorhanden, so müßten - innerhalb einer gewissen Toleranz - die über der Funktionskurve liegenden Einzelwerte großen (oder kleinen) Amplituden, die unter der Kurve liegenden Werte kleinen (oder großen) Amplituden zugeordnet sein, in diesem Fall müßte also zwischen den Differenzen  $\Delta k = \bar{k} - k$  und den Amplituden  $\Delta y$  eine Korrelation nachzuweisen sein.

Bezeichnen allgemein  $(x_i, y_i)$  die  $n$  Meßwertpaare,  $\bar{x}$  und  $\bar{y}$  die entsprechenden arithmetischen Mittel, so gilt für den Korrelationskoeffizienten  $r$

$$r = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2 \sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})^2}} \quad (3)$$

Um eventuelle Zusammenhänge zwischen den Amplituden  $\Delta y$  des gestörten Ganges und den entsprechenden Differenzen  $\Delta k$  der Eichkonstanten besser erkennen zu können, wurden nun die Amplituden (willkürlich) in drei Gruppen eingeteilt: Gruppe 1  $0 \leq \Delta y \leq 5 \mu\text{Gal}$ , Gruppe 2  $5 < \Delta y \leq 10 \mu\text{Gal}$  und Gruppe 3  $\Delta y > 10 \mu\text{Gal}$ . Die Wertpaare  $\Delta y$  und  $\Delta k$  dieser Gruppen sind (auf Grund Tab. 1) in Tab. 2 zusammengestellt. Berechnet man nach Gleichung (3) die Korrelationskoeffizienten  $r$ , so zeigt sich, daß diese in allen drei Fällen erheblich unter dem Wert  $r_s = 95 \%$  für die statistische Sicherheit  $S = 95 \%$  liegen (Tab. 2), das heißt eine Korrelation zwischen den Amplituden  $\Delta y$  und den Konstantendifferenzen  $\Delta k$  ist nicht nachzuweisen. Diese Aussage wird dadurch ergänzt, daß die Mittelwerte  $\Delta k_{\text{Mittel}}$  in den drei Gruppen nur unerheblich von Null abweichen (Tab. 2). Wegen des großen Abstandes der berechneten Korrelationskoeffizienten von den Grenzwerten  $r_s = 95 \%$  kann das Nichtvorhandensein einer Korrelation auch dann als gesichert angesehen werden, wenn man die Unsicherheiten in der Konstruktion des ungestörten Ganges (vgl. [2]) berücksichtigt.

Damit ist gezeigt, daß ein Einfluß der durch die Eichung verursachten elastischen Nachwirkungen bzw. der daraus resultierenden Gangstörungen auf die berechneten Eichkonstanten im vorliegenden Falle (Askania-Gravimeter GS 11 Nr 116, Eichung mittels vertikaler Eichstrecke), im Gegensatz zu [7, 8, 9] innerhalb der Meßgenauigkeit nicht besteht.

Tabelle 2.

$\Delta y$ [ $\mu$ Gal]	$\Delta k$ [ $\mu$ Gal/100 mm]
-3	+1,54
-3	-2,00
-4	-0,69
-3	-0,16
-3	-4,52
-4	-3,07
-4	+4,20
-1	+6,23
-4	+0,75
-4	+3,55
-4	+1,97
-5	-0,41
-4	-1,38
0	+3,44
-4	-1,38
-3	-1,42
0	-1,91
-3	-2,47
-2	-1,76

$0 \leq \Delta y \leq 5 \mu\text{Gal}$   
 $r = +0,17$   
 $r_{S=95\%} = 0,45$   
 $n = 19$   
 $\Sigma \Delta k = -0,51$   
 $\Delta k_{\text{Mittel}} = +0,03$

Tabelle 1.

Datum	$\Delta h$ [cm]	$\Delta k$ [h]	$k$ [ $\mu$ Gal/100 mm]	$\bar{k}$ [ $\mu$ Gal/100 mm]	$\Delta k = \bar{k} - k$ [ $\mu$ Gal/100 mm]	$\Delta y$ [ $\mu$ Gal]	$\Delta y$ [h]	$\Delta y / \Delta y$ [ $\mu$ Gal/h]	$\Delta y_a$ [ $\mu$ Gal]
6.12.64	80	14	206,3	207,84	+1,54	-3	25	0,1	-2
13.12.	100	16	206,4	208,78	+2,38	-12	25	0,5	-7
20.12.	100	11	212,2	210,20	-2,00	-3	20	0,2	-3
28.12.	100	30	213,9	211,16	-2,74	-11	30	0,4	-4
5.1.65	90	15	213,3	212,61	-0,69	-4	20	0,2	-2
11.1.	100	21	210,5	213,57	+3,07	-14	30	0,5	-7
17.1.	100	10	214,7	214,54	-0,16	-3	20	0,2	-2
24.1.	100	25	217,4	215,51	-1,89	-19	30	0,6	-3
31.1.	100	10	221,0	216,48	-4,52	-3	20	0,2	-3
8.2.	100	13	221,0	217,93	-3,07	-4	20	0,2	-4
15.2.	100	10	214,7	218,90	+4,20	-4	25	0,2	-4
23.2.	100	15	220,1	220,33	+0,23	-9	25	0,4	-4
1.3.	100	17	223,8	221,28	-2,52	-6	20	0,3	-5
7.3.	100	18	224,7	222,23	-2,47	-7	20	0,4	-3
14.3.	100	11	217,4	223,63	+6,23	-1	10	0,1	0
21.3.	100	14	223,8	224,55	+0,75	-4	20	0,2	-3
28.3.	100	12	225,7	225,45	-0,25	-8	25	0,3	-4
4.4.	100	12	222,8	226,35	+3,55	-4	20	0,2	-2
11.4.	100	21	225,7	227,67	+1,97	-4	20	0,2	-2
19.4.	100	15	232,6	228,53	-4,07	-14	30	0,5	-9
25.4.	100	26	229,6	229,38	-0,22	-9	25	0,4	-3
30.4.	100	11	226,7	230,2	+3,50	-8	25	0,3	-4
11.5.	100	15	229,6	231,8	+2,20	-11	30	0,4	-5
16.5.	100	12	232,6	232,19	-0,41	-5	20	0,2	-3
23.5.	100	15	234,7	233,32	-1,38	-4	20	0,2	-2
29.5.	100	6	230,6	234,04	+3,44	0	0	0,0	0
6.6.	100	24	231,6	234,74	+3,14	-6	25	0,2	-1
13.6.	100	12	236,8	235,42	-1,38	-4	15	0,3	-2
20.6.	100	20	237,8	236,38	-1,42	-3	20	0,2	-1
26.6.	100	8	238,9	236,99	-1,91	0	0	0,0	0
4.7.	100	9	238,9	237,84	-1,06	-7	25	0,3	-4
12.7.	100	4	241,1	238,63	-2,47	-3	20	0,2	-3
17.7.	100	13	238,9	238,87	-0,03	-26	30	0,9	-4
24.7.	100	4	241,1	239,34	-1,76	-2	10	0,2	0
31.7.	100	12	237,5	239,77	+2,27	-	-	-	-

$5 < \Delta y \leq 10 \mu\text{Gal}$   
 $r = -0,13$   
 $r_{S=95\%} = 0,70$   
 $n = 8$   
 $\Sigma \Delta k = +0,35$   
 $\Delta k_{\text{Mittel}} = +0,04$

$\Delta y > 10 \mu\text{Gal}$   
 $r = -0,13$   
 $r_{S=95\%} = 0,75$   
 $n = 7$   
 $\Sigma \Delta k = -1,04$   
 $\Delta k_{\text{Mittel}} = -0,15$

LITERATUR

- [1] BONATZ, M.  
Eine Bemerkung zu dem Beitrag  
" D. SIMON, das Verschwinden der Eichstörungen als Kriterium für die richtige Korrektur  
der Nichtlinearität bei Gravimeterregistrierungen ",  
*Marées Terrestres, Bulletin d'Informations Nr 17, (1967) S. 1951.*
- [2] BONATZ, M.  
Untersuchungen elastischer Nachwirkungen am Askania-Gravimeter GS 11 Nr 116  
*Studia Geophysica et Geodaetica, Heft 2, (1967) S. 164.*
- [3] BONATZ, M.  
Ergebnisse der Schwereregistrierungen in der Station Bonn (1964/65)  
*Dt. geod. Kommission, Veröff. Reihe B, Heft 133, München 1966.*
- [4] PERTZEV, B.P.  
On the calculation of the drift curve in observations of bodily tides.  
*Marées Terrestres, Bulletin d'Informations Nr 5, (1957) S. 71.*
- [5] BONATZ, M.  
Über die Eichung von Registriergravimetern mittels einer vertikalen Labor-Eichstrecke,  
*Dt. geod. Kommission, Veröff. Reihe C, Heft 84, München 1965.*
- [6] LECOLAZET, R.  
Sur l'estimation des erreurs internes affectant les résultats d'une analyse harmonique mensuelle.  
*Marées Terrestres, Bulletin d'Informations Nr 17, (1959), S. 269.*
- [7] SIMON, D.  
Elastische Nachwirkungen an einem Askania-Gravimeter GS 11,  
*Marées Terrestres, Bulletin d'Informations, Nr 44 (1966), S. 1759*
- [8] SIMON, D.  
Das Verschwinden der Eichstörungen als Kriterium für die richtige Korrektur der Nichtlinearität bei Gravimeterregistrierungen.  
*Marées Terrestres, Bulletin d'Informations, Nr 45 (1966), S. 1857.*
- [9] SIMON, D.  
Erwiderung auf die Bemerkung von M. BONATZ  
(*Bull. d'Inform. Nr 47, S. 1951*) zum Beitrag  
"Das Verschwinden der Eichstörungen als Kriterium für die richtige Korrektur der Nichtlinearität bei Gravimeterregistrierungen  
(*Bull. d'Inform. Nr 45, S. 1857*)"  
*Marées Terrestres, Bulletin d'Informations, Nr 48, (1967), S. 2129.*

## POSSIBILITES D'AMELIORATION DES ETALONNAGES DANS LE CAS DES GRAVIMETRES ENREGISTREURS

par

B. DUCARME

(Aspirant au Fonds National de la Recherche Scientifique)  
Observatoire Royal de Belgique

### 1<sup>o</sup>) METHODE CLASSIQUE

Pour déterminer l'échelle de l'enregistreur on effectue une série de déplacements de la plume au moyen du ressort de lecture suivant le schéma d'aller retour bien connu. L'échelle du bouton de lecture ayant été étalonnée au préalable sur le terrain, on en déduira la sensibilité de l'enregistreur en microgals/cm. Les considérations numériques qui suivent sont strictement valables pour les gravimètres enregistreurs ASKANIA du type GS 11.

Une première difficulté apparaît du fait du traînage de l'instrument. Celui-ci varie suivant le type d'enregistreur utilisé. Le temps nécessaire pour qu'un déplacement de 10 divisions du micromètre soit complètement achevé est de 30 minutes dans le cas de l'ancien enregistreur avec galvanomètre MULTIFLEX et de 10 minutes seulement avec le nouvel équipement (galvanomètre ASKANIA et enregistreur LINECOMP). En pratique on évitera de répéter des déplacements à moins de 45 minutes d'intervalle dans le premier cas et à moins de 15 dans le second. Pendant ce temps la marée et la dérive contribuent à augmenter ou à raccourcir le déplacement. Eliminer cet effet en rectifiant la courbe à la main est arbitraire. Il est plus correct de lire la courbe au point de départ de chaque déplacement et d'appliquer aux lectures une combinaison d'ordonnées annulant marée et dérive. Diverses combinaisons ont déjà été proposées à cet effet [ 1, 2, 3 ] :

- a) La combinaison fondamentale est  $Z_{1/2}^2$  qui correspond au couplage des déplacements deux à deux. Elle élimine une dérive linéaire. Le résidu maximum pour l'ensemble des ondes de marée est donné dans le tableau 2, de même que l'erreur correspondante sur la valeur de S. On voit que dans le cas où l'on fait des déplacements de 500 microgals (12 unités du micromètre) avec un pas de 45 minutes, l'erreur maximum possible est de 1,4 pour-cent. Comme on dispose d'un plus grand nombre de déplacements on fait la moyenne des déplacements couplés.

Deux exemples sont donnés aux tableaux 1 et 2 :

Pour 6 déplacements (filtre  $Z_{1/2}^2 (Y_2 - Y_1 + y_0)$ ) : erreur résiduelle 0.12 % .

Pour 8 déplacements (filtre  $Z_{1/2}^2 (-Y_3 + Y_2 - Y_1 + y_0)$ ) : erreur résiduelle 0.08 %

Le renforcement du poids des déplacements centraux n'étant pas excessif est plutôt favorable car les déplacements extrêmes sont plus petits et donc moins précis.

On voit que le simple couplage des déplacements deux à deux est suffisant et qu'il n'est pas nécessaire d'employer des filtres plus puissants.

- b) LECOLAZET a proposé la combinaison  $Z_{1/2}^5 (Y_3 - y_0)$  qui élimine complètement la marée sur 11 déplacements : l'amplitude résiduelle des ondes de marée pour un pas de 45 minutes n'est que de 0,1 microgal. Toutefois il est souvent difficile de réaliser 11 déplacements. On peut utiliser également  $Z_{1/2}^5 (Y_2 + y_0)$  qui ne porte que sur 9 déplacements et dont la sélectivité est très bonne. Ces filtres ont l'inconvénient d'accorder trop de poids aux ordonnées centrales (tableau 1).
- c) PERTSEV pour sa part propose deux déplacements en sens inverse à 25 heures d'intervalle et y applique les filtres

$$Z_{12} \quad Z_{12.5} \quad \text{sur 49 heures}$$

$$Z_{12} \quad Z_{12.5} \quad Y_{6.5} \quad \text{sur 62 heures}$$

La sélectivité de ces filtres est faible (tableau 2). Pour obtenir une meilleure valeur du déplacement on décale le filtre et on fait la moyenne (ce qui revient à appliquer une combinaison de type s). En utilisant tous les décalages possibles on obtient l'équivalent des filtres

$$Z_{12} \quad Z_{12.5} \quad s_{11.5} \quad \text{et} \quad Z_{12.5} \quad Y_{6.5} \quad s_5$$

On voit du tableau 2 que dans ce cas le résidu maximum ne représente plus que deux millièmes sur la valeur de S. On peut reprocher à la méthode de n'éliminer qu'une dérive linéaire sur 3 jours. On notera à ce sujet l'article de Y.S. DOBROCHOTOV [9] qui montre que la dérive peut introduire une erreur systématique sur la valeur moyenne de S. Mais le grand handicap est qu'elle ne permet que de petits déplacements de 5 unités du micromètre environ. Comme on ne peut apprécier que le dixième de division on aura une erreur de 2 pour-cent sur un seul déplacement. Cette réserve s'applique à fortiori à l'utilisation des corrections de dérive pour la détermination de la sensibilité.

A la lumière de ces considérations nous avons adopté le schéma d'étalonnage suivant : une douzaine de déplacements d'un minimum de 10 unités du micromètre (450 microgals environ) à intervalles réguliers de 45 minutes.

## 2°) TENTATIVES D'AMELIORATION

Nous verrons plus loin qu'avec le schéma proposé l'erreur quadratique moyenne sur la valeur de S est de l'ordre de 0,5 pour-cent. Cependant un tel résultat exige une dizaine de déplacements s'étendant sur huit heures et en pratique on ne peut guère étalonner plus de deux fois par mois. Or la sensibilité d'un gravimètre est soumise à des variations qui peuvent être assez brusques et qui demanderaient un contrôle permanent.

D'autre part, la lecture du micromètre ne pouvant s'effectuer qu'au dixième de division on a au départ une erreur de 1 % sur la valeur du déplacement. Plusieurs méthodes nouvelles ont déjà été développées :

BONATZ a expérimenté avec succès à Bonn la méthode du gradient vertical au moyen d'un élévateur [4]. Un projet analogue a vu le jour à Palisades [5].

LECOLAZET et STEINMETZ ont mis au point un système d'étalonnage continu par attraction électrostatique [6] pour leur gravimètre North American.

BREIN utilise un ressort électromagnétique [7] pour l'enregistrement de la marée et pour l'étalonnage de son gravimètre.

De son côté MELCHIOR a confié à la firme Askania le soin d'équiper le gravimètre GS 11 N° 145 d'un système d'étalonnage électromagnétique [8].

Il consiste essentiellement en 2 aimants de même moment magnétique placés antiparallèlement de chaque côté du bras et entourés chacun d'une bobine d'induction dans laquelle on fait passer un courant d'intensité connue.

Cet équipement a été testé en laboratoire par la firme Askania qui a déterminé une valeur d'échelle  $K = 338$  microgals par milliampère (tableau 3).

Nous avons été chargé de la mise en service de cet appareil à l'Observatoire Royal à Uccle.

Nous présentons ici les résultats de quatre mois d'enregistrement de décembre 66 à mars 67 (figure 1).

Nous avons étalonné à la fois par la méthode classique (tableau 4) et par la nouvelle méthode électromagnétique (tableau 5). Le schéma d'étalonnage électromagnétique s'est inspiré directement de la méthode classique : 6 déplacements à une demi-heure d'intervalle. Toutefois pour éviter toute dissymétrie nous procédons chaque fois à une inversion de polarité, ce qui a pour autre avantage de doubler le déplacement.

Deux périodes doivent être distinguées :

Du 20 décembre au 9 février nous avons dû nous contenter de faire passer  $150 \mu A$  dans les bobines, ce qui avec l'inversion donnait des déplacements de 40 mm. De plus notre microampèremètre ne possédait ni réglage de zéro, ni réglage d'échelle. Cela explique la dispersion élevée constatée dans la première partie du tableau 5.

Depuis le 17 février nous utilisons un microampèremètre de classe 1 avec réglage de zéro et tension de référence. Nous avons choisi de faire passer un courant de 500 microampères pour rester bien en dessous du seuil d'échauffement provoquant une dérive qui, d'après Askania (11), se situe aux environs de 1 mA. Avec l'inversion de polarité cela nous donne des déplacements de 130 mm. Remarquons que dans ces conditions l'élimination de la marée est aussi bonne que pour l'étalonnage classique. La combinaison  $Z_{1/2}^2$  laisse un résidu maximum de 6 microgals ce qui représente une erreur de 0.9 pour-cent et la moyenne  $Z_{1/2}^2$  de 0.16 pour-cent (tableau 2).

Dans cette seconde période notons qu'à partir du 20 avril tous les étalonnages ont été réalisés automatiquement au moyen du programmeur décrit ci-après.

### 3°) PROGRAMMATION DES ETALONNAGES

La réalisation manuelle d'un étalonnage demande la présence quasi permanente de l'opérateur. Il est de plus difficile de conserver exactement le pas désiré (30 ou 45 minutes).

Pour pallier ces inconvénients nous avons adapté au cas du gravimètre 145 à étalonnage électromagnétique l'horloge programmée utilisée pour l'étalonnage automatique des pendules horizontaux [10].

On trouvera ci-joint les schémas de réalisation (fig. 3, 4) :

Une roue principale qui accomplit une révolution en 7 jours porte des plots qui actionnent un contact à mercure et assurent ainsi la fermeture du circuit du relais  $R_1$ . Celui-ci ferme le circuit d'étalonnage (IV) et met sous tension le moteur d'une heure (III), lequel actionne la roue secondaire qui remplit une double fonction :

- Elle permet, par l'intermédiaire du relais  $R_2$ , d'inverser la polarité aux bornes du gravimètre toutes les 30 minutes (le microswitch  $I_2$  est coupé pendant la moitié de la rotation).
- En pratique, il n'est pas possible de régler la durée de fermeture du contact à mercure de façon à obtenir un multiple exact de 30 minutes. Le microswitch  $I_1$  ferme le circuit de commande (relais  $R_1$ ) et permet de continuer l'étalonnage après rupture du contact à mercure jusqu'à ce qu'un des plots vienne couper le microswitch  $I_1$ . Par réglage de ce dernier on obtient de plus que cette rupture coïncide avec l'inversion de polarité.

On obtient ainsi automatiquement un nombre entier de déplacements d'une durée exacte de 30 minutes (fig. 5). Le réglage du contact à mercure permet d'obtenir un nombre arbitraire de déplacements.

Pour ce qui est de la lecture de l'intensité du courant nous avons pu constater qu'elle était superflue. En effet, la source de tension utilisée est d'une stabilité telle, qu'après réglage au début de l'étalonnage la valeur du courant reste constante à 0.5 microampère près.

De toute façon, pendant les 6 heures que dure la mesure, le microampèremètre laissé à lui-même présente une dérive importante qui en rend illusoire l'enregistrement.

L'automatisation n'est pas totale car il importe de régler la source de tension et le microampèremètre avant que commence l'étalonnage.

Pour toute sûreté nous vérifions l'intensité du courant au moins une fois durant l'étalonnage en prenant soin de refaire au préalable le réglage du microampèremètre.

#### 4°) ETUDE DES ERREURS EXPERIMENTALES

Pour exploiter au mieux les étalonnages nous avons écrit pour l'ordinateur un programme qui calcule la valeur de la sensibilité  $S$  pour chaque déplacement, pour les déplacements couplés deux à deux ( $Z_{1/2}$ ), ainsi que les valeurs moyennes correspondantes.

Les valeurs couplées étant débarassées de la majeure partie de l'effet de marée servent à estimer l'erreur quadratique moyenne interne  $\epsilon$  sur  $S(Z_{1/2})$  d'après la formule :

$$\epsilon^2 = \sum_L (S_L - \bar{S})^2 / K - 2$$

où  $K$  est le nombre de déplacements couplés.

Si le nombre de déplacements est suffisant, on applique en outre les combinaisons

$$Z_{1/2}^5 (Y_3 - y_0) \text{ et } Z_{1/2}^5 (Y_2 - y_0)$$

Quelques conclusions intéressantes peuvent d'ors et déjà être tirées des étalonnages du gravimètre 145.

Si nous appelons  $e$  l'erreur en mm affectant une lecture d'ordonnée  $l_L$  lors d'un déplacement, nous pouvons écrire

$$e^2 = \frac{e_D^2}{S^2} + e_p^2 \quad (1)$$

avec  $e_p$  : l'erreur de lecture d'une ordonnée en millimètres  
 À cause de l'épaisseur du trait cette erreur atteint 0,5 mm.

$e_D$  : l'erreur en microgals sur le déplacement.

Dans le cas des étalonnages classiques on a

$$e_D^2 = e_M^2 + e_G^2 \quad (2)$$

avec  $e_M$  : l'erreur sur la lecture du micromètre de l'ordre du dixième de division (4,5 microgals)

$e_G$  : l'erreur interne du gravimètre qui est inconnue.

Dans le cas des étalonnages électromagnétiques on a

$$e_D^2 = e_I^2 + e_G^2 \quad (3)$$

avec  $e_I$  : l'erreur relative de mesure de l'intensité du courant, indépendamment de toute erreur d'échelle. On peut l'évaluer à 0,5 microampère, c'est-à-dire pour le déplacement avec inversion :  $e_I = 0.3$  microgal

Si on applique aux lectures une combinaison de coefficients  $C_L$  ( $\sum C_L = 0$ ), on a par les formules classiques (1) que l'erreur relative sur la sensibilité est donnée par

$$r_s^2 = \frac{\sum C_L^2}{(\sum |C_L|)^2} \cdot \frac{e^2}{d^2}$$

où  $d$  représente la moitié de la valeur moyenne d'un déplacement.

Pour la combinaison  $Z_{1/2}^2$  on a

$$r_s^2 = \frac{6}{16} \frac{e^2}{d^2} = \frac{e^2}{S^2}$$

Pour la moyenne de  $K$  déplacements couplés, bien que les diverses valeurs couplées de  $S$  ne soient pas indépendantes, on peut montrer que

$$e^2 = \sum_L \frac{(S_L - \bar{S})^2}{K - 2}$$

est pratiquement un estimateur fidèle de l'erreur quadratique moyenne  $e$ .

On a en fait

$$r_s^2 = r^2 + r_T^2$$

où  $r_T$  représente l'erreur relative due à la marée et  $r^2 = e^2/S^2$

Il est difficile de déterminer théoriquement l'effet résiduel de la marée dans la valeur de  $e^2$ , car la formule utilisée n'est pas une simple combinaison d'ordonnées. Afin de l'évaluer, nous avons calculé sur un mois de marée théorique la fonction d'erreur

$$F^2 = \frac{\sum_i^K (C_i - \bar{C}/K)^2}{K - 2}$$

avec  $C_i$  : résidu de marée sur les déplacements couplés ( $Z_{1/2}^2$ )  
 $\bar{C}$  : résidu sur la moyenne de K déplacements couplés

Nous avons calculé la valeur moyenne  $\bar{F}^2$  et pris comme estimateur de  $r_T$  :  $\bar{F}/2L$  où L est la valeur du déplacement en  $\mu\text{gals}$ .

Pour la marée théorique de mars 1967, on a pour les étalonnages classiques (2 L = 1000  $\mu\text{gals}$ )

pas de 1 h	K = 5	$\bar{F} = 12.8 \mu\text{gals}$	$r_T = 1.3 \cdot 10^{-2}$
	K = 7	$\bar{F} = 9.5 \mu\text{gals}$	$r_T = 0.95 \cdot 10^{-2}$
pas de 30 min.	K = 5	$\bar{F} = 2.57 \mu\text{gals}$	$r_T = 2.6 \cdot 10^{-3}$
	K = 7	$\bar{F} = 2.38 \mu\text{gals}$	$r_T = 2.4 \cdot 10^{-3}$

Pour le cas qui nous intéresse (pas de 45 minutes, K = 7), on en déduit :

$$r_T = 5 \cdot 10^{-3}$$

On a le même pour les étalonnages électromagnétiques (2 L = 660  $\mu\text{gals}$ )

pas de 30 min	K = 5	$\bar{F} = 2.57 \mu\text{gals}$	$r_T = 3.9 \cdot 10^{-3}$
	K = 7	$\bar{F} = 2.38 \mu\text{gals}$	$r_T = 3.6 \cdot 10^{-3}$

Dans notre cas, nous avons 2 séries avec respectivement K = 5 et K = 9 et nous adoptons

$$r_T = 3.6 \cdot 10^{-3}$$

5°) APPLICATION NUMERIQUE.

- Dans le cas des étalonnages classiques, on a

$$r^2 = e^2/S^2 = 1.74 \cdot 10^{-4} \text{ (voir tableau 4)}$$

tandis que l'erreur due à la marée est  $r_T^2 = 0.25 \cdot 10^{-4}$

On en déduit

$$r_a^2 = (1.74 - 0.25) \cdot 10^{-4} = 1.49 \cdot 10^{-4}$$

Comme  $d = 100$  mm, on a

$$e^2 = \frac{16}{6} \times 1.49 = 3.97, e = 2 \text{ mm}$$

De la formule (1) où  $S = 2,5$  microgal/mm, on tire  $e_D = 4.8$  microgal.

- Dans le cas des étalonnages électromagnétiques on a

$$r^2 = \epsilon^2/S^2 = 1.08 \cdot 10^{-4} \text{ (voir tableau 5)}$$

L'erreur due à la marée est  $r_T^2 = 0.13 \cdot 10^{-4}$

Il en résulte que  $r_a^2 = (1.08 - 0.13) \cdot 10^{-4} = 0.95 \cdot 10^{-4}$

Comme  $d = 60$  mm, on a

$$e^2 = \frac{16}{6} \times 0.36 \times 0.95 = 0.912, e = 0.95 \text{ mm}$$

On en déduit  $e_D = 1.98$  microgal.

On peut dès lors évaluer l'erreur interne  $e_G$  à partir de (3)

$$e_G^2 = 3.94 - 0.09 = 3.85$$

et

$$e_G = 1.9 \text{ microgal}$$

Nous retrouvons ainsi pratiquement la valeur moyenne de l'erreur interne pour les gravimètres déduite de la combinaison d'erreur Lecolazet par A. AKHAVAN [11] (voir figure 6).

En portant cette valeur de  $e_G$  dans la valeur de  $e_D$  pour les étalonnages classiques on a

$$e_M^2 = 19.43$$

$$e_M = 4.5 \text{ microgals}$$

ce qui correspond encore très bien à la valeur présumée (0.1 division du micromètre).

Connaissant  $e$  nous pouvons calculer l'erreur quadratique moyenne sur la valeur moyenne de  $S$ .

- Pour les étalonnages classiques

a) La moyenne déduite de la combinaison  $Z_{1/2}^5 (Y_3 - y_0)$  ( $n = 12$ )

$$r_a^2 = \frac{1}{n-3} \frac{e^2}{d^2} = \frac{1}{9} \times 3.97 \cdot 10^{-4} = 0.44 \cdot 10^{-4}$$

$$r_a = 0.66 \text{ pour-cent}$$

b) La moyenne couplée de 8 déplacements ( $n = 9$ )

$$r_s^2 = \frac{1}{n-1} \frac{e^2}{d^2} = 0.50 \cdot 10^{-4}$$

A cela vient s'ajouter l'erreur due à la marée ( $r_T = 0.5$  pour-cent)

d'où 
$$r^2 = r_s^2 + r_T^2 = 0.75 \cdot 10^{-4}$$

$$r = 0.87 \text{ pour-cent}$$

- Pour les étalonnages électromagnétiques

a) La moyenne déduite de la combinaison  $Z_{1/2}^5 (Y_s - y_0)$  ( $n = 12$ )

$$r_s^2 = \frac{1}{n-3} \frac{e^2}{d^2} = \frac{1}{9} \frac{0.91}{0.36} 10^{-4} = 0.28 \cdot 10^{-4}$$

$$r_s = 0.53 \text{ pour-cent}$$

b) La moyenne couplée de 6 déplacements ( $n = 7$ )

$$r_s^2 = \frac{1}{n-1} \frac{e^2}{d^2} = \frac{1}{6} \frac{0.91}{0.36} 10^{-4} = 0.42 \cdot 10^{-4}$$

A cela s'ajoute l'erreur due à la marée ( $r_T = 0.36$  pour-cent) d'où  $r^2 = r_s^2 + r_T^2 = 0.55$

$$r = 0.74 \text{ pour-cent}$$

#### 6°) INTERPRETATION DES RESULTATS.

La figure 1 permet de comparer l'étalonnage classique et l'étalonnage électromagnétique. Ce qui frappe tout d'abord c'est que celui-ci est systématiquement trop élevé et que la valeur d'échelle proposée est trop forte.

Afin de la corriger en utilisant au maximum les étalonnages électromagnétiques nous avons analysé les quatre premiers mois d'enregistrement en méthode Lecolazet en utilisant les deux étalonnages. Pour l'étalonnage électromagnétique nous avons utilisé outre la méthode habituelle d'interpolation linéaire une méthode de calcul de l'étalonnage basée sur un polynôme de régression d'ordre 5.

Les résultats sont résumés dans la figure 2 et dans le tableau 6. On voit que sauf pour les 2 premiers mois où l'étalonnage était moins précis, l'interpolation linéaire et le polynôme donnent la même valeur de  $\delta$ .

On voit que le rapport  $\frac{\delta \text{ électr.}}{\delta \text{ classique}}$  est très stable avec l'étalonnage polynomial et vaut en moyenne 1.19. Ce qui signifie qu'une meilleure valeur de K serait

$$0.3314 \text{ mgal/mA.}$$

Comme vérification supplémentaire nous avons analysé par la méthode Venedikov 108 jours d'enregistrement avec étalonnage classique et étalonnage électromagnétique polynomial (tableau 7). Pour ce qui est de la différence systématique avec la valeur proposée, remarquons que les mesures d'Askania ont été faites dans des conditions assez différentes : le courant était augmenté par pas de 0,5 m A toutes les 3 minutes entre 0 et  $\pm 3$  m A. Remarquons en outre que les 2 déterminations du 6/8/65 donnent une valeur moyenne de 0.333 mgal/m A qui se rapproche de la nôtre.

Nous avons vu que l'erreur quadratique moyenne sur un étalonnage électromagnétique peut être évaluée à 0,75 pour-cent dans le cas des déplacements de 130 mm. Or, si on examine la figure 1 on voit que des étalonnages effectués à quelques jours d'intervalle diffèrent parfois de plusieurs pour-cent.

En fait tous les étalonnages peuplent une bande d'une largeur de 3 pour-cent. Cela est confirmé par le fait que l'écart type sur le polynôme de régression d'ordre 5 atteint 1.5 pour-cent. On voit toutefois que la dispersion diminue fortement avec l'étalonnage automatisé (mois de juin).

Notons que ces fluctuations s'annulent en moyenne puisque  $\frac{\delta \text{ élect.}}{\delta \text{ classique}}$  présente une constance remarquable.

La première explication serait que l'on commet une erreur sur la mesure de l'intensité du courant.

Dans notre cas cela paraît impossible car nous travaillons avec une quantité fixée de courant et ceci permet de se libérer des erreurs d'échelle éventuelles du microampèremètre. Seule compte la reproductibilité de la mesure ce qui avec un appareil comportant un réglage de zéro et une tension étalon ne présente pas de problème. On peut donc supposer qu'il s'agit de véritables variations de sensibilité à courtes périodes. On trouvera un argument à l'appui de cette thèse dans le fait que l'erreur quadratique moyenne sur les ondes diurnes et sur les ondes semidiurnes calculée par la méthode Venedikov est plus faible lorsqu'on utilise les étalonnages électromagnétiques avec interpolation linéaire que quand on utilise l'étalonnage polynomial (tableau 8). Ces fluctuations peuvent avoir des causes thermiques ou électriques en particulier des variations de brillance de la lampe du gravimètre produiraient l'effet observé.

#### 7<sup>o</sup>) CONCLUSIONS.

Il semble, d'après ces premières expériences, que la méthode d'étalonnage électromagnétique automatisée constitue un progrès par rapport à la méthode classique de déplacement du micromètre.

Le gros avantage est qu'elle permet la multiplication des étalonnages et supprime l'erreur importante due au bouton de lecture. Les résultats obtenus ont été, après quelques tâtonnements, tout à fait cohérents.

Tableau I.

Filtres d'élimination de la marée.

$$Z_{1/2}^2 = 2y_0 - Y_1$$

$$Z_{1/2}^5 (Y_3 - y_0) = -11 Z_{1/2} + 10 Z_{3/2} - 11 Z_{5/2} + 10 Z_{7/2} - 5 Z_{9/2} + Z_{11/2}$$

$$Z_{1/2}^6 (Y_2 + y_0) = 16 Z_{1/2} - 15 Z_{3/2} + 11 Z_{5/2} - 5 Z_{7/2} + Z_{9/2}$$

$$Z_{1/2}^2 (Y_2 - Y_1 + y_0) = Z_{1/2}^2 V_2 = 4y_0 - 4Y_1 + 3Y_2 - Y_3$$

$$Z_{1/2}^2 (-Y_3 + Y_2 - Y_1 + y_0) = Z_{1/2}^2 V_3 = 4y_0 - 4Y_1 + 4Y_2 - 4Y_3$$

$$Z_{12} Z_{12.5} = Y_{1/2} - Y_{49/2}$$

$$Z_{12} Z_{12.5} Y_{6.5} = Y_6 + Y_7 - Y_{18} - Y_{31}$$

$$\begin{aligned} Z_{12} Z_{12.5} S_{11.5} = & -2y_0 - 2Y_1 - 2Y_2 - 2Y_3 - 2Y_4 - 2Y_5 - 2Y_6 - 2Y_7 \\ & - 2Y_8 - 2Y_9 - 2Y_{10} - 2Y_{11} - Y_{12} + Y_{13} + Y_{14} + Y_{15} \\ & + Y_{16} + Y_{17} + Y_{18} + Y_{19} + Y_{20} + Y_{21} + Y_{22} + Y_{23} \\ & + Y_{24} + Y_{25} + Y_{26} + Y_{27} + Y_{28} + Y_{29} + Y_{30} + Y_{31} \\ & + Y_{32} + Y_{33} + Y_{34} + Y_{35} + Y_{36} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} Z_{12} Z_{12.5} Y_{6.5} S_5 = & -Y_1 - 2Y_2 - 2Y_3 - 2Y_4 - 2Y_5 - 2Y_6 - 2Y_7 \\ & - 2Y_8 - 2Y_9 - 2Y_{10} - 2Y_{11} - Y_{12} + Y_{13} + Y_{14} + Y_{15} \\ & + Y_{16} + Y_{17} + Y_{18} + Y_{19} + Y_{20} + Y_{21} + Y_{22} + Y_{23} \\ & + Y_{26} + Y_{27} + Y_{28} + Y_{29} + Y_{30} + Y_{31} + Y_{32} + Y_{33} + Y_{34} + Y_{35} + Y_{36} \end{aligned}$$

2187  
Tableau 2

Sélectivités des filtres

Soit un filtre d'ordre M et de coefficients  $C_i$  ( $1 \leq i \leq N$ ) servant à déterminer la sensibilité S par la formule  $S = \frac{\sum c_i q_i}{\sum c_i l_i}$  ( $1 \leq i \leq N$ )

$g_i$  : valeurs des lectures du micromètre (étalonnage classique)

" " " de l'ampèremètre (étalonnage électromagnétique)

$l_i$  : " " " du papier

nombre d'ordonnées :  $N = 2M + 1$

nombre de déplacements : n

poils du filtre :  $P = \sum |c_i| / 2$

Longueur moyenne d'un déplacement L : 500  $\mu$ gals (étal. clas.)  
L\* : 330  $\mu$ gals (étal. élect.)  
L\*\* : 250  $\mu$ gals (étal. Pertsev)

résidu maximum en  $\mu$ gals : c

l'erreur maximum en % sur la valeur de S due à la marée résiduelle

: R = c/P.L (classique)

R\* = c/P.L\* (électr.)

R\*\* = c/P.L\*\* (Pertsev)

Filtre	N	n	P	pas min.	$M_2$	$S_2$	$K_1$	$Q_1$	C	R %
$Z_{1/2}^2$	3	2	2	60	0.25	0.27	0.069	0.059	24.36	2.4
				45	0.14	0.15	0.039	0.033	13.81	1.4
				30	0.064	0.068	0.017	0.015	6.20	0.92*
$Z_{1/2}^2 \cdot V_2$	7	6	10	45	0.084	0.086	0.034	0.030	9.50	0.19
				30	0.052	0.054	0.016	0.014	5.28	0.16*
$Z_{1/2}^2 \cdot V_3$	9	8	14	45	0.035	0.030	0.030	0.027	5.77	0.08
				30	0.041	0.042	0.015	0.013	4.45	0.09*
$Z_{1/2}^5 (Y_2 + y_0)$	9	8	48	45	0.019	0.022	0.0008	0.0066	1.33	$\ll$ .01
				30						$\ll$ .01*
$Z_{1/2}^5 (\bar{Y}_3 - y_0)$	11	10	48	45	0.001	0.002	0.0002	0.001	0.11	$\ll$ .01
				30						$\ll$ .01
$Z_{12} Z_{12.5}$		2	2	60	0.033	0.0	0.005	0.087	12.00	2.4**
$Z_{12} Z_{12.5} Y_{6.5}$		2	4	60	0.067	0.0	0.001	0.002	7.29	0.73**
$Z_{12} Z_{12.5} S_{11.5}$	73	2	48	60	0.028	0.0	0.0003	0.16	24.34	0.2**
$Z_{12} Z_{12.5} Y_{6.5} S_5$	73	2	44	60	0.094	0.0	0.010	0.015	21.05	0.2**

Tableau 3

Valeur de la constante d'étalonnage  
électromagnétique K en mgal/m A

<u>date</u>	<u>moyenne</u>	<u>polarité +</u>	<u>polarité -</u>
4/8/65	0.3436	0.3467	0.3405
6/8/65	0.3331	0.3339	0.3322
	0.3329	0.3339	0.3318
27/8/65	0.3426	0.3440	0.3413
	<u>0.3380</u>	<u>0.3396</u>	<u>0.3364</u>

Tableau 4

Etalonnages par la méthode classique en microgals/cm.

Soit  $\epsilon^2 = \sum_L (S_L - \bar{S})^2 / K - 2 :$

$r = \epsilon / S$

K : nombre de déplacements couplés.

date	K	moyennes filtrées			r e.q.m. %
		$Z_{1/2}^2$	$Z_{1/2}^5 (Y_2 + Y_0)$	$Z_{1/2}^5 (Y_3 - Y_0)$	
66	6 20 11	6	24.6179	·	0.84
	7 14 12	11	24.8147	· 24.7885 ·	1.32
	8 03 11	5	24.8154	·	1.37
	9 09 12	12	24.5923	· 24.6966 ·	1.65
	10 07 12	10	24.6408	· 24.5202 ·	1.80
	10 25 13	3	24.4757	·	
67	12 09 12	10	24.0778	· 24.0546 ·	1.94
	12 28 13	6	24.3457	·	1.41
	1 11 12	9	23.7924	· 23.8419 ·	1.18
	1 26 12	8	23.9239	· 23.9727 ·	1.53
	2 08 12	6	24.1382	·	1.51
	2 22 13	10	23.9532	· 24.0339 ·	1.08
	3 08 12	11	24.5879	· 24.6573 ·	0.92
	3 22 12	10	24.0342	· 24.0932 ·	1.06
	4 05 12	11	23.9822	· 23.9623 ·	1.30
	4 26 12	8	24.0212	· 23.9996 ·	1.53
	5 31 13	11	25.1702	· 25.1753 ·	1.03
	6 14 13	11	25.0568	· 25.0833 ·	0.88
	6 28 12	7	26.1131	·	1.02

Valeur moyenne  $\bar{r}_s = 1.32 \%$

Tableau 5

Etalonnages électromagnétiques en microgals/cm.

Soit  $\epsilon^2 = \sum_L (S_L - \bar{S})^2 / K - 2$

$r = \epsilon / S$

K : nombre de déplacements couplés.

	date	K	moyenne $Z_{\frac{1}{2}}$	r %	
a)					
66	12 16 14	3	24.8159	1.76	
	12 20 15	4	24.4831	2.21	
	12 27 10	5	(26.1972)	2.24	
	12 29 10	3	(25.8830)	1.49	
67	1 03 10	4	(26.3924)	2.04	
	1 06 12	6	(26.9393)	3.27	
	1 10 12	7	24.4362	1.63	
	1 12 10	5	25.2017	0.93	
	1 18 10	5	24.7687	1.57	
	1 20 12	9	23.9235	1.19	
	1 24 10	4	(25.6440)	1.04	
	1 27 12	6	24.2222	2.04	
	1 31 14	4	24.0829	0.57	
	2 02 12	7	(23.5577)	1.77	
	2 07 12	7	24.7421	1.54	
	2 09 10	5	24.4316	1.16	
	b)				
		2 17 15	2	24.6056	
	2 20 15	4	24.3372	0.90	
	2 23 15	4	24.7196	0.50	
	2 23 15	5	24.6654	1.55	
	3 03 15	4	24.9264	1.34	
	3 07 15	5	25.1380	0.94	
	3 09 15	5	24.5778	0.75	
	3 14 15	5	24.9774	0.90	
	3 21 10	5	24.5471	0.50	
	3 23 10	5	24.7025	1.08	
	3 31 10	5	24.2112	0.67	
	4 04 10	5	24.8752	0.81	
	4 06 14	5	24.6395	0.75	
	4 11 14	5	24.1754	1.23	
	4 13 14	5	24.2043	1.05	

Valeur moyenne  $\bar{r}_s = 1.04$  pour-cent. (sur b) et c))

Tableau 5.(suite)

c)	4	20	15	8	(25.5598)	1.06
	4	22	12	8	25.0012	0.68
	4	25	17	9	24.7727	1.15
	4	27	11	9	24.5412	(1.91)
	5	03	11	10	25.2745	1.05
	5	10	16	9	24.9976	0.86
	5	12	11	8	25.0754	0.87
	5	27	12	10	24.9127	1.01
	5	30	13	5	25.4337	1.23
	6	01	16	9	25.4451	1.02
	6	03	13	11	25.3536	1.15
	6	05	16	10	25.7487	1.67
	6	07	11	9	25.4393	1.22
	6	09	11	10	25.8067	0.94
	6	13	16	10	25.6260	0.93
	6	16	17	10	25.9265	1.24
	6	18	19	10	26.1460	0.91
	6	19	21	23	26.2974	1.12
	6	23	15	7	26.3498	1.31

N.B. les valeurs entre parenthèses ont été rejetées pour l'analyse.

Tableau 6

Comparaison des résultats des analyses Lecolazet.

a)  $\delta(M_2)$

époque	classique	électro- magnétique linéaire	rapport	électro- magnétique polynomial	rapport
12 23 03	1.1832			1.208	1.021
1 02 15	1.1892	1.2236	1.028	1.208	1.016
1 13 03	1.1940	1.2271	1.028	1.216	1.018
1 23 15	1.1638	1.1865	1.020	1.186	1.019
2 03 03	1.1886	1.2027	1.011	1.208	1.017
2 13 15	1.2324	1.2560	1.020	1.258	1.021
2 24 03	1.2281	1.2518	1.019	1.252	1.019
3 06 15	1.2236	1.2463	1.019	1.246	1.019
3 17 03	1.2179	1.2413	1.019	1.244	1.019

b)  $\delta(K_1)$

12 23 03	1.0862			1.110	1.022
1 02 15	1.1076	1.1414	1.030	1.126	1.016
1 13 03	1.0986	1.1278	1.026	1.119	1.019
1 23 15	1.0988	1.1202	1.019	1.119	1.018
2 03 03	1.0829	1.0952	1.011	1.101	1.017
2 13 15	1.0934	1.1135	1.018	1.115	1.020
2 24 03	1.0946	1.1961	1.020	1.115	1.019
3 06 15	1.1657	1.1892	1.020	1.187	1.018
3 17 03	1.1961	1.2200	1.020	1.220	1.020

c)  $\delta(O_1)$

12 23 03	1.1309			1.158	1.024
1 02 15	1.1526	1.1844	1.027	1.171	1.016
1 13 03	1.1474	1.1704	1.020	1.170	1.020
1 23 15	1.1507	1.1708	1.017	1.172	1.019
2 03 03	1.1729	1.1872	1.012	1.192	1.016
2 13 15	1.1802	1.2029	1.019	1.204	1.020
2 24 03	1.1279	1.1507	1.020	1.150	1.020
3 06 15	1.1085	1.1311	1.020	1.129	1.018
3 17 03	1.1120	1.1338	1.020	1.134	1.020

Tableau 7

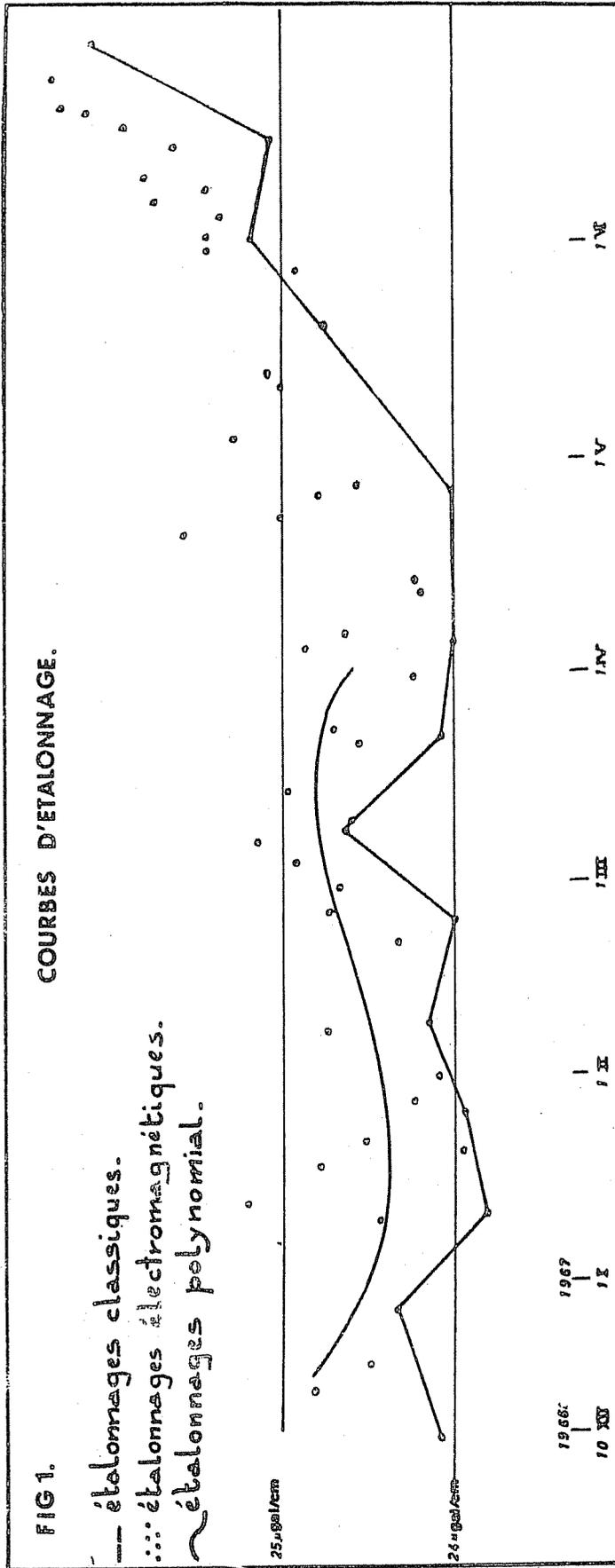
Analyse Venedikov portant sur 108 jours (66 12 18, 67 04 03).

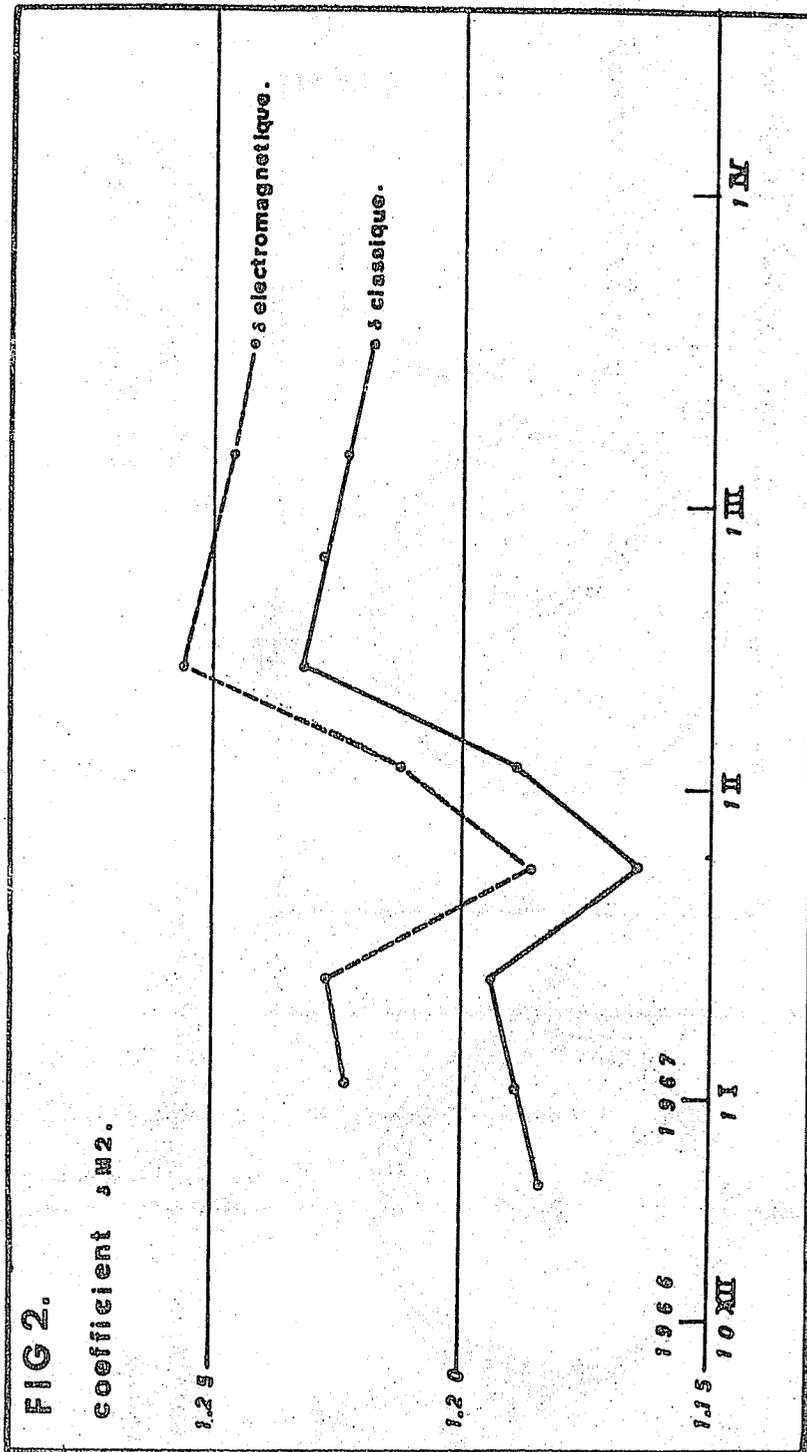
ondes	étal. électr. polynomial		étal. classique		$\delta_1 / \delta_2$	$a_1 - a_2$
	$\delta_1$	$a_1$	$\delta_2$	$a_2$		
O1	1.18509	-1.856	1.16230	-1.864	1.0196	0.008
P1 S1 K1	1.14126	1.656	1.12022	1.660	1.0188	-0.004
M2	1.22479	0.883	1.20119	0.866	1.0196	0.017
S2 K2	1.15981	7.270	1.13782	7.250	1.0193	0.020

Tableau 8

Analyse Venedikov portant sur 108 jours (66 12 18, 67 04 03).

erreur quadratique moyenne	étal. électr. polynomial	étal. classique	étal. élect linéaire
diurnes	23.356	22.633	19.853
semi-diurnes	8.875	8.724	7.811





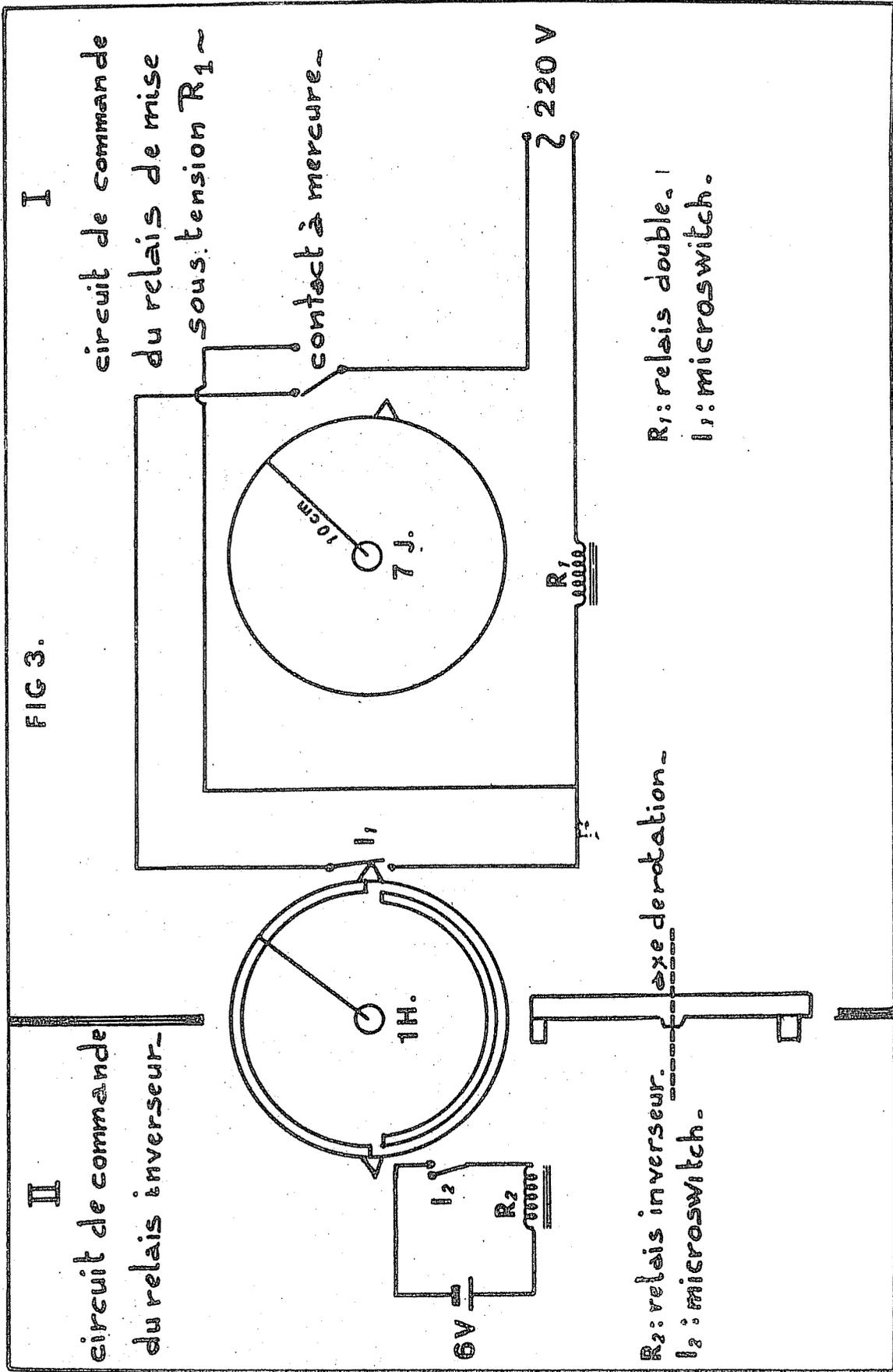
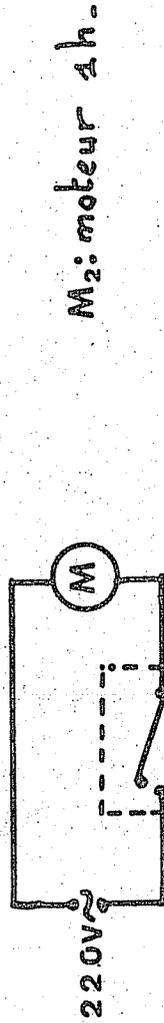


FIG 3.

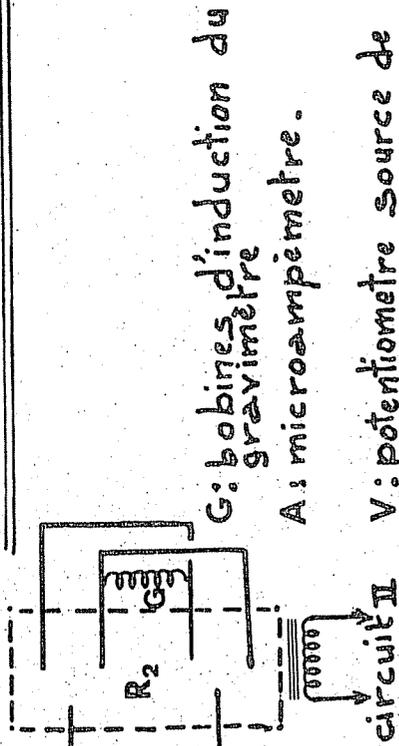
FIG 4.

III  
circuit du moteur 4h.



M<sub>2</sub>: moteur 4h.

IV  
circuit d'étalonnage.



G: bobines d'induction du gravimètre

A: microampèremètre.

V: potentiomètre source de tension.

R<sub>2</sub>: relais inverseur.

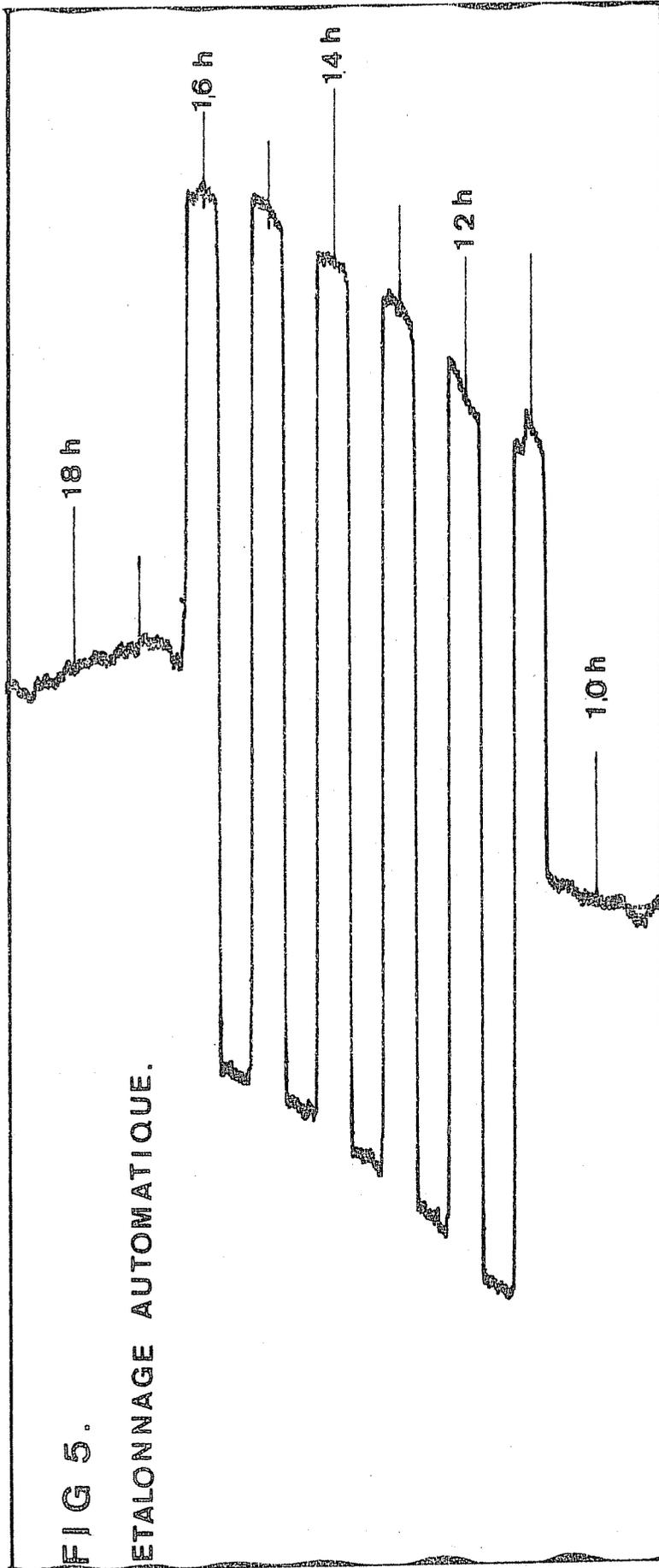
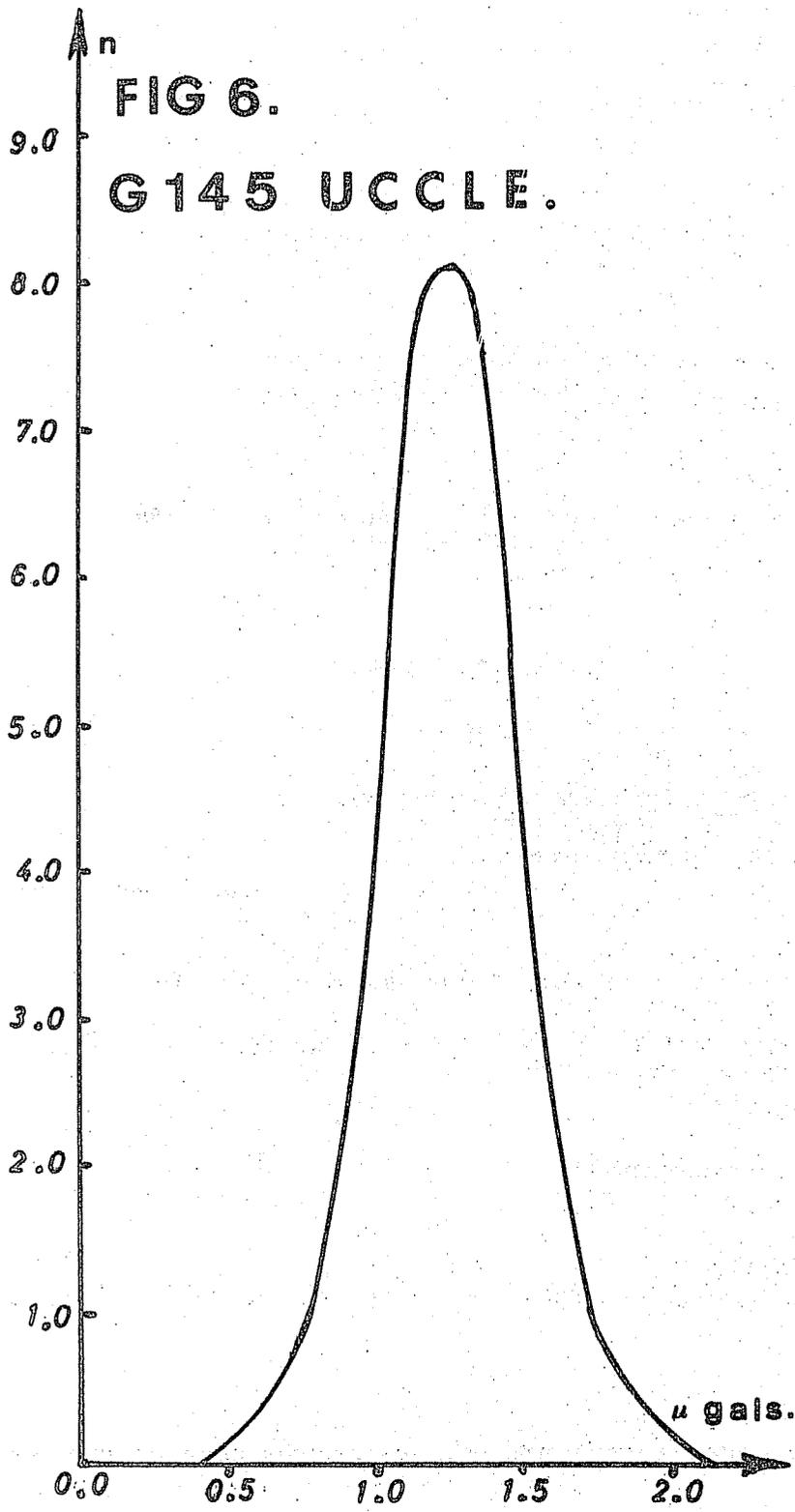


FIG 5.

ETALONNAGE AUTOMATIQUE.



## BIBLIOGRAPHIE

---

1. A.P. VENEDIKOV  
Sur l'étalonnage des enregistreurs de marée  
*B.I.M. N° 33 p. 1020.*
2. R. LECOLAZET  
Rapport sur les observations de marée gravimétrique faites à Strasbourg  
*B.I.M. N° 21, p. 387.*
3. B. PERTSEV  
Some experience in determining the scale coefficient of the recordings  
*Proceedings of the third international symposium on earth tides, Trieste 1959.*
4. M. BONATZ  
Calibration along a vertical basis.  
*Cinquième symp. intern. sur les marées terrestres, O.R.B. comm. N° 236, p. 158.*  
Ergebnisse der Schwerregistrierungen in der Station Bonn, 1964/65.  
*Deutsche Geodätische Kommission, München 1966.*
5. J.T. KUO  
Observation of tidal variations gravity at Palisades New-York  
*Cinquième symposium, p. 131.*
6. L. STEINMETZ  
Sur une méthode d'étalonnage des enregistrements gravimétriques.  
*Proceedings of the third Intern. Symp., Trieste 1959 p. 195.*  
Etalonnage continu par attraction électrostatique  
*Quatrième symposium intern. sur les marées terrestres, comm. de l'O.R.B. N° 188, p. 302*
7. R. BREIN  
Le ressort électromagnétique utilisé pour l'enregistrement des marées terrestres.  
*Quatrième symposium, p. 139.*  
Ergebnisse der Schwerregistrierungen mit Verwendung einer elektrischen Feder, 1962/64.  
*Deutsche Geodätische Kommission, Frankfurt 1965.*
8. R. SCHULZE  
Ein neu Eicheinrichtung in Gezeitengravimeter.  
*Askania-Warte, Heft 66 Oktober 1965, p. 17.*
9. Y.S. DOBROCHOTOV (Traduction)  
Erreurs de détermination du coefficient d'étalonnage pendant l'enregistrement des marées, dues à la dérive du gravimètre  
*B.I.M. N° 36, p. 1198.*
10. P. MELCHIOR  
Un système d'étalonnage automatique programmé pour les stations clinométriques souterraines.  
*B.I.M. N° 44, p. 1707.*
11. A. AKHAVAN  
Sur l'importance relative des erreurs internes dans diverses séries d'observation des marées terrestres.  
*B.I.M. N° 45, p. 1828.*

Traduction.

SUR LA METHODE D'ANALYSE HARMONIQUE DES MAREES FAIBLES

*V. G. Balenko*

Acad. Sc. R.S.S. d'Ukraine Obs. Grav. de Poltava Inst. Géoph. de la RSS d'Ukraine, Kiev 1966

О МЕТОДЕ ГАРМОНИЧЕСКОГО АНАЛИЗА СЛАБЫХ ПРИЛИВОВ

*В. Г. Баленко.*

Акад. Наук УССР. Полтавская Гравим. Обсер.  
Инст. Геофизики АН УССР, Киев - 1966.

Jusqu'à présent les résultats des observations des marées terrestres se réduisent exclusivement par séries mensuelles. Les méthodes d'analyse harmonique de séries annuelles utilisées précédemment ont été remplacées par des méthodes d'analyse harmonique de séries mensuelles. Cela s'explique par plusieurs raisons :

- 1) la difficulté d'avoir de longues séries ininterrompues d'observations en relation avec l'augmentation de sensibilité des appareils enregistreurs de marées,
- 2) l'incertitude dans l'estimation de la précision des résultats peu nombreux obtenus lors de la réduction des données par des séries annuelles etc.

Le remplacement des méthodes d'analyse harmonique de séries annuelles par des méthodes d'analyse harmonique de séries mensuelles s'est effectué spontanément. Dans la littérature il n'y a pas de travaux dans lesquels serait discutée l'utilité de ce changement dans les cas où la réduction est possible par les deux procédés. Il n'y a qu'un travail, celui de P. Melchior [9] qui ait été publié, dans lequel l'auteur a comparé les résultats de la réduction des mêmes données par des séries annuelles et mensuelles. P. Melchior a traité par la méthode de Lecolazet les observations des marées terrestres dans les mines de Saxe qui avaient été d'abord analysées par la méthode de Bergen [11]. Malgré des défauts dans la méthode de réduction appliquée, P. Melchior a montré que l'analyse des données par des séries mensuelles a diminué l'erreur quadratique moyenne des résultats et que les valeurs moyennes  $\nu$  et  $\zeta$  s'approchaient des valeurs particulières aux autres stations de l'Europe Occidentale.

Ainsi se pose la question de l'utilité de la réduction par séries mensuelles des longues séries d'observations qui ont été précédemment réduites en séries annuelles.

Précédemment en Union Soviétique on n'utilisait pour la réduction des marées terrestres que la méthode de A. Ya. Orlov qu'on appelle souvent méthode d'analyse harmonique des marées faibles élaborée pour la réduction d'une série annuelle d'observations. Par cette méthode on a réduit de longues séries d'observations de Youriev [7], Tomsk [8], Poltava [1] et certaines autres. Ces longues séries d'observations ont une grande valeur scientifique et il est naturel de se poser la question d'obtenir plus de précision en leur appliquant les méthodes actuelles d'analyse harmonique.

Ces longues séries englobant en général plusieurs dizaines d'années, leur réduction par séries mensuelles représente un énorme travail et il convient de savoir préalablement si ce travail est utile. Le but de notre article est de comparer la méthode des marées faibles avec les méthodes courantes d'analyse mensuelle d'après la valeur de l'erreur provenant de l'élimination incomplète des ondes perturbatrices et de l'influence de la dérive.

On peut négliger l'influence de la composante purement accidentelle des erreurs des ordonnées de départ sur les constantes harmoniques des ondes déterminées dans une première approximation.

COMPARAISON DES METHODES D'APRES LA VALEUR DE L'ERREUR PROVENANT DE L'ELIMINATION INCOMPLETE DES ONDES PERTURBATRICES.

Dans une série annuelle, ces erreurs dépendent en premier lieu de la durée de la série. Dans le cas idéal, la durée de la série doit être égale au laps de temps au cours duquel la différence des phases de l'onde déterminée et de toutes les ondes perturbatrices balaye les valeurs de 0 à 360°, c'est-à-dire est un multiple de la longueur du jour spécial de l'onde déterminée et de toutes les ondes perturbatrices. Dans les conditions réelles on peut s'approcher avec un degré plus ou moins grand de précision du cas idéal indiqué. Les durées les plus acceptables des séries sont données par exemple dans le travail de Schureman [12].

Les séries de longueur optimale sont proches de l'année, elles ont 355 et 369 jours solaires moyens. L'écart par rapport à cette longueur introduira une certaine erreur, dont nous estimerons la valeur. Pour cela, rappelons l'essence même de la méthode de A. Ya. Orlov. Pour obtenir les constantes harmoniques d'une certaine onde  $i$ , on répartit, en commençant par zéro, les ordonnées de marée dans la matrice originale composée de  $n$  lignes (1). Chaque ligne contient 13 ordonnées successives pour les ondes semi-diurnes. Les phases des ondes diffèrent dans les colonnes contigües de 30° avec une erreur ne dépassant pas plus de  $\pm 7,5$  et sont égales sur la même colonne avec la même erreur. Ensuite on effectue une opération linéaire (2), qui donne aussi les valeurs pour la détermination de l'amplitude  $R_i$  et de la phase  $\zeta_i$  de l'onde déterminée  $i$ ,

$$n \begin{cases} y_{0i} & = & y_{1i} & = & y_{2i} & \dots & y_{12i} \\ y_{hi} & & y_{h+1i} & & y_{h+2i} & \dots & y_{h+12i} \end{cases} \quad (1)$$

$$\sum_{p=0}^{12} \bar{y}_p Q_p = R_i \cos \zeta_i,$$

$$\sum_{p=0}^{12} \bar{y}_p Q'_p = R_i \sin \zeta_i, \quad (2)$$

où  $\bar{y}_p$  est la moyenne des ordonnées de chaque colonne ;

$Q_p, Q'_p$  - sont les coefficients constants.

Dans les considérations ultérieures nous émettrons deux hypothèses qui correspondent aux conditions idéales d'application des méthodes d'analyse harmonique des marées faibles :

- 1) les phases de l'onde  $i$  varient d'une colonne à l'autre exactement de 30° ;
- 2) dans les moyennes d'ordonnées de chaque colonne  $\bar{y}_p$ , les apports de toutes les ondes, sauf de l'onde déterminée  $i$ , s'annulent complètement.

Nous diminuerons la longueur de la série d'un intervalle de temps égal à la période de l'onde déterminée  $i$  par suppression de la dernière ligne de la matrice (1). Cette opération ne changera pas l'apport de l'onde déterminée  $i$  dans chaque ordonnée moyenne  $\bar{y}_p$ , mais la compensation intégrale des ondes perturbatrices dans ces moyennes est troublée. En supprimant une ligne c'est comme si nous ajoutions à chaque moyenne  $\bar{y}_p$  la somme

$$-\frac{1}{n} \sum_m R_m \cos(q_m \tau p + \zeta_m), \quad (3)$$

où  $m$  est le symbole des ondes perturbatrices,  $q_m$  la vitesse angulaire de l'onde  $m$  :  $p = 0, 1, 2, \dots, 12$  ;  $\tau$  est la durée de l'heure spéciale de l'onde  $i$  exprimée en heures solaires moyennes et  $\zeta_m$  sont les phases de l'onde  $m$  à l'époque  $p = 0$ .

Nous désignerons le laps de temps correspondant à la longueur de la ligne de la matrice (1) par  $T_1$ , alors  $\tau = \frac{T_1}{12}$ . Après avoir substitué  $T$  par  $\frac{360^\circ}{q_1}$ , nous avons :

$$\tau = \frac{30^\circ}{q_1} \quad (4)$$

En substituant (4) en (3), nous obtiendrons les valeurs suivantes des erreurs de chacune des valeurs moyennes des sommes des ordonnées  $\Delta \bar{y}_p$  :

$$\Delta \bar{y}_p = \frac{1}{n} \sum_m R_m \cos\left(\frac{q_m}{q_1} 30p + \zeta_m\right). \quad (5)$$

D'après la formule (2), en désignant les erreurs  $R_1 \cos \zeta_1$  et  $R_1 \sin \zeta_1$  provenant de la suppression de la ligne de la matrice (1) respectivement par  $\Delta R_1 \cos \zeta_1$  et  $\Delta R_1 \sin \zeta_1$  nous avons :

$$\begin{aligned} \Delta R_1 \cos \zeta_1 &= \frac{1}{n} \sum_{p=0}^{12} \sum_m R_m Q_p \cos\left(\frac{q_m}{q_1} 30p + \zeta_m\right), \\ \Delta R_1 \sin \zeta_1 &= \frac{1}{n} \sum_{p=0}^{12} \sum_m R_m Q_p \sin\left(\frac{q_m}{q_1} 30p + \zeta_m\right). \end{aligned} \quad (6)$$

Les formules (6) montrent que les erreurs de l'onde déterminée  $i$ , à cause des influences des ondes perturbatrices  $m$  résultant de la réduction de la longueur de la série, varient périodiquement conformément au changement de l'argument du cosinus dans les formules (6). A titre d'exemple nous calculerons la période de la variation d'influence de l'onde  $S_2$  sur l'onde  $M_2$  en fonction du nombre de lignes abandonnées de la matrice (1). Pour les ondes  $M_2$  et  $S_2$  le rapport  $\frac{q_{s_2}}{q_{m_2}} \cdot 30 = 31^\circ.1$ . Pour un laps de temps égal à la période de l'onde  $M_2$ , ce qui corres-

pond à la longueur de la ligne de la matrice (1), notée pour la détermination des constantes harmoniques de l'onde  $M_2$ , l'argument de l'expression (6) varie de  $13^\circ.2$ . Il varie de  $360^\circ$  pendant 27.3 périodes de l'onde  $M_2$ , c'est-à-dire à peu près pendant 14 jours.

Des calculs analogues sont donnés par la période de variation de l'influence de l'onde  $N_2$  sur les constantes harmoniques de l'onde  $M_2$  par suite de la réduction de la longueur de la série, égale à 27 jours.

Nous donnons aux figures 1 et 2 les valeurs des erreurs en  $R \cos \zeta$  (ligne continue) et  $R \sin \zeta$  (ligne pointillée) de l'onde  $M_2$  par suite de l'influence des ondes  $S_2$  et  $N_2$ , calculées respectivement d'après les formules (6) en fonction du numéro d'ordre de la ligne abandonnée de la matrice (1) en commençant par la dernière. Sur ces figures les phases initiales  $\zeta_{M_2}$ ,  $\zeta_{S_2}$  et  $\zeta_{N_2}$  correspondent à une des dates choisies arbitrairement.

En utilisant les graphiques analogues on peut déterminer les erreurs des constantes harmoniques des ondes déterminées en raison du fait que les longueurs optimales de la série de 355 et 369 jours ne sont tout de même pas idéales, c'est-à-dire que la différence des vitesses angulaires d'un seul groupe d'ondes avec l'onde déterminée parcourt pendant ce temps un angle un peu plus petit que  $360^\circ$  et pour les autres ondes, un angle un peu plus grand que  $360^\circ$ .

Nous étudierons l'ordre de l'erreur des constantes harmoniques des trois ondes  $M_2$ ,  $N_2$  et  $O_1$  résultant de cette circonstance et également d'autres raisons si l'on maintient la longueur optimale de la série voisine d'un an.

### 1. Les erreurs en $R \cos \zeta$ et $R \sin \zeta$ de l'onde $M_2$

La différence des vitesses angulaires des ondes  $M_2$  et  $S_2$  parcourt toutes les valeurs de 0 à  $360^\circ$  en 351.0 jours et pour les ondes  $M_2$  et  $N_2$  en 358.2 jours. Ces valeurs diffèrent de la longueur optimale (355 jours) de huit et six périodes de l'onde  $M_2$ .

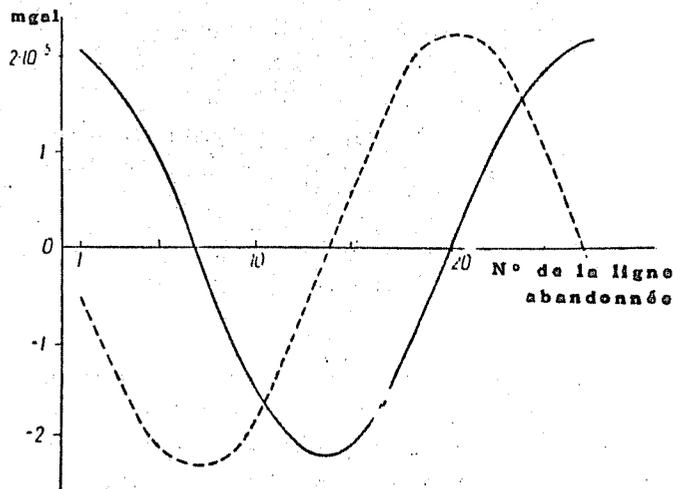


Fig. 1. Apport de l'onde  $S_2$  en  $R \cos \zeta$  (ligne continue) et en  $R \sin \zeta$  (ligne pointillée) de l'onde  $M_2$  comme fonction du numéro de la ligne abandonnée de la matrice (1)

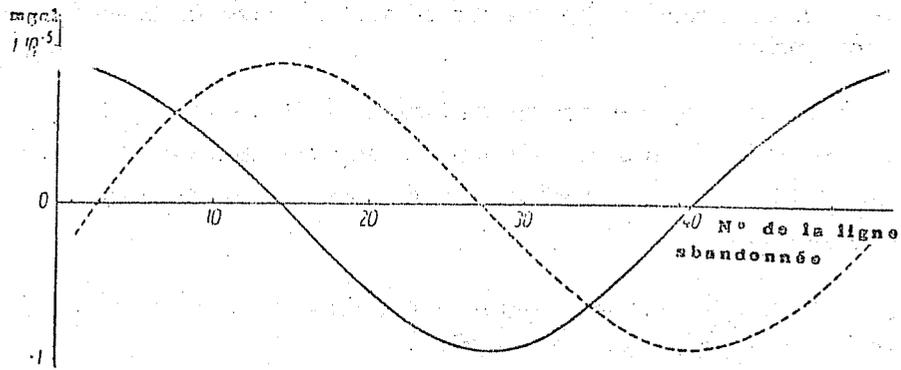


Fig. 2 Apport de l'onde  $N_2$  en  $R \cos \zeta$  (ligne continue) et  $R \sin \zeta$  (ligne pointillée) de l'onde  $M_2$  comme fonction du numéro de la ligne abandonnée de la matrice (1).

Pour déterminer les erreurs correspondantes, transformons les graphiques des figures 1 et 2 et leurs analogues afin d'obtenir les erreurs  $R \cos \zeta$  et  $R \sin \zeta$  des ondes déterminées comme fonctions non du numéro d'ordre mais de la quantité des lignes abandonnées de la matrice (1). Il est facile de voir que l'aspect des courbes trouvées dépend de la phase  $\zeta$  dans la première ligne abandonnée  $p = 0$ . La courbe aura la plus grande amplitude si la phase  $\zeta_m$  sur les figures 1,2 correspondent les valeurs  $\Delta R \cos \zeta$  et  $\Delta R \sin \zeta$  voisines de zéro et la plus petite amplitude pour les valeurs maximales de celles-ci.

Nous donnons sur la figure 3 les erreurs maximales et minimales en  $R \cos \zeta$  de l'onde  $M_2$  comme fonctions de la quantité des lignes abandonnées de la matrice (1) à cause de l'influence des ondes  $S_2$  (ligne continue) et  $N_2$  (ligne pointillée).

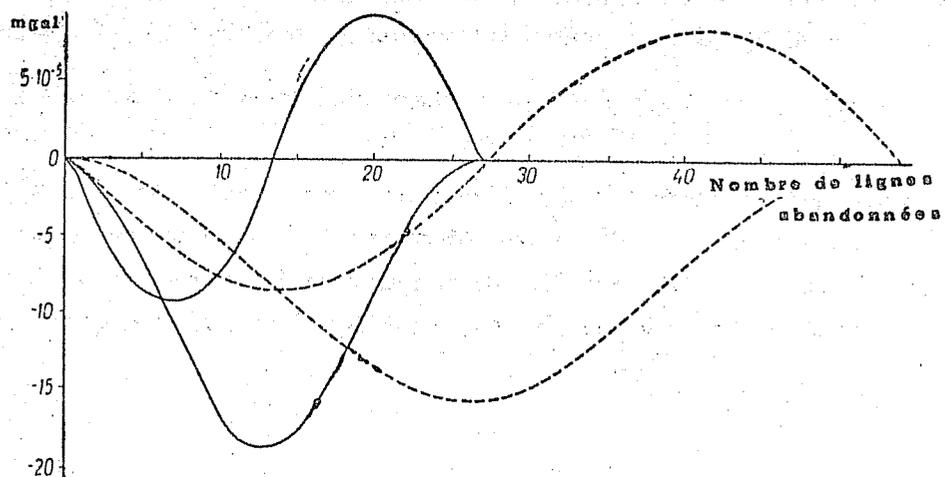


Fig. 3. Apports des ondes  $S_2$  (ligne continue) et  $N_2$  (ligne pointillée) en  $R \cos \zeta$  de l'onde  $M_2$  comme fonction du nombre de lignes abandonnées de la matrice (1).

Pour faciliter la construction, les graphiques sont déplacés de façon à ce que les courbes commencent au même point.

On voit sur la figure 3 que les erreurs maximales en  $R \cos \zeta$  et  $R \sin \zeta$  de l'onde  $M_2$  provenant des ondes  $S_2$  et  $N_2$ , lorsqu'on maintient la longueur optimale de la série (355 jours), pourront atteindre  $19 \cdot 10^{-5}$  et  $15 \cdot 10^{-5}$  mgals respectivement. Elles croissent avec la longueur de la série jusqu'à 369 jours.

L'analyse montre que les autres ondes exercent dans cette circonstance une légère influence sur les constantes harmoniques de l'onde  $M_2$ .

Lors de la réduction des séries annuelles par la méthode de A. Ya Orlov on se sert habituellement des formules de Doodson pour le calcul des valeurs réduites. Comme nous l'avons mentionné dans le travail [4], ces formules ne tiennent compte que d'un nombre insuffisant d'ondes. Pour l'onde  $M_2$  elles ne tiennent compte que de deux ondes 255445 et 255555. L'analyse des ondes dans les tables de Doodson montre que les trois ondes d'arguments 255755, 255655 et 255455 pourront exercer une influence sensible sur l'onde  $M_2$ . Leur apport total sur  $R \cos \zeta$  et  $R \sin \zeta$  peut atteindre  $8 \cdot 10^{-5}$  mgals pour l'onde  $M_2$ .

Pour les causes indiquées, la longueur optimale de la série pour l'onde  $M_2$  est un peu déplacée d'une façon difficilement contrôlable de l'un et l'autre côté par rapport à 355 jours. Si on prend une longueur de série de 355 jours, alors l'erreur en  $R \cos \zeta$  et  $R \sin \zeta$  de l'onde  $M_2$  peut atteindre  $20 \cdot 10^{-5}$  mgals, ce qui est égal à l'erreur correspondante de la réduction des données par des séries mensuelles par les méthodes de Matveyev ou Pertsev.

## 2. Les erreurs en $R \cos \zeta$ et $R \sin \zeta$ de l'onde $N_2$ .

Avec la longueur optimale la plus favorable de la série de 355 jours, il n'y a que l'onde  $M_2$  qui exerce une influence sensible sur l'onde  $N_2$ , la différence des vitesses angulaires de l'onde  $M_2$  et de l'onde  $N_2$  parcourt toutes les valeurs de 0 à  $360^\circ$  en 358.2 jours.

Les autres ondes donnent soit des laps de temps analogues qui correspondent pratiquement à 355 jours (parmi elles, les plus importantes  $S_2$  et  $K_2$ ), soit ont de faibles amplitudes.

Nous donnons sur la figure 4 la dépendance des erreurs maximales  $R \cos \zeta$  de l'onde  $N_2$  en fonction des apports de l'onde  $M_2$  comme fonctions de la quantité des lignes abandonnées de la matrice (1). On y constate que lors du maintien de la longueur optimale de la série de 355 jours, l'influence de l'onde  $M_2$  sur  $R \cos \zeta$  et  $R \sin \zeta$  de l'onde  $N_2$  peut atteindre dans le cas le plus défavorable  $25 \cdot 10^{-5}$  mgals.

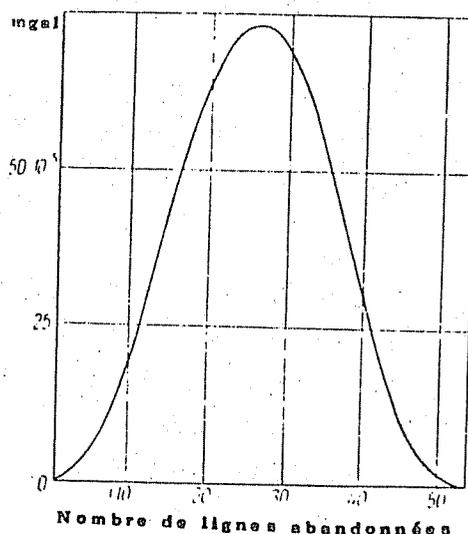


Fig. 4. Apport de l'onde  $M_2$  dans  $R \cos \zeta$  de l'onde  $N_2$  en fonction du nombre de lignes abandonnées de la matrice (1).

Les ondes d'un groupe avec l'onde  $N_2$  exercent une influence encore plus grande sur l'onde  $N_2$  mais elles ne tiennent pas compte des valeurs réduites de Doodson. Il n'y a que deux ondes provenant des fonctions sphériques de troisième ordre de la décomposition du potentiel générateur de marées, d'arguments 245545 et 245555 qui peuvent donner une erreur dans l'amplitude de l'onde  $N_2$  allant jusqu'à  $44 \cdot 10^{-5}$  mgals. On a discuté ce sujet plus en détail dans le travail [4].

Par conséquent, si l'on maintient la longueur optimale de la série, les erreurs dans les constantes harmoniques de l'onde  $N_2$ , provenant des ondes perturbatrices lors de la réduction d'une série annuelle par la méthode des marées faibles, ont le même ordre que dans la réduction d'une série mensuelle par les méthodes de Doodson ou de Doodson - Lennon qui ne tiennent pas compte des ondes provenant des fonctions sphériques du troisième ordre. Elles sont 3 ou 4 fois plus grandes que les erreurs des constantes harmoniques de l'onde  $N_2$  obtenues par les méthodes de Pertsev ou de Matveyev [3].

### 3. Les erreurs en $R \cos \zeta$ et $R \sin \zeta$ de l'onde $O_1$ .

Pour l'onde  $O_1$ , aussi bien que pour les ondes  $M_2$  et  $N_2$ , 355 jours constituent la durée optimale la plus favorable de la série voisine d'un an. Ainsi, pour une longueur de série de 355 jours, les apports les plus importants des ondes perturbatrices  $Q_1$  et  $P_1$  en  $R \cos \zeta$  et  $R \sin \zeta$  de l'onde  $O_1$  ne peuvent atteindre que  $6 \cdot 10^{-5}$  et  $2 \cdot 10^{-5}$  mgals et pour une longueur de 369 jours, les apports les plus importants des ondes perturbatrices  $Q_1$ ,  $M_1$ ,  $J_1$  peuvent déjà atteindre respectivement  $16 \cdot 10^{-5}$ ,  $7 \cdot 10^{-5}$  et  $2 \cdot 10^{-5}$  mgals. Par conséquent, pour une longueur optimale de la série de 355 jours, l'influence des ondes perturbatrices sur les constantes harmoniques de l'onde  $O_1$  est faible.

Une influence plus importante sur les constantes harmoniques de l'onde  $O_1$  est exercée par les ondes voisines en vitesse angulaire et ne tenant pas compte des valeurs réduites de Doodson. Rappelons que seules les deux ondes d'arguments 145655 et 145355 peuvent donner une erreur dans l'amplitude de l'onde  $O_1$  allant jusqu'à 1 %.

Si on ne s'en tient pas à la longueur optimale de la série, les erreurs provenant de l'influence des ondes perturbatrices deviennent très grandes. La figure 3 montre que l'erreur totale en  $R \cos \zeta$  et  $R \sin \zeta$  de l'onde  $M_2$ , provenant des apports des ondes  $S_2$  et  $N_2$  dans des circonstances défavorables de leur décomposition, peut excéder 1 %, ce qui dépasse de plusieurs fois les erreurs analogues obtenues lors de la réduction d'une série mensuelle par les méthodes de Pertsev ou de Matveyev.

Nous obtenons des erreurs particulièrement grandes à cause de la variation de durée de la série à partir de 355 jours, lors de la détermination des constantes harmoniques de l'onde  $N_2$ . Il est naturel que l'onde  $M_2$  exerce la plus grande influence sur l'onde  $N_2$ . La figure 4 montre que l'apport de l'onde  $M_2$  en  $R \cos \zeta$  et  $R \sin \zeta$  de l'onde  $N_2$  peut atteindre  $75 \cdot 10^{-5}$  mgals. L'influence de l'onde  $S_2$  sur l'onde  $N_2$  est pratiquement la même que sur l'onde  $M_2$ , c'est-à-dire que dans un cas défavorable son apport sur  $R \cos \zeta$  ou  $R \sin \zeta$  peut atteindre  $24 \cdot 10^{-5}$  mgals.

L'erreur totale dans les constantes harmoniques de l'onde  $N_2$  provenant seulement des ondes perturbatrices peut atteindre 20 % par rapport à son amplitude. Ainsi elle dépasse de six fois l'erreur provenant de l'influence des ondes perturbatrices que donnent pour l'onde  $N_2$  les méthodes de Pertsev ou de Matveyev lors de la réduction d'une série mensuelle.

Des recherches analogues ont montré que pour un écart de la longueur optimale de la série, les erreurs dans les constantes harmoniques de l'onde  $O_1$ , provenant de l'élimination incomplète des ondes perturbatrices, peuvent atteindre les mêmes valeurs que lors de la réduction d'une série mensuelle par les méthodes actuelles de l'analyse harmonique des marées terrestres.

Pour illustrer les conclusions tirées, nous avons réduit par la méthode des marées faibles une série annuelle de valeurs théoriques des variations de la force de pesanteur calculées par M.V. Kramer en 1962 [6] pour le cas de la longueur optimale de la série et pour des écarts de cette longueur en abandonnant une, deux etc... lignes de la matrice (1). Les résultats de la réduction : les erreurs sur l'amplitude (ligne continue) et les erreurs sur la phase (ligne pointillée) en fonction du nombre " n " de lignes abandonnées de la matrice (1) pour les ondes déterminées  $M_2$ ,  $N_2$  et  $O_1$  sont donnés sur les figures 5 - 7. Les erreurs trouvées confirment entièrement les conclusions énoncées plus haut.

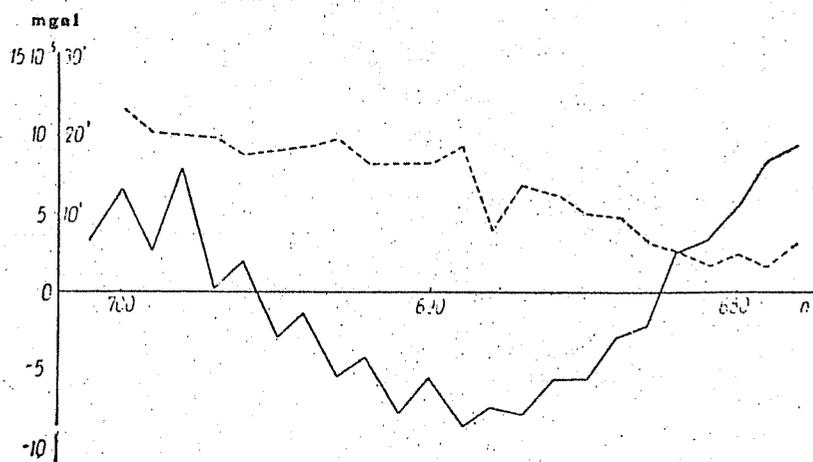


Fig. 5. Erreurs sur l'amplitude (ligne continue) et sur la phase (ligne pointillée) de l'onde  $M_2$  en fonction du nombre de lignes abandonnées de la matrice (1).

Les erreurs sur les constantes harmoniques des ondes de marées, dépendant du non comblement d'un certain nombre de ligne de la matrice (1), sont en relation étroite avec les erreurs dépendant de la longueur de la série.

Il est difficile de maintenir une continuité des observations au cours d'un an. C'est pourquoi, lors du classement des ordonnées suivant les mêmes phases des ondes recherchées, une certaine quantité de lignes de la matrice (1) n'a pas été remplie. Les erreurs en  $R \cos \zeta$  et  $R \sin \zeta$  des ondes calculées, suite au manque de lignes dans la matrice (1), ont pu être déterminées d'après les formules (6) d'une façon analogue aux erreurs provenant de la réduction de la durée de la série par rapport à la durée optimale. C'est pourquoi tout ce qui a été dit sur les erreurs des constantes harmoniques des ondes  $M_2$ ,  $N_2$  et  $O_1$ , dépendant de la durée de la série, se rapportent également aux erreurs dont la cause est le manque de lignes de la matrice (1).

Pour illustrer ceci, nous avons calculé les erreurs  $R \cos \zeta$  et  $R \sin \zeta$  de l'onde  $M_2$  obtenues par la méthode des marées faibles de la série optimale des valeurs théoriques des variations de la pesanteur en 1962 [6] par suppression consécutive des lignes de la matrice (1) du N° 176 au N° 255. Sur la figure 8 l'épaisse ligne continue représente la dépendance des erreurs  $R \cos \zeta$  de l'onde  $M_2$  en fonction du nombre de lignes supprimées du N° 176, au N° 255 et l'épaisse ligne pointillée représente la dépendance analogue des erreurs  $R \sin \zeta$  de l'onde  $M_2$ . Nous avons comparé ces courbes avec les erreurs correspondantes des valeurs  $R \cos \zeta$  et  $R \sin \zeta$  de l'onde  $M_2$  en fonction de l'influence des deux ondes  $S_2$  et  $N_2$  qu'on a calculées d'après les formules (6) pour l'exemple étudié de suppression des lignes de la matrice (1) du N° 176 au N° 255. Les apports des ondes  $S_2$  et  $N_2$  dans  $R \cos \zeta$  de l'onde  $M_2$  sont représentés sur la figure 8 par une fine ligne continue et l'apport des ondes  $S_2$  et  $N_2$  dans  $R \sin \zeta$  de l'onde  $M_2$  par une fine ligne pointillée.

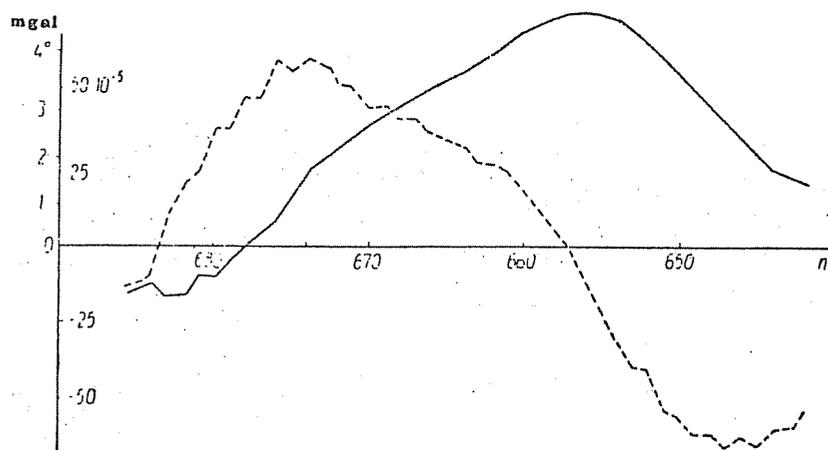


Fig. 6. Erreurs dans l'amplitude (ligne continue) et dans la phase (ligne pointillée) de l'onde  $N_2$  en fonction du nombre de lignes abandonnées de la matrice (1).

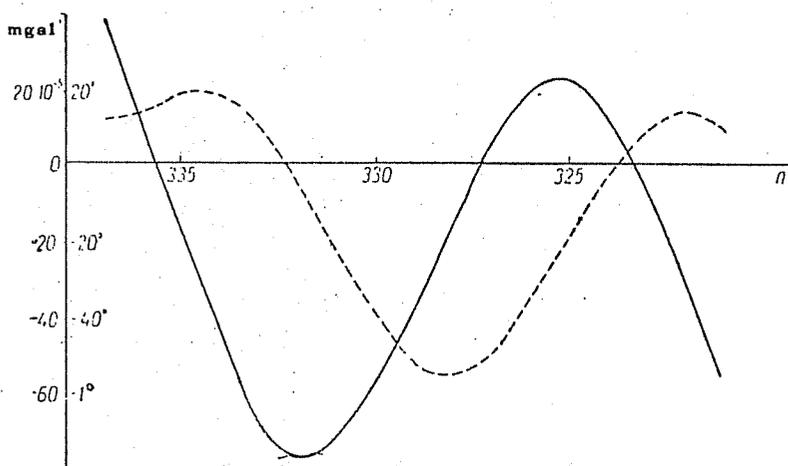


Fig. 7. Erreurs dans l'amplitude (ligne continue) et dans la phase (ligne pointillée) de l'onde  $O_1$  en fonction du nombre de lignes abandonnées de la matrice (1).

Comme il fallait s'y attendre par ce qui a été dit plus haut, les deux ondes  $S_2$  et  $N_2$  présentent déjà assez bien d'erreurs apparaissant dans les constantes harmoniques de l'onde  $M_2$  à la suite de la suppression d'un certain nombre de lignes de la matrice (1). En valeur absolue, l'erreur des constantes harmoniques des ondes déterminées provenant des lacunes dans les données analysées, a évidemment la même valeur que par suite des écarts de la durée de la série par rapport à sa valeur optimale. Dans un cas particulier, cela se voit sur les courbes de la figure 8 où l'erreur des constantes harmoniques de l'onde  $M_2$  atteint 1 %.

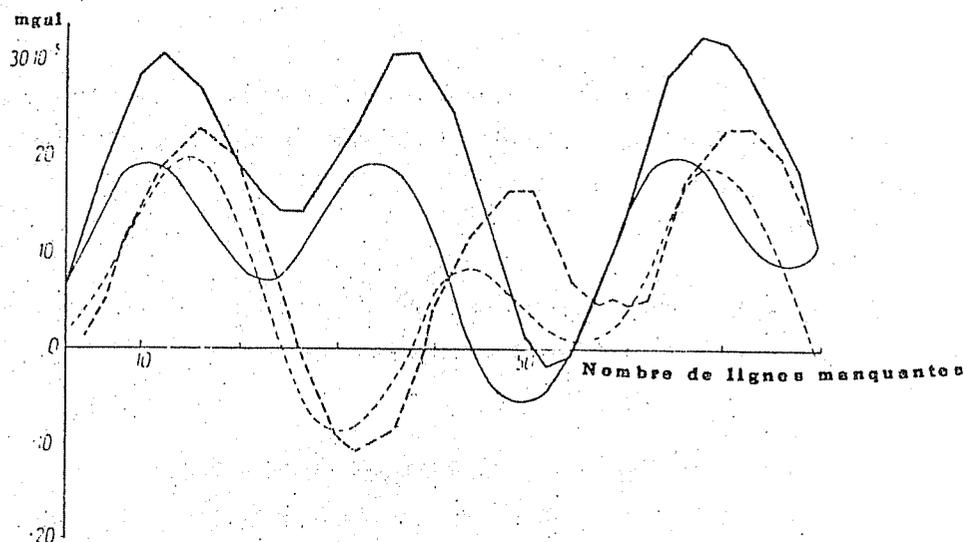


Fig. 8. Erreurs dans  $R \cos \zeta$  (ligne continue) et  $R \sin \zeta$  (ligne pointillée) de l'onde  $M_2$  en fonction du nombre de lignes manquantes de la matrice (1).

Les conditions d'obtention de séries annuelles sont telles que le nombre des lignes manquantes dans la matrice (1) est assez grand. A titre d'exemple nous donnons dans la table 1 la quantité de lacunes d'une durée de plus d'un jour dans les quatre séries annuelles des observations de Tomsk tirées du travail [2] pour le pendule 1.

A cause du caractère propre des conditions climatiques lors de l'enregistrement des inclinaisons de marées dans une salle située près de la surface de la Terre, les lacunes les plus importantes tombent surtout sur les mêmes mois de l'année. C'est pourquoi lors du calcul des constantes harmoniques, en particulier pour les ondes solaires, les erreurs provenant de la suppression des lignes ne seront pas compensées et peuvent donner un apport sensible qui ne tient pas compte de l'erreur quadratique moyenne.

Ces dernières années, lors de la réduction des observations des stations de marées terrestres par séries mensuelles, on a découvert le phénomène des pulsations périodiques des constantes harmoniques obtenues par déplacement de l'époque centrale de la série d'une heure ou d'un jour. Ce phénomène diminue sensiblement la précision des résultats obtenus et c'est pourquoi il a fait l'objet de recherches importantes.

On a proposé quelques procédés d'élimination de l'influence des pulsations des constantes harmoniques lors de la réduction avec des écarts, des données d'observations par des séries mensuelles mais ce problème n'a pas encore été résolu totalement.

Puisque les causes provoquant une pulsation sont communes pour toutes les méthodes d'analyse harmonique, elles doivent se manifester aussi lors de la réduction des observations par la méthode des marées faibles.

Pour s'assurer de la réalité de cette hypothèse nous avons réduit avec des écarts, par la méthode des marées faibles, une série d'observations des variations de la force de pesanteur à la station de Kyoto [10] (Japon) obtenues à l'aide du gravimètre GS 11, N° 111 d'une durée d'un peu plus d'un an.

Pour cette étude, nous avons choisi l'onde  $N_2$  pour laquelle dans les séries mensuelles, les pulsations sont exprimées le plus clairement et nous avons choisi une valeur d'écart égale à 1 heure.

Nous avons fait 39 écarts et avons obtenu respectivement 39 valeurs de  $\delta$  et autant de retards de phase  $\chi$ . Nous avons choisi une des paires obtenues des valeurs (nous les désignerons par  $\bar{\delta}$ ,  $\bar{\chi}$ ) voisines de leurs valeurs moyennes et nous avons calculé les écarts  $(\delta - \bar{\delta})$  et  $(\chi - \bar{\chi})$ .

Les rapports  $\frac{\delta - \bar{\delta}}{\bar{\delta}}$  exprimés en pourcents sont représentés à la figure 9 par une ligne continue. Sur cette même figure la ligne pointillée indique la variation du retard de phase de l'onde  $N_2$  pour 39 déplacements  $(\chi - \bar{\chi})$ . Comme on le voit, l'amplitude des pulsations de la valeur  $\delta$  atteint 4,5 % et l'amplitude des pulsations du déphasage - 2°. Les amplitudes des pulsations que nous avons obtenues sont du même ordre que les amplitudes des pulsations lors de la réduction des données par des séries mensuelles.

Ainsi, la méthode des marées faibles ne présente pas d'avantages comparée aux méthodes d'analyse harmonique de séries mensuelles, par exemple par les méthodes de Pertsev ou de Matveyev.

Dans cet article nous ne nous sommes pas fixé comme tâche l'étude des causes concrètes de l'origine des pulsations des constantes harmoniques des ondes de marées. Cependant au premier coup d'oeil on remarque sur la figure 9 la répétition de la courbe des pulsations avec une période de 13 heures.

Evidemment, l'introduction des ordonnées observées dans la matrice (1) est l'une des causes de l'origine des pulsations des constantes harmoniques.

De l'étude que nous avons faite de l'influence des ondes perturbatrices sur les constantes harmoniques des ondes déterminées dans la méthode d'analyse harmonique des marées faibles, on peut tirer la conclusion suivante : lors du maintien rigoureux de la durée optimale de la série annuelle, les erreurs provenant de l'influence des ondes perturbatrices dans la méthode d'Orlov ont la même valeur que les erreurs correspondantes dans les méthodes de Pertsev et Matveyev, relevées dans la réduction d'une série mensuelle.

Table 1.

Série	Lecune		Jours manquant	Jours manquant en tout		
	Début	Fin				
1.	1912			10		
	12.X	16.X	4			
	17.X	19.X	2			
	1913					
	23.IV	24.IV	1			
	19.V	22.V	3			
	1914					
	11.IV	12.IV	1.5			
	13.VI	20.VI	6.9			
	14.VII	16.VII	2.2			
18.VII	29.VII	11.2				
10.VIII	22.VIII	12.0				
27.VIII	31.VIII	5.0				
1.IX	9.IX	8.5				
23.IX	30.IX	7.7				
1.XI	7.XI	7.0				
9.XI	11.XI	2.1				
17.XI	18.XI	1.0				
14.XII	24.XII	9.5				
3.	1915			66.5		
	5.I	13.I	8.0			
	2.II	7.II	4.8			
	14.II	17.II	3.0			
	25.III	28.III	3.8			
	21.III	25.III	4.2			
	20.IV	22.IV	2.2			
	5.V	8.V	3.4			
	25.VII	26.VII	1.2			
	2.VIII	4.VIII	1.8			
	6.VIII	8.VIII	1.7			
	10.VIII	31.VIII	21.4			
	4.IX	11.IX	7.1			
	20.IX	23.IX	3.9			
	4.	1916				62.1
		30.X	31.X		1.9	
		1.XI	6.XI		5.1	
		18.XII	21.XII		3.0	
1917						
11.III		18.III	7.0			
8.IV		30.IV	22.9			
1.V		6.V	5.3			
15.VII		31.VII	16.9			

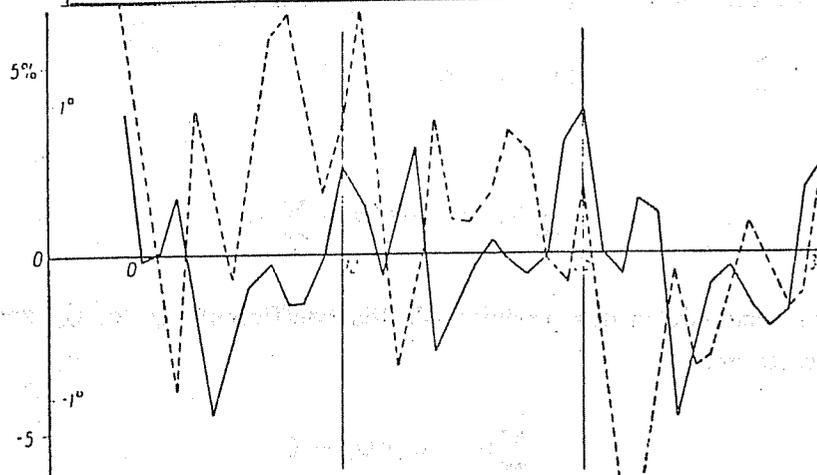


Fig. 9. Pulsation dans l'amplitude (ligne continue) et dans la phase (ligne pointillée) de l'onde  $N_2$  lors de la réduction d'une série annuelle avec des déplacements horaires.

Si la durée de la série n'est pas égale à la durée optimale ou s'il y a une suppression de lignes dans la matrice (1), alors l'influence des ondes perturbatrices dans la méthode d'Orlov est plus grande que l'influence des ondes perturbatrices dans les méthodes de Pertsev et Matveyev.

ERREUR PROVENANT DE LA DERIVE

Nous désignerons par  $F_{np}$  la dérive sur chacune des portions d'enregistrement relative à une ligne de la matrice ; n est le numéro de la ligne et p le numéro de la colonne. On l'écrit habituellement sous forme de polynôme de degrés croissants :

$$F_{np} = a_n + a'_n p + a''_n p^2 + a'''_n p^3 + \dots, \quad (7)$$

où  $p = 0, 1, 2, \dots, 12$ .

Nous désignerons par  $b_{np}$  la somme de tous les termes du polynôme (7) en commençant par le troisième. Alors l'apport de la dérive  $f_{np}$  dans chacune des ordonnées de la matrice (1) peut être représenté en fonction de l'apport de la composante linéaire de la dérive  $a_n + a'_n p$  et en fonction d'un certain écart de celle-ci  $b_{np}$

$$f_{np} = a_n + a'_n p + b_{np}, \quad (8)$$

où  $p = 0, 1, 2, \dots, 12$ .

Par conséquent, l'apport de la dérive  $\sum_n f_{np}$  dans chacune des 13 sommes des ordonnées de la matrice (1) sera égal à

$$\sum_n f_{np} = \sum_n (a_n + a'_n p) + \sum_n b_{np},$$

où  $p = 0, 1, 2, \dots, 12$ .

Désignons  $\sum_n (a_n + a'_n p)$  par  $\alpha + \alpha' p$ .

Alors

$$\sum_n f_{np} = \alpha + \alpha' p + \sum_n b_{np}. \quad (9)$$

Lors de la composition des produits (2) les coefficients  $Q_p$  et  $Q'_p$  sont calculés par moindres carrés de sorte que

$$\begin{aligned} \sum_{p=0}^{12} (\alpha + \alpha' p) Q_p &= 0, \\ \sum_{p=0}^{12} (\alpha + \alpha' p) Q'_p &= 0 \end{aligned} \quad (10)$$

et les apports de la dérive dans  $R_1 \cos \zeta_1$  et  $R_1 \sin \zeta_1$  sont égaux :

$$\sum_{p=0}^{12} \sum_n f_{np} Q_p = \sum_{p=0}^{12} \sum_n b_{np} Q_p, \quad (11)$$

$$\sum_{p=0}^{12} \sum_n f_{np} Q_p = \sum_{p=0}^{12} \sum_n b_{np} Q_p.$$

Avec l'augmentation de  $n$ , les sommes (11) tendront vers zéro si les écarts  $b_{np}$  ont un caractère accidentel, c'est pourquoi pour une durée d'environ un an, l'apport de la dérive dans  $R_1 \cos \zeta_1$  et  $R_1 \sin \zeta_1$  des ondes déterminées par la méthode d'analyse harmonique des marées faibles doit être très faible. Il est quelques fois plus petit que dans la méthode de Matveyev dans laquelle il est exprimé par des formules analogues mais où  $n$ , pour les différentes ondes, prend les valeurs uniquement de 24 à 27.

On a montré dans le travail [5] que l'apport de la dérive dans les constantes harmoniques des ondes déterminées dans les méthodes de Lecolazet, Doodson-Lennon, Pertsev et Matveyev est pratiquement le même lors de la réduction des mêmes données. Par conséquent, la méthode de réduction des marées faibles a un avantage sur ces méthodes sous ce rapport.

Pour le montrer, nous avons réduit par la méthode des marées faibles une série annuelle de la dérive du gravimètre GS 11 N° 145 dont nous avons réduit une partie par séries mensuelles [5]. Les apports dans  $R \cos \zeta$  et  $R \sin \zeta$  des ondes  $M_2$ ,  $N_2$  et  $O_1$  sont donnés à la table 2.

Table 2.

Onde	Apports en $R \cos \zeta$ en $10^{-5} \mu\text{gal}$			Apports en $R \sin \zeta$ en $10^{-5} \mu\text{gal}$				
	Méthode d'Orlov	Méthode de Pertsev			Méthode d'Orlov	Méthode de Pertsev		
		Séries				Séries		
		1	2	3		1	2	3
$M_2$	1	3	7	2	2	4	5	6
$N_2$	1	5	2	3	0,5	3	4	0
$O_1$	7	16	11	1	2	5	7	6

CONCLUSIONS

---

Une série annuelle de durée optimale réduite par la méthode d'Orlov donne des erreurs sur les constantes harmoniques du même ordre que la réduction d'une série mensuelle des mêmes données par les méthodes de Pertsev ou de Matveyev.

Si l'on tient compte que lors de la moyennisation des résultats de l'analyse de la réduction des données par des séries mensuelles, l'erreur diminue et qu'on peut également rejeter les données de mauvaise qualité et éviter lors de la réduction les lacunes se manifestant dans l'enregistrement, alors on peut dire que :

- 1) la réduction des données en séries mensuelles a des avantages sur la réduction des données en séries annuelles par la méthode des marées faibles ;
- 2) pour augmenter la précision des résultats, il convient de réduire à nouveau en séries mensuelles les longues séries d'observations de Youriev, Tomsk et Poltava.

BIBLIOGRAPHIE.

---

1. Z.N. AKSENTIEVA

Résultats d'une série d'observations de onze années d'observations (de 1930 à 1941) des oscillations de la verticale à Poltava.

*Trav. de l'Obs. grav. de Poltava T2. Ed. Ac. des Sc. d'Ukraine K. 1948.*

*BIM N° 34 pp. 1118 - 1132 1963.*

2. Z.N. AKSENTIEVA

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

*Trav. de l'Obs. grav. de Poltava T4. Ed. Ac. des Sc. d'Ukraine K. 1951.*

3. V.G. BALENKO, S.N. ZACHARTCHENKO

Quelques problèmes concernant la comparaison des méthodes d'analyse harmonique des marées terrestres.

*Trav. de l'Obs. grav. de Poltava T 10. Ed. Ac. des Sc. d'Ukraine K. 1961.*

*BIM N° 31 pp. 801-819 1963.*

4. V.G. BALENKO

Evaluation comparative de la qualité de l'élimination dans les ondes déterminées de l'influence des ondes perturbatrices pour les méthodes d'analyse harmonique des marées terrestres.

*Trav. de l'Obs. grav. de Poltava T 11. Ed. Ac. des Sc. d'Ukraine K 1962.*

*BIM N° 32 pp. 849-858 1963.*

5. B.G. BALENKO

Contribution de la dérive dans  $R \cos \delta$  et  $R \sin \delta$  des ondes de marées terrestres déterminées.

*Trav. de l'Obs. grav. de Poltava T 11. Ed. Ac. des Sc. d'Ukraine K 1962.*

*BIM N° 32 pp. 859-872 1963.*

6. M.V. KRAMER  
Tables des variations de marées de la force de pesanteur provenant de la Lune et du Soleil pour la Terre absolument rigide en 1962  
*M. 1962.*
7. A. Ya. ORLOV  
Première série d'observations avec des pendules horizontaux à Youriev sur les déformations de la Terre sous l'influence de l'attraction de la Lune.  
*Youriev, 1911.*
8. A. Ya. ORLOV  
Sur les déformations de la Terre d'après les observations de Tomsk et Poltava avec les pendules horizontaux.  
*Ed. Ac. des Sc. d'URSS Sér. géogr. et géoph. N° 1 M. 1939.*
9. P. MELCHIOR et P. PAQUET  
Analyse harmonique des observations de Schweydar à Freiberg Sa (1911-1915) par la méthode Lecolazet.  
*Marées terrestres, Bull. d'inf. N° 32, 1963.*
10. J. NAKAGAWA  
Some Problems on Time change of gravity.  
*Disaster prevention research Institute, Bull. N° 57, 1962*
11. W. SCHWEYDAR  
Lorschwankungen und Deformation der Erde durch Flutkräfte, veröffentl. des Zentrabureaus der internationalen Erdmessung,  
*N. F. 38, Berlin 1921.*
12. P. SCHUREMAN  
Manual of harmonic analysis and prediction of tides.  
*U.S. Coast and Geod. Surv. S. ec. Publikat, N° 98, Washington 1941.*

ZUM AUFTRETEN LUFTDRUCKBEDINGTER STÖRUNGEN IN HORIZONTALPENDEL-  
AUFZEICHNUNGEN AUF DREI VERSCHIEDENEN ERDGEZEITENSTATIONEN

von D. Simon, M. Schneider

Summary.

The results of former investigations concerning the influence of atmospheric pressure variations upon tidal tilt recordings at Tiefenort and Berggießhübel are confirmed by analyzing drift curves of the Freiberg station. Because of the large scattering of the earth tides measuring results due to barometric disturbances the importance of corresponding consideration is made evident.

Auf Grund der an den klinometrischen Stationen des Institutes für theoretische Physik und Geophysik der Bergakademie Freiberg in den letzten Jahren gewonnenen Erfahrungen ist wiederholt auf die Bedeutung luftdruckbedingter Störungen bei Erdgezeitenbeobachtungen mit Horizontalpendeln hingewiesen worden [1, 2, 3]. In Ergänzung einer Arbeit, die als paper anlässlich der Generalversammlung der IUGG 1967 veröffentlicht wurde [4], werden erste Ergebnisse einer Ganganalyse jener Meßreihen mitgeteilt, die in Freiberg im Jahre 1963 mit Horizontalpendeln nach Tomaschek-Ellenberger erhalten worden sind [5].

Obwohl sich die Stationen Berggießhübel, Freiberg und Tiefenort hinsichtlich ihrer geographischen Koordinaten, der Abmessungen und Tiefenlage der Meßkammern, des umgebenden Gesteins, der instrumentellen Ausrüstung und anderer Meßbedingungen erheblich voneinander unterscheiden, zeigt sich wie bei den früheren Untersuchungen auch für Freiberg, daß die Klinometeraufzeichnungen deutlich durch den Luftdruck beeinflußt werden. Die wichtigsten Angaben über die genannten Stationen sind in Tab. 1 zusammengestellt.

Tab. 1.

Station	Berggießhübel	Freiberg	Tiefenort
geogr. Breite	50°52',5 N	50°55',2 N	50°49',3 N
geogr. Länge	13°57',0 E	13°21',3 E	10°10',0 E
Mächtigkeit der Gesteinsüberdeckung	30 m	154 m	295 m
umgebendes Gestein	Hornblendeschiefer	Gneis	Steinsalz
Instrumente	T	I	L, S

Erklärung : T Horizontal-Einfachpendel nach Tomaschek  
I Horizontal-Einfachpendel nach Tomaschek-Ellenberger  
L Horizontal-Doppelpendel nach Lettau  
S Horizontal-Einfachpendel nach Schweydar.

Die Horizontalpendel sind jeweils in den beiden Azimuten NS und EW installiert.

Im einzelnen ist bisher auf den Stationen Tiefenort, Berggießhübel und Freiberg folgendes Verhalten der Klinometer erkannt worden :

Im Falle der Station Tiefenort tritt bei allen Klinometern (L und S) ein deutlicher Zusammenhang zwischen dem örtlichen Luftdruck und dem aperiodischen Anteil des beobachteten Ganges auf. Beispiele von Gangvergleichen wurden im Beitrag [6] in der Nr. 40 des BIM veröffentlicht. Darüber hinaus wurde gezeigt, daß die harmonischen Luftdruckanteile die Resultate der Registrierungen beider Pendeltypen in hohem Grade verfälschen [1] (BIM Nr. 44). Die Ausschläge der Pendel bei Druckerhöhung sind nach Osten und Süden gerichtet.

Auf der oberflächennahen Station Berggießhübel (Teufe 30 m) folgt der Nullpunktsgang in der EW-Komponente mit hoher Genauigkeit den Luftdruckschwankungen, während die Luftdruckstörungen im Gang des NS-Pendels noch von anderen Unregelmäßigkeiten überlagert werden ([3] und Abb. 1).

Diese gehen vermutlich auf thermoelastische Verkippungen des Untergrundes zurück etwa im Zusammenhang mit starken Erwärmungen des über der Station nach NE hin einfallenden Berganges [3,7]. Ungeachtet dieser zusätzlichen Störungen ist die Luftdruckkorrelation der Nullpunktsgänge beider Pendel zweifellos deutlich erkennbar. Im Gegensatz zur Station Tiefenort schlägt hier das EW-Pendel bei Luftdruckerhöhung nach Westen aus.

Entsprechende Untersuchungen wurden für die Horizontalpendel der Station Freiberg vorgenommen. Abb. 2 bringt ein Korrelationsbeispiel. Die Luftdruckstörungen der Nullpunktsgänge sind in beiden Azimuten gut ausgeprägt. Wie in Tiefenort schlagen die Pendel bei Druckerhöhung nach Osten und Süden aus, doch ist der Ausschlag des ostwärts orientierten Pendels fast 3mal so groß wie der des NS-Pendels. Merkliche Abweichungen vom Luftdruckgang treten beim letzteren Pendel am 28.10., 3.11, 11.11. und 18.11. auf. Sie gehen auf Interpolationsfehler bei der Schließung von Beobachtungslücken zurück, die durch an diesen Tagen auftretende Erdbeben verursacht wurden. Wie die Registrierstreifen zeigen, reagiert dieses Pendel infolge schlechter Dämpfung besonders lange auf seismische Störungen.

Zum Vergleich mit dem Luftdruck wurde die barometrische Gangdifferenzenkurve der Wetterwarte Kaltennordheim herangezogen, die in der Nähe der Station Tiefenort liegt. Diese unterscheidet sich von einer entsprechenden Kurve der in der Nähe von Freiberg gelegenen Wetterstation Dresden. Wie Abb. 3 zeigt, weisen die Barogramme der beiden etwa 270 km voneinander

entfernten meteorologischen Stationen im wesentlichen nur eine etwa 3-stündige Phasendifferenz auf. Ein Phasenvergleich der in Abb. 2 dargestellten klinometrischen Gangdifferenzen mit der entsprechenden barometrischen Kurve von Kaltennordheim führt zu der Feststellung, daß auf der Station Freiberg eine mehrstündige Verspätung der Pendel gegen den örtlichen Luftdruck auftritt. Das gleiche läßt sich auch an den Pendeln von Berggießhübel beobachten (Abb. 3). Dagegen wurde im Falle der Station Tiefenort [4] (siehe auch Abb. 3) festgestellt, daß die Schweydar-Pendel dem örtlichen Luftdruck um mehrere Stunden vorausseilen. Diese Beobachtung sowie die signifikante Erscheinung von 2- bzw. 6-stündigen Verspätungen der Luftdruckstörungen in den Aufzeichnungen mit den Lettau-Pendeln von Tiefenort gegenüber denen in den Registrierungen mit den S-Pendeln führte zu der Hypothese [4], daß es sich bei diesen Phänomenen um großräumige Schollenkippen oder -verbiegungen unter dem Einfluß barometrischer Belastungsänderungen handelt, die im Falle der L-Pendel von barometrischen Gerätestörungen überlagert werden. Die mit dem lokalen Luftdruck gleichphasigen Gerätestörungen setzen erst mehrere Stunden nach den entsprechenden Schollenbewegungen ein, weil im Falle der Station Tiefenort das Hauptbelastungsgebiet der Scholle vermutlich in Westeuropa liegt.

Man hat es also bei Lotschwankungs- und Feinneigungsbeobachtungen mit Horizontalpendeln höchstwahrscheinlich mit zwei Arten von Luftdruckwirkungen zu tun, einer luftdruckbedingten Bodenbewegung und einer barometrischen Gerätestörung. Während erstere von allen Klinometern gleichen Azimutes mit derselben Amplitude aufgezeichnet werden müßte, ist die barometrische Gerätestörung individuell verschieden. Sie kann sich aus einem instrumentellen und einem aufstellungsbedingten Anteil zusammensetzen. Der instrumentell bedingte Beitrag wird einmal von der Konstruktion der Pendel, das heißt vom Pendeltyp, abhängen, kann aber auch bei Geräten gleicher Bauweise individuell verschieden sein. Zum Beispiel waren in Tiefenort: barometrische Gerätestörungen nur bei den L-Pendeln, nicht aber bei den S-Pendeln erkennbar, wobei sich ihre Beträge um ein Mehrfaches unterschieden. Aufstellungsbedingte Gerätestörungen durch den Luftdruck konnten dagegen bisher noch nicht nachgewiesen werden.

Auf Grund dieser Feststellungen kann man erwarten, daß nicht nur die aperiodischen Gänge, sondern auch die harmonischen Resultate von Klinometeraufzeichnungen einmal einheitliche systematische Verfälschungen infolge der luftdruckbedingten Schollenkippen enthalten, die, wie bereits gezeigt wurde [4], besonders im Falle der ganztägigen Tiden erhebliche Beträge erreichen können. Andererseits sind infolge der barometrischen Gerätestörungen von Pendel zu Pendel unterschiedliche Verfälschungen möglich, mit denen man die bei Parallelregistrierungen auftretenden Unterschiede erklären kann. Ein Beispiel hierfür wurde mit der Luftdruckkorrektur der Ganztagestiden bei den Lettau-Pendeln bereits gegeben [1].

Ohne Rücksicht auf die als Erklärungsversuch oben angegebene Hypothese darf man jedenfalls den hier mitgeteilten Sachverhalt bei der Interpretation der Ergebnisse von Lotschwankungsbeobachtungen nicht unberücksichtigt lassen :

Es wurden auf 3 verschiedenen Erdzeitenstationen in 30, 154 und 295 m Teufe unter der Erdoberfläche bei Horizontalpendeln vom Typ Lettau, Schweydar, Tomaschek und Tomaschek-Ellenberger unter den üblichen Meßbedingungen ganz erhebliche Luftdruckstörungen festgestellt. Die entsprechenden harmonischen Komponenten verfälschen die ganztägigen Tiden der Lotschwankungen beträchtlich.

Es ist zu erwarten daß, die Ergebnisse jeder anderen Messung, die unter ähnlichen Bedingungen - zumindest mit Instrumenten der gleichen Typen - erfolgt, mit großer Wahrscheinlichkeit ebenfalls durch Luftdruckschwankungen beeinflusst werden. Wegen der hohen Fehler, die z. B. in Tiefenort bei der Tide  $O_1$  maximal 160 % (NS) bzw. 40 % (EW) erreichen, ist eine entsprechende Korrektur unumgänglich. Es wird das Auftreten von starken luftdruckbedingten Störungen an drei verschiedenen Orten, deren Entfernungen voneinander zwischen 70 und 300 km betragen, als hinreichender Beweis für die universelle Bedeutung der in [1] beschriebenen Luftdruckkorrektur von Erdzeitenresultaten angesehen.

Man kann erwarten, daß allgemein bei einer breiteren Anwendung dieses Verfahrens auf die Beobachtungsreihen von anderen Stationen die Reproduzierbarkeit und damit die Repräsentativität der Lotschwankungsbeobachtungen besonders im Falle der ganztägigen Tiden wesentlich verbessert werden können.

---

Die vorliegende Mitteilung gibt eine erste Information über das Auftreten luftdruckbedingter Effekte in den klinometrischen Registrierungen der Untertagestation Freiberg. Eine ausführliche Darstellung, die die Korrektur der harmonischen Konstanten der ganztägigen Tiden umfaßt, befindet sich in Vorbereitung.

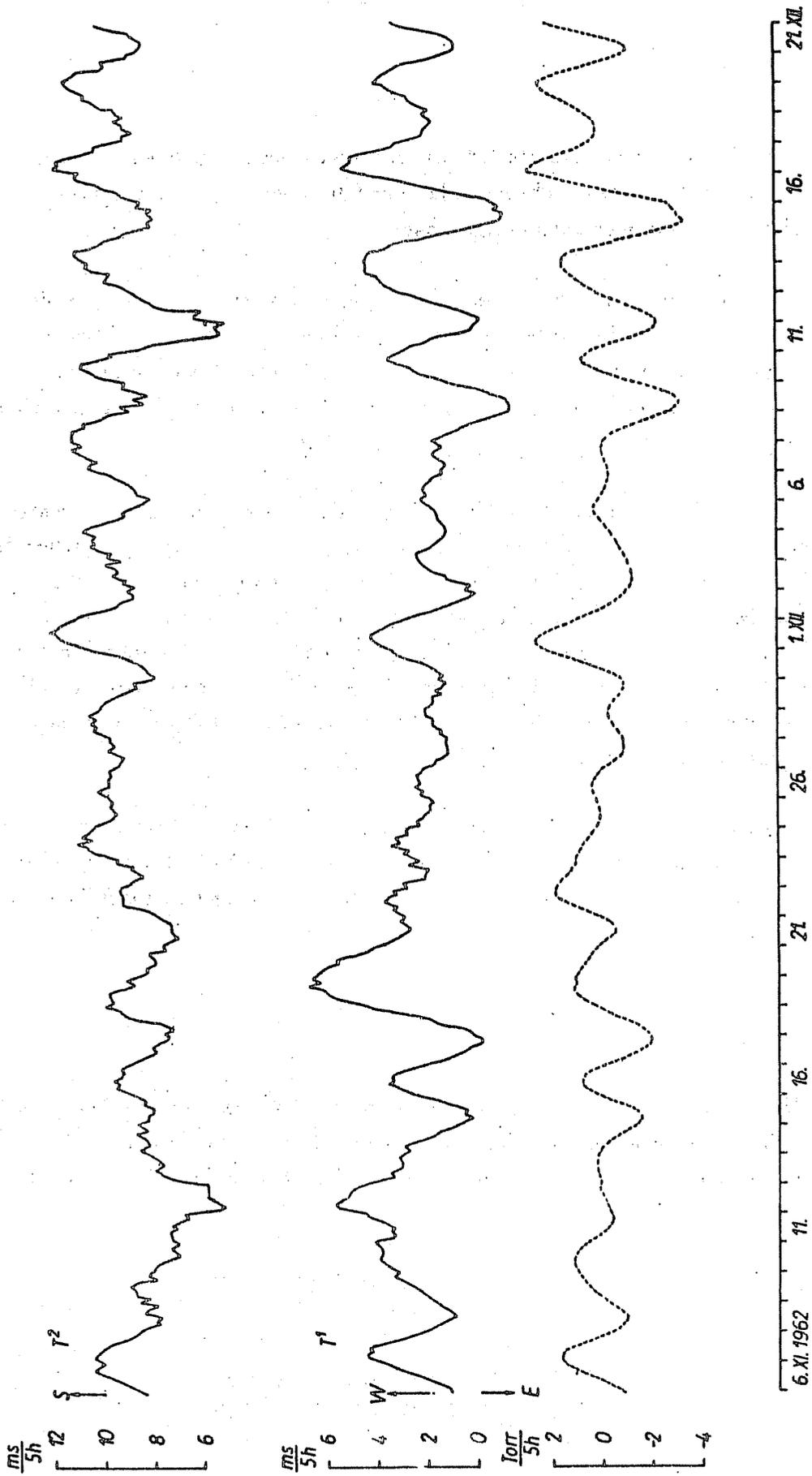


ABB.1 STATION BERGGIESSHÜBEL

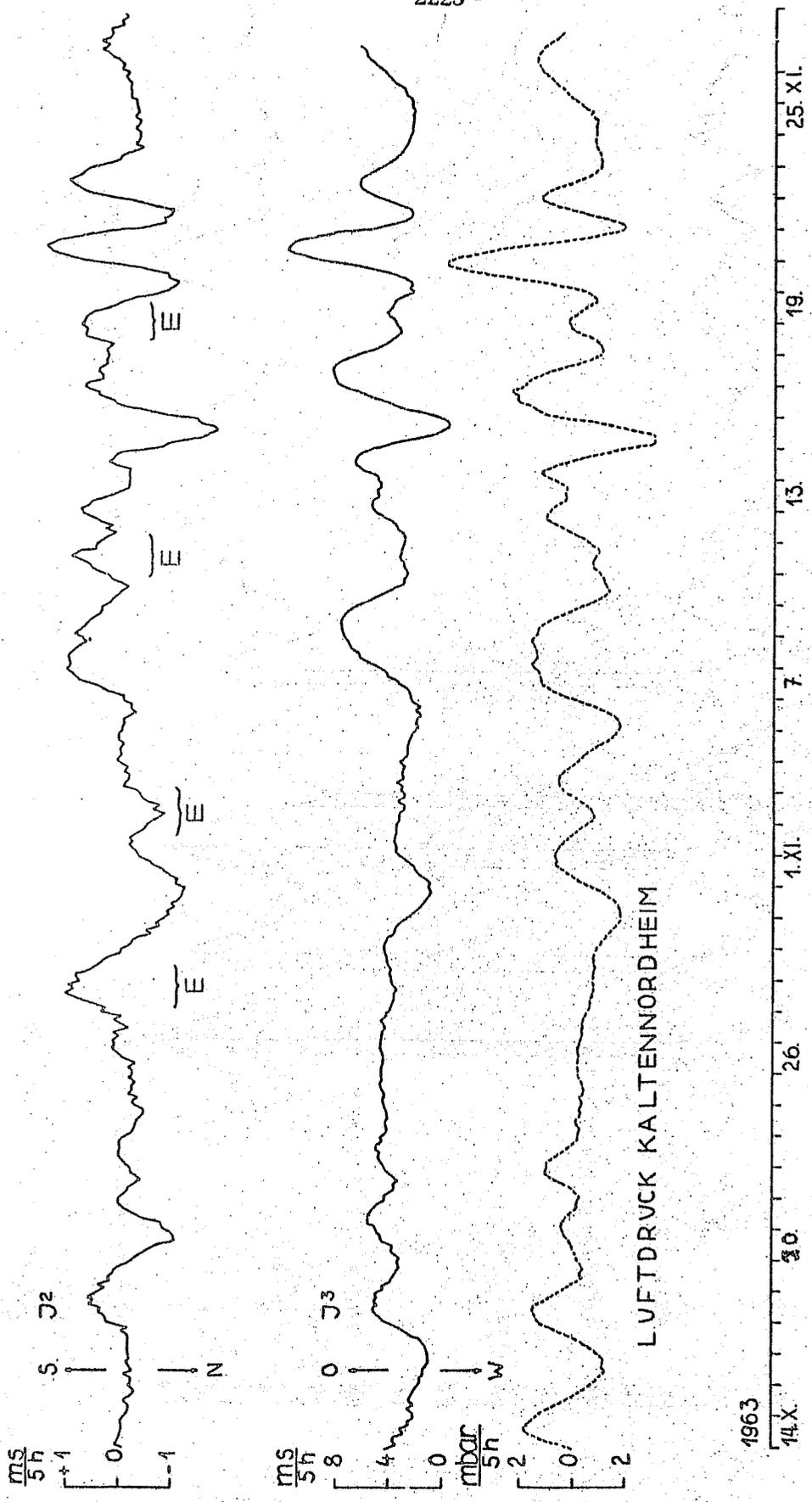
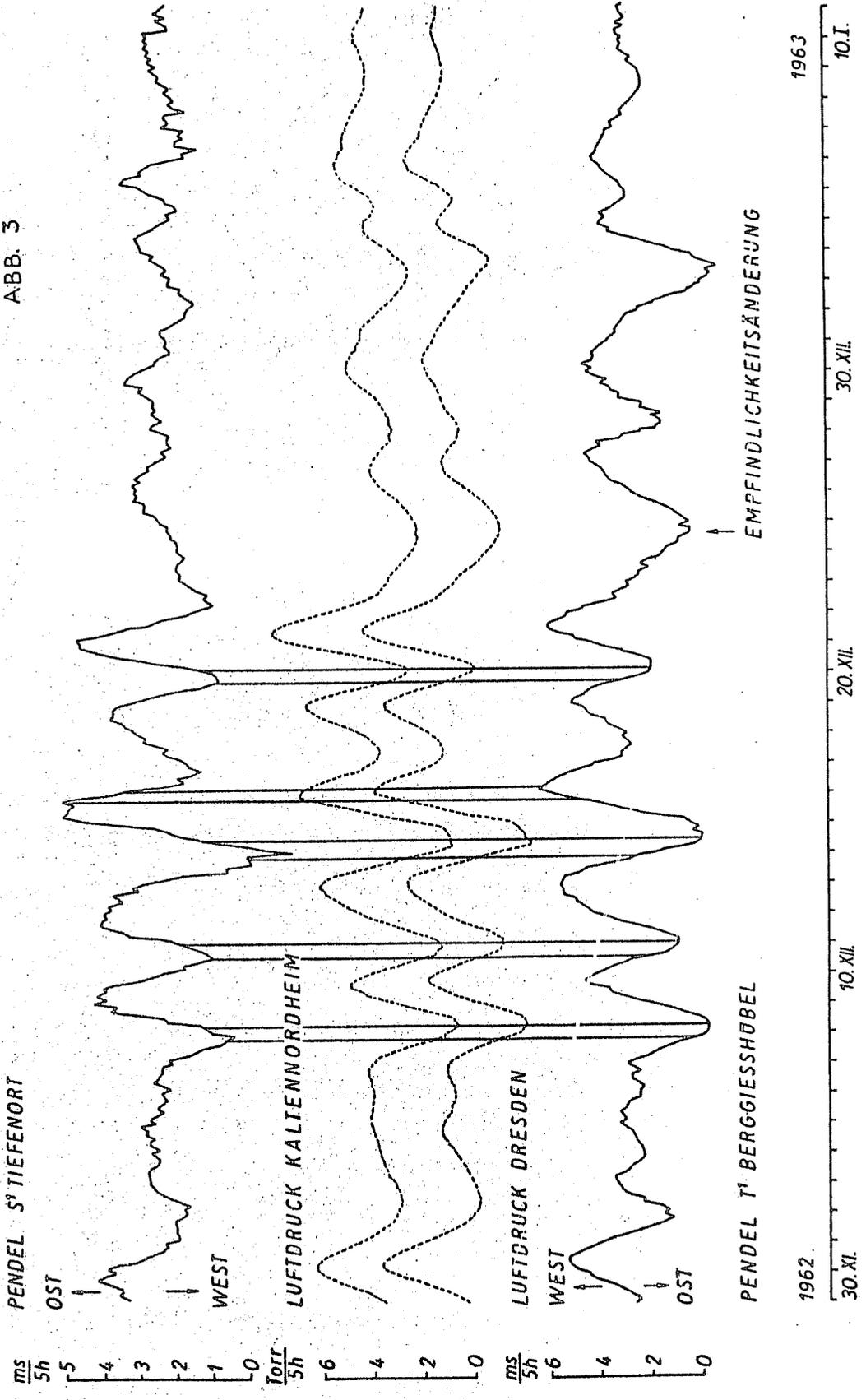


ABB.2 STATION FREIBERG

ABB. 3



1962  
30. XI.

10. XII.

20. XII.

30. XII.

1963  
10. I.

PENDEL 1' BERGGIESSHOBEL

EMPFINDLICHKEITSÄNDERUNG

LITERATUR

- [1] SIMON, D.  
Über den Einfluß von Luftdruckänderungen und Meereszeiten auf die Ergebnisse der harmonischen Analyse von Horizontalpendelaufzeichnungen.  
*BIM Nr. 44, Bruxelles (1966) S. 1720 - 1746.*
- [2] SIMON, D.  
Empirische Bestimmung der Meereszeitenwirkungen und des Einflusses der ganztägigen Nutation der Erde auf die Lotschwankungen im Kalisalzbergwerk Tiefenort.  
*BIM Nr. 45, Bruxelles (1966)*
- [3] SIMON, D.  
Beiträge zur Korrektur von klinometrischen und gravimetrischen Erdzeitenregistrierungen.  
*Dissert. (1967) Schriftenreihe des NKG der DDR bei der Deutschen Akad. d. Wiss. Berlin (im Druck)*
- [4] SIMON, D. ; BUCHHEIM, W.  
Systematic Errors of Earth-Tides Results due to Block Tilts Induced by Atmospheric Pressure.  
*Paper des NKG der DDR zur IUGG Tagung Oktober 1967 in Luzern.*
- [5] SCHNEIDER, M.  
Messung der Lotschwankungen mit Vertikalpendeln in Freiberg (Sa).  
*Deutsche Geod. Komm. b.d. Bayr. Akad. d. Wiss. Reihe C. Dissert., Heft 79, C.H. Beck'sche Verlagsbuchh. München (1965)*
- [6] SIMON, D.  
Zum Nachweis luftdruckbedingter Krustenbewegungen mit Hilfe von Horizontalpendeln.  
*BIM Nr. 40, Bruxelles (1965)*
- [7] SCHNEIDER, M.  
Der Einfluß der Lufttemperatur auf die Beobachtung der Lotschwankungen in Berggießhübel (Sa).  
*BIM Nr. 22, Bruxelles (1960) S. 445 - 455.*

GENAUIGKEITSSTEIGERUNG DER EICHUNG DURCH SPINDELVERSTELLUNG BEI VERWENDUNG EINES ELEKTRONISCHEN REGISTRIERVERSTÄRKERS ZU DEN ASKANIA-GRAVIMETERN GS 11 und GS 12.

von *Manfred BONATZ*

Institut für Theoretische Geodäsie der Universität Bonn.

Bei der Erdzeitenregistrierung mit den Askania-Gravimetern GS 11 oder GS 12 beträgt die der Gezeitenamplitude von etwa 250  $\mu\text{gal}$  entsprechende Meßspannung am Gravimeterausgang nur einige Mikrovolt. Das Gezeitensignal wird gestört durch Induktionsspannungen beim Schalten der Gravimeterthermostaten sowie durch mikroseismische Bewegungen der Gravimetermasse. Während die Induktionsspannung des äußeren Thermostaten nur einige Mikrovolt beträgt, liegt die durch das Ein- oder Ausschalten des inneren Thermostaten im Meßstromkreis induzierte Spannung im Millivoltbereich. Die Störspannungen durch Mikroseismik betragen in der Erdzeitenstation Bonn etwa 5 bis maximal 10 Mikrovolt. Bei der Verwendung eines elektronischen Verstärkers anstelle eines Registriergalvanometers oder Galvanometerverstärkers treten die Störspannungen infolge der wesentlich schnelleren Einstellzeit des elektronischen Verstärkers so stark in Erscheinung, daß sie nicht mehr vernachlässigt werden können [1]: Wegen der Größe des Schalteffektes des inneren Thermostaten wird die innere Heizung des Gravimeters zweckmäßig ausgeschaltet, was bei nicht zu großen Schwankungen der Raumtemperatur wahrscheinlich sogar zu einer verbesserten Stabilität der Innentemperatur des Gravimeters führt, da die durch den äußeren Thermostaten verursachten (geringen) Temperaturschwankungen sich bis zum Erreichen des Gravimetermeßsystems geglättet haben; die mikroseismischen Störspannungen müssen durch geeignete elektronische Filter am Eingang oder Ausgang des Verstärkers vom Nutzsignal getrennt werden.

Zur elektronischen Verstärkung der Meßspannung am Ausgang des Gravimeters GS 12 Nr 85a wird im Institut für Theoretische Geodäsie auf Grund der guten Eigenschaften ein Mikrovoltmeter 150B der Firma Keithley Instruments, Cleveland/Ohio verwendet [2]. Der Meßbereich des Gerätes beträgt 0,3  $\mu\text{V}$  bis maximal 1 V, die Auflösung (nach Angaben des Herstellers) 20 nV, die Drift weniger als 100 nV/24 h, die Temperaturempfindlichkeit in mittleren Temperaturbereichen etwa 50 nV/°C. Das Mikrovoltmeter ist ausgestattet mit einem 0,1 und 1 V-Registrierenausgang, entsprechend Vollausschlag für den eingestellten Meßbereich, sowie einer hochstabilisierten Nullpunktunterdrückung bis 10 mV im Eingang. Die Genauigkeit des Verstärkers am Registrierausgang beträgt 1 % vom eingestellten Meßbereich bzw. 20 nV (siehe oben). Über einen RC-Filter am Ausgang wurde der Verstärker an einen Hartmann und Braun Kompensationschreiber [3] angeschlossen.

Mit Hilfe des genannten Verstärkers läßt sich die Registrieranlage mit wesentlich höherer innerer Genauigkeit als bisher durch Verstellungen der Meßspindel des Gravimeters eichen. Normalerweise arbeitet der Verstärker im  $3 \mu\text{V}$ -Bereich, wobei die Empfindlichkeit am Registrierschreiber (z.B. über Spannungsteiler am Verstärkerausgang) zur Ausschaltung eines bestimmten Teiles der systematischen Fehler der Registrieranlage zweckmäßig so gewählt wird, daß die maximale Gezeitenamplitude etwa der Registrierbreite von 250 mm entspricht, d.h. die Empfindlichkeit wird auf etwa  $1,2 \mu\text{Gal}/\text{mm}$  eingestellt. Wegen dieser hohen Empfindlichkeit ist jedoch zur Eichung im vorliegenden Falle nur noch eine Spindelverstellung um ein Hundertstel-Maßstabsskalenteil ( $10^{-2}$  MSkt) des Gravimeters, entsprechend  $188 \mu\text{Gal}$ , möglich. Infolge der Einstellunsicherheit bei der Spindelverstellung von etwa 10 % des Teilungsintervalles ( $10^{-2}$  MSkt) und eventueller systematischer Teilungsfehler reicht dieser Schwereunterschied für die Eichung der Registrieranlage aber nicht aus. Durch Änderung des Meßbereichs am 150 B-Verstärker läßt sich jedoch die Empfindlichkeit z.B. um den Faktor 10 reduzieren. Damit stehen für die Eichung nicht mehr nur 1 (oder 1,5)  $10^{-2}$  MSkt zur Verfügung, sondern vielmehr  $15 \cdot 10^{-2}$  MSkt : entsprechend verringert sich der Einfluß der Einstell- und Teilungsfehler. Durch Meßbereichsumschaltung kann also die Eichung trotz der hohen Registrierempfindlichkeit von  $1,2 \mu\text{Gal}/\text{mm}$  mit einer Spindelverstellung von umgerechnet  $2,7 \text{ mGal}$  durchgeführt werden. Voraussetzung hierfür ist allerdings, daß, wenn man von einer notwendigen inneren Eichgenauigkeit von 1 % ausgeht, das Meßbereichsverhältnis mit mindestens einprozentiger Genauigkeit bekannt ist : dieses Verhältnis kann jedoch jederzeit leicht mit Hilfe einer (nicht geerdeten) Hilfsspannungsquelle und entsprechenden Spannungsteilern o.ä. bestimmt werden. Durch Übergang in andere Meßbereiche lassen sich im übrigen auch größere oder kleinere Spindelverstellungen für Eichzwecke verwenden.

Ein weiterer wesentlicher Vorteil des Keithley-Verstärkers liegt in der Möglichkeit der Verschiebung der Meßwertanzeige ohne Verstellung der Meßspindel mit Hilfe der Spannung für die Nullpunktunterdrückung. Damit kann einmal der Gang korrigiert werden und zum anderen ist es möglich, die Spindelverstellungen zur Eichung der Anlage an verschiedenen Stellen der Maßstabsskala des Gravimeters durchzuführen : dies erscheint wesentlich im Hinblick auf Untersuchungen der Maßstabsskala auf systematische Teilungsfehler und der Prüfung der Linearität zwischen Lageänderungen der Gravimetermasse und der Gravimetermeßspannung in weiten Bereichen der Maßstabsskala.

Beispiel für die verbesserte Eichung durch Spindelverstellung : Spindelverstellungen um  $2,70 \text{ mGal}$  im  $30 \mu\text{V}$ -Bereich an verschiedenen Skalenstellen zwischen  $3970$  und  $4045 \cdot 10^{-2}$  MSkt ergaben Eichausschläge am Registrierschreiber von 228 bis 232 mm mit unregelmäßiger Streuung. Der mittlere Fehler einer Eichung betrug  $\pm 1,9 \text{ mm}$  (0,8 %) . Aus 10 Messungen gemittelte Eichkonstante mit Meßbereichsfaktor  $10,0 \pm 0,1$  :  $k_{30} = \underline{1,230} \pm 0,003 \mu\text{Gal}/\text{mm}$ .

Aus 15 Spindelverstellungen im  $3 \mu\text{V}$ -Bereich (Registrierbereich) wurde für einen Eichaus-  
schlag ein mittlerer Fehler von  $\pm 9,5 \text{ mm}$  ( $6,2 \%$ ) ermittelt. Die gemittelte Eichkonstante ergab  
sich zu  $k_3 = 1,225 \pm 0,019 \mu\text{Gal/mm}$ .

Ergänzend ist jedoch zu bemerken, daß mit dem genannten Verfahren prinzipiell nur die  
innere Eichgenauigkeit erhöht wurde. Es ist jedoch auf Grund von Parallelregistrierungen in  
der Station Bonn mit zwei Gravimetern GS 11 und GS 12 [4], die nach den Methoden der verti-  
kalen Eichbasis [5] bzw. der Spindelverstellung geeicht wurden, eine Übereinstimmung der  
(besonders eichfaktorabhängigen) Amplitudenquotienten der Haupttiden innerhalb von  $1 \%$  fest-  
gestellt worden. Damit erscheint es durchaus sinnvoll, das Verfahren der Eichung durch Spindel-  
verstellung in der dargelegten Weise zu verbessern.

Infolge der kurzen Einstellzeit der Meßwertanzeige bei elektronischer Verstärkung dauert  
eine Eichung maximal nur etwa 20 Minuten. Über die Meßbereichsverstellung  $1 : 10$  ist es damit  
möglich, innerhalb von 20 Minuten den Eichwert der Registrieranlage durch einmalige Spindel-  
verstellung bei einer Registrierempfindlichkeit von  $1,2 \mu\text{Gal/mm}$  mit einer inneren Genauigkeit  
von besser als  $1 \%$  zu ermitteln.

## L I T E R A T U R

- [1] BONATZ, M. :  
Gravimetric Earth Tide Recording with Askania-Gravimeter GS 11 or 12 by Electronic Ampli-  
fication of the Gravimeter-Signal.  
*Dem Erdgezeitensymposium anläßlich der Generalversammlung der IUGG 1967 in Luzern  
vorgelegter Bericht.*
- [2] KEITHLEY ENGINEERING NOTES :  
150 B Microvolt-Ammeter,  
*Vol. 15, Nr. 1.*
- [3] HARTMANN und BRAUN :  
Linecomp,  
*AR/G 13 - 1, Frankfurt.*
- [4] BONATZ, M. :  
Ergebnisse von Parallelregistrierungen mit zwei Askania-Gravimetern in der Erdgezeiten-  
station Bonn,  
*Veröff. Deutsche Geod. Komm., Reihe B, im Druck.*
- [5] BONATZ, M. :  
Über die Eichung von Registriergravimetern mittels einer vertikalen Labor-Eichstrecke,  
*Veröff. Deutsche Geod. Komm., Reihe C, Heft 84, München 1965.*