

MAREES TERRESTRES
BULLETIN D'INFORMATIONS

N°75

31 MARS 1977

Association Internationale De Geodesie
Commission Permanente Des Marees Terrestres

Editeur Prof Paul MELCHIOR
Observatoire Royal De Belgique

3. Avenue Circulaire
1180 Bruxelles

TABLE DES MATIERES

S. NAKAI

Pre-Processing of Tidal Data

4334

T. SATO

On An Instrumental Phase-lag of the LaCoste & Romberg Gravimeter

4341

K.T. BOGDANOV, B.Y. SEBERKIN (Traduction)

Génération des ondes de marées internes et influence des marées terrestres sur les mouvements de marées dans les océans

4361

A.P. VENEDIKOV

Note sur une comparaison de méthodes d'analyse des enregistrements des marées terrestres

4371

B.P. PERTSEV, M.V. IVANOVA (Traduction)

Prise en considération de l'influence des marées océaniques sur les observations de marées terrestres gravimétriques dans la partie Est des Etats Unis

4381

B. DUCARME, P. MELCHIOR

Some Considerations of the Crapaudines Performances for the Calibration of Horizontal Pendulums

4388

B. DUCARME, P. MELCHIOR

About the Fine Structure of the Earth Tides Diurnal Spectrum

4399

PRE-PROCESSING OF TIDAL DATA

SINZI NAKAI

INTERNATIONAL LATITUDE OBSERVATORY OF MIZUSAWA

1. Introduction

Some procedures such as the determination of sensitivity, the inclusion of missing data, the elimination of drifts and a correction for misreadings are necessary prior to the harmonic analysis.

In the present situation, these procedures contain some difficulties.

a) The sensitivity is obtained by a calibration which has been made by giving an artificial variation of known quantities to the instrument. As inevitable disturbances act on the instrument, the after-effects remain on the record. The sensitivity or the calibration value depends on the evaluation of these after-effects.

b) It is difficult to follow correctly the change of sensitivity, because the calibrations are made at intervals.

c) Whenever numerical filters are applied to eliminate the instrumental drifts, some data at both ends of the record are dropped out. In other words, the available data for the harmonic analysis decrease.

d) By applying the filters, the tidal constituents are somewhat reduced.

e) Concerning the interpolation of missing data, simple graphical interpolation will be sufficient if the data are missed only for a few hours. When the missing interval is less than 24 hours, there is a method of interpolation by use of Labrouste's table (Melchior, 1966) but this is not practical. Longman (1960) proposed an effective method on this problem.

To avoid the above-mentioned difficulties, a new method which partially follows Longman's idea but which is expanded to the more general case is proposed in this paper.

2. Method

The reading value on the record at time t is given by

$$Y_t = T_t + D_t, \quad (1)$$

where T is the tidal part and D the instrumental drift.

I can be written by

$$T_t = \alpha \cdot R(t - \delta t),$$

where α is an unknown parameter having a dimension of the reciprocal of sensitivity, $R(t - \delta t)$ is a tidal acceleration to the rigid Earth and δt is a mean time lag. If δt is small, $R(t - \delta t)$ can be expanded by Taylor's theorem,

$$R(t - \delta t) = R(t) - \delta t \cdot \frac{dR}{dt} + \frac{\delta t^2}{2} \cdot \frac{d^2R}{dt^2} - \dots$$

where the third and the higher terms are so small as to be negligible. The instrumental drift can be approximated by the polynomial in time. Assuming the drift as the polynomial of j -th order, we get

$$Y_t = \alpha \cdot R(t) + \beta \cdot \frac{dR(t)}{dt} + \sum k_j t^j, \quad (2)$$

where $\beta = -\alpha \cdot \delta t$.

As we can compute the tidal acceleration R and its gradient dR/dt at any time with sufficient accuracy, all parameters of (2) can be determined by the method of least squares if the order of the polynomial is assumed and the appropriate number of data are available.

In the case when any gap such as zero shift on the record occurs, we can obtain the quantity of this gap by separating k_0 of (2) into two terms; one is k_0 up to t_0 and the other k'_0 after t_0 . Then, the gap is shown by $k'_0 - k_0$.

Missing data may be interpolated easily when the parameters are determined.

In the calibration, we can find the displacements on the record corresponding to the artificial change by neglecting the data in which the after-effects are not damped sufficiently, and a sensitivity free from the after-effects can be obtained.

By applying the procedure successively to the original data, we can also find a change in sensitivity. In (2), α is related to the true sensitivity s in the following form,

$$\alpha = f/s$$

where f is a mean tidal factor. When any change of α is found, we cannot directly know the cause : whether there has been a change of sensitivity or of the tidal factor. The true sensitivity, however, can be obtained independently from each calibration. When the change of α and of the sensitivity are consistent, we may consider that the change of α reflects a real change of sensitivity and the tidal factor remains constant.

In addition, we can easily find misread data by comparing one by one the observed values with the calculated values.

This procedure is pretty well free from the difficulties accompanying the application of numerical filters to separate the drifts. So, this pre-processing method is available for every step of the procedure prior to the harmonic analysis.

It should be noted, however, that this method is valid only for a case when the time lag δt is small.

3. Example

The pre-processing method has been applied to the hourly gravimetric readings obtained at Mizusawa with the La Coste Romberg gravimeter G305 from 9 April to 6 July, 1975.

Before applying this method to the reading values, it is necessary to assume the order of the polynomial which represents the instrumental drifts and to assume the number of data per calculation. According to preliminary tests, the 2nd order approximation of drifts and 48 hours of data were found to be necessary and sufficient.

Under the above conditions, standard deviation calculated from each (O-C) value (reached) 0.1 to 0.4 division on a recording paper even when the maximum tidal variation reached about 100 divisions. Even if there is any misreading of 1 div., we can easily find it.

The calculations of 48 hour data have been made for every day. The daily values of $1/\alpha$ are shown by dots in Fig. 1. In Fig. 1, the calibration values which are obtained by using this method and normalised by assuming the tidal factor of 1.190 are also shown by clear circles. The changes of relative sensitivities obtained by the two methods are consistent except for a few points. In these, the first and the last calibrations were made under bad conditions. In any case, we may conclude that the changes of $1/\alpha$ shown by dots are proportional to the changes of the true sensitivity. These wavy changes of $1/\alpha$ cannot be detected only from the intermittent calibrations.

Dividing the data into 3 parts in which each of them has a length of 31 days and overlaps another by a few days, the harmonic analyses have been made in two cases. One case (A) assumes the sensitivities depend only on the calibrations. Another case (B) is one in which the sensitivities are assumed to change as shown by dots in Fig. 1, but the changes having a period of less than 5 days are smoothed. In the calculations, Pertzev's filter and the least squares method have been applied for both cases.

The results of the harmonic analyses for the diurnal and the semi-diurnal constituents are shown in Fig. 2 and Fig. 3 respectively. In those figures the broken lines represent the case (A) and the solid lines belong to the case (B). The vertical bars for the solid lines are the error bounds. From Fig. 2 and Fig. 3, we can see that the case (B) is more natural than the case (A) because of the constancy of the tidal factors and the phase lags. This means that the pre-processing method is particularly effective as to the changes of sensitivities.

Bibliographie

Longman, I.M., The Interpolation of Earth-Tide Records, J. Geophys. Res.,
65, 3801, 1960

Melchior, P., The Earth Tides, Pergamon Press, 1966

Fig. 1

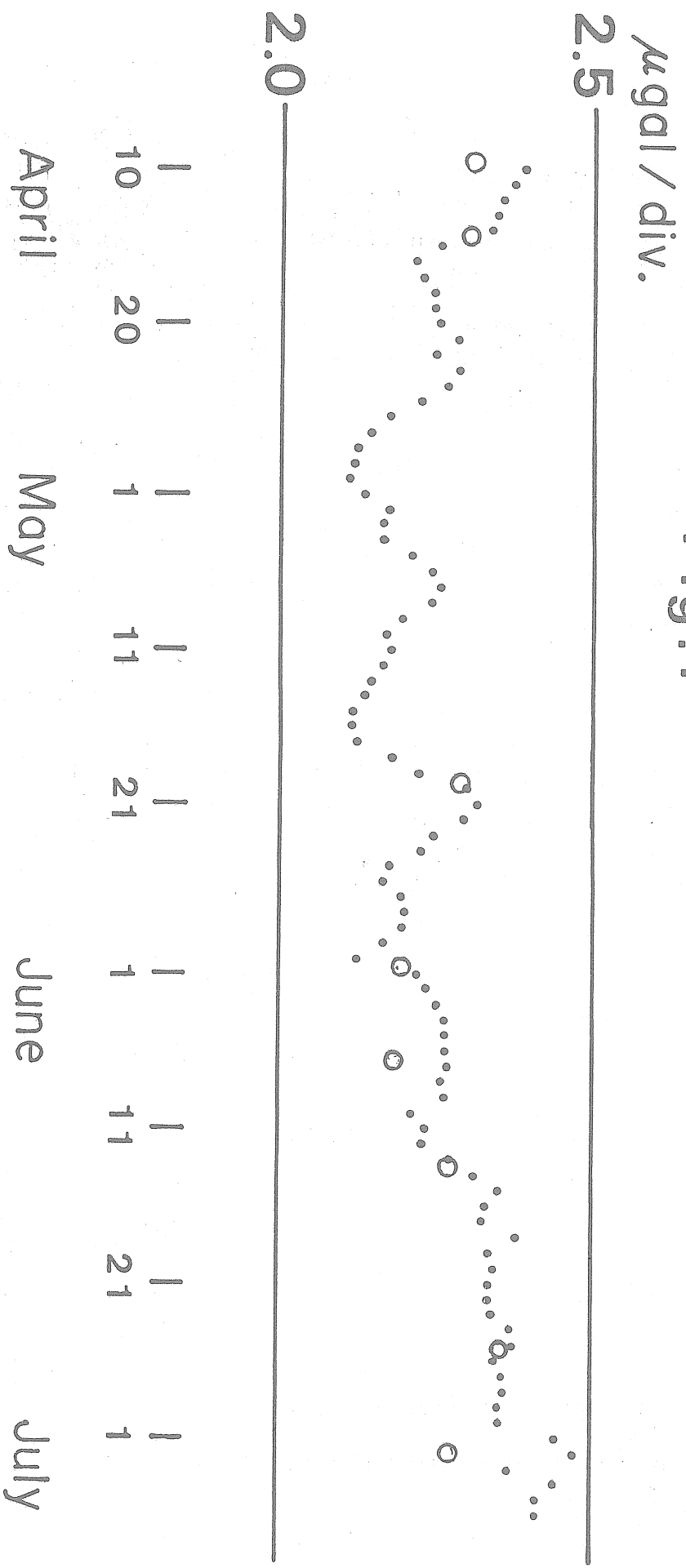


Fig. 2 Diurnal Tides

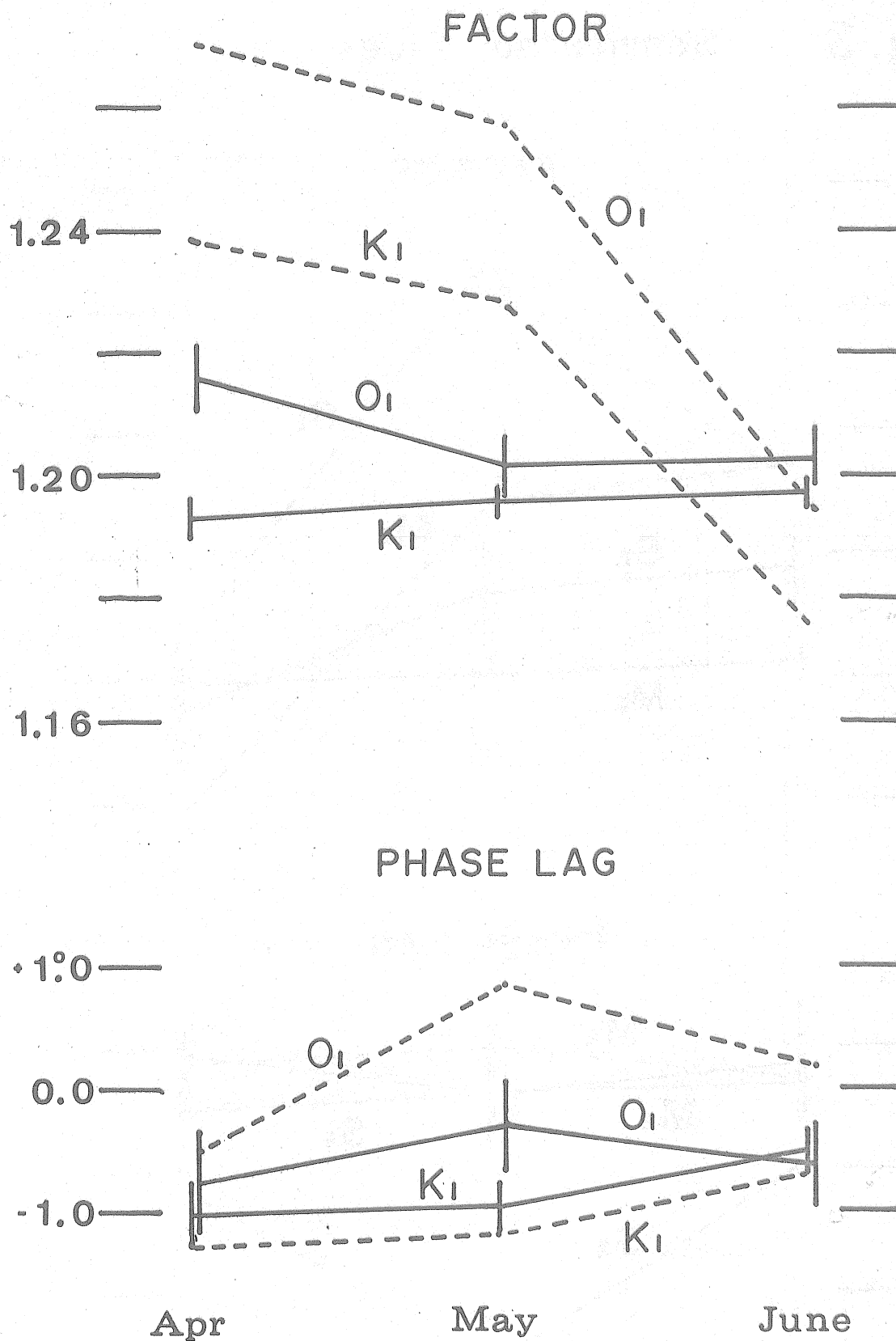
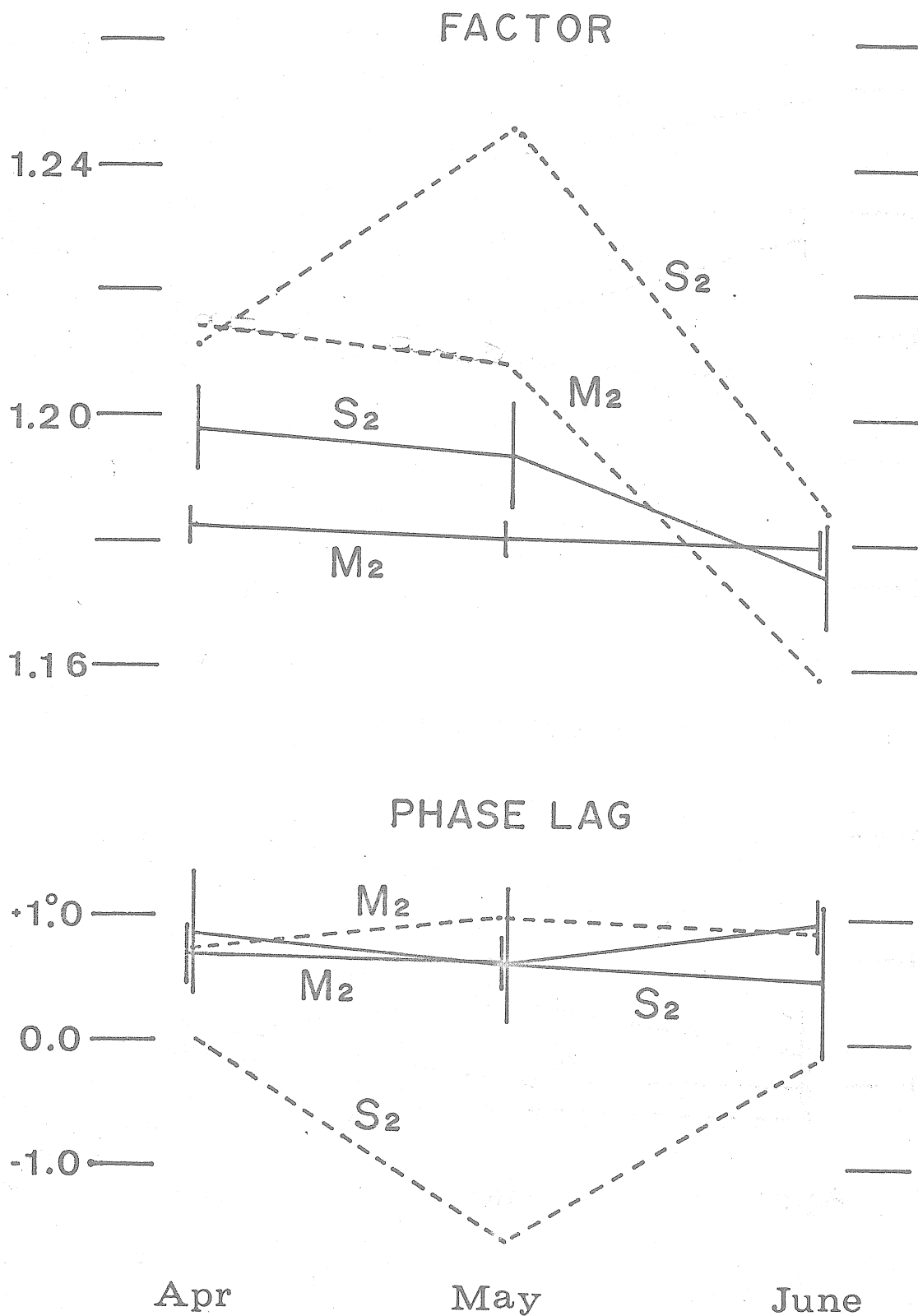


Fig. 3 Semidiurnal Tides



On An Instrumental Phase-lag of the LaCoste & Romberg Gravimeter

Tadahiro SATO

International Latitude Observatory of Mizusawa

Abstract

Earth tide observations have been carried out twice, in 1974 and in 1975 at the International Center of Earth Tides (ICET) in the Royal Observatory of Belgium (ORB) by using our LaCoste & Remberg gravimeter G 305 (LCR 305). Moreover, comparison observations with a SAKUMA tidal gravimeter using a zero method have been made at the Bureau International des Poids et Mesures (BIPM) in 1974.

As a summary of this series of gravity tidal observations, it has been found that our LCR 305 has a phase-lag attaining $1.4 \sim 1.8$ for the M_2 and O_1 components compared with the adopted values of the ICET and SAKUMA gravimeter. This phase-lag may not be attributed to the analytical procedures but to some instrumental sources proper to our LCR meter. Further, it has been experimentally confirmed that the magnitude of the phase-lag depends upon the instrumental sensitivity.

1. Earth tides observations at Mizusawa, ICET and BIPM

1.1) Observing points

Before describing the results of observations we must explain three points where gravity tidal observations have been performed.

The observing points at ICET in the ORB and BIPM are international check points for tidal observation.

1.1.1) ICET (ORB1)

An observing point in the underground room of the ORB is also the national datum point for gravity survey in Belgium. There, the ICET has continued tidal observations with Askania gravimeters since the IGY.

In recent years tidal observations with more than 20 gravimeters from many countries have been performed for the Trans World Tidal Gravity Profile.

The adopted values of tidal constants for M_2 and O_1 components at ORB1 have been determined by these results of observations. The correction constants for the amplitude and phase difference to be made for the individual gravimeter have been obtained from the difference between the adopted value and observed one for the individual gravimeter. ^{1), 2)}

1.1.2) BIPM (Sèvres Point M_1)

Tidal observations connected with the absolute measurement of gravity have been made at the BIPM since 1973 using a gravimeter which was improved by A. Sakuma. This gravimeter was improved from the Western meter so that a zero method may be available. The specially designed three-fold metallic containers were made to prevent perturbations due to changes in temperature, pressure and tilting of the ground. This gravimeter has been installed in a well to obtain optimum temperature conditions. Moreover, the air pressure in the well has been regulated by a servomechanism so that the disturbance from barometric pressure changes is greatly reduced. ³⁾

1.1.3) ILOM (Mizusawa)

Tidal observations with the Askania GS 12 (197) have been made in the underground room of the International Latitude Observatory of Mizusawa (ILOM) since 1966. The comparison of tidal observations with four Askania and two LCR meters were carried out in 1969. Thereafter, observations with Geodynamics and LCR 305 meters have been performed since 1973.

Details about each observing point are as follows:

Observing Point	ORB1	Sèvres Point M_1	ILOM
Latitude	50°48'N	48°50'N	39°08'N
Longitude	4°22'E	2°13'E	141°08'E
Distance From Sea	90 km	150 km	60 km
Height	101 m	62 m	60 m
Room Temperature	25°C	20°C	22°C

1.2) Observation

Our gravity tidal observations have been made according to a standard method of observation adopted in the ICET for making equal the conditions of observations. Moreover, various precautions have been taken to improve the precision of the observations.

1.2.1) Tilting plate

It is an important condition for obtaining stable registration that room temperature should be nearly constant and a tilting plate on which the gravimeter is set should be stable. To keep the sensitivity within the range of 1 or 2%, it may be necessary that the change of the level on the gravimeter, including its plate should be kept within a few seconds of arc.

A building usually tends to give a change in tilt from 1.5 to 3 seconds of arc along NS direction. Accompanying it, an observing basement can also produce a tilt change of nearly the same amount.

Moreover, a recent small LCR meter has tended to give tilt changes which are independent of the basement. It may be attributed to the coarse pitch of the foot screw for the adjustment of the level and the short spacing between the feet. To avoid this, the ICET adopted a method of fixing the gravimeter directly by the screws to the tilting plate which had been used for the Verbaandert-Melchior horizontal pendulum. Consequently, it has obtained fairly good results. Gravity tidal observations with the LCR 305 have been made using a similar plate at the ICET since 1974.

1.2.2) Output filter

Industrial and microseismic noise can be considered as a factor that decreases the reading precision of registration. Each noise whose period is shorter than 1 sec is instrumentally damped and so scarcely affects it, because the proper period of the gravimeter is usually longer than 10 sec. However, microseisms with a fairly long period may give a ripple larger than $50 \sim 100 \mu\text{gal}$ and so may considerably perturb the registration. The periods of microseismic noise at Brussels and Paris are mostly $5 \sim 7$ sec, while those at Mizusawa are $3 \sim 5$ sec, slightly shorter.

For eliminating the effect of this microseismic noise, a special filter has been used, as illustrated in Fig. 1. This is a band reject filter, called the Twin Tee circuit. Denoting capacitance, resistance and angular frequency by C , R and ω , the transmission function of this filter is given as

$$G(S) = \frac{S^2 + S(2-\alpha)/\alpha + 1}{S^2 + S(\alpha^2 + \alpha + 2)/\alpha + 1}$$

$$S = j \omega C R,$$

$$0 < \alpha \leq 2,$$

where j is an imaginary unit. The constants actually used are $R = 900 \Omega$, $C = 1,000 \mu F$ and $\alpha = 2$. Measured values for frequency characteristics of the filter is shown in Fig. 2. The phase-lag due to this filter in the domain of tidal frequency is lower than 0.05° .

1.2.3) Sensitivity calibration

The sensitivity on the recording chart at the moment of the tidal observations with the LCR meter is usually determined by the amount of gravity variation equivalent to a turn of the reading dial and the amplitude of pen deflection on the recording paper. The sensitivity is given as the resultant of instrumental sensitivity of the gravimeter, gain of the output amplifier and of the recorder. For keeping the precision of observation within 1%, it may be necessary that the inequality of the dial pitch, the turning of the dial, the amplitude on the recording paper and the linearity of the recording should all be determined within a range of 1%. Among these error sources, the precision of the determination of the amplitude on the recording paper is the largest. In the case of the LCR meter the spring does not simultaneously respond to the change in spring torque which is given by turning the dial. Actually, it is displaced about 95% in an interval of about twice the proper period of the pendulum and then reaches its last value by taking the remaining 5% in the interval from 20 min. to more than one hour sometimes.

Here it is to be noted that the phase differences of the LCR 305 meter always $1.5 \sim 2^\circ$ smaller than the adopted ones at ORB 1 and those of the SAKUMA meter. This fact indicates that the internal phase-lags are of the order of $1.5 \sim 2^\circ$. It may be considered to be a consequence that is produced when an astaticized gravimeter such as the LCR meter is not used in the zero method. A similar example can be seen in the comparison between the Geodynamics 721 and the feedback type LCR meter ET 13 in England. ⁶⁾

2. The Comparison between model tides and observed values.

A model tide for M_2 taking into account oceanic tides has been calculated for comparing with observed values at each observing point.

2.1) Tidal charts

The tidal charts used for computation are as follows.

a) Observation points in Europe

Tidal chart for the Atlantic and the Mediterranean Sea according to J.T. Kuo is shown in Fig. 3.

More detailed tidal charts for the North Sea and the Marginal Sea off England according to the Service Hydrographique de Marine are shown in Fig. 4 and 5.

b) Observation point in Japan

Tidal charts for the Sea around Japan, slightly modified by K. Hosoyama from the originals by S. Ogura, are partly given as an example in Fig. 6. ⁷⁾

The co-range and co-tidal charts have been divided in small rectangles. The sides are parallel to latitude and longitude lines respectively. The lattice is $1^\circ \times 1^\circ$ for Fig. 3, $20' \times 20'$ Figs. 4 and 5, and $30'$ and 2° for Fig. 6.

2.2) The results of computation

The Green function used for computation is due to the spherical Earth model computed by W. E. Farrell in 1972. ⁸⁾

The values in loading distance which were not computed in his paper have been interpolated by the third order Spline function. Convolution with sea level has been obtained by integration is a radius of 30° around the observing point. The oceanic terms are given for each point in Table 3. Assuming the tidal constant of the solid Earth as 1.16, the model tides have been derived by taking the vector sum of the oceanic terms and theoretical values at each point, as shown in Table 4.

The interval reaching the ultimate value appears to depend upon the amount of the turn of the dial. As displacement due to earth tides is always superposed on the registration of the sensitivity calibration, it is very difficult to determine the sensitivity within a precision of 1% by extrapolating steps graphically in a short time interval. At Mizusawa, since January 1975, when the calibration is made by turning the dial, we have taken care to leave this dial in the same position for a few hours so as to obtain a sufficiently long trace of the normal line. In the case of observations made in 1974 at Brussels and Paris, their time intervals were relatively short. Namely, the calibration of the sensitivity was made by turning the dial towards the opposite direction about every ten minutes. Consequently, the amount of the displacement on the recording paper was somewhat underestimated. Therefore, the correction for sensitivity became 3% higher.

1.3) Results of observations

A series of observations is summarized in Table 1. Analyses have been made using the Fortran programme prepared by the ICET and the ILOM. The program of the ICET is the method of solving tidal constants as unknown quantities by least squares from the observed data, the drift having been eliminated by a Venedikov filter and the theoretical tides according to the development of the potential by Cartwright, Tayler and Edden.⁵⁾ On the other hand, the program of the ILOM is as follows: first it eliminates drift using a Pertzev filter, then the amplitude and phase are derived by least squares for given angular velocities of the main components. Theoretical values of the amplitude and phase are derived from the ephemeris for the Moon and the Sun at every hour. Thus the tidal constants are obtained from the observed and theoretical values.

No significant differences were found between the method of the ICET which computes individual waves of a group of tidal components and that of the ILOM which represents the group by the angular velocities of main tidal components.

The results for the main tidal components K_1 , O_1 , M_2 and S_2 are shown in Table 2.

Computations have been made separately for the continental and oceanic crusts, but their results are in agreement within 5%. As can be seen at once in Table 4, the observed values with LCR 305 meter give a phase-lag of about 2° at each point.

3. Instrumental phase-lag for LCR 305 meter

From the results of observations in Belgium and France and comparison with model tides, it has been confirmed that the phase-lag of the LCR 305 meter reaches about 2° in the frequency domain of tides and is not produced by analysis procedure. However, recognizing that the period of observed phenomena is as long as even 10^5 sec, while that of pendulum is short, of the order of 10 sec, it may be unacceptable to conclude from the usual theory of linear oscillation that such a phase-lag is of instrumental origin.

B. Ducarme tried to explain such large mechanical phase-lag in an astaticized gravimeter from the point of view of the rheology of the spring. This model represents a gravimeter by a Hook body and a Kelvin body with two different time constants. Thus, the model has been introduced by analogy between the step response of the gravimeter and that of this complex body model. The rheological parameters of each gravimeter are determined from the difference of phase between the adopted values of the phase-lag and the observed ones at ORB1.

Comparing the result between 1974 and 1975 for the LCR 305 meter, the latter becomes about 0.3° smaller for every component at both ORB1 and ILOM. A change in a set position of the long level between 1974 and 1975 due to exchange of the internal amplifier may be considered to be the cause. Instrumental sensitivity at the same position of the bubble of the level has also become smaller in 1975 than 1974. It may be explained as follows. As instrumental sensitivity decreases, the restoring power of the pendulum increases. Then the response becomes more rapid. In any case observed phase-lag may be closely related to the instrumental sensitivity.

For the purpose of investigating the relation between the instrumental sensitivity and the observed phase-lag, some experimental observations of tides have been made under the various conditions of the sensitivity at the ILOM.

The gain of the internal amplifier of the LCR 305 meter has not been adjusted after September 1975 so that the differences of the sensitivity on the recording paper may be directly compared with those of the instrumental sensitivities. But the result in 1974 can not be compared in the same way as mentioned above. Then we deduced the instrumental sensitivity from the relations between proper period and position of the long level.

3.1) Proper period

The dynamical property of an oscillating system can be determined by its transient response. An example of the transient response of the LCR 305 meter measured in 3 March 1975 is shown in Fig. 7.

In this case a step input has been given by turning the reading dial in a sufficiently short time (about 0.5 sec) and the value in five minutes after turning the dial has attained the final step.

The response curve has been normalized with respect to this final value.

The recorder can respond to about 60% of the full scale at 2 Hz.

Therefore, the distortion of the transient response by the recorder can be neglected.

The response curve in Fig. 7 has been compared with the various theoretical response curves. A second order system appears to be a plausible model of this response curve. This second order system of oscillation is the system that is in movement affected by the resistance which is proportional to the velocity. The correspondence between the theoretical curves and the observed one is shown in Fig. 8 by taking the damping coefficient as the parameter. From Figs. 7 and 8, it has been found that the LCR 305 meter may be approximated by the second order oscillating system with the damping coefficient of 1 in the response characteristics in about five minutes. The proper period under no damping is given as the time interval attaining 82.3% of the final value in the response curve. The behaviour of the change of the proper period to the position of the long level is shown in Fig. 9.

3.2) Sensitivity on recording paper

A relation between the sensitivity and the position of the long level is given in Fig. 10.

This has been measured by setting the gravimeter on the tilting plate with the graduated circle of 1" per one division and by changing the position of the level at every 15" step.

The middle position of the bubble level of the gravimeter has been taken as the initial position. The cross point with the abscissa in Fig. 10 corresponds to the position of the long level that coincides with the plumb line. The scale of each position of the long level in Fig. 9 is given by the angle as measured from the plumb line. The offset angle of the long level between Figs. 9 and 10 is about $107''$.

3.3) The results of measurements

Data for comparison are shown in Table 5, where the proper periods for A is the value deduced from 3.1) and 3.2). Analyses have been made according to the Mizusawa method described in 1.3). No drift anomaly has been found during respective periods of measurements irrespective of any sensitivity. The results for the main components are shown in Table 6. The relation between the phase difference and proper period for M_2 and O_1 components is given in Figs. 11 and 12 respectively. As can be seen in these figures, the phase difference of observed tidal components appears to be strongly dependent on instrumental sensitivity. The values of the phase difference extrapolated in low sensitivity were in advance of about $1^\circ 3'$ for M_2 component and $1^\circ 4'$ for O_1 component compared with those observed by the usual sensitivity at the proper period of 20 sec or so. It is very interesting that these differences at the states of high or low sensitivity almost coincide with the values of the phase correction obtained at ORB1 for the LCR 305 meter.

Summarizing these results, it becomes very important for comparing the observed phase differences obtained by several gravimeters to know the offset angle of the long level or the instrumental sensitivity for each gravimeter.

4. CONCLUSIONS

We have summarized the following conclusions.

- a) The differences in the observed phase values obtained with the LCR 305 meter at ORB1 between 1974 and 1975 can be explained by the difference of instrumental sensitivity that were employed at these times.
- b) The instrumental phase-lag depends on the adopted instrumental sensitivity.
- c) As the instrumental phase-lag may be included in the results of observations with the astaticized gravimeter such as the LCR meter, it may be necessary for the results of analysis to note the set-up sensitivity or the proper period so as to be able to ascertain the phase-lag.

Acknowledgments

The author would like to thank P. Melchior and B. Ducarme of the ICET for suggesting this problem. He is also greatly indebted to C. Sugawa and K. Hosoyama of the ILOM for a critical reading of manuscript. This work was supported financially in part by the Ministry of Education of Japan.

References

- 1) B. DUCARME: A fundamental station for Trans-World Tidal Gravity Profiles, Physics of the Earth and Planetary Interiors, 11, 119-127, 1975.
- 2) P. MELCHIOR, J. T. KUO and B. DUCARME: Earth Tide Gravity Maps for Western Europe Physics of the Earth and Planetary Interiors, 13, N°3, 1976 (in press).
- 3) A. SAKUMA: La station de Mesure de la Maree Gravimetrique du B.I.P.M. Installation et Reaultats Preliminaites, Rapport BIPM - '74/2/.
- 4) H.G. WENZEL: Filter Probleme beider Erdgezeiten-registrierung mit LaCoste-Romberg Gravimetern Modell G, B.I.M.T., 3517-3523.
- 5) B. DUCARME: Computation procedures at the ICET, B.I.M.T., 4156-4189.
- 6) T.F. BAKER and G.W. LENNON: The investigation of Marine loading by Gravity Variation Profile in U.K., Sepplement of the International Symposium on Earth Tides, Sopron, Sept. 1973.
- 7) K. HOSOYAMA: The Oceanic Effect on the Earth Tides, Journal of the Geodetic Society of Japan, 16, 99-100, N°3, 1970.
- 8) W.E. FARRELL: Deformation of the Earth by Surface Loards, Review Geophysics and Space Physics, 10, N°3, 761-797, 1972.

Table 1 Series of Observations Made by LCR 305

Series	Station	Period
A	ORB1	25 May 1974 - 30 July 1974
B	ORB1	11 September 1975 - 4 November 1975
C	Sèvres Point M1	2 August 1974 - 3 September 1974
D	ILOM	16 September 1974 - 8 January 1975
E	ILOM	11 November 1975 - 22 January 1976

Table 3 Oceanic Effect On M2 Component

Station	Elastic Part		Newtonian Part		Total	
	Amplitude	Phase	Amplitude	Phase	Amplitude*	Phase**
ORB1	1.1	-85	0.8	-66	1.9	-77
Sèvres	1.6	-68	1.0	-70	2.6	-69
Mizusawa	1.7	-60	0.8	-61	2.6	-61

* Amplitude in μgal

** Phase in degree referred to Greenwich

Table 4 Comparison between Observed M2 Tide and Predicted One

	ORB1		Sèvres		Mizusawa	
	May. 1974		Aug. 1974		Sept. 1974	
	Amp.*	P.D.	Amp.	P.D.	Amp.	P.D.
A Observed Tide	36.3	1°2	40.2	1°1	55.1	0°1
B Body Tide	35.1	0	38.2	0	52.8	0
C Oceanic Effect	1.9	-77	2.6	-69	2.6	-61
D B + C	35.6	3.0	39.2	3.5	54.1	2.4

Amplitude Factor Obs.	1.205	1.222	1.206
Predict.	1.18	1.19	1.18
Phase Difference (D - A)	1°8	2°4	2°3

* Amplitude in μgal

Table 2 Summary of the Results Observed by ICR 305

Series*	Form of Analysis**	K1, S1, P1	O1	M2	S2, K2
A	(A)	1.173 -1.3	1.178 -1.3	1.200 1.5	1.242 -0.1
	(B)	1.169 -1.1	1.183 -2.1	1.200 1.2	1.221 -0.1
B	(A)	1.165 -1.1	1.192 -1.1	1.220 1.2	1.243 -0.1
	(B)	1.170 -1.0	1.201 -1.5	1.205 1.0	1.235 -0.2
C	(A)	1.155 -1.5	1.174 -1.7	1.224 2.0	1.234 -0.4
	(B)	1.194 -1.0	1.196 -0.9	1.222 1.1	1.216 -0.6
D	(A)	1.202 -1.0	1.243 -0.6	1.204 0.1	1.241 -0.9
	(B)	1.221 -0.9	1.245 -0.8	1.206 -0.1	1.222 -0.7
E	(A)	1.202 -0.8	1.216 0.1	1.187 0.6	1.201 -0.2
	(B)	1.201 -0.5	1.216 -0.5	1.190 0.5	1.201 -0.2
Adopted Values at ORBI			1.161 -0.2	1.195 2.8	
Sakuma's Gravimeter***					
	(A)	1.115 0.73	1.163 0.17	1.208 3.33	1.217 1.97

* See Table 1 identification for series.

** (A) shows the results derived by the ICET form without instrumental corrections.

(B) shows the results derived by the Mizusawa form without S1, P1 and K2, constituents.

*** The results at Sévres Point M1 have been analysed by the ICET.

Table 5 Summary of Recording Sensitivities of LCR 305 at Mizusawa

	Period	Sensitivity	Proper Period
A	Sept. 1974 --- Jan. 1975	0.530 $\mu\text{gal/mV}$	25 sec
B	Nov. 1975 --- Feb. 1976	0.852	19
C	Apr. 1976 --- May. 1976	1.030	16
d	Jun. 1976 --- Jul. 1976	0.278	35
E	Aug. 1976 --- Sept. 1976	1.126	14

Table 6 Comparison of Amplitude Factors and Phase Differences at Mizusawa

Period*	K1	O1	M2	S2
A	1.221 $-0^{\circ}9$	1.245 $-0^{\circ}8$	1.206 $-0^{\circ}1$	1.222 $-0^{\circ}7$
B	1.201 -0.5	1.216 -0.5	1.190 0.5	1.201 -0.2
C	1.201 -0.2	1.213 0.4	1.194 1.0	1.216 -0.5
D	1.213 -2.9	1.223 -2.2	1.198 -1.4	1.181 -4.0
E	1.216 -0.2	1.239 0.9	1.197 0.8	1.233 -0.8

* See Table 5 for identification of period.

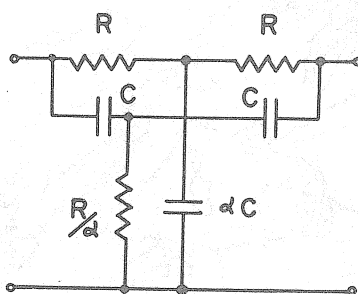


Fig. 1 Twin Tee Circuit

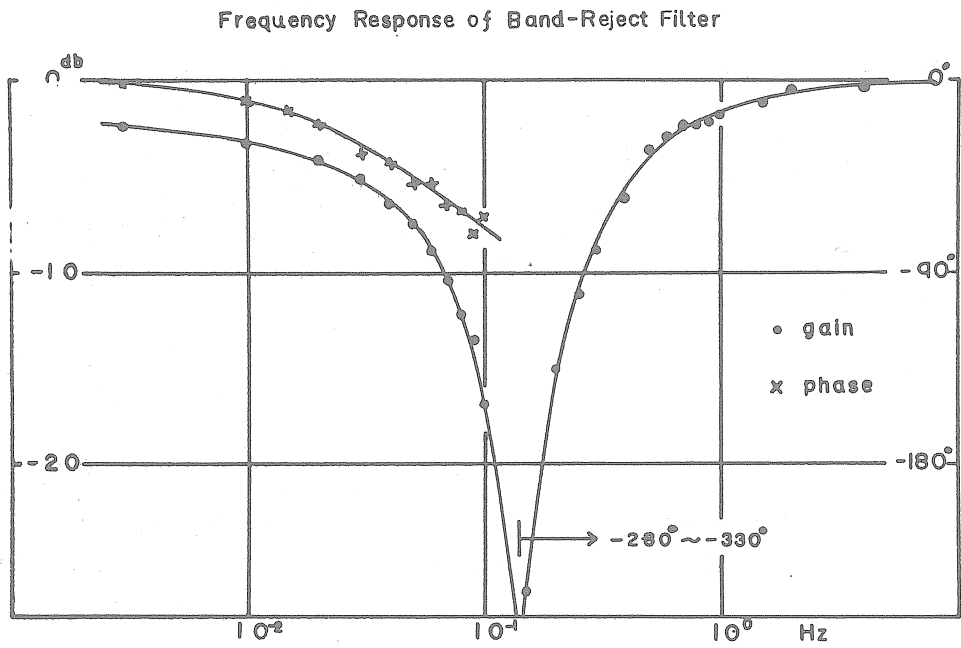


Fig. 2

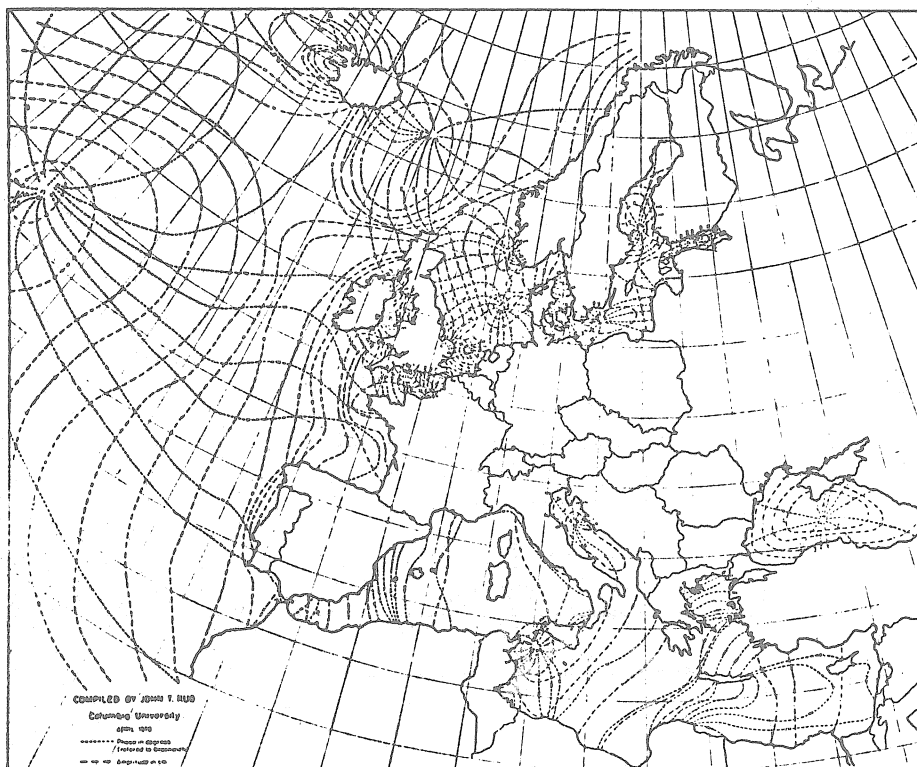
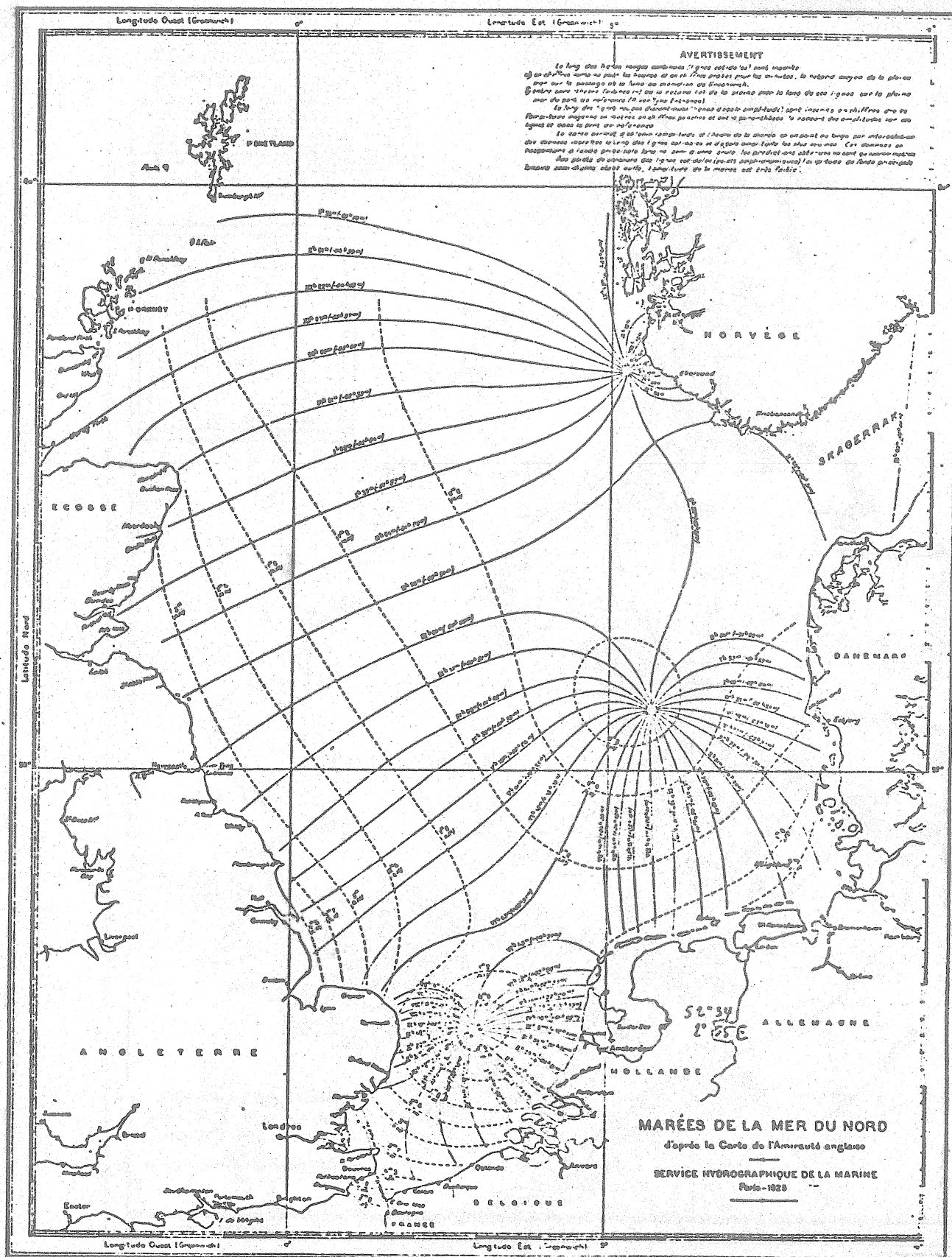


Fig. 3





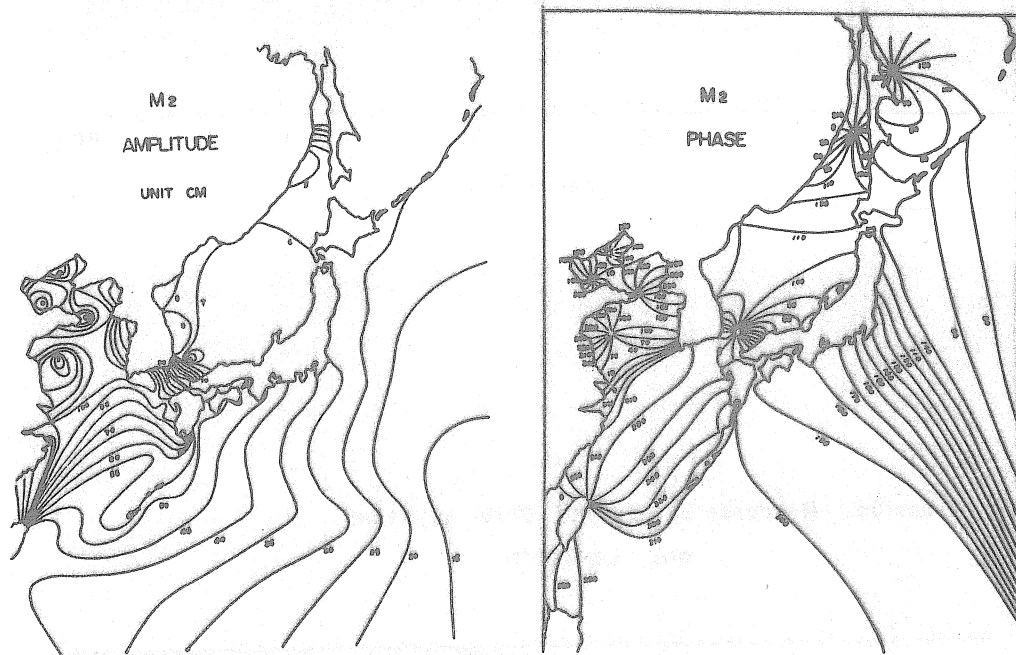


Fig. 6

Fig. 7 Transient Response of LCR 305

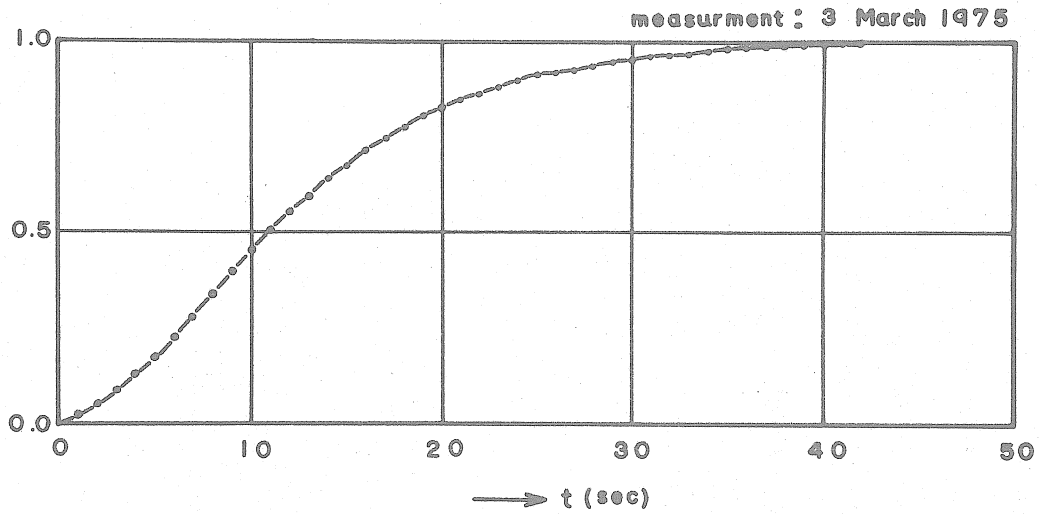
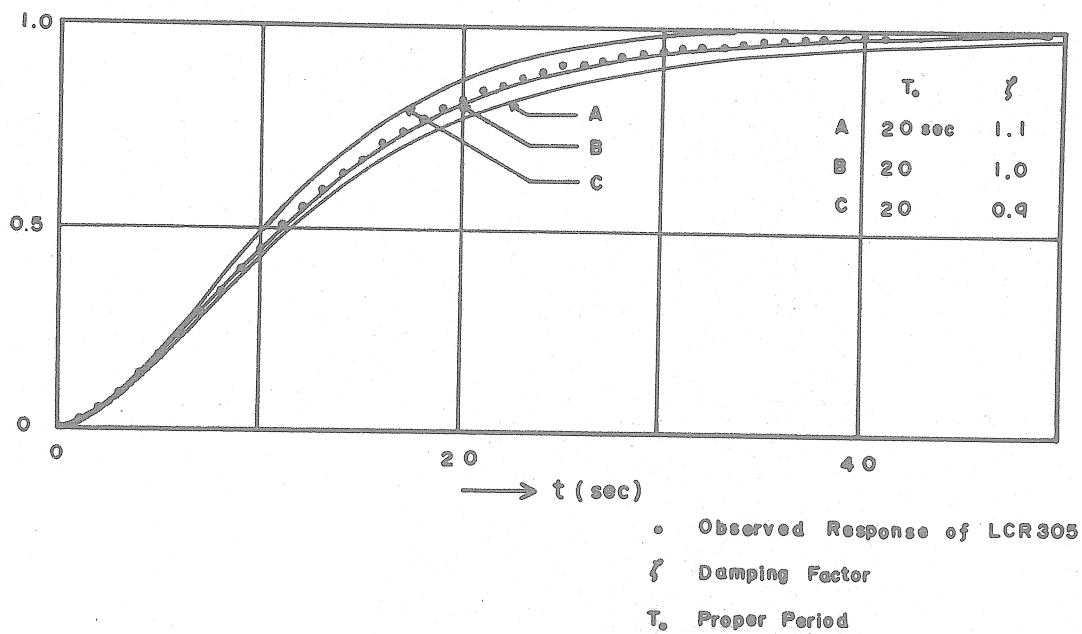


Fig. 8 Transient Response of Second Order System and LCR 305



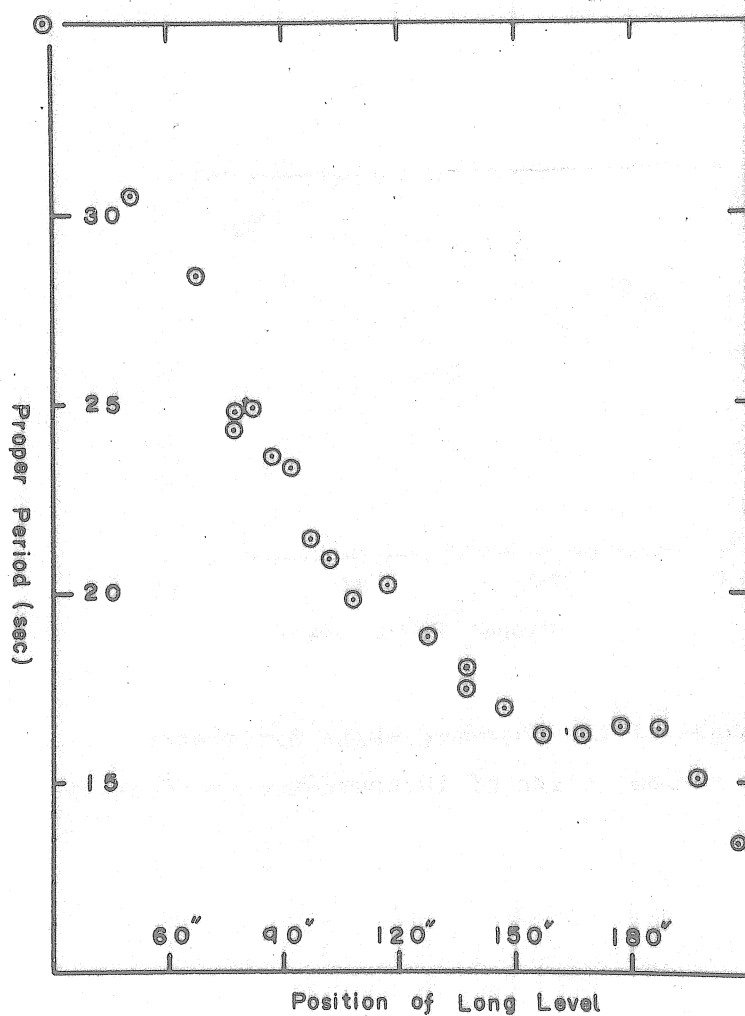


Fig. 9 Proper period of LCR 305 with respect to the position of long level.

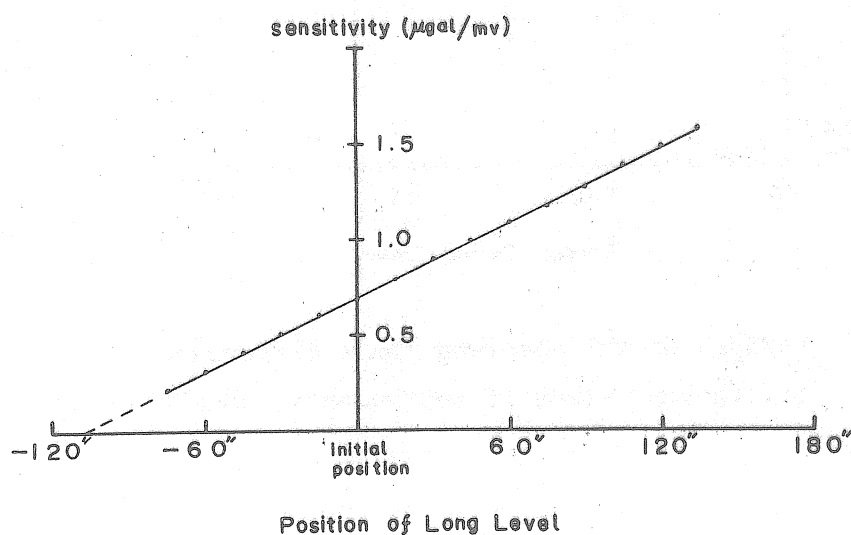


Fig. 10 The relation between the sensitivity and the position of long level.

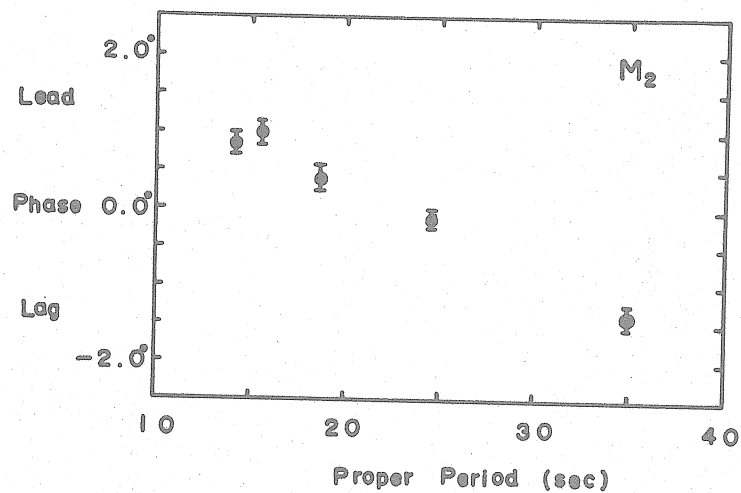


Fig. 11 Changes of the observed phase difference for various state of instrumental sensitivity.

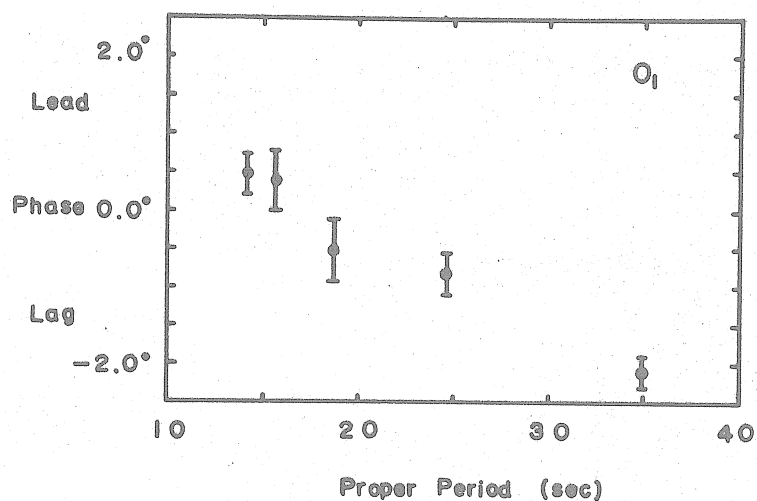


Fig. 12 Changes of the observed phase difference for various state of instrumental sensitivity.

Génération des ondes de marées internes et influence des marées

terrestres sur les mouvements de marées dans les océans.

K.T. Bogdanov. B.Y. Seberkin.

Physique de l'atmosphère et de l'océan

Tome XII, 5, pp 539-544, Acad. Naouk SSSR Moscou 1976.

L'influence des marées terrestres sur les mouvements de marées dans les océans est considérée comme extrêmement faible et pour autant que nous le sachions n'a pas été envisagée. On sait par les observations que les variations de marées de la lithosphère dans la zone tropicale dépassent 50 cm. Sur le parallèle de 56° cette valeur est à peu près de 30 cm (1). Ces données correspondent avec une assez haute précision aux calculs théoriques (2). A l'inverse des mouvements de marées dans l'océan, les marées terrestres n'ont presque pas de retard de phase c'est à dire que la lithosphère réagit instantanément à la force génératrice et sa surface correspond à la surface équipotentielle de la somme de la force de pesanteur et du potentiel générateur de marée.

Puisque les mouvements de marée du lit de l'océan sont du même ordre que les mouvements de marées à la surface de l'océan, ils doivent exercer une certaine influence sur les marées océaniques et avant tout sur la formation d'ondes de marées internes dans un océan stratifié. On a entrepris d'examiner les mécanismes possibles de l'influence des marées terrestres sur les mouvements de marées dans les océans :

1. La variation harmonique du fond de l'océan en relation avec la rotation de l'ellipsoïde de marée.

2. L'élévation et l'abaissement du lit de l'océan déterminé par la présence de plaques lithosphériques alternant avec les zones de fracture composant le lit de l'océan.

3. La variation de l'amplitude des marées terrestres en fonction de la différente épaisseur et de la pente des plaques lithosphériques.

L'analyse a montré que les deux derniers modèles n'ont pas de réalité dans la nature. L'étude analytique du premier modèle a conduit à une série de déductions importantes sur la génération d'ondes de marées internes dans l'océan et sur l'influence des marées terrestres sur celles-ci. Dans notre travail nous avons utilisé l'idée émise par A.S. Monin [3] de la génération d'ondes de marées internes par les courants de marées.

La génération des ondes internes a été étudiée sur un modèle à deux couches en [4,5]. Cela a montré que les ondes de marées internes ayant les longueurs d'onde et les périodes de la force génératrice de marée sont excessivement faibles. En [6] on a étudié la génération des ondes de marées internes dans un océan infini et dans un océan limité, de profondeur constante. En [7,8] on a étudié la génération et la propagation des ondes forcées dans un bassin en rotation constante. L'existence des ondes de marées internes à la limite du shelf et dans l'océan ouvert est confirmée par les observations [9].

Nous étudierons la génération des marées de surface et internes dans un océan stratifié de profondeur variable en tenant compte de la variation du paramètre de Coriolis en fonction de la latitude.

Outre le potentiel générateur de marées nous calculerons les variations de marées du fond océanique. L'étude est faite dans le cadre d'un modèle à deux couches et dans l'hypothèse d'une variation fonction de la profondeur.

Dans l'approximation quasi statique les marées d'un océan à deux couches sont décrites par un système de six équations différentielles aux dérivées partielles.

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_1}{\partial t} - fu_1 &= -g \frac{\partial (\eta_1 - \bar{\eta})}{\partial x}, \quad \frac{\partial v_1}{\partial t} + fu_1 = -g \frac{\partial (\eta_1 - \bar{\eta})}{\partial y}, \\ \frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{\partial v_1}{\partial y} + \frac{1}{h} \frac{\partial \eta_1}{\partial t} &= \frac{1}{h} \frac{\partial \eta}{\partial t}, \quad \frac{\partial u}{\partial t} - fv = -\varepsilon g \frac{\partial (\eta - \bar{\eta})}{\partial x} - g\delta \frac{\partial (\eta_1 - \bar{\eta})}{\partial x}, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + fu &= -\varepsilon g \frac{\partial (\eta - \bar{\eta})}{\partial y} - g\delta \frac{\partial (\eta_1 - \bar{\eta})}{\partial y}, \quad \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{1}{H_1} \frac{\partial \eta}{\partial t} = -\frac{1}{H_1} \frac{\partial \tau}{\partial t}. \end{aligned} \quad (1)$$

Ici η_1 est l'élévation de la surface libre ; u_1, v_1 sont les composantes de la vitesse suivant les axes x, y dans la couche supérieure ; $f = f(y)$

est le paramètre de Coriolis ; $\bar{\eta}$ est le potentiel générateur de marée ; g est l'accélération de la pesanteur ; h est l'épaisseur de la couche homogène supérieure ; t est le temps, $\varepsilon = (\rho - \rho_1) / \rho$, $\rho_1 = \text{const.}$ est la densité de la couche supérieure ; $\rho = \text{const.}$ est la densité de la couche inférieure ($\rho_1 < \rho$), $\delta = 1 - \varepsilon$; η est l'inclinaison de la surface de séparation à partir de la position d'équilibre relative ; u, v sont les composantes de la vitesse dans la couche inférieure ; H_j ($j = 1, 2$) sont les épaisseurs des couches homogènes inférieures H_2 pour $x < 0$; H_1 pour $x > 0$ ($H_2 < H_1$), l'axe x est dirigé vers l'est, l'axe y vers le nord ; $\tau = \tau(x, y, t)$ est la fonction décrivant les marées du fond océanique.

En supposant le mouvement harmonique dans le temps avec une fréquence σ et en passant à l'approximation plane (10) nous ramenons le système (1) à la forme suivante :

$$\Delta \zeta_1 + i\omega \frac{\partial \zeta_1}{\partial x} + \frac{\sigma^2 - f^2}{gh} \zeta_1 = \frac{\sigma^2 - f^2}{gh} \zeta, \\ \Delta \left(\zeta + \frac{\delta}{\varepsilon} \zeta_1 \right) + i\omega \left(\frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\delta}{\varepsilon} \frac{\partial \zeta_1}{\partial x} \right) + \frac{\sigma^2 - f^2}{\varepsilon g H_j} \zeta = - \frac{\sigma^2 - f^2}{\varepsilon g H_j} \bar{\eta} - \frac{\sigma^2 - f^2}{\varepsilon g H_j} \tau. \quad (2)$$

On a omis le facteur $e^{i\sigma t}$ et on a posé

$$\omega = \frac{f'}{\sigma} \frac{\sigma^2 + f^2}{\sigma^2 - f^2}, \quad (3)$$

où $f = 2 \Omega \sin$; $f' = (2 \Omega / R) \cos$, Ω est la vitesse angulaire de rotation de la terre ; R est le rayon de la Terre ; est la latitude géographique ; Δ est l'opérateur de Laplace ; $\zeta_1 = \eta_1 - \bar{\eta}$, $\zeta = \eta - \bar{\eta}$. Pour $H_j = \text{const.}$ le système (2) se dissocie. les fonctions ζ_1 et ζ peuvent être représentées à l'aide de (11).

$$\zeta_1 = \frac{Z_{j1} - Z_{j2}}{s_{j1} - s_{j2}}, \quad \zeta = \frac{s_{j1} Z_{j2} - s_{j2} Z_{j1}}{s_{j1} - s_{j2}}, \quad (4)$$

où s_{jk} ($k = 1, 2$) sont les racines de l'équation algébrique

$$\varepsilon g H_j s^2 + [g H_j (\varepsilon - \delta) - gh] s^2 - \delta g H_j = 0, \quad (5)$$

et Z_{jk} satisfait à l'équation

$$\Delta Z_{jk} + i\omega \frac{\partial Z_{jk}}{\partial x} + \kappa_{jk}^2 Z_{jk} = -\kappa_{jk}^2 (1+s_{jk}) \tau - \kappa_{jk}^2 (1+s_{jk}) \bar{\eta}, \quad (6)$$

$$\kappa_{jk}^2 = (\sigma^2 - f^2) / egH_j (1+s_{jk}). \quad (7)$$

Le premier terme du second membre de l'équation (6) représente la force de contrainte provoquée par la variation de marée du fond de l'océan. L'aspect de la fonction τ n'est pas assez bien connu. Pour éclaircir l'influence des variations de marées du fond sur les marées dans l'océan il est naturel de donner la fonction τ sous la forme la plus simple. Nous supposons $\tau = 0$, si $|X - L| > a$ et $\tau = b = \text{const.}$, si $|X - L| < a$, $L > a > 0$. Le second terme dans le second membre de l'équation (6) est bien connu et peut être donné pour la marée de période quelconque avec un degré élevé de précision. Ayant comme objectif la comparaison des deux mécanismes de génération des marées internes, nous donnerons $\bar{\eta}$ sous la même forme que τ . Ainsi nous examinerons parallèlement deux modèles :

1) il n'y a pas de potentiel générateur de marée et le mouvement est excité uniquement par les variations du fond de l'océan.

2) la Terre est un corps absolument rigide et le mouvement est provoqué uniquement par le potentiel générateur de marées. Dans le premier cas les amplitudes des marées en surface et des marées internes seront comparées avec l'amplitude des variations de marées du fond.

L'ordre de grandeur de celles-ci atteint plus de 50 cm dans la zone tropicale (1). Dans le second cas l'amplitude de la marée de surface dans l'océan ouvert constitue l'échelle naturelle de l'amplitude de la marée interne. Puisque la force génératrice ne dépend pas de y nous supposons que le mouvement est zonal, alors l'équation (6) se transforme en une équation différentielle ordinaire à coefficients constants.

1. pour un bassin à fond plat ($H_2 = H_1$) dans le domaine de $X < L - a$ la solution du système (2) s'écrit

$$\zeta_1 = Ae^{i\mu_1 x} - Be^{i\mu_2 x}, \quad \zeta_2 = -s_{12} Ae^{i\mu_1 x} + s_{11} Be^{i\mu_2 x}, \quad (8)$$

pour $X > L + a$

$$\zeta_1 = \bar{A}e^{-i\nu_1 x} - \bar{B}e^{-i\nu_2 x}, \quad \zeta = -s_{12}\bar{A}e^{-i\nu_1 x} + s_{11}\bar{B}e^{-i\nu_2 x}, \quad (9)$$

où les nombres d'onde $\mu_1 = \sqrt{\kappa_{11}^2 + \omega^2/4} - \omega/2$, $\mu_2 = \sqrt{\kappa_{11}^2 + \omega^2/4} - \omega/2$, $\nu_1 = \sqrt{\kappa_{11}^2 + \omega^2/4} + \omega/2$, $\nu_2 = \sqrt{\kappa_{12}^2 + \omega^2/4} + \omega/2$ et les amplitudes

$$A = -ib \frac{1+s_{11}}{s_{11}-s_{12}} \cdot \frac{2\nu_1}{\mu_1+\nu_1} e^{-iL\mu_1} \sin a\mu_1, \quad B = -ib \frac{1+s_{12}}{s_{11}-s_{12}} e^{-iL\mu_2} \sin a\mu_2 \cdot \frac{2\nu_2}{\mu_2+\nu_2},$$

$$\bar{A} = -ib \frac{1+s_{11}}{s_{11}-s_{12}} \frac{2\mu_1}{\mu_1+\nu_1} e^{iL\mu_1} \sin a\nu_1, \quad \bar{B} = -ib \frac{1+s_{12}}{s_{11}-s_{12}} \frac{2\mu_2}{\mu_2+\nu_2} e^{iL\nu_2} \sin a\nu_2.$$

En décomposant dans les formules (8), (9) les nombres d'onde et les amplitudes en fonction du petit paramètre ε ($\varepsilon \sim 10^{-3}$) nous obtiendrons :

$$\zeta_1 = -\psi_1 \left(1 + \frac{\omega}{\bar{\mu}_1 + \bar{\nu}_1} \right) [1 + O(\varepsilon)] e^{i\bar{\mu}_1 x} + \varphi_1 \frac{\varepsilon \alpha}{(1+\alpha)^2} [1 + O(\sqrt{\varepsilon})] e^{i\mu x}, \quad (10)$$

$$\zeta = -\psi_1 \left(1 + \frac{\omega}{\bar{\mu}_1 + \bar{\nu}_1} \right) \frac{1}{1+\alpha} [1 + O(\varepsilon)] e^{i\bar{\mu}_1 x} -$$

$$- \varphi_1 \frac{\alpha}{1+\alpha} [1 + O(\sqrt{\varepsilon})] e^{i\mu x} \quad (x < L-a) \quad (11)$$

$$\zeta_1 = -\psi_2 \left(1 - \frac{\omega}{\bar{\mu}_1 + \bar{\nu}_1} \right) [1 + O(\varepsilon)] e^{-i\bar{\nu}_1 x} + \varphi_2 \frac{\varepsilon \alpha}{(1+\alpha)^2} [1 + O(\sqrt{\varepsilon})] e^{-i\mu x}, \quad (12)$$

$$\zeta = -\psi_2 \left(1 - \frac{\omega}{\bar{\mu}_1 + \bar{\nu}_1} \right) \frac{1}{1+\alpha} [1 + O(\varepsilon)] e^{-i\bar{\nu}_1 x} -$$

$$- \varphi_2 \frac{\alpha}{1+\alpha} [1 + O(\sqrt{\varepsilon})] e^{-i\mu x} \quad (x > L+a), \quad (13)$$

$$\psi_1 = ib \sin a\bar{\mu}_1 e^{-iL\bar{\mu}_1}, \quad \psi_2 = ib \sin a\bar{\nu}_1 e^{iL\bar{\nu}_1}, \quad \varphi_{1,2} = ib \sin a\mu e^{\mp iL\mu}, \quad (14)$$

$$\alpha = h/H_1, \quad \mu_1 = \bar{\mu}_1 [1 + O(\varepsilon)], \quad \nu_1 = \bar{\nu}_1 [1 + O(\varepsilon)], \quad \mu_2 = \nu_2 = \mu [1 + O(\sqrt{\varepsilon})],$$

$$\bar{\mu}_1 = \left(\frac{\sigma^2 - f^2}{gH_1(1+\alpha)} + \frac{\omega^2}{4} \right)^{1/2} - \frac{\omega}{2}, \quad \bar{\nu}_1 = \left(\frac{\sigma^2 - f^2}{gH_1(1+\alpha)} + \frac{\omega^2}{4} \right)^{1/2} + \frac{\omega}{2},$$

$$\mu = \left[\frac{\sigma^2 - f^2}{\varepsilon g h} (1+\alpha) \right]^{1/2}.$$

Dans les formules (10) à (13) les nombres d'onde se trouvant dans les arguments des fonctions trigonométriques et les exposants sont écrits avec une précision d'au moins $O(\epsilon)$.

Conformément aux formules (10) à (13), les ondes de surface et interne se composent de deux composantes avec pour nombres d'onde μ_1 et $\bar{\mu}$ pour les ondes se propageant vers l'ouest et ν_1 et μ pour les ondes se propageant vers l'est. Pour la marée semi-diurne dans les latitudes moyennes ($\approx 45^\circ$) et avec une profondeur de l'océan de 4 km nous obtenons les estimations suivantes : d'après la formule (3) $\omega \approx 3 \cdot 10^{-4} \text{ km}^{-1}$, d'après la formule (14) $\mu \approx 10^{-1} \text{ km}^{-1} \div 3 \cdot 10^{-2} \text{ km}^{-1}$ avec une variation h de 80 à 800 m, $\bar{\mu}_1 \approx 2 \cdot 10^{-4} \text{ km}^{-1}$, $\bar{\nu}_1 \approx 5,8 \cdot 10^{-4} \text{ km}^{-1}$. Les nombres d'onde $\bar{\mu}$, et $\bar{\nu}_1$ correspondent aux nombres d'onde des ondes de marées se propageant respectivement vers l'ouest et vers l'est dans un liquide homogène.

C'est pourquoi le premier terme du second membre des formules de (10) à (13) est naturellement appelé composante barotrope des ondes de surface et interne. Le second terme du second membre de ces formules est dû à l'apparition de la stratification du liquide. Dans la suite nous l'appellerons composante barocline.

Nous évaluerons les ordres de grandeur des amplitudes de chacune des composantes. Puisque $|\varphi_{1,2}| \sim |\psi_1| \sim |\psi_2| \sim b$, dans le cas d'une génération des ondes par les marées du fond, l'amplitude de la composante barotrope dans l'onde de surface et interne sera du même ordre que l'amplitude des variations du fond. La composante barocline dans l'onde de surface sera de $\alpha \sim 10^{-3}$ fois plus petite que l'amplitude des oscillations du fond c'est à dire qu'elle manquera pratiquement. La composante barocline dans l'onde interne aura une amplitude de $\alpha \sim 10^{-1}$ fois plus petite que l'amplitude des variations du fond et que l'amplitude de la composante barotrope.

Si on considère la Terre comme un corps absolument rigide et si on tient compte que de l'action du potentiel générateur de marée, il faut calculer le coefficient donné avant l'exposant dans le premier terme du second membre des formules (10) à (13). Ce coefficient représente l'amplitude de la marée barotrope dans l'océan ouvert et est de l'ordre de quelques décimètres (12). En comparant ce coefficient avec les autres dans les formules (10) à (13) nous trouverons que les rapports entre les ordres de grandeur des amplitudes des composantes barotropes et barocline dans les ondes de surface et interne restent comme précédemment.

Ainsi, les marées internes ne peuvent se développer dans un bassin avec un fond plat. Les formules (10) à (13) permettent d'évaluer l'influence de l'effet B sur la marée barotrope. En vertu des estimations données plus haut nous trouverons que l'amplitude et la longueur de l'onde se propageant vers l'ouest pour la marée semi-diurne est presque deux fois plus grande que pour l'onde qui se propage vers l'est. Cette déduction est confirmée par les cartes de marées de l'océan mondial (12). L'effet B n'influence pratiquement pas la composante barocline.

2. Si $H_2 < H_1$ alors $x > 0$, alors apparaissent des ondes de surface réfléchies et interne :

$$\xi_{1r} = Ce^{-iv_1x} + De^{-iv_2x}, \quad \xi_r = -s_{12}Ce^{-iv_1x} + s_{11}De^{-iv_2x}, \quad (15)$$

et pour $x < 0$

$$\xi_{1i} = Ee^{iv_1x} + Fe^{iv_2x}, \quad \xi_i = -s_{22}Ee^{iv_1x} + s_{21}Fe^{iv_2x}, \quad (16)$$

où $\gamma_1 = \sqrt{\kappa_{21}^2 + \omega^2/4} - \omega/2$, $\gamma_2 = \sqrt{\kappa_{22}^2 + \omega^2/4} - \omega/2$; κ_{2h} sont déterminés par la formule (7). Les constantes C, D, E, F se trouvent en fonction des conditions aux limites de la solution pour $x = 0$. Comme conditions on a adopté la continuité des variations du niveau à la surface libre et à la surface de partage et l'égalité des grands flux dans les couches inférieures et supérieures. En résolvant le système algébrique nous trouverons

$$C = [(NT - IIR)A + (IIS - NV)B](QN - MH)^{-1}, \quad (17)$$

$$D = [(MT - QR)A + (QS - MV)B](QN - MH)^{-1}, \quad (18)$$

$$F = (\gamma_1 - \gamma_2)^{-1}[(\mu_1 - \gamma_1)A - (\mu_2 - \gamma_1)B - (\nu_1 + \gamma_1)C + (\nu_2 + \gamma_1)D], \quad (19)$$

$$E = A - B + C - D + F, \quad (20)$$

où

$$M = (s_{21} - s_{22}) \frac{\gamma_1 + \nu_1}{\gamma_1 - \gamma_2} - s_{12} + s_{22},$$

$$N = (s_{21} - s_{22}) \frac{\gamma_1 + \nu_2}{\gamma_1 - \gamma_2} - s_{11} + s_{22},$$

$$Q = (\mu_4 - \mu_3) \frac{\gamma_1 + \nu_1}{\gamma_1 - \gamma_2} + \nu_1 s_{12} + \mu_3,$$

$$H = (\mu_4 - \mu_3) \frac{\gamma_1 + \nu_2}{\gamma_1 - \gamma_2} + \nu_2 s_{11} + \mu_3,$$

$$R = (s_{21} - s_{22}) \frac{\mu_1 - \gamma_1}{\gamma_1 - \gamma_2} + s_{12} - s_{22},$$

$$S = (s_{21} - s_{22}) \frac{\mu_2 - \gamma_1}{\gamma_1 - \gamma_2} + s_{11} - s_{21},$$

$$T = (\mu_4 - \mu_3) \frac{\mu_1 - \gamma_1}{\gamma_1 - \gamma_2} + \mu_1 s_{12} - \mu_3,$$

$$V = (\mu_4 - \mu_3) \frac{\mu_2 - \gamma_1}{\gamma_1 - \gamma_2} + \mu_2 s_{11} - \mu_3,$$

$$\mu_3 = \gamma_1 [(H_2/H_1)s_{22} + \delta(H_1 - H_2)/\varepsilon H_1], \quad \mu_4 = \gamma_2 [(H_2/H_1)s_{21} + \delta(H_1 - H_2)/\varepsilon H_1].$$

En décomposant (17) (18) en série de puissances de ϵ , nous trouvons pour la répercussion de l'onde

$$\xi_{1r} = \bar{C}[1 + O(\sqrt{\epsilon})]e^{-i\sqrt{\epsilon}x} + \sqrt{\epsilon}\bar{D}[1 + O(\sqrt{\epsilon})]e^{-i\mu x}, \quad (21)$$

$$\xi_r = (1+\alpha)^{-1}\bar{C}[1 + O(\sqrt{\epsilon})]e^{-i\sqrt{\epsilon}x} + (1+\alpha)\bar{D}\epsilon^{-1/2}[1 + O(\sqrt{\epsilon})]e^{-i\mu x}, \quad (22)$$

où

$$\begin{aligned} \bar{C} &= -\psi_1 \left(1 + \frac{\omega}{\mu_1 + \nu_1} \right) \frac{\Delta_1(x, \alpha)}{\Delta_2(x, \alpha)}, \\ \bar{D} &= -2\psi_1 \left(1 + \frac{\omega}{\mu_1 + \nu_1} \right) \sqrt{\alpha} \frac{(1-x)\sqrt{1+\beta^2(x+\alpha)}[\sqrt{1+\beta^2(x+\alpha)} - \beta\sqrt{x+\alpha}]}{(1+\alpha)[\sqrt{x} + \sqrt{(x+\alpha)/(1+\alpha)}]\Delta_2(x, \alpha)} \\ \Delta_{1,2}(x, \alpha) &= (1+\alpha)[\sqrt{(1+\alpha)^{-1} + \beta^2}\sqrt{x+\alpha} \mp \sqrt{1+\beta^2(x+\alpha)}] + \\ &\quad + (1-x)[\sqrt{1+\beta^2(x+\alpha)} - \beta\sqrt{x+\alpha}]. \end{aligned} \quad (23)$$

Ici $x = H_2/H_1$, $\beta = (\omega/2) \{gH_2/(\sigma^2 - f^2)\}^{1/2}$ et les nombres d'onde en (21) (22) sont écrits avec la précision $O(\sqrt{\epsilon})$.

Des formules (21) - (22) il résulte que dans un bassin de profondeur variable il y a d'autres rapports entre les amplitudes des composantes barotrope et barocline de l'onde de surface et interne que dans un bassin avec un fond plat. Dans l'onde de surface, l'amplitude de la composante barocline n'est que de $\epsilon^{1/2}$ fois plus petite que l'amplitude de la composante barotrope et dans l'onde interne la composante barocline dépasse en amplitudes la composante barotrope de $\epsilon^{-1/2}$ soit environ 10 fois. Ainsi l'action commune des effets provoqués par la topographie du fond et la stratification du liquide amène à la possibilité de principe de génération d'ondes internes avec des amplitudes beaucoup plus grandes que les amplitudes des ondes de surface et avec des longueurs de l'ordre de 10^2 km. L'amplitude de la marée interne dépend de la chute de la profondeur du bassin, de l'épaisseur de la couche supérieure et inférieure, du rapport de densité de ces couches et en première approximation, elle ne dépend pas de l'effet B. Pour la marée semi-diurne et une profondeur de l'océan de 4 km, quand $\alpha = 1/4$ et $\epsilon = 2 \cdot 10^{-3}$ on a calculé les rapports de l'amplitude de la composante barocline de l'onde interne à l'amplitude des variations de marées du fond du bassin et à l'amplitude de la marée barotrope.

x	0,01	0,25	0,75	1,00
χ_1	18,00	6,4	0,8	0,00
χ_2	210	117	52	0,00

Ici $x = H_2/H_1$; $H_1 = 3.200$ m ; χ_1 est le rapport de l'amplitude de la composante barocline de l'onde interne à l'amplitude des variations du fond ; χ_2 est le rapport de l'amplitude de la composante barocline de l'onde interne à l'amplitude de la composante barotrope de l'onde de surface.

Du calcul donné et l'analyse des formules (21) (22) il résulte que les variations de marée du fond peuvent engendrer des ondes internes importantes pour une chute sensible des profondeurs (dans le cas donné pour $x = 0,01$ $\Delta H = H_1 - H_2 = 3168$ km) c'est à dire que une pente continentale dans les régions de crêtes sous-marines et de brusques élévations du fond de l'océan. Dans les autres régions de l'océan ayant de petites chutes de profondeur cet effet n'est pas important. La marée barotrope peut engendrer comme cela a été proposé en (3) des ondes internes plus importantes. Par exemple, pour $x = 0,75$ $\Delta H = 800$ m l'amplitude de la marée interne dépasse l'amplitude de celle de surface de 50 fois c'est à dire que des ondes de marées se développent avec une amplitude d'environ 25 m.

BIBLIOGRAPHIE

1. Melchior P., Marées terrestres, "Mir" 1968.
2. Pertsev B.P., Influence des marées océaniques sur les marées de la lithosphère
Trav. de l'Inst. de Physique de la Terre N° 4, 1965.
3. Monin A.S. Kamenkovitch V.M. Kort V.G., Variabilité de l'océan mondial.
Edit. haydoro météo. 1974. 139.
4. Defant A., Uber interne Wellen, besonders solche mit Gezeitencharakter.
Dtsch. Hydrogr. Zs., 5, 231-245, 1952.
5. Haurwitz B., On the reality of internal lunar tidal waves in the ocean.
WHOI, Techn. Ref., 52-71, 1952.
6. Krauss V., Ondes internes - Edit. hydrométéo. 1968.
7. Abrachina NN., Les ondes longues en fonction des pressions périodiques dans
un liquide hétérogène de profondeur variable. Izv. AC. des Sc.
U.R.S.S. ØAO. 3. N. 11. 1967.
8. Tcherkessov L.V., Les ondes non établies "Naoukova Doumka" Kiev. 1970
9. Kullenberg B., Interne Wellen im Kattegat. Svenska Hydrogr. Biol. Komm.
Skr. Ser. Hydrogr., 12, 1935.
10. Kamenkovitch V.M., Bases de la dynamique de l'océan. Edit. Hydro-météo. 1973.
11. Stretenskii L.N., Théorie générale des marées dans le liquide hétérogène.
Revue de géophysique S. Publ. 4. 1935.
12. Bogdanov K.T. Magarik V.A., Solution numérique du problème de la propagation
des ondes de marées semi-diurnes (M_2 et S_2) dans l'océan mondial.
Rapp. Ac. des Sc. U.R.S.S. 172, N° 6 - 1315 à 1317, 1967.

NOTE SUR UNE COMPARAISON DE METHODES D'ANALYSEDES ENREGISTREMENTS DES MAREES TERRESTRES

A.P. Venedikov

Institut de Géophysique, Sofia

Le Dr. Chojnicki a récemment publié une comparaison /1/ de sa méthode /2/ (nous la désignerons par MCH) avec la notre /3,4/ (que nous désignerons par M65). Cette comparaison est faite sur la base d'analyses de modèles d'enregistrements. Les conclusions sont très défavorables pour M65 et, par contre, très favorables pour MCH.

Nous voulons présenter ici notre opinion qui ne concorde pas avec /1/.

On peut ramener notre désaccord aux points suivants : (i) En /1/ M65 est mal interprétée. (ii) A notre avis MCH est construite sur la base de conceptions trop simples pour le bruit des enregistrements. Elle ignore l'autocorrélation initiale du bruit c'est à dire l'existence d'un bruit météorologique et d'autres perturbations de la dérive, ainsi que l'autocorrélation introduite par les opérations préliminaires de MCH. (iii) Le bruit des modèles /1/ est construit sur la base des mêmes conceptions que MCH. On pouvait donc facilement prédire, sans même traiter numériquement ces modèles, que MCH donnerait des résultats meilleurs. (iv) Nous sommes d'accord que négliger des ondes presque mais non parfaitement éliminées provoque une petite déformation des résultats de l'analyse. Cette déformation pourtant est tout à fait négligeable par rapport à la précision des enregistrements réels. Si l'on veut assurer une très haute précision il faut simplement inclure les ondes négligées dans les équations pour les nombres M et N.

Nous décrirons dans les deux paragraphes suivants les éléments principaux de M65.

I. Remplacement des lectures horaires par les
nombre filtrés M et N dans M65.

En /1/ nous lisons que l'emploi de M65 "est dû surtout à sa rapidité et la possibilité de l'implanter dans un ordinateur relativement petit". Cette

expression nous semble très étrange et laisserait donc entendre que MCH est employée parce qu'elle utilise plus de temps de calcul et parce qu'elle peut être implantée dans un ordinateur relativement grand.

L'un des éléments principaux de M65 consiste dans le remplacement des lectures horaires (l.h.) par trois paires de nombres filtrés M_v et N_v où $v = 1, 2$ et 3 pour les ondes diurnes (W_1), semi-diurnes (W_2) et terdiurnes (W_3) respectivement. Il est vrai que cette opération diminue sensiblement la quantité des calculs par rapport à un traitement direct des l.h. C'est bien sûr un avantage mais ce n'est pas du tout le but principal de M65. La vraie raison est que nous considérons les l.h. chargées par des erreurs dépendantes, c'est à dire que le bruit n'est pas blanc, et qu'une application directe de la MMC (Méthode des moindres carrés) aux l.h. n'est pas correcte.

Le but et l'effet du remplacement en question sont très bien expliqués en /5/. Nous donnerons ici une interprétation identique mais un peu plus détaillée.

Les erreurs dépendantes des l.h. peuvent être conçues comme une partie ΔD de la dérive D que nous ne pouvons jamais éliminer. ΔD est composée par d'ondes météorologiques qui varient aléatoirement dans le temps (bruit météorologique) et par d'autres perturbations aléatoires de D que nous ne pouvons pas prévoir. On ne peut pas espérer éliminer ΔD d'une part parce que c'est un bruit aléatoire et d'autre part parce que ΔD interfère avec les marées. Le bruit météorologique a des fréquences qui coïncident exactement avec les fréquences des marées.

Le résultat R de l'analyse (R désigne l'ensemble des paramètres δ ou κ ou α) sera toujours déformé par une influence IAD de ΔD . Une méthode idéale d'analyse doit alors (a) réduire au minimum l'influence du bruit blanc, (b) réduire au minimum l'IAD et (c) estimer la précision réelle de R , c'est à dire, les erreurs quadratiques moyennes (e.q.m.) s_R de R doivent refléter, dans le sens de la statistique mathématique, à la fois l'influence du bruit blanc et l'IAD.

Comme nous ne connaissons pas exactement les propriétés du bruit (la matrice des covariances) nous ne pouvons pas satisfaire aux exigences (a) et (b) en même temps. Nous devons donc chercher un compromis entre (a) et (b) mais qui doit toujours nous garantir (c). Le traitement direct des l.h. satisfait à (a) mais sacrifie (b) et (c). En M65 on a préféré perdre quelque chose

dans la réalisation de (a) mais accorder plus d'attention à (b) et (c). Ainsi M65 assure une précision de R à quelques 10 % - 20 % inférieure que la précision qu'on peut obtenir d'un traitement direct des l.h. si nous n'avons que le bruit blanc. On espère pourtant que cette perte de précision sera largement compensée par la réduction du bruit ΔD et par l'estimation de l'IAD.

Les filtres qui donnent M_v et N_v éliminent une représentation spécifique D_v de D, qui peut être séparée des ondes W_v ($v =$ une des 1, 2 ou 3). D_v inclut un polynôme d'ordre 2 et quelques ondes des groupes W_1 ($1 \neq v$). Avec l'élimination des ondes W_1 on cherche à dégager les ondes W_v des influences météorologiques qui ont des fréquences proches de celles des ondes W_1 . Par exemple les filtres semi-diurnes (pour la détermination de W_2) éliminent les ondes S1 et O1 et réduisent ainsi à peu près à zéro le spectre diurne de la marée ainsi que le spectre diurne du bruit météorologique.

Le filtrage, donc l'élimination, de D_v est faite sur des intervalles de 48 heures sans recouvrement. Ainsi les paramètres du polynôme et des ondes éliminées peuvent changer arbitrairement entre ces intervalles.

Tout ce qui reste après le filtrage de D et du bruit blanc représente une erreur des nombres M_v et N_v . On peut prouver, pour des modèles différents de cette erreur, que la corrélation entre M_v et N_v est pratiquement zéro. Les nombres M_v et N_v sont traités comme des observations et on espère ainsi réduire l'influence de l'erreur des M_v et N_v y compris l'IAD. Les e.q.m. de R ainsi déterminées doivent inclure cette influence y compris l'IAD.

On traite séparément M_v et N_v pour $v = 1, 2$ et 3 parce que nous avons des possibilités différentes pour traiter un bruit qui n'est pas blanc pour la détermination des ondes W_1 , W_2 et W_3 . Nous obtenons des estimations différentes de la précision dans ces trois cas par la simple raison que la précision est différente.

Nous ne sommes pas du tout d'accord avec la variante VEN de /1/ - consistant à traiter ensemble les trois paires M_v et N_v .

II. Les inconnues ξ et η de M65 et l'utilisation du

développement du potentiel de marée

Avant M65 on utilisait dans l'analyse des marées des inconnues

$$X = H \cos Q \quad \text{et} \quad Y = -H \sin Q ,$$

où H est une amplitude observée et Q est une phase observée. Avec ces inconnues on ne peut pas constituer les équations d'observation avec toute la précision désirable. Dans les équations d'observation on ne peut inclure que les ondes que l'on peut séparer en fonction de la longueur de l'enregistrement traité.

Pour constituer des équations précises et ainsi rendre correcte l'application de la MMC nous avons introduit en M65 des inconnues du type

$$\xi = g \cos a \quad \text{et} \quad \eta = -g \sin a$$

où g est δ ou γ et a est κ ou α . On admet, comme dans les nombres homologues de Lecolazet /6/, que g et a sont des constantes pour certains groupes d'ondes de fréquences proches. Il devient alors possible de constituer des équations d'une précision voulue en y incluant le nombre nécessaire d'ondes de n'importe quel développement du potentiel de marée.

Les inconnues ξ et η ont encore un rôle pratique très important. Elles nous donnent la possibilité de traiter des enregistrements de longueur arbitraire et avec des interruptions en nombre arbitraires.

Les inconnues ξ et η ont été utilisées par d'autres méthodes y compris MCH. Pour cette raison on nous comprendra de considérer injuste la remarque faite en /1/ que M65 "ne donne pratiquement pas la possibilité d'utiliser le développement complet du potentiel de marée ...".

Les nombres M_v et N_v contiennent des transformations de toutes les ondes, chaque onde étant multipliée par un facteur d'amplification r . Pour les ondes W_v r est grand et pour les ondes W_1 ($1 \neq v$) r est zéro ou près de zéro. Pour cette raison dans les équations pour M_v et N_v dans les programmes pour les ordinateurs, par exemple /7,8/, on ignore les ondes W_1 . On a estimé que

l'influence de ces ondes doit diminuer par l'application de la MMC et doit rester au dessous de la précision réelle de R.

En /1/ on a montré (modèles MO, M9 et Kramer et Wenzel /8/), qu'on pouvait attendre, que le fait d'ignorer les ondes W_1 dans la détermination des ondes W_V déforme un peu les résultats pour W_V . Cette déformation pourtant est au moins 10 fois inférieure aux résultats des enregistrements réels. Nous ne voyons donc pas de raison de craindre cet effet.

Si néanmoins on veut traiter des observations d'exceptionnelle précision nous ne voyons pas pourquoi nous interdire de corriger cette déformation. Il faut tout simplement, dans les équations pour M_V et N_V , inclure des groupes pour les ondes W_1 . Une programmation adroite peut obtenir cela sans une augmentation du temps de calcul.

III. Quelques notes critiques sur MCH.

En /1/ MCH est appelée "méthode classique" en l'opposant à M65 qui est appelée "méthodes des observations filtrées de remplacement". Nous ne sommes pas opposé à ce nom de m65 si l'on oublie pas que nous avons un filtrage très spécifique, sans recouvrement des intervalles filtrés.

Normalement un filtrage se fait en glissant le filtre, dans notre cas en déplaçant le filtre d'une 1 heure. Ainsi chaque l.h. est remplacée par une l.h. transformée. En MCH nous avons exactement ce cas. Nous avons toujours une transformation préliminaire faite pour l'élimination de la dérive. En /1/ notamment nous avons 4 variantes où nous avons un filtrage de Pertzev (nous sommes d'accord avec /9/ que l'opération "compensation initiale" ne change pas grand chose) et 2 variantes où nous avons élimination préliminaire de D par la méthode des points neutres.

Nous en pensons que MCH a plus de raisons d'être appelée "méthode des observations filtrées de remplacement" ou bien, avec plus de détails, une méthode qui remplace les l.h. par des nombres filtrés ou transformés.

Une application classique ou correcte de la MMC doit se porter sur les l.h. originales. Si elles sont affectées par des erreurs dépendantes il faut dans l'application de la MMC inclure la matrice des covariances des erreurs que nous ne connaissons pas.

Or ceci n'est pas le cas de MCH. On transforme les l.h. et ensuite on ignore la corrélation initiale des l.h. ainsi que la corrélation supplémentaire introduite par la transformation.

En /1/ on dit que les résultats obtenus à l'aide de MCH et M65 /10/ "n'ont pas révélé de différences notables ...". En fait en /10/ comme dans tous les autres cas on a constaté une différence drastique dans les e.q.m. s_R des paramètres R déterminés par MCH et par M65. Et comme s_R représentent la moitié des résultats d'une analyse, absolument nécessaires pour chaque utilisation et interprétation des R il est clair que nous devons établir si MCH ou M65 nous donne des s_R plus vraies.

A notre avis MCH sous estime s_R et ceci provient de ce qu'on ignore la corrélation des nombres traités. En tout cas MCH nous donne une estimation de la précision uniforme pour W_1 , W_2 et W_3 . Cela nous semble trop optimiste parce que nous n'entrevoions pas en MCH une technique particulière qui puisse supprimer le bruit météorologique or ce bruit doit influencer d'une manière différente W_1 , W_2 et W_3 .

En même temps certains auteurs pensent que M65 surestime s_R et n'apprécient pas la différence dans s_R pour W_1 , W_2 et W_3 .

Nous ne croyons pas que nous pouvons résoudre cette contradiction d'une manière définitive. Nous pouvons seulement donner notre avis et quelques résultats qui tendent à soutenir cet avis.

Ainsi en /10/ on voit que MCH détermine les ondes à longue période avec une précision qui compte tenu de la grandeur des amplitudes, est supérieure à la précision des ondes diurnes et même semi-diurnes !

Considérons les résultats de /11/. Nous avons là 11 séries qui sont traitées individuellement et puis globalement par MCH et aussi une analyse globale faite par M65. Dans le tableau ci-après nous avons une comparaison entre les e.q.m. déterminées par les analyses globales et les e.q.m. déterminées sur la base de la dispersion entre les 11 séries.

STATION KERGUELEN 1973/74, GRAVIM. ASKANIA GS 15 (206)

M. Bonatz, K. Schüller

	Q1	O1	K1	N2	M2	S2	M3
s ($\bar{\delta}$)	.0251	.0044	.0051	.0122	.0019	.0030	.0719
s (MCH)	.0056	.0010	.0007	.0060	.0010	.0022	.0783
s (M65)	.0197	.0036	.0026	.0104	.0018	.0037	.1017
q (MCH)	4.5	4.4	7.3	2.0	1.9	1.4	0.9
q (M65)	1.3	1.2	2.0	1.2	1.1	0.8	0.7

Dans ce tableau s ($\bar{\delta}$) est l'e.q.m. de la moyenne $\bar{\delta}$ des séries. s ($\bar{\delta}$) est déterminée sur la base de la dispersion entre ces séries. s (MCH) et (M65) sont les e.q.m. des δ déterminées par l'analyse globale par MCH et M65 respectivement et $q (MCH) = s (\bar{\delta}) / s (MCH)$ et $q (M65) = s (\bar{\delta}) / s (M65)$. Pour une estimation raisonnable le coefficient q doit être voisin de 1. On voit que cette condition est bien mieux satisfaite pour M65 que pour MCH. Pour K1 seulement $q (M65) = 2$ mais pour ce cas $q (MCH) = 7.3$! q (MCH) est le plus près à 1 pour M3. Cela coïncide exactement avec une constatation établie en /5/ : l'e.q.m. donnée par MCH est équivalente à celle qui est déterminée dans la bande terdiurne.

IV. Les modèles du bruit utilisés en /1/.

L'utilisation des modèles d'enregistrement pour tester les méthodes d'analyse est une opération très délicate. Elle peut facilement nous amener à des conclusions subjectives avec une dangereuse prétention d'objectivité.

Chaque méthode d'analyse est construite sur la base de certaines conceptions pour les propriétés des enregistrements. L'ensemble de ces conceptions peut être le modèle de la méthode.

Ainsi le modèle de MCH (les variantes qui utilisent le filtre de Pertzev) comprend une dérive qui est éliminée par le filtre de Pertzev, c'est à dire

un polynôme de troisième degré et un bruit blanc (des erreurs indépendantes de distribution normale et de standard constant).

Supposons maintenant que nous avons un modèle d'enregistrements m_1 qui est construit sur la base du modèle de la méthode M_1 et qui est en contradiction avec le modèle de la méthode M_2 . On peut facilement prédire, que l'application de M_1 à m_1 nous donnera des résultats meilleurs que l'application de M_2 à m_1 . Si l'on ignore la relation étroite entre m_1 et M_1 on ne peut conclure que M_1 est une méthode meilleure que M_2 . En fait pour prouver cette conclusion il faut encore montrer que m_1 est très près des enregistrements réels, plus près que le modèle de la méthode M_2 . Mais si l'on peut montrer cela on peut directement dire que M_1 est meilleure que M_2 sans expérimenter sur m_1 .

En /1/ nous avons des modèles (M_1 à M_8) qui coïncident exactement avec le modèle de MCH et qui sont en contradiction avec le modèle de m65. La dérive est un polynôme d'ordre trois avec des coefficients constants et le bruit est blanc. En M65 on élimine un polynôme d'ordre deux avec des coefficients qui peuvent varier aléatoirement. Pour le terme d'ordre trois en M65 on suppose qu'il est variable aléatoire tandis qu'en /1/ c'est une constante. Nous n'avons rien d'un bruit météorologique et d'autres perturbations aléatoires. Dans ces conditions nous n'avons pas besoin des analyses faites en /1/. Nous savions bien que la précision de MCH serait supérieure à quelques 10 % - 20 %. Ces analyses ne nous donnent pas la réponse à la question qui nous inquiète c'est à dire ce que nous obtenons dans l'analyse des enregistrements réels.

Il est bien étrange qu'en /1/ on nous donne les e.q.m. d'une observation et non pas les e.q.m. s_R des paramètres R déterminés par l'analyse.

Dans les modèles M_1 à M_8 , MCH (filtre de Pertzev) nous donne, dans 5 cas, une e.q.m. d'une l.h. inférieure de 10 % de l'e.q.m. m_0 des modèles. Ceci provient probablement du fait que l'on a ignoré la corrélation introduite par le filtre de Pertzev. Il s'ensuit que négliger cette corrélation n'est pas très important pour le bruit blanc. Pour un autre bruit la corrélation peut déformer beaucoup plus sensiblement l'estimation de la précision.

Pour les ondes diurnes M65 donne une e.q.m. d'une observation supérieure à m_0 pour les modèles M_1 à M_7 qui contiennent une dérive. Cela s'explique par ce que la dérive n'est pas parfaitement éliminée. Pour le modèle M_8 sans dérive l'e.q.m. est pratiquement égale à m_0 .

Pour les ondes semi-diurnes l'e.q.m. déterminée par M65 est soit égale à m_0 , soit supérieure ou inférieure. Nous avons donc une meilleure élimination de la dérive.

Pour les ondes terdiurnes nous avons une déformation sensible de l'e.q.m. que nous ne pouvons pas expliquer. En général en /1/ M_3 est presque toujours très mal déterminée.

B I B L I O G R A P H I E

1. Chojnicki T., Résultats des recherches faites sur les méthodes d'analyse des marées terrestres, Polish Acad. Sci., Publ. Inst. Geoph., F-1 (105), Marées terrestres mai 1974-mai 1975, Warszawa 1976.
2. Chojnicki T., Détermination des paramètres de marée par la compensation des observations au moyen de la méthode de moindres carrés, Publ. Inst. Geoph. Pol., Ac. Sci., 55, 1972.
3. Venedikov A.P., Une méthode pour l'analyse des marées terrestres à partir d'enregistrements de longueur arbitraire, Acad. Roy. Belg., Bull. Classe des Sci., 5-e s., T. LII, 3, 1966
4. Melchior P., A. Venedikov, Derivation of the wave M_3^h (8.279) from the periodic tidal deformations of the earth, Physics of the Earth and Planetary interiors, Vol. 1, 1968.
5. Usandivaras J.C., B. Ducarme, Etude de la structure du spectre diurne des marées terrestres par la méthode des moindres carrés, Obs. Roy. Belgique, Comm., S.B., 96, 1976.
6. Lecolazet R., La méthode utilisée à Strasbourg pour l'analyse harmonique de la marée gravimétrique, BIM 10, 1958.
7. Venedikov A.P., P. Pâquet, Sur l'application d'une méthode pour l'analyse des marées terrestres à partir d'enregistrements de longueurs arbitraires, BIM 48, 1967.
8. Ducarme B., The computation Procedures at the International Center for Earth Tides, BIM 72, 1975.
9. Schüller K., Ein Vorschlag zur Beschleunigung des Analysenverfahrens Chojnicki, BIM 70, 1975.
10. Picha J., L. Skalski, J. Orzechowski, Résultats de l'analyse à l'aide des méthodes de Chojnicki et de Venedikov de longues séries d'observation dans les stations en Tchécoslovaquie (en russe), Studia geoph. et geod., 20, 1976.
11. Bonatz M., K. Schüller, Gravimetrische Erdzeiten-Station Kerguelen Parameter der Partialtiden für den Beobachtungszeitraum 1973/74, Deut. Geodät. Komm. Bayerischen Akad. Wiss., Reihe B, Heft 218, München 1976.

Prise en considération de l'influence des marées océaniques

sur les observations de marées terrestres gravimétriques

dans la partie Est des Etats Unis

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

Physique de la terre 1976 N° 11, pp 3-6, Acad. Naouk SSSR Moscou.

On a calculé les corrections de l'effet indirect des marées océaniques pour les ondes M_2 et O_1 dans les observations gravimétriques de marées terrestres dans la région Est des Etats Unis. Les valeurs corrigées du facteur gravimétrique δ pour les deux ondes sont voisines des valeurs caractéristiques pour les stations continentales. Ainsi les variations spatiales observées dans les valeurs δ dans ces régions s'expliquent principalement par l'influence des marées océaniques.

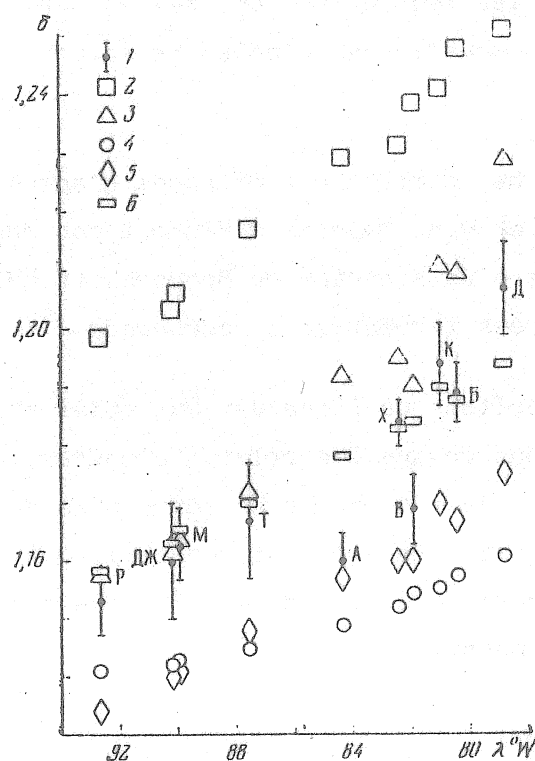
L'enregistrement des marées de la pesanteur a été fait par Robinson (1) en dix points des régions sud-est des EU. La liste des stations de marées terrestres est donnée plus loin. Pour enregistrer les marées on a utilisé quatre gravimètres Geodynamics TRG - 1. Ces appareils n'ayant pas été étalonnés préalablement dans l'absolu on a fait à Bldksburg des enregistrements comparatifs des marées par les quatre appareils. La marée O_1 n'étant pas importante dans l'océan Atlantique, on a pris pour le point de référence Bldksburg $\delta(O_1) = 1,160$. Ainsi furent obtenus les coefficients d'échelle des gravimètres. Les constantes de marées obtenues dans les dix points sont donc données dans un système relatif. La précision relative de la détermination des facteurs gravimétriques est de l'ordre de 0,5 à 1,0 % pour l'onde M_2 et 0,7 - 1,5 % pour l'onde O_1 .

On le sait que l'influence des marées océaniques est dans la plupart des cas la source principale des perturbations provoquant des différences dans les valeurs des paramètres des marées terrestres déterminés par les observations en différents points. Pour vérifier si la mer est la cause principale du

désaccord dans les valeurs $\delta (M_2)$ sur le territoire considéré, Robinson a calculé l'effet des marées océaniques, il l'a ajouté aux valeurs théoriques du facteur gravimétrique et a comparé les valeurs obtenues avec les résultats des observations. Dans ce calcul on a supposé que les valeurs affranchies de l'effet indirect des marées océaniques du facteur gravimétrique sont égales à 1,160. Le calcul des corrections de l'effet indirect a été fait d'après cinq cartes cotidales globales différentes pour la fréquence de l'onde M_2 (2-6). Dans trois de ces cartes (4-6) les marées océaniques sont calculées sans tenir compte des déformations de la Terre par les marées terrestres et océaniques et sans prendre en compte l'effet de gravitation de l'effet des eaux de marées.

Compte tenu de la précision des paramètres déterminés par les observations on a obtenu d'après quatre cartes un accord satisfaisant des valeurs calculées et observées du facteur δ .

L'utilisation de la carte cotidale de K.T. Bogdanov et V.A. Magarik (4) a donné un désaccord important avec les valeurs observées. Comme nous avons utilisé principalement cette carte les résultats de Robinson nous ont obligé à répéter une partie de ses calculs. Dans ce but on a fait un nouveau calcul des corrections de l'effet indirect des marées océaniques pour les 10 stations indiquées en utilisant la carte cotidale globale (4) et les cartes cotidales des mers isolées complétant la carte principale. Les calculs ont été faits par la méthode de sommation des effets de segments sphériques (7). L'effet des surfaces d'eau éloignées de plus de 1.000 km a été déterminé d'après des segments de $5^\circ \times 5^\circ$. L'influence des zones océaniques proches est calculée par segments de $1^\circ \times 1^\circ$. On a adopté les mêmes hypothèses que celles prises pour les calculs en (1). On a supposé notamment qu'en tout point le facteur gravimétrique δ , affranchi de l'effet des marées océaniques est $\delta (M_2) = 1,160$ et le déphasage $\Delta\zeta = 0$. Les valeurs que nous avons obtenues diffèrent sensiblement des résultats de Robinson et comme on le constate par le graphique, sont en concordance satisfaisante avec les observations. Sur le graphique, les résultats des calculs de Robinson d'après la carte de K.T. Bogdanov et V.A. Magarik sont notés par des carrés et les résultats de nos calculs par des losanges. Pour comparer nous donnons les résultats des calculs de Robinson d'après les cartes cotidales de Hendershott (2,3). Comme on l'a noté précédemment (7) on a découvert dans la carte globale cotidale un petit déficit de masse des eaux de marées. C'est pourquoi on a entrepris également le calcul des corrections de l'effet indirect d'après une carte globale compensée c'est à dire corrigée du déficit de masse. Les résultats de ces calculs sont notés par des rectangles et sont dans un bon accord avec les observations.



Valeurs observées et calculées pour δ (M_2).

1. - Valeurs observées de δ (1). Les lignes verticales caractérisent les erreurs quadratiques moyennes. Valeurs δ calculées par Robinson (1), l'influence des marées océaniques étant calculée d'après les cartes cotidiales : 2 - de Bogdanov et Magarik (4), 3 - de Hendershott et Munk (2), 4 - de Hendershott (3).

Valeurs δ calculées par les auteurs, l'influence des marées océaniques étant calculée d'après les cartes cotidiales : 5 - de Bogdanov et Magarik (4), 6 - la même mais corrigée du déficit de masse des eaux de marées.

Il convient de noter que notre méthode de calcul diffère peu de celle de Robinson. D'autre part les cartes cotidiales des mers individuelles que nous utilisons avec la carte globale (4) ne peuvent donner un apport important dans le résultat général. C'est pourquoi les résultats des calculs de Robinson d'après la carte de K.T. Bogdanov et V.A. Magarik doivent apparemment être considérés comme erronés.

Comme nous le constatons par le graphique, nos calculs ont montré :

1) que dans les limites de la précision des mesures, les variations spatiales de $\delta (M_2)$ dans les régions sud-est des EU s'expliquent entièrement par l'influence de marées océaniques. L'océan Atlantique donne naturellement l'apport principal ;

2) les valeurs des corrections obtenues d'après la carte cotidale globale de K.T. Bogdanov et V.A. Magarik diffèrent peu des corrections déterminées d'après les cartes plus avancées de Hendershott calculées en tenant compte des effets des marées terrestres et océaniques.

Puisque les résultats de l'analyse des observations obtenues dans les dix points sont donnés dans un système relatif d'unités, il a fallu estimer la précision de la valeur $\delta (O_1) = 1.160$ prise comme base de ce système au point fondamental de Blacksburg (1). Dans ce but, en utilisant la carte cotidale de K.T. Bogdanov et V.A. Magarik pour l'onde O_1 (8) on a calculé l'influence de la marée océanique O_1 en ce point.

Valeurs observées et corrigées de l'effet indirect
des marées océaniques

Stations	$\delta(M_2)$		$\delta(O_1)$		$\delta(M_2)/\delta(O_1)$	
	obs	corrig	obs	corrig	obs	corrig
Atlanta	1,160	1,142	1,153	1,149	1,006	0,994
Blacksburg	1,189	1,161	1,160	1,153	1,026	1,007
Columbia	1,194	1,164	1,161	1,154	1,028	1,009
Darem	1,207	1,173	1,163	1,155	1,038	1,016
Huntington	1,184	1,161	1,162	1,156	1,019	1,004
Jackson	1,160	1,158	1,173	1,174	0,989	0,986
Memphis	1,163	1,158	1,177	1,175	0,988	0,986
Ruston	1,153	1,156	1,164	1,166	0,991	0,991
Tuscaloosa	1,167	1,157	1,173	1,171	0,995	0,988
Buster	1,169	1,145	1,156	1,150	1,011	0,996
(1-10)	1,175 $\pm 0,006$	1,158 $\pm 0,003$	1,164 $\pm 0,002$	1,160 $\pm 0,003$	1,009 $\pm 0,006$	0,998 $\pm 0,003$
Manhattan	1,162	1,171	1,164	1,164	0,998	1,006
Urbana	1,167	1,157	1,155	1,152	1,010	1,004
Oxford	1,169	1,152	1,156	1,152	1,011	1,000
Carlisle	1,185	1,152	1,156	1,148	1,025	1,003
(1-14)	1,174 $\pm 0,004$	1,158 $\pm 0,002$	1,162 $\pm 0,002$	1,158 $\pm 0,003$	1,010 $\pm 0,004$	0,999 $\pm 0,002$

L'effet n'est pas négligeable. L'influence des marées océaniques doit augmenter le facteur gravimétrique $\delta(O_1)$ à Blacksburg de $\sim 0,7\%$. Cependant si on tient compte que le facteur gravimétrique pour l'onde O_1 obtenu par des observations plus prolongées en des points est du profil transcontinental aux USA (9) et corrigé de l'effet indirect (7) était voisin de 1,152 on peut admettre pour le point fondamental de Blacksburg que dans les limites de la précision des observations $\delta(O_1) = 1,160$. Par conséquent on peut considérer qu'avec une précision d'environ 1% les valeurs des facteurs gravimétriques $\delta(M_2)$ et $\delta(O_1)$ données en (1) reflètent la répartition spatiale réelle observée de ces paramètres.

Ainsi maintenant partant des résultats des observations dans les états du sud est des USA et en utilisant nos corrections basées sur les cartes cotidales de K.T. Bogdanov et V.A. Magarik (4,8), on peut déterminer les valeurs de ces paramètres corrigées de l'influence des marées océaniques. Les résultats des calculs sont donnés dans la partie supérieure de la table. Les quatre derniers points indiqués dans la table se rapportent à la partie est du profil transcontinental (1) et sont donnés étant donné leur proximité territoriale des sites d'observations de Robinson (1).

Les valeurs des facteurs gravimétriques indiquées dans la table n'ont pas été corrigées par nous de l'effet d'inertie (10) et ne sont pas ramenés aux normales de l'ellipsoïde (1) car il n'est pas clair dans (1) si des petites corrections ont été introduites ou non. Les erreurs quadratiques moyennes caractérisent la concordance des résultats en des points isolés et non la précision des valeurs δ . On constate dans la table que l'introduction des corrections de l'effet indirect des marées océaniques a rapproché les valeurs des facteurs gravimétriques des ondes M_2 et O_1 et a même diminué un peu le désaccord des valeurs $\delta(M_2)$ entre les points. Le désaccord dans les rapports des facteurs gravimétriques des ondes M_2 et O_1 qui sont affranchis des erreurs d'étalonnage des appareils est également plus petit et les rapports sont plus près de l'unité. Comme on le constate par la dernière ligne de la table, l'addition des quatre points est du profil transcontinental n'a pratiquement pas changé les valeurs moyennes. Cela montre que les deux réseaux de stations gravimétriques de marées terrestres peuvent être envisagés avec une précision de plus de 1% comme un réseau unique.

Ainsi pour la partie est des USA les variations dans la répartition spatiale des facteurs gravimétriques $\delta(M_2)$ et $\delta(O_1)$ sont déterminées par l'influence des marées océaniques. Ces valeurs corrigées de l'effet indirect concordent bien avec les valeurs analogues obtenues pour l'Europe de l'Ouest et Centrale (12). Cependant pour les états de l'Ouest, comme on l'a montré en (7), la

carte est tout à fait autre. Les valeurs $\delta (M_2)$ et $\delta (O_1)$ corrigées de l'effet indirect croissent à mesure qu'on s'approche de la rive de l'océan Pacifique. L'influence de la faille de San Andreas ou des autres hétérogénéités dans la structure des couches supérieures de la Terre peut être la cause de ce phénomène.

Les corrections du déphasage n'ont pas été calculées puisque les valeurs données en (1) de ces paramètres ne sont pas corrigées du retard instrumental. Mais ces caractéristiques en jugeant d'après les résultats de l'analyse des observations à Blacksburg sont sensiblement différentes pour les divers gravimètres.

En conclusion les auteurs expriment leur profonde reconnaissance à N.N. Pariiskii pour ses précieux conseils.

BIBLIOGRAPHIE

1. Robinson E., A reconnaissance of tidal gravity in Southeastern United States. J. Geophys. Res., 79, N°29, 1974.
2. Hendershott M., Munk W., Tides. Ann. Rev. Fluid Mech., 2, 1970.
3. Hendershott M., The effects of solid Earth deformation on global ocean tides. Geophys. J. R.A.S., 29, 1972.
4. Bogdanov K.T. Magarik V.A., Solution numérique du problème de la propagation des ondes de marées semi-diurnes dans l'océan mondial. Rapp. de l'Ac. des Sc. d'URSS. 172, N° 6, 1967.
5. Pekeris C., Accad Y., Solution of Laplace's equations for the M_2 tide in the world oceans. Phil. Trans. Roy. Soc., London, Ser. A, 265, 1969.
6. Zahel W., Die Reproduktion Gezeitenbedingter Bewegungsvorgänge in Weltozeanen mittels des Hydrodynamisch-numerischen Verfahrens Mitt. Inst. Meereskunde Univ. Hamburg, 17, 1970.
7. Pertsev B.P., Influence des marées océaniques des zones voisines sur les observations de marées terrestres. Izv. Ac. des Sc. URSS. Physique de la terre. N° 1. 1976.
8. Bogdanov K.T. Magarik V.A., Solution numérique du problème de la propagation des ondes de marées dans l'océan mondial. Yzv. Ac. des Sc. URSS. Physique de l'atmosphère et de l'océan, 5. N° 12, 1969.
9. Kuo J., Jachens R., White G., Ewing M., Tidal gravity measurements along a transcontinental profile across the United States Communs. Observ. Roy. Belgique, A9, Bruxelles, 1970.
10. Pariiskii N.N., Correction de l'accélération verticale lors des observations des variations de marées de la force de pesanteur. Publ. "Recherches gravimétriques" M. Edit. Ac. des Sc. URSS, 1960.
11. Wenzel H., The correction of tidal force development to ellipsoidal normal. BIM, N°68, 1974.
12. Pertsev B.P. Yvanova M.V., Corrections des marées océaniques de fréquence M_2 dans les observations gravimétriques de marées terrestres en Europe. Yzv. Ac. des Sc. URSS. Physique de la Terre N° 12, 1975.

SOME CONSIDERATIONS ON THE CRAPAUDINES PERFORMANCES FOR THE CALIBRATION
OF HORIZONTAL PENDULUMS

by

B. Ducarme and P. Melchior

International Center for Earth Tides

(ICET)

Bruxelles

In a recent paper by Goloubitskii and Koutnii (translation in BIM 73) some criticisms were made against the use of "crapaudines" for the calibration of horizontal pendulums.

As we have, in the files of ICET, a very high number of calibrations made from 1962 to 1976 upon 149 different crapaudines, we believe that it is usefull to derive here some firm conclusions from this long experience.

First of all it must be emphasized that we have constructed two different series of crapaudines following the Verbaandert design

- 1° From 1962 until september 1967 we constructed 76 crapaudines in ordinary steel (number 01 to number 76)
- 2° From 1967 up to now we construct stainless steel crapaudines (number 100 to number 172) which are surely more stable with respect to time and which are designed in such a way to avoid the "point effect" detected by B. Ducarme (1966).

It is obvious therefore that we should only discuss about the

second serie of stainless steel crapaudines and use only these in the future.

However the first serie was already fairly good and one can see from the Table 1 that some of them were excellent. As an exemple we should consider an old ordinary steel crapaudine (CO22) which was delivered at the Geophysical Institute, Prague for their experiences on the zero method.

Skalsky and Soukup report (1974) as follows "The crapaudine and its transfer coefficient f have a decisive influence on the stability of the sensitivity and on the accuracy of observations with the compensating tiltmeter. The stability of the value of f was investigated with three types of crapaudines at the tidal station of Rimov near České Budejovice between 16.3 and 8.6. 1972. The crapaudines were put directly under the levelling screws of the photo-electric tiltmeters and their deformations were measured by a contact vertical interferometer type IKPV 224, using a TKG 204 He-Ne laser as the source of light ($\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$). On the whole 17 observational series were run (each comprised of 10-45 observations) under different observational conditions and with different crapaudine loads. The average mean error of one observation was $\pm 0.50 \%$, the average mean error in determining the transfer coefficient f from one observational series was $\pm 0.11 \%$. With the Belgian crapaudine n° 22, f varied roughly by $\pm 1.4 \%$. However, this was mainly due to the unsuitable construction of the "conical crater" in the upper part of the crapaudine which could not guarantee that the levelling screw and the crapaudine made contact at the same point each time the crapaudine was inserted under the levelling screw, rather than to real changes of the elastic properties of the material.

The mean value of the transfer coefficient of this crapaudine, $f = 0.713 \times 10^{-6}$, agree precisely with the values determined in 1964 (i.e. 8 years ago) during its first calibration in Brussels, as well as with the calibration repeated in 1967.

With the other two crapaudines of domestic production the observed "change" of f did not exceed ± 0.45 and 0.34% . No changes of the coefficient f were observed with loads varying from 3 to 9 kp. These results cannot be generalized, of course, because a larger number of crapaudines and a longer period for observations would be required for a detailed investigation of possible variations".

This large number of crapaudines is available at ICET Bruxelles where they have been repeatedly calibrated. This allows indeed to generalize the Skalsky-Soukup conclusions.

We give at the end of this paper a listing of the measured characteristics of all crapaudines of the second serie. From this listing it is easy to conclude as follows

- 1- there is no change of the transfer coefficient with time
- 2- temperature effects are not important (consider for exemple C136 which gives the same result at 5°C and at 17.5°C - Many such experiences were made before by Ducarme).

Moreover we should mention that a drift of annels during the interferometric calibration procedure is avoided by a very good thermic protection of the instrument and a very quick operational procedure.

The dependence of the calibration from the absolute value of gravity can be easily taken into account.

The main danger, according to our experience, should come from air bubbles in the tubes and great care must be taken to eliminate such bubbles.

Finally we consider that the divergences observed in some cases between calibrations at Bruxelles - ICET and in situ calibrations cannot be attributed to the crapaudine but to some accident in the transportation of the pendulum. It must be emphasized in this respect that the calibration in situ is by its nature the correct one. The calibration made in the laboratory at Bruxelles is to be considered as a more or less precise indication and just as a check for the correct behaviour of the instrument.

Formulas to be used

- wave length of the radiation used
 $(\lambda = 0.546074 \text{ micron})$ λ
- variation of height of the mercury
producing a $\frac{\lambda}{2}$ elevation of the crapaudine ΔH
- transfer coefficient $f = \frac{\lambda}{2} \frac{1}{\Delta H}$
- variation of height of the mercury used in situ dh
- distance between the base screws of the pendulum l
- artificial tilt produced by a dh change of height α

Then

$$\alpha = \arcsin \frac{1}{l} \frac{\lambda}{2} \frac{dh}{\Delta H}$$

VM pendulums are constructed in such a way that

$$l = \frac{\lambda}{2} 10^6 = 273 \text{ mm}$$

Thus for usual values $\Delta H = 40 \text{ cm}$, $dh = 20 \text{ cm}$

$$\alpha \approx 0''05$$

which is just the size of the tidal tilts to be measured

Table 1 Some exemples of chromed crapaudines

	<u>C 37</u>					
Epoch	65.05	65.10	65.11	66.08	66.11	69.04
ΔH	24.59	24.69	24.70	24.64	24.66	24.77
	<u>C 22</u>					
Epoch	64.12	67.12	Prague			
ΔH	38.44	38.40	38.39			
	<u>C 49</u>					
Epoch	66.12	67.11	69.11			
ΔH	31.05	31.01	31.02			
	<u>C 53</u>					
Epoch	66.12	70.01				
ΔH	29.46	29.54				
	<u>C 54</u>					
Epoch	66.09	66.11	74.01			
ΔH	30.98	30.99	31.06			
	<u>C 58</u>					
Epoch	67.11	69.11				
ΔH	33.39	33.40				
	<u>C 73</u>					
Epoch	67-68	76.10				
ΔH	34.79	34.75				

Table 2 Some examples of stainless steel crapaudines

	<u>C 112</u>	
Epoch	69.01	75.04
ΔH	36.502 ± 0.155	36.679 ± 0.171

	<u>C 113</u>	
Epoch	69.01	75.04
ΔH	37.449 ± 0.112	37.486 ± 0.140

	<u>C 115</u>	
Epoch	69.01	74.07
ΔH	42.46	42.51

	<u>C 118</u>	
Epoch	69.03	74.07
ΔH	41.15	40.96

Table 3

C100	67	09	08	DH#	38.41	-.0002H		T#15.5	
C100	67	09	25	DH#	38.56	-.0004H		T#16.0	
C100	M			DH#	38.48	-.0003H	ALPHA#0.257260	T#16.0	0.00710664
C100	67	12	20	DH#	38.22	-.0004H	ALPHA#0.259149	T#03.0	0.00715881
C100	72	11	27	DH#	37.97	-.0000H	ALPHA#0.260309	T#07.0	0.00719086
C101	68	03	29	DH#	42.38	&.0001H		T#12.0	
C101	68	05	07	DH#	41.64	-.0007H		T#12.5	
C101	68	04	30	DH#	41.96	-.0016H		T#15.0	
C101	M			DH#	41.82	-.0011H	ALPHA#0.237595	T#13.0	0.00656339
C101	71	03	01	DH#	41.51	&.0006H		T#04.0	
C101	71	02	24	DH#	41.62	&.0001H		T#07.0	
C101	M			DH#	41.56	&.0003H	ALPHA#0.237480	T#05.5	0.00656024
C101	72	11	27	DH#	41.55	-.0002H	ALPHA#0.238109	T#07.0	0.00657762
C102	68	03	13	DH#	39.84	&.0010H	ALPHA#0.246827	T# 5.0	0.00681842
C102	76	10	13	DH#	39.232	-.0008H	ALPHA#0.252722	T#15.0	0.00698126

C103	69	02	14	DH#	44.97	-.0003H		T#02.0	
C103	69	01	06	DH#	45.01	-.0005H		T#03.5	
C103	68	12	22	DH#	44.93	-.0001H		T#07.0	
C103	M			DH#	44.97	-.0003H	ALPHA#0.220083	T#04.0	0.00607965
C104	68	05	09	DH#	43.74	-.0002H		T#11.5	
C104	68	05	15	DH#	43.61	-.0005H		T#13.0	
C104	68	04	24	DH#	43.55	-.0010H		T#16.0	
C104	M			DH#	43.65	-.0007H	ALPHA#0.227113	T#13.0	0.00627383
C104	74	07	14	DH#	42.87	-0.0002H		T#17.5	
C104	74	08	11	DH#	42.70	&0.0009H		T#17.0	
C104	M			DH#	42.77	&0.0005H	ALPHA#0.230572	T#17.0	0.00636940
C105	68	05	08	DH#	40.77	-.0015H		T#11.5	
C105	68	04	31	DH#	40.46	-.0003H		T#13.0	
C105	68	04	26	DH#	41.08	-.0026H		T#14.0	
C105	M			DH#	40.74	-.0012H	ALPHA#0.244077	T#13.0	0.00674248
C105	71	03	02	DH#	40.44	&.0007H		T#04.0	
C105	71	02	25	DH#	40.66	&.0000H		T#04.0	
C105	M			DH#	40.52	&.0002H	ALPHA#0.243687	T#04.0	0.00673168
C106	68	05	15	DH#	40.22	-.0006H		T#12.5	
C106	68	05	14	DH#	40.33	-.0001H		T#13.0	
C106	M			DH#	40.27	-.0003H	ALPHA#0.245869	T#13.0	0.00679197
C107	68	05	15	DH#	43.17	-.0012H		T#12.5	
C107	68	05	16	DH#	42.70	&.0009H		T#13.0	
C107	M			DH#	42.84	&.0002H	ALPHA#0.230556	T#13.0	0.00636895
C107	74	07	12	DH#	42.88	&0.0004H		T#17.5	
C107	74	07	13	DH#	42.89	&0.0007H		T#17.0	
C107	M			DH#	42.89	&0.0005H	ALPHA#0.229939	T#17.0	0.00635191
C108	68	09	14	DH#	39.46	-.0004H		T#17.0	
C108	68	09	09	DH#	39.38	&.0005H		T#18.0	
C108	M			DH#	39.43	-.0000H	ALPHA#0.250671	T#17.5	0.00692460
C109	68	09	02	DH#	44.30	&.0003H	ALPHA#0.222812	T#18.0	0.00615503
C110	68	09	17	DH#	41.15	-.0004H		T#16.0	
C110	68	09	28	DH#	40.90	-.0006H		T#17.0	
C110	M			DH#	40.95	-.0002H	ALPHA#0.241602	T#16.5	0.00667409
C111	69	01	11	DH#	40.34	-.0007H		T#05.5	
C111	68	09	12	DH#	39.47	&.0004H		T#17.0	
C111	69	02	13	DH#	39.65	-.0004H		T#02.0	
C111	69	02	22	DH#	39.91	-.0002H		T#02.0	
C111	M			DH#	39.80	&.0001H	ALPHA#0.248278	T#02.0	0.00685850
C112	69	02	13	DH#	36.44	&.0005H		T#02.5	
C112	69	01	08	DH#	36.33	&.0004H		T#04.5	
C112	M			DH#	36.48	&.0001H	ALPHA#0.270793	T#03.5	0.00748047
C112	75	04	09	DH#	36.59	&0.0002H		T#05.5	
C112	75	04	11	DH#	36.58	&0.0007H		T#04.5	
C112	M			DH#	36.59	&0.0004H	ALPHA#0.269574	T#05.0	0.00744680

C113	69	02	14	DH#	37.51	-.0003H		T#02.0	
C113	68	12	13	DH#	37.04	&.0002H		T#02.0	
C113	69	01	08	DH#	37.45	-.0000H		T#04.0	
C113	69	01	10	DH#	37.40	&.0002H		T#04.5	
C113	M			DH#	37.44	&.0000H	ALPHA#0.263924	T#03.5	0.00729071
C113	75	04	30	DH#	37.30	&0.0005H		T#14.0	
C113	75	04	10	DH#	37.59	-0.0001H		T#07.0	
C113	75	04	09	DH#	37.91	-0.0005H		T#05.0	
C113	M			DH#	37.61	-0.0000H	ALPHA#0.262836	T#08.5	0.00726066
C114	69	01	07	DH#	44.01	-.0025H		T#03.5	
C114	69	01	03	DH#	43.41	&.0000H		T#04.0	
C114	M			DH#	43.67	-.0099H	ALPHA#0.227374	T#04.0	0.0062810
C115	69	01	03	DH#	42.80	-.0018H		T#04.0	
C115	68	12	24	DH#	42.44	-.0006H		T#07.0	
C115	69	04	30	DH#	42.74	-.0007H		T#11.5	
C115	M			DH#	42.66	-.0010H	ALPHA#0.232782	T#07.0	0.00643045
C115	74	07	15	DH#	42.42	&0.0002H		T#17.0	
C115	74	07	15	DH#	42.44	&0.0005H		T#17.0	
C115	M			DH#	42.43	&0.0004H	ALPHA#0.232509	T#17.0	0.00642289
C116	69	02	11	DH#	42.41	&.0000H		T#03.5	
C116	69	01	28	DH#	42.71	-.0008H		T#08.0	
C116	69	04	24	DH#	42.57	-.0002H		T#09.5	
C116	69	04	27	DH#	42.52	&.0001H		T#11.5	
C116	M			DH#	42.55	-.0001H	ALPHA#0.232399	T#08.0	0.00641987
C117	69	02	21	DH#	41.11	&.0000H		T#01.0	
C117	69	02	03	DH#	41.35	-.0001H		T#06.0	
C117	69	02	01	DH#	41.31	-.0010H		T#07.0	
C117	69	04	24	DH#	41.15	-.0002H		T#09.5	
C117	M			DH#	41.22	-.0002H	ALPHA#0.240018	T#06.0	0.00662936
C118	69	02	06	DH#	40.94	&.0009H		T#05.0	
C118	69	02	01	DH#	41.26	-.0002H		T#07.0	
C118	69	04	24	DH#	41.08	&.0002H		T#09.5	
C118	M			DH#	41.09	&.0003H	ALPHA#0.240180	T#07.0	0.00663033
C118	74	07	15	DH#	40.71	&0.0011H		T#17.0	
C118	74	07	17	DH#	41.04	-0.0004H		T#17.0	
C118	M			DH#	40.92	&0.0002H	ALPHA#0.241307	T#17.0	0.00666594
C119	69	02	04	DH#	39.90	-.0001H		T#05.0	
C119	69	02	04	DH#	40.02	-.0004H		T#05.5	
C119	M			DH#	39.94	-.0001H	ALPHA#0.247594	T#05.0	0.00683960
C120	69	02	07	DH#	33.62	-.0002H		T#05.0	
C120	69	02	05	DH#	33.71	-.0005H		T#05.0	
C120	69	04	17	DH#	33.70	-.0003H		T#09.0	
C120	M			DH#	33.70	-.0004H	ALPHA#0.293990	T#07.0	0.00812127
C120	74	07	17	DH#	33.47	&0.0004H	ALPHA#0.294603	T#17.0	0.00813821

C121	69	02	12	DH#	25.61	-	.0006H		T#03.5	
C121	69	04	01	DH#	25.63	-	.0006H		T#07.0	
C121	M			DH#	25.63	-	.0006H	ALPHA#0.387302	T#05.5	0.01070314
C121	72	11	24	DH#	25.33	&	.0006H		T#07.5	
C121	72	11	27	DH#	25.55	-	.0005H		T#07.0	
C121	M			DH#	25.46	-	.0000H	ALPHA#0.388214	T#07.0	0.01072416
C122	69	02	12	DH#	35.28	-	.0003H		T#03.5	
C122	69	04	15	DH#	35.25	-	.0001H		T#09.0	
C122	M			DH#	35.27	-	.0002H	ALPHA#0.280555	T#07.0	0.00775013
C123	69	12	01	DH#	50.25	&	.0001H		T#04.5	
C123	69	12	11	DH#	50.37	-	.0001H		T#04.0	
C123	M			DH#	50.322	-	.0000H	ALPHA#0.196445	T#04.0	0.00542666
C124	69	12	29	DH#	50.54	-	.0004H	ALPHA#0.195876	T#05.0	0.00541096
C125	69	12	09	DH#	49.87	&	.0003H		T#04.0	
C125	69	12	16	DH#	50.12	-	.0007H		T#04.0	
C125	M			DH#	49.98	-	.0001H	ALPHA#0.197037	T#04.0	0.00546511
C126	69	12	03	DH#	44.73	-	.0004H		T#05.0	
C126	69	12	04	DH#	44.70	-	.0007H		T#05.0	
C126	M			DH#	44.72	-	.0006H	ALPHA#0.221613	T#05.0	0.00612190
C127	70	07	15	DH#	47.37	&	.0000H	ALPHA#0.208654	T#18.0	0.00576392
C127	73	03	29	DH#	47.63	-	.0007H		T#10.0	
C127	73	03	30	DH#	47.40	&	.0004H		T#08.5	
C127	M			DH#	47.51	-	.0002H	ALPHA#0.208192	T#09.0	0.00575117
C128	70	06	30	DH#	43.35	&	.0005H		T#18.0	
C128	70	06	30	DH#	43.48	-	.0005H		T#18.0	
C128	70	07	16	DH#	43.43	-	.0002H		T#16.0	
C128	M			DH#	43.41	&	.0000H	ALPHA#0.227688	T#18.0	0.00628973
C129	70	05	29	DH#	42.02	-	.0000H		T#15.0	
C129	70	06	01	DH#	42.01	&	.0004H		T#15.0	
C129	70	06	06	DH#	42.04	-	.0005H		T#16.5	
C129	M			DH#	42.02	&	.0003H	ALPHA#0.234884	T#15.5	0.00648859
C130	70	05	28	DH#	44.00	-	.0004H		T#14.0	
C130	70	06	05	DH#	44.19	-	.0005H		T#16.0	
C130	M			DH#	44.09	-	.0005H	ALPHA#0.224686	T#15.0	0.00620680
C131	70	03	14	DH#	45.16	-	.0004H	ALPHA#0.219253	T#05.0	0.00605672
C132	70	06	23	DH#	34.28	-	.0007H		T#21.0	
C132	70	06	26	DH#	33.95	&	.0009H		T#20.0	
C132	70	07	14	DH#	34.30	-	.0005H		T#19.0	
C132	M			DH#	34.14	-	.0000H	ALPHA#0.289512	T#20.5	0.00799757
C133	70	03	19	DH#	40.03	-	.0002H		T#06.0	
C133	70	03	20	DH#	40.05	-	.0002H		T#06.0	
C133	70	03	20	DH#	40.19	-	.0011H		T#06.0	
C133	M			DH#	40.08	-	.0004H	ALPHA#0.247160	T#06.0	0.00682763

C134	70	06	20	DH#	43.20	-.0005H		T#21.0	
C134	70	06	24	DH#	43.08	-.0001H		T#20.0	
C134	70	07	18	DH#	42.99	-.0000H		T#16.0	
C134	M			DH#	43.14	-.0003H	ALPHA#0.229432	T#20.5	0.00633791
C135	70	03	10	DH#	46.36	-.0000H		T#02.0	
C135	70	03	14	DH#	46.35	-.0000H		T#05.0	
C135	M			DH#	46.356	-.0000H	ALPHA#0.213246	T#03.5	0.00589077
C136	70	04	09	DH#	45.97	-.0007H	ALPHA#0.215712	T#05.0	0.00595890
C136	70	04	13	DH#	45.46	&.0018H		T#07.0	
C136	70	04	13	DH#	46.04	-.0001H		T#07.0	
C136	70	07	01	DH#	45.95	&.0006H		T#17.0	
C136	70	07	15	DH#	46.00	&.0002H		T#18.0	
C136	M			DH#	45.97	&.0004H	ALPHA#0.214635	T#17.5	0.00592914
C137	70	03	12	DH#	45.77	P.0000H	ALPHA#0.215995	T#04.0	0.00596672
C138	70	04	13	DH#	46.02	-.0007H		T#05.0	
C138	70	04	07	DH#	45.79	-.0003H		T#06.0	
C138	70	12	10	DH#	45.35	-.0006H		T#08.5	
C138	70	12	11	DH#	45.61	-.0001H		T#08.5	
C138	M			DH#	45.90	-.0005H	ALPHA#0.215806	T#06.0	0.00596151
C139	70	12	26	DH#	44.52	-.0001H		T#00.5	
C139	70	12	28	DH#	44.45	&.0002H		T#01.0	
C139	M			DH#	44.49	&.0000H	ALPHA#0.222161	T#01.0	0.00613704
C140	70	12	28	DH#	45.49	&.0001H	ALPHA#0.217086	T#01.0	0.00599686
C141	71	01	04	DH#	47.22	-.0003H		T#01.0	
C141	71	01	05	DH#	47.54	-.0003H		T#01.0	
C141	M			DH#	47.35	-.0002H	ALPHA#0.208896	T#01.0	0.00577062
C142	71	01	05	DH#	46.42	-.0001H		T#01.0	
C142	71	01	06	DH#	46.40	&.0008H		T#00.5	
C142	M			DH#	46.40	&.0003H	ALPHA#0.212695	T#01.0	0.00587555
C143	71	01	06	DH#	41.19	-.0006H		T#03.0	
C143	71	01	09	DH#	41.10	&.0001H		T#04.0	
C143	M			DH#	41.14	-.0002H	ALPHA#0.240485	T#03.5	0.00664324
C144	71	01	07	DH#	45.40	-.0005H		T#01.5	
C144	71	01	11	DH#	45.20	-.0009H		T#05.0	
C144	M			DH#	45.22	-.0003H	ALPHA#0.218865	T#03.5	0.00604600
C145	72	03	09	DH#	41.63	-.0008H		T#07.0	
C145	72	03	08	DH#	41.41	-.0004H		T#07.0	
C145	M			DH#	41.50	-.0005H	ALPHA#0.238743	T#07.0	0.00659510
C146	72	10	03	DH#	38.15	&.0000H		T#13.0	
C146	72	10	04	DH#	38.76	-.0001H		T#13.0	
C146	72	10	10	DH#	38.52	&.0006H		T#15.0	
C146	72	10	12	DH#	39.29	-.0004H		T#15.0	
C146	M			DH#	38.62	&.0002H	ALPHA#0.255663	T#14.0	0.00706252
C147	72	02	16	DH#	42.58	-.0013H		T#06.0	
C147	72	02	11	DH#	42.25	-.0004H		T#07.0	
C147	M			DH#	42.42	-.0008H	ALPHA#0.233940	T#06.5	0.00646241

C148	72	02	21	DH#	40.77	-.0013H		T#06.0	
C148	72	03	08	DH#	40.88	-.0008H		T#07.5	
C148	M			DH#	40.77	-.0010H	ALPHA#0.243597	T#07.0	0.00672919
C149	72	10	03	DH#	42.25	&.0004H		T#13.0	
C149	72	10	04	DH#	42.18	&.0004H		T#13.0	
C149	M			DH#	42.22	&.0003H	ALPHA#0.233773	T#13.0	0.00645783
C150	72	10	03	DH#	39.65	-.0007H		T#13.0	
C150	72	10	04	DH#	39.18	&.0001H		T#13.0	
C150	M			DH#	39.38	&.0015H	ALPHA#0.251180	T#13.0	0.00693868
C151	72	10	10	DH#	42.83	&.0006H		T#15.0	
C151	72	10	12	DH#	43.22	-.0011H		T#15.0	
C151	M			DH#	43.02	-.0002H	ALPHA#0.229966	T#15.0	0.00635265
C152	73	03	21	DH#	42.26	-.0007H		T#07.0	
C152	73	03	23	DH#	41.93	&.0007H		T#09.0	
C152	M			DH#	42.08	&.0001H	ALPHA#0.234722	T#08.0	0.00648405
C153	72	10	11	DH#	45.36	-.0001H		T#15.0	
C153	72	10	11	DH#	44.90	&.0017H		T#15.0	
C153	72	10	11	DH#	45.12	&.0009H	ALPHA#0.218236	T#15.0	0.00602864
C154	72	10	11	DH#	47.05	-.0001H		T#15.0	
C154	72	10	12	DH#	47.06	&.0003H		T#15.0	
C154	M			DH#	47.05	&.0001H	ALPHA#0.209984	T#15.0	0.00580066
C155	73	03	23	DH#	42.89	&.0001H		T#08.5	
C155	73	03	21	DH#	43.35	-.0007H		T#07.0	
C155	M			DH#	43.11	-.0002H	ALPHA#0.229539	T#07.7	0.00634085
C156	73	04	02	DH#	42.00	&.0002H		T#09.0	
C156	73	03	23	DH#	42.11	&.0005H		T#08.5	
C156	73	03	21	DH#	42.18	-.0015H		T#07.0	
C156	M			DH#	42.12	-.0003H	ALPHA#0.234979	T#08.0	0.00649114
C157	73	03	23	DH#	43.33	-.0000H		T#08.5	
C157	73	03	22	DH#	43.33	-.0003H		T#07.0	
C157	M			DH#	43.34	-.0002H	ALPHA#0.228288	T#07.7	0.00630629
C158	73	08	29	DH#	42.39&0.0011H		ALPHA#0.231963	T#20.0	0.00640782
C158	73	12	27	DH#	42.73&0.0001H			T#07.0	
C158	73	12	31	DH#	43.38-0.0014H			T#05.0	
C158	M			DH#	42.98&0.0001H		ALPHA#0.229859	T#06.0	0.00634970
C159	73	04	05	DH#	39.81&0.0021H			T#10.0	
C159	73	08	27	DH#	40.81-0.0001H		ALPHA#0.242313	T#20.0	0.00669372
C159	73	12	31	DH#	40.18&0.0000H			T#06.0	
C159	M			DH#	40.03&0.0008H		ALPHA#0.245881	T#08.0	0.00679230
C160	73	08	23	DH#	44.16&0.0004H			T#20.0	
C160	73	08	29	DH#	44.02&0.0005H			T#20.0	
C160	M			DH#	44.08&0.0005H		ALPHA#0.223720	T#20.0	0.00618010
C160	73	12	27	DH#	44.77-0.0004H			T#07.0	
C160	74	01	12	DH#	44.64-0.0002H			T#07.0	
C160	M			DH#	44.73-0.0004H		ALPHA#0.221365	T#07.0	0.00611505

C161	75	03	10	DH#	40.07-0.0007H		T#08.5	
C161	75	03	28	DH#	39.76-0.0004H		T#05.0	
C161	M			DH#	39.87-0.0003H	ALPHA#0.248278	T#06.5	0.00685850
C162	M			DH#	39.36-0.0017H	ALPHA#0.253304	T#07.5	0.00699736
C162	75	03	10	DH#	39.69-0.0030H		T#08.5	
C162	75	03	25	DH#	38.97-0.0003H		T#07.0	
C163	M			DH#	38.29&0.0005H	ALPHA#0.257461	T#07.5	0.00711219
C163	75	03	13	DH#	38.38-0.0009H		T#08.0	
C163	75	03	14	DH#	38.32&0.0010H		T#07.5	
C167	75	05	16	DH#	041.96-0.0013H		T#15.0	
C167	75	05	20	DH#	041.82-0.0009H		T#15.0	
C167	M			DH#	041.88-0.0010H	ALPHA#0.023747	T#15.0	0.00065528
C168	75	06	09	DH#	038.04&0.0001H		T#19.0	
C168	75	06	13	DH#	037.78&0.0012H		T#20.0	
C168	M			DH#	037.91&0.0006H	ALPHA#0.026014	T#19.5	0.00071784
C169	75	05	05	DH#	038.21-0.0029H		T#12.0	
C169	75	06	06	DH#	037.62-0.0004H		T#13.5	
C169	M			DH#	037.85-0.0012H	ALPHA#0.026304	T#12.5	0.00072626
C170	75	07	01	DH#	039.04-0.0025H		T#15.0	
C170	75	07	01	DH#	038.04&0.0012H		T#15.0	
C170	75	10	01	DH#	038.21&0.0012H		T#16.0	
C170	M			DH#	038.38&0.0002H	ALPHA#0.025752	T#16.0	0.00071061
C171	75	07	23	DH#	041.29&0.0002H		T#16.0	
C171	75	08	13	DH#	041.53-0.0004H		T#16.0	
C171	75	09	29	DH#	041.48-0.0007H		T#16.5	
C171	75	09	29	DH#	041.23&0.0002H		T#16.5	
C171	M			DH#	041.38-0.0002H	ALPHA#0.023928	T#16.0	0.00066048
C172	75	08	19	DH#	045.12&0.0006H		T#20.0	
C172	75	08	20	DH#	045.25&0.0003H		T#20.0	
C172	75	09	23	DH#	045.75-0.0007H		T#17.0	
C172	75	09	23	DH#	045.64-0.0003H		T#17.0	
C172	M			DH#	045.47-0.0001H	ALPHA#0.021768	T#18.5	0.00060079
GS01	75	04	25	DH#	46.75&0.0004H		T#12.0	
GS01	75	04	29	DH#	46.62&0.0009H		T#13.0	
GS01	M			DH#	46.69&0.0006H	ALPHA#0.211123	T#12.5	0.00583213
GS02	75	04	11	DH#	52.51&0.0007H		T#05.5	
GS02	75	04	25	DH#	52.44&0.0001H		T#12.0	
GS02	M			DH#	52.45&0.0006H	ALPHA#0.187983	T#09.0	0.00519289
GS03	75	04	16	DH#	32.34-0.0006H		T#09.0	
GS03	75	04	29	DH#	32.32-0.0011H		T#14.0	
GS03	M			DH#	32.36-0.0011H	ALPHA#0.307432	T#11.5	0.00849260
GS04	75	04	17	DH#	40.71&0.0003H		T#09.0	
GS04	75	04	18	DH#	40.72&0.0018H		T#10.0	
GS04	M			DH#	40.71&0.0011H	ALPHA#0.241513	T#09.5	0.00667164

ABOUT THE FINE STRUCTURE OF THE
EARTH TIDES DIURNAL SPECTRUM

by

B. DUCARME and P. MELCHIOR

INTERNATIONAL CENTER FOR EARTH TIDES
(ICET) Bruxelles

Investigations on the fine structure of the earth tides diurnal spectrum are of primary importance to derive informations concerning the liquid core dynamics.

We therefore have feelled that it was worth while to reproduce here, without any other comments, the results of 103 independent monthly analyses of the registrations of the quartz pendulum VM 8 and the results of 107 independent monthly analyses of the registrations of the quartz pendulum VM 28 which are installed in the same station Dourbes (Belgium) and have operated since 1963.

Monthly analyses allow to obtain the $\gamma = 1 + k - h$ amplitude factor and the phase α for several large groups of waves. We refer here only to the O_1 group of waves 63 to 88 in the Cartwright - Tayler - Edden development of the tidal potential and to the $K_1 P_1 S_1$ groups of waves 111 to 143.

The results listed hereafter will allow to judge the quality of these instruments and the stability of the (γ, α) parameters.

A global analysis of both sets of data is given as a conclusion. It obviously fits quite well the Molodensky models.

VM		$\gamma(O_1)$		$\gamma(K_1P_1S_1)$		$\alpha(O_1)$		$\alpha(K_1P_1S_1)$	
		eqm		eqm		eqm		eqm	
08	1	0.7114	0.0230	0.7752	0.0137	-5.49	1.85	-6.49	0.99
08	2	0.6334	0.0590	0.7718	0.0512	-2.05	5.35	-1.19	3.83
08	3	0.6777	0.0357	0.7762	0.0322	-1.63	2.97	-4.85	2.42
08	4	0.7126	0.0180	0.7527	0.0098	-6.10	1.45	-5.23	0.74
08	5	0.6746	0.0384	0.7973	0.0207	-6.47	3.26	-4.78	1.46
08	6	0.6516	0.0350	0.7439	0.0222	-0.30	3.07	-6.40	1.69
08	7	0.6383	0.0309	0.7350	0.0175	-8.43	2.78	-9.86	1.34
08	8	0.6507	0.0241	0.7358	0.0144	-7.86	2.14	-5.40	1.09
08	9	0.6821	0.0136	0.7226	0.0099	-6.20	1.14	-5.40	0.78
08	10	0.6663	0.0174	0.7611	0.0165	-5.60	1.51	-4.26	1.26
08	11	0.6456	0.0333	0.7192	0.0277	-4.99	3.00	-5.89	2.20
08	12	0.6777	0.0424	0.7746	0.0388	-6.05	3.61	-7.33	2.85
08	13	0.6453	0.0186	0.7185	0.0115	-1.20	1.65	-7.75	0.91
08	14	0.6389	0.0585	0.7789	0.0341	-3.34	5.20	-8.33	2.47
08	15	0.6346	0.0217	0.7250	0.0176	-2.23	1.95	-1.96	1.39
08	16	0.6063	0.0211	0.7469	0.0208	-3.82	1.99	0.09	1.63
08	17	0.6571	0.0425	0.7956	0.0350	-5.15	3.80	-3.62	2.56
08	18	0.6987	0.0131	0.7644	0.0109	-3.30	1.08	-4.89	0.82
08	19	0.6192	0.0288	0.7795	0.0257	-2.62	2.71	-10.93	1.90
08	20	0.6206	0.0441	0.7350	0.0314	-1.22	4.10	-5.45	2.42
08	21	0.6722	0.0280	0.7098	0.0228	-5.07	2.43	-4.21	1.84
08	22	0.7103	0.0356	0.7636	0.0347	-7.44	2.86	-4.05	2.67
08	23	0.6798	0.0318	0.8022	0.0246	-1.07	2.60	-4.24	1.74
08	24	0.6577	0.0269	0.7191	0.0157	4.81	2.30	-6.07	1.23
08	25	0.6357	0.0474	0.7182	0.0275	-5.63	4.20	-5.19	2.06
08	26	0.6645	0.0224	0.7944	0.0157	-2.94	1.94	-4.53	1.11
08	27	0.6770	0.0318	0.8013	0.0299	-0.43	2.68	-8.98	2.18
08	28	0.6494	0.0234	0.7687	0.0211	-3.67	2.06	-7.24	1.59
08	29	0.6649	0.0266	0.7585	0.0186	-2.97	2.30	-8.63	1.39
08	30	0.6806	0.0148	0.7396	0.0090	-5.57	1.25	-7.01	0.69
08	31	0.6619	0.0236	0.7370	0.0144	-2.49	2.04	-5.80	1.10
08	32	0.6951	0.0198	0.7209	0.0139	4.01	1.64	-8.94	1.09
08	33	0.7052	0.0236	0.7139	0.0177	-6.78	1.93	-2.93	1.0
08	34	0.6817	0.0132	0.7365	0.0125	-3.26	1.11	-4.22	0.99
08	35	0.6635	0.0344	0.7706	0.0326	-3.31	2.97	1.55	2.45
08	36	0.6678	0.0092	0.7710	0.0066	-2.42	0.80	-5.37	0.48
08	37	0.6495	0.0379	0.7461	0.0226	-1.37	3.34	-3.33	1.70
08	38	0.6892	0.0190	0.7767	0.0114	-1.83	1.57	-4.72	0.82
08	39	0.6849	0.0262	0.7814	0.0190	-3.28	2.19	-4.29	1.38
08	40	0.6669	0.0060	0.7714	0.0059	-1.45	0.52	-5.29	0.44
08	41	0.6536	0.0145	0.7556	0.0133	-2.43	1.27	-7.44	1.02
08	42	0.6518	0.0204	0.7305	0.0145	-1.17	1.79	-8.20	1.12
08	43	0.6859	0.0178	0.7608	0.0110	-3.27	1.49	-6.88	0.81
08	44	0.6525	0.0305	0.7641	0.0193	-2.82	2.76	-5.56	1.40
08	45	0.6548	0.0131	0.7361	0.0098	-5.67	1.15	-5.43	0.76
08	46	0.6856	0.0144	0.7533	0.0140	-2.17	1.20	-4.95	1.09
08	47	0.6515	0.0199	0.7452	0.0181	-3.83	1.75	-6.07	1.40
08	48	0.6505	0.0205	0.7582	0.0175	0.93	1.78	-4.60	1.33
08	49	0.6365	0.0124	0.7392	0.0084	-2.45	1.11	-4.95	0.64
08	50	0.6273	0.0204	0.7300	0.0125	-1.05	1.87	-5.69	0.96
08	51	0.6545	0.0157	0.7269	0.0123	-2.22	1.37	-4.06	0.97
08	52	0.6685	0.0114	0.7804	0.0112	-0.22	0.97	-3.64	0.84
08	53	0.6714	0.0188	0.7703	0.0142	-2.17	1.61	-6.49	1.05
08	54	0.6774	0.0426	0.6983	0.0241	1.15	3.56	-5.27	1.92
08	55	0.7305	0.0214	0.7492	0.0134	-0.07	1.66	-3.71	1.00
08	56	0.7228	0.0255	0.7928	0.0212	-1.19	2.02	-2.87	1.54
08	57	0.6635	0.0202	0.7508	0.0198	-1.38	1.75	-9.54	1.54

		$\gamma(O_1)$		$\gamma(K_1P_1S_1)$		$\alpha(O_1)$		$\alpha(K_1P_1S_1)$	
		eqm		eqm		eqm		eqm	
08	58	0.6805	0.0113	0.7528	0.0088	-1.16	0.95	-5.26	0.67
08	59	0.6725	0.0338	0.7742	0.0213	-1.35	2.84	-5.36	1.54
08	60	0.6490	0.0268	0.7454	0.0159	-5.02	2.38	-4.76	1.20
08	61	0.6388	0.0149	0.7448	0.0097	-2.15	1.34	-3.52	0.74
08	62	0.6288	0.0149	0.7563	0.0121	-0.35	1.35	-4.19	0.92
08	63	0.6508	0.0107	0.7979	0.0105	-2.09	0.94	-3.36	0.77
08	64	0.6786	0.0111	0.7646	0.0089	-2.12	0.94	-5.92	0.66
08	65	0.6984	0.0135	0.7524	0.0084	-1.50	1.11	-4.78	0.62
08	66	0.6804	0.0140	0.7644	0.0080	-1.84	1.18	-4.29	0.58
08	67	0.6452	0.0411	0.7410	0.0259	-4.87	3.66	-3.91	1.97
08	68	0.6470	0.0448	0.7676	0.0394	3.70	3.98	-2.54	2.98
08	69	0.6606	0.0330	0.7690	0.0198	-5.33	2.85	-3.11	1.45
08	70	0.6824	0.0159	0.7566	0.0114	-1.42	1.34	-3.71	0.86
08	71	0.7168	0.0518	0.7374	0.0484	1.67	4.15	-2.46	3.83
08	72	0.6636	0.0202	0.8031	0.0187	-4.09	1.75	-5.75	1.34
08	73	0.6875	0.0612	0.7900	0.0401	-4.28	5.00	-4.11	2.84
08	74	0.6668	0.0551	0.7910	0.0309	-6.32	4.65	-4.33	2.18
08	75	0.7877	0.0301	0.7645	0.0174	-0.31	2.19	-3.93	1.28
08	76	0.6280	0.0355	0.7584	0.0280	3.04	3.28	-8.37	2.11
08	77	0.6343	0.0160	0.7514	0.0124	-3.02	1.43	-5.60	0.94
08	78	0.6798	0.0330	0.7636	0.0181	2.40	2.81	-5.48	1.29
08	79	0.6676	0.0133	0.7443	0.0082	-1.23	1.14	-3.17	0.62
08	80	0.6774	0.0111	0.7646	0.0086	-2.41	0.94	-2.09	0.64
08	81	0.6615	0.0255	0.7658	0.0251	-5.03	2.21	-1.48	1.92
08	82	0.6341	0.0310	0.8043	0.0191	-5.89	2.83	-6.03	1.34
08	83	0.6906	0.0154	0.7578	0.0085	-2.71	1.28	-4.47	0.63
08	84	0.6709	0.0273	0.7566	0.0185	2.01	2.33	-4.45	1.39
08	85	0.6574	0.0503	0.8036	0.0475	2.40	4.47	-7.44	3.47
08	86	0.6638	0.0186	0.7264	0.0160	-1.08	1.60	-4.76	1.26
08	87	0.6283	0.0445	0.7271	0.0270	-2.52	3.72	-3.07	1.98
08	88	0.6296	0.0122	0.7591	0.0068	-4.18	1.10	-3.40	0.51
08	89	0.7056	0.0225	0.7851	0.0130	0.07	1.83	-3.62	0.93
08	90	0.6579	0.0123	0.7406	0.0064	-1.17	1.07	-3.19	0.49
08	91	0.7155	0.0251	0.7792	0.0134	-8.18	2.04	-1.09	0.98
08	92	0.6952	0.0522	0.7660	0.0492	4.34	4.30	-11.43	3.74
08	93	0.6464	0.0309	0.7346	0.0215	-1.41	2.73	-6.14	1.66
08	94	0.6862	0.0141	0.7539	0.0079	-1.98	1.18	-3.05	0.59
08	95	0.6711	0.0254	0.7510	0.0141	-4.40	2.17	-3.38	1.06
08	96	0.6827	0.0142	0.8029	0.0109	-3.70	1.19	-1.94	0.78
08	97	0.7104	0.0118	0.8108	0.0113	-6.15	0.95	-5.29	0.82
08	98	0.6793	0.0215	0.7659	0.0158	-3.09	1.82	-6.43	1.17
08	99	0.6815	0.0265	0.7764	0.0146	-4.80	2.23	-5.59	1.06
08	100	0.6833	0.0164	0.7659	0.0082	-4.91	1.38	-5.29	0.60
08	101	0.6863	0.0183	0.7552	0.0101	1.47	1.52	-3.66	0.75
08	102	0.6498	0.0263	0.7454	0.0194	-2.70	2.32	-4.93	1.49

* Analysis n°75 was eliminated from the final global analysis.

		$\gamma(O_1)$		$\gamma(K_1P_1S_1)$		$\alpha(O_1)$		$\alpha(K_1P_1S_1)$	
		eqm		eqm		eqm		eqm	
28	1	0.6979	0.0286	0.7567	0.0163	8.56	2.36	2.26	1.21
28	2	0.6877	0.0179	0.7078	0.0120	6.97	1.50	3.10	0.95
28	3	0.6483	0.0233	0.7242	0.0214	8.30	2.06	3.52	1.71
28	4	0.6519	0.0233	0.7562	0.0216	9.44	2.05	4.02	1.66
28	5	0.6536	0.0296	0.7366	0.0211	8.76	2.60	6.07	1.63
28	6	0.6579	0.0219	0.7967	0.0135	11.82	1.88	2.91	0.94
28	7	0.6630	0.0301	0.7897	0.0182	10.59	2.61	5.37	1.30
28	8	0.6856	0.0373	0.7604	0.0282	9.48	3.11	7.45	2.11
28	9	0.6942	0.0691	0.8211	0.0596	4.15	5.72	0.20	4.19
28	10	0.6163	0.0495	0.7686	0.0339	12.95	4.75	3.24	2.46
28	11	0.6689	0.0309	0.7471	0.0191	9.23	2.65	2.85	1.44
28	12	0.6754	0.0262	0.7298	0.0210	11.98	2.23	2.47	1.64
28	13	0.6879	0.0470	0.7706	0.0439	10.39	3.76	4.50	3.52
28	14	0.6658	0.0167	0.7163	0.0131	12.10	1.44	0.97	1.04
28	15	0.6692	0.0206	0.7614	0.0131	7.86	1.76	1.77	0.97
28	16	0.6416	0.0121	0.7785	0.0073	12.10	1.08	4.45	0.52
28	17	0.6104	0.0406	0.7791	0.0255	8.96	3.75	4.22	1.84
28	18	0.6675	0.0469	0.7938	0.0451	5.68	4.04	3.67	3.31
28	19	0.7044	0.0260	0.7300	0.0187	10.75	2.07	3.80	1.45
28	20	0.6650	0.0216	0.7416	0.0128	9.95	1.87	3.13	0.97
28	21	0.6450	0.0136	0.7590	0.0082	15.22	1.17	4.44	0.60
28	22	0.6867	0.0225	0.7587	0.0161	6.75	1.87	2.57	1.21
28	23	0.6283	0.0502	0.7481	0.0445	7.58	4.84	3.43	3.52
28	24	0.6454	0.0158	0.7155	0.0107	8.90	1.40	1.49	0.84
28	25	0.6000	0.0200	0.7454	0.0122	6.78	1.91	1.58	0.92
28	26	0.6166	0.0264	0.7471	0.0169	5.05	2.46	1.33	1.27
28	27	0.6394	0.0182	0.7283	0.0139	7.89	1.64	3.74	1.09
28	28	0.6438	0.0324	0.7407	0.0315	10.18	2.84	2.49	2.50
28	29	0.6498	0.0174	0.7286	0.0153	8.36	1.53	1.22	1.21
28	30	0.6803	0.0259	0.7658	0.0173	4.73	2.18	1.47	1.27
28	31	0.7212	0.0397	0.7273	0.0233	7.23	3.15	1.87	1.80
28	32	0.6569	0.0233	0.7456	0.0144	9.05	2.03	3.02	1.09
28	33	0.6683	0.0318	0.8093	0.0247	3.61	2.72	2.70	1.74
28	34	0.6610	0.0183	0.7449	0.0183	7.50	1.59	-0.85	1.44
28	35	0.6857	0.0261	0.7166	0.0219	6.67	2.19	1.73	1.75
28	36	0.6118	0.0317	0.7922	0.0199	5.33	2.97	1.00	1.41
28	37	0.6552	0.0282	0.7432	0.0175	8.07	2.46	4.88	1.32
28	38	0.6760	0.0194	0.7780	0.0138	11.29	1.65	4.57	1.01
28	39	0.6882	0.0162	0.7785	0.0148	7.06	1.35	3.37	1.11
28	40	0.6932	0.0370	0.7646	0.0360	8.26	3.05	-1.68	2.74
28	41	0.6243	0.0293	0.7077	0.0185	11.27	2.69	0.74	1.47
28	42	0.7081	0.0244	0.7476	0.0142	6.99	1.97	3.43	1.07
28	43	0.6365	0.0261	0.7108	0.0174	5.39	2.36	0.64	1.38
28	44	0.6599	0.0178	0.7008	0.0172	5.58	1.54	0.54	1.43
28	45	0.6275	0.0348	0.7017	0.0265	8.93	3.17	2.89	2.15
28	46	0.6625	0.0137	0.7212	0.0087	10.01	1.19	2.61	0.68
28	47	0.6829	0.0166	0.7666	0.0101	8.96	1.40	3.60	0.74
28	48	0.6347	0.0152	0.7862	0.0101	8.36	1.37	2.56	0.73
28	49	0.6737	0.0131	0.7628	0.0110	7.65	1.11	2.18	0.83
28	50	0.6526	0.0123	0.7746	0.0122	5.23	1.08	1.57	0.92
28	51	0.6553	0.0149	0.8039	0.0119	6.64	1.31	-1.04	0.84
28	52	0.6254	0.0287	0.7304	0.0166	6.32	2.63	2.17	1.28
28	53	0.7045	0.0300	0.7473	0.0194	5.95	2.44	1.23	1.47
28	54	0.6975	0.0172	0.7486	0.0147	8.49	1.42	4.17	1.13
28	55	0.6394	0.0406	0.7667	0.0366	10.95	3.67	-0.30	2.94
28	56	0.6472	0.0121	0.7633	0.0084	9.17	1.06	2.37	0.62
28	57	0.6938	0.0385	0.7455	0.0232	7.34	3.18	3.84	1.75

		$\gamma(O_1)$		$\gamma(K_1P_1S_1)$		$\alpha(O_1)$		$\alpha(K_1P_1S_1)$	
		eqm		eqm		eqm		eqm	
28	58	0.6300	0.0147	0.7572	0.0090	7.91	1.34	2.88	0.67
28	59	0.6148	0.0117	0.7439	0.0084	5.58	1.09	0.36	0.64
28	60	0.6643	0.0139	0.7764	0.0128	8.76	1.20	2.02	0.96
28	61	0.6667	0.0107	0.7658	0.0100	7.57	0.92	-2.07	0.75
28	62	0.6857	0.0160	0.7474	0.0111	6.67	1.34	0.54	0.84
28	63	0.6735	0.0300	0.7258	0.0175	9.31	2.56	3.10	1.35
28	64	0.6673	0.0186	0.7132	0.0109	9.04	1.60	4.24	0.85
28	65	0.6371	0.0177	0.7631	0.0124	11.02	1.59	7.57	0.92
28	66	0.6474	0.0437	0.7609	0.0398	11.97	4.03	-1.71	3.22
28	67	0.6323	0.0183	0.7277	0.0140	10.40	1.65	0.58	1.10
28	68	0.6108	0.0132	0.7340	0.0082	9.76	1.24	3.48	0.63
28	69	0.6386	0.0247	0.7388	0.0146	6.16	2.23	2.20	1.11
28	70	0.6282	0.0203	0.7666	0.0131	6.33	1.85	4.45	0.97
28	71	0.6500	0.0157	0.7532	0.0127	7.95	1.38	1.27	0.97
28	72	0.6324	0.0188	0.7619	0.0187	8.12	1.71	0.91	1.44
28	73	0.6626	0.0161	0.7452	0.0129	6.98	1.39	-3.27	0.98
28	74	0.6292	0.1126	0.7275	0.0655	11.60	10.23	-1.10	4.93
28	75	0.6649	0.0189	0.7357	0.0104	8.27	1.56	3.24	0.77
28	76	0.6557	0.0284	0.7575	0.0243	5.02	2.36	2.79	1.82
28	77	0.6332	0.0380	0.7634	0.0240	6.80	3.44	2.01	1.77
28	78	0.6036	0.0256	0.7360	0.0147	7.52	2.43	3.71	1.12
28	79	0.6476	0.0170	0.7570	0.0104	10.00	1.51	4.28	0.77
28	80	0.6556	0.0205	0.7856	0.0155	6.08	1.79	2.68	1.13
28	81	0.6847	0.0276	0.8008	0.0269	5.79	2.30	0.68	1.97
28	82	0.7083	0.0190	0.7361	0.0163	10.64	1.53	0.22	1.26
28	83	0.6532	0.0240	0.7504	0.0151	10.51	2.11	0.86	1.13
28	84	0.6517	0.0597	0.7225	0.0325	10.72	5.25	0.45	2.53
28	85	0.6707	0.0320	0.7307	0.0181	8.83	2.73	2.06	1.40
28	86	0.6591	0.0313	0.7670	0.0226	11.40	2.71	-0.76	1.68
28	87	0.6772	0.0324	0.7530	0.0311	14.29	2.79	0.43	2.43
28	88	0.6342	0.0227	0.7526	0.0183	9.94	2.05	4.62	1.39
28	89	0.6587	0.0139	0.7324	0.0083	9.17	1.20	1.91	0.63
28	90	0.6837	0.0349	0.7546	0.0204	3.63	2.92	3.80	1.53
28	91	0.6686	0.0139	0.7492	0.0100	5.69	1.18	4.04	0.76
28	92	0.6781	0.0507	0.7736	0.0425	12.57	4.29	0.88	3.15
28	93	0.6698	0.0243	0.7541	0.0147	7.97	2.08	0.63	1.10
28	94	0.6477	0.0252	0.7073	0.0132	7.89	2.22	1.56	1.05
28	95	0.6420	0.0213	0.7222	0.0116	5.26	1.90	3.55	0.90
28	96	0.6298	0.0397	0.7409	0.0272	9.11	3.62	4.34	2.10
28	97	0.6821	0.0273	0.7721	0.0258	8.54	2.30	6.11	1.95
28	98	0.6349	0.0198	0.7326	0.0162	9.28	1.79	2.30	1.26
28	99	0.6327	0.0204	0.7527	0.0124	13.06	1.85	3.05	0.93
28	100	0.5471	0.0217	0.7283	0.0126	5.44	2.35	0.54	0.95
28	101	0.6664	0.0380	0.7528	0.0213	4.63	3.24	3.72	1.59
28	102	0.6271	0.0303	0.7247	0.0211	2.37	2.77	4.25	1.66
28	103	0.6280	0.0199	0.7496	0.0186	5.15	1.81	2.01	1.45
28	104	0.6544	0.0190	0.7896	0.0156	5.88	1.66	0.89	1.13
28	105	0.6772	0.0299	0.7309	0.0176	8.20	2.53	0.53	1.35
28	106	0.6249	0.0226	0.7094	0.0114	12.07	2.07	2.98	0.91
28	107	0.6381	0.0240	0.7152	0.0174	7.58	2.15	3.13	1.39

STATION 0203 DOURBES 1

COMPOSANTE EST OUEST

BELGIQUE

CAVE PROFONDE

50 06 N 04 36 E H 208 M P 46 M D 170KM
 SYNCLINORIUM DE DINANT, BORD SUD - CALCAIRE FRASNIEN, DEVONNIEN SUPERIEUR
 INSTITUT ROYAL METEOROLOGIQUE DEPT.5 A.DE VUYST
 COMPOSANTE A -7.88 DEGRES DE EW
 PENDULE HORIZONTAL VERBAANDERT-MELCHIOR NO 8
 CALIBRATION PAR MESURES DE PERIODE PROPRE
 INSTALLATION P.MELCHIOR/A.VANDEWINKEL
 MAINTENANCE F.DE MEYER/A.VANDEWINKEL
 METHODE DES MOINDRES CARRES / FILTRES VENEDIKOV / LECTURES HORAIRES
 POTENTIEL CARTWRIGHT TAYLER EDDEN / DEVELOPPEMENT COMPLET
 CALCUL CENTRE INTERNATIONAL DES MAREES TERRESTRES /FAGS/ BRUXELLES
 ORDINATEUR SIEMENS7440/ SYSTEME BS1000 STANDARD 77/ 3/28
 AZIMUT -7.88F-S

VM	8	63	5	13	63	6	8	63	8	24	63	10	5	63	10	9	63	10	23
VM	8	63	11	24	64	1	21	64	5	3	64	7	10	64	7	14	64	9	28
VM	8	64	10	30	64	11	7	65	2	14	65	2	16	65	2	20	65	3	24
VM	8	65	4	27	65	5	11	65	5	15	65	7	4	65	8	5	65	8	7
VM	8	65	8	11	65	11	3	66	2	5	66	4	4	66	5	6	66	6	3
VM	8	66	8	4	66	8	30	66	9	3	66	10	3	66	10	7	66	10	23
VM	8	66	10	29	66	11	28	66	12	2	66	12	26	67	1	1	67	1	25
VM	8	67	1	29	67	2	26	67	3	2	67	6	24	67	6	28	67	7	30
VM	8	67	8	3	67	8	7	67	8	11	67	8	21	68	6	19	68	6	29
VM	8	68	7	31	69	2	20	69	2	24	69	6	30	69	7	4	69	7	16
VM	8	69	7	20	69	8	25	69	8	29	69	10	30	70	3	31	70	3	31
VM	8	70	4	4	70	6	27	70	8	6	70	10	21	70	11	22	70	12	4
VM	8	70	12	8	70	12	26	70	12	31	71	1	22	71	1	26	71	5	16
VM	8	71	5	20	72	1	29	72	3	1	72	3	29	72	6	12	72	6	12
VM	8	72	6	18	72	6	30	72	7	4	72	7	4	72	7	7	72	11	6
VM	8	72	11	10	72	12	12	72	12	16	72	12	26	73	1	13	73	2	10
VM	8	73	3	14	73	4	11	73	5	13	73	5	29	73	6	10	73	10	8
VM	8	73	12	1	74	3	7	74	3	11	74	4	28	74	5	5	74	6	10
VM	8	74	7	12	74	7	24	74	7	30	74	8	9	74	10	20	75	1	12
VM	8	75	1	21	75	1	23	75	2	24	75	6	30	75	8	1	76	3	4
VM	8	76	3	10	76	5	9	76	5	13	76	5	31	76	6	4	76	6	20
VM	8	76	6	27	76	9	5	76	9	9	76	9	27	76	10	6	76	11	5
VM	8	76	11	13	76	11	27	76	12	2	76	12	14						

M3 SIGNAL EFFICACE 0.16 BRUIT MOYEN 0.10
 BORNE DE REJET 8.2 NOMBRE DE JOURS ELIMINES 164

NOMBRE TOTAL DE JOURS 3162

75888 LECTURES

GROUPES	SYMBOL	AMPLITUDE	PHASE	FACT.AMPL.		DEPHASAGE		AMPLITUDE
		EPOQUE	CENTRALE		EQM		EQM	MOYENNE
1- 11	SIGMO1	0.0107	261.23	0.1779	0.3150	-30.39	101.40	0.0069
12- 21	2Q1	0.0989	153.61	0.6536	0.0951	-0.64	8.34	0.0878
22- 32	SIGMA1	0.1003	218.52	0.5282	0.0791	3.82	8.58	0.0848
33- 52	Q1	0.7212	65.81	0.6378	0.0122	-3.17	1.09	0.6451
53- 62	RO1	0.1424	119.09	0.6573	0.0644	-8.61	5.62	0.1249
63- 78	O1	3.8743	341.20	0.6683	0.0023	-2.43	0.20	3.5197
79- 88	TAU1	0.0413	101.38	0.7734	0.1906	-4.30	14.12	0.0470
89-103	NO1	0.3586	1.34	0.7431	0.0262	-7.62	2.02	0.3235
104-110	K11	0.0876	29.57	0.9625	0.1482	-7.67	8.82	0.0767
111-113	P11	0.0878	62.76	0.6392	0.0887	-0.70	7.95	0.0859
114-120	P1	1.6703	114.78	0.7318	0.0052	-4.17	0.41	1.6814
121-123	S1	0.1027	190.61	2.8077	0.3195	-18.54	6.46	0.1054
124-134	K1	5.8707	248.09	0.7602	0.0016	-4.82	0.12	5.5055
135-136	PS11	0.0255	328.28	0.4512	0.2147	23.93	27.26	0.0252
137-143	PH11	0.0715	186.63	0.7494	0.1225	-20.09	9.37	0.0728
144-151	TETA1	0.0674	107.80	0.7630	0.1505	-5.22	11.31	0.0603
152-165	J1	0.3320	164.59	0.6910	0.0285	-7.37	2.37	0.2889
166-172	S01	0.0155	12.94	0.1859	0.1741	-9.89	53.66	0.0129
173-183	OO1	0.2190	343.95	0.5992	0.0422	-6.84	4.03	0.1653
184-197	NU1	0.0548	264.52	0.5936	0.2199	6.05	21.23	0.0320

ERREUR Q.M. D 2.084807

GROUPES	SYMBOL	AMPLITUDE	PHASE	FACT.AMPL.		DEPHASAGE		AMPLITUDE
		EPOQUE	CENTRALE		EQM		EQM	MOYENNE
198-216	EPS2	0.1094	211.64	1.1835	0.1007	5.71	4.88	0.0894
217-226	2N2	0.1824	65.33	0.8613	0.0309	6.97	2.06	0.2226
227-236	MU2	0.3830	100.47	1.2354	0.0261	-8.99	1.21	0.3769
237-249	N2	1.5196	329.79	0.8721	0.0040	2.94	0.26	1.6839
250-260	NU2	0.3052	28.69	0.8301	0.0211	8.41	1.46	0.3026
261-286	M2	8.3483	238.54	0.8598	0.0008	1.49	0.05	8.5912
287-291	LAMB2	0.0730	313.00	1.0000	0.1011	39.35	5.79	0.0735
292-300	L2	0.3668	369.85	0.8579	0.0248	12.95	1.66	0.2405
301-305	T2	0.2073	317.64	0.7866	0.0270	1.83	1.97	0.2159
306-309	S2	3.9087	5.51	0.8307	0.0016	-3.63	0.11	3.9031
310-321	K2	1.4254	319.82	0.8420	0.0052	-4.50	0.35	1.1855
322-336	ETA2	0.0697	222.70	0.6561	0.0849	-2.64	7.42	0.0560
337-347	2K2	0.0341	58.37	0.5988	0.2270	-18.69	21.73	0.0180

ERREUR Q.M. SD 1.302834

01/K1	0.8790	1-01/1-K1	1.3835	M2/O1	1.2866			
GROUPES	SYMBOL	AMPLITUDE	PHASE	FACT.AMPL.		DEPHASAGE		AMPLITUDE
		EPOQUE	CENTRALE		EQM		EQM	MOYENNE
348-352	MO3	0.0244	113.22	0.6736	0.0730	6.44	6.21	0.0236
353-363	M3	0.0984	20.62	0.8090	0.0200	9.56	1.42	0.1022

ERREUR Q.M. TD 0.416589

EPOQUE DE REFERENCE TJJ# 40644.0

STATION 0203 DOURBES 2

COMPOSANTE EST OUEST

BELGIQUE

CAVE PROFONDE

50 06 N 04 36 E H 208 M P 46 M D 170KM
 SYNCLINORIUM DE DINANT, BORD SUD - CALCAIRE FRASNIEN, DEVONIEN SUPERIEUR
 INSTITUT ROYAL METEOROLOGIQUE DEPT.5 A.DE VUYST
 COMPOSANTE A -8.00 DEGRES DE EW PARALLAXE DES TRAITS HORAIRE 80.204H
 PENDULE HORIZONTAL VERBAANDERT-MELCHIOR NO 28
 CALIBRATION PAR MESURES DE PERIODE PROPRE
 INSTALLATION P.MELCHIOR/A.VANDEWINKEL
 MAINTENANCE F.DE MEYER/A.VANDEWINKEL
 METHODE DES MOINDRES CARRES / FILTRES VENEDIKOV / LECTURES HORAIRE
 POTENTIEL CARTWRIGHT TAYLER EDDEN / DEVELOPEMENT COMPLET
 CALCUL CENTRE INTERNATIONAL DES MAREES TERRESTRES /FAGS/ BRUXELLES
 ORDINATEUR SIEMENS7440/ SYSTEME BS1000 STANDARD 77/ 3/24
 AZIMUT -8.00E-S

VM	28	65	12	23	66	2	7	66	2	11	66	6	11	66	6	15	66	6	17
VM	28	66	6	21	66	6	27	66	7	1	66	7	27	66	8	6	66	9	21
VM	28	66	10	27	66	11	22	66	12	26	67	3	28	67	4	3	67	7	20
VM	28	67	7	24	67	8	7	67	8	13	67	8	15	67	9	22	67	10	26
VM	28	67	10	30	67	12	3	67	12	7	68	1	12	68	1	16	68	3	10
VM	28	68	4	15	68	4	27	68	5	2	68	9	17	68	9	21	68	10	1
VM	28	68	10	5	69	2	26	69	3	5	69	5	6	69	5	24	69	10	25
VM	28	69	11	22	70	2	12	70	3	16	70	11	9	70	12	13	71	3	25
VM	28	71	3	31	71	4	6	71	4	16	71	5	16	71	5	20	72	1	11
VM	28	72	1	15	72	3	1	72	3	11	72	3	13	72	3	23	72	7	3
VM	28	72	7	7	72	11	16	72	11	24	72	12	18	72	12	24	73	1	29
VM	28	73	3	4	73	3	14	73	4	1	73	4	1	73	5	3	74	3	7
VM	28	74	3	11	74	4	28	74	5	5	74	6	10	74	7	8	74	7	30
VM	28	74	8	2	74	8	30	74	10	1	75	6	4	75	6	10	75	7	14
VM	28	75	7	17	75	12	24	76	2	2	76	9	5	76	9	9	76	9	27
VM	28	76	10	6	76	11	29	76	12	3	76	12	15						

M3 SIGNAL EFFICACE 0.16 BRUIT MOYEN 0.09
 BORNE DE REJET 7.0 NOMBRE DE JOURS ELIMINES 158

NOMBRE TOTAL DE JOURS 3330

79920 LECTURES

GROUPES	SYMBOL	AMPLITUDE	PHASE	FACT.AMPL.		DEPHASAGE		AMPLITUDE
		EPOQUE	CENTRALE		EQM		EQM	MOYENNE
1-	11	SIGMQ1	0.0125 62.33	0.7578	0.3024	-81.66	22.86	0.0309
12-	21	2Q1	0.0733 16.58	0.5232	0.0945	3.35	10.35	0.0704
22-	32	SIGMA1	0.0374 191.41	0.2392	0.0776	3.94	18.58	0.0390
33-	52	Q1	0.6585 60.88	0.6112	0.0120	7.15	1.13	0.6229
53-	62	R01	0.0964 235.36	0.5027	0.0634	9.82	7.22	0.0968
63-	78	O1	3.7279 102.22	0.6578	0.0022	8.33	0.20	3.5044
79-	88	TAU1	0.0181 110.32	0.5078	0.1912	19.15	21.57	0.0307
89-	103	NO1	0.3936 341.59	0.6959	0.0252	8.50	2.08	0.3172
104-	110	K11	0.0772 164.63	0.9129	0.1453	21.53	9.12	0.0740
111-	113	PI1	0.0621 213.70	0.4819	0.0879	11.11	10.45	0.0649
114-	120	P1	1.6427 12.00	0.7197	0.0052	4.10	0.41	1.6519
121-	123	S1	0.0673 244.74	1.8300	0.3168	36.49	9.88	0.0684
124-	134	K1	5.7010 9.68	0.7516	0.0016	2.56	0.12	5.4833
135-	136	PSI1	0.0284 215.60	0.5054	0.2121	48.59	24.05	0.0282
137-	143	PHI1	0.0634 168.13	0.6761	0.1217	-6.47	10.31	0.0656
144-	151	TETA1	0.0725 243.95	0.8566	0.1477	7.84	9.88	0.0688
152-	165	J1	0.3003 55.06	0.6960	0.0284	2.83	2.34	0.2907
166-	172	SO1	0.0579 264.60	0.8269	0.1707	-9.44	11.83	0.0582
173-	183	OO1	0.1988 106.52	0.5339	0.0401	2.73	4.30	0.1552
184-	197	NU1	0.0368 143.28	0.8061	0.2116	1.35	15.03	0.0452

ERREUR Q.M. D 2.136808

GROUPES	SYMBOL	AMPLITUDE	PHASE	FACT.AMPL.		DEPHASAGE		AMPLITUDE
		EPOQUE	CENTRALE		EQM		EQM	MOYENNE
198-	216	EPS2	0.0452 168.54	1.3218	0.0793	10.94	3.44	0.1017
217-	226	2N2	0.2118 43.45	0.8330	0.0251	8.36	1.73	0.2104
227-	236	MU2	0.3282 195.07	1.1969	0.0208	-3.63	1.00	0.3648
237-	249	N2	1.6046 75.40	0.8312	0.0032	6.27	0.22	1.5841
250-	260	NU2	0.2808 249.95	0.7747	0.0168	13.82	1.24	0.2827
261-	286	M2	8.0635 108.67	0.8176	0.0006	5.37	0.04	8.1405
287-	291	LAMB2	0.0655 199.83	0.9425	0.0806	49.45	4.90	0.0692
292-	300	L2	0.1516 364.68	0.7998	0.0188	12.92	1.35	0.2357
301-	305	T2	0.1984 212.46	0.7828	0.0214	5.01	1.56	0.2153
306-	309	S2	3.8983 8.40	0.8287	0.0013	-0.70	0.09	3.8937
310-	321	K2	1.2403 194.45	0.8195	0.0040	-0.82	0.28	1.1813
322-	336	ETA2	0.0645 222.81	0.7904	0.0665	-1.98	4.82	0.0687
337-	347	2K2	0.0155 291.89	0.5906	0.1748	2.49	16.96	0.0185

ERREUR Q.M. SD 1.065565

01/K1	0.8753	1-01/1-K1	1.3774	M2/O1	1.2428			
GROUPES	SYMBOL	AMPLITUDE	PHASE	FACT.AMPL.		DEPHASAGE		AMPLITUDE
		EPOQUE	CENTRALE		EQM		EQM	MOYENNE
348-	352	MO3	0.0179 134.70	0.6398	0.0611	13.76	5.47	0.0226
353-	363	M3	0.0988 178.26	0.8194	0.0169	12.48	1.18	0.1031

ERREUR Q.M. TD 0.360215

EPOQUE DE REFERENCE TJJ# 41122.0

