

MAREES TERRESTRES

BULLETIN D'INFORMATIONS

N° 96

15 FEVRIER 1986

Association Internationale de Geodesie

Commission Permanente des Marees Terrestres

Editeur Prof. Paul MELCHIOR
Observatoire royal de Belgique
Avenue Circulaire 3
1180 Bruxelles

1

2

TABLE DES MATIERES

P.

A.P.VENEDIKOV Application of a program for earth tide data processing.	6490
B.P.PERTSEV, M.V.IVANOV (Traduction) Marée Océanique semi mensuelle et rotation de la Terre.	6539
M.S.MOLODENSII (Traduction) Oscillations Elastiques les plus simples de la Terre en rotation.	6543
M.S.MOLODENSII (Traduction) Oscillations Elastiques de la Terre en rotation avec un noyau visqueux liquide.	6547
V.A.VOLKOV, S.N.BARSENKOV, F.P.GOUSSEIEVA, S.S.ZASSIMOV, M.BONATOU, B.BODRI (Traduction) Observations des variations de marées à Obninsk de 1976 à 1980.	6554
M.V.KOUZNETSOV, L.V.KOUZNETSOVA, Iou F.SCHIBAEV (Traduction) Sur la stabilité du facteur gravimétrique δ à la station de marée terrestre d'Alma-Ata (Talgat).	6561
D.SIMON, J.A.CHIROKOV (Traduction) Influence des marées océaniques sur les résultats des mesures d'inclinaisons de marées en Europe Orientale et Occidentale.	6564

APPLICATION OF A PROGRAM FOR EARTH TIDE DATA PROCESSING

A.P. Venedikov

Geophysical Institute, Sofia.

A general description of a computer's program named SV was presented in Venedikov, 1983. Since then SV was further achieved in ICET, with the participation of P. Melchior and B. Ducarme as well as in the Institut für theoretische Geodäsie in Bonn, with the help of M. Bonatz, Büllesfeld and Schulze. In the present paper the use of the program in its present state is considered.

The function of SV is controlled by a few data inserted in an input file called IFILE. In the appendix "A guide ..." all options which can be used for the composition of an IFILE are enumerated. They are accompanied by short explanations for the corresponding effect and the meaning of the input parameters. In some cases this may be enough for the user but in most cases he may need more details.

Initially the aim of the paper was to provide a detailed information for the use of all various possibilities of SV. Finally this appeared to be a too heavy task. We were obliged to confine us to the main function of SV - analysis of tidal data. Other features, like : study of the statistical properties of the data, determination of particular waves, analysis with the determination of the displacements (jumps) of the recorded curve, relation between different series of data (including non-tidal series) and so on, will be the object of additional (and shorter) papers.

Nevertheless, through the discussion of the analysis, the general way of working with SV is also explained. This, combined with the appendix, may be enough for the use of some particular possibilities.

1. GENERAL FORMAT OF THE INPUT FILE IFILE.

An IFILE is read by the computer from input N° 5. It is a package of 80-bytes records on one or another data carrier. The records are called here lines.

According to the purpose one should choose and include in the IFILE some sets of data. One such set is called here generally IN (input information). Each IN is composed by a characteristic number I, which is the first datum, followed by some other data. The value of I defines what is the destination of the data, their number and format. We shall refer to a given IN by IN followed by the corresponding I, i.e. by INI, like IN1, IN2, ...

The general format of IN1 through IN21 is

$$\text{INI}, D_1, D_2, \dots D_m \quad (I = 1, \dots 21) \quad (1)$$

where D are m numerical parameters. With the exception of IN10, m is a fixed number (depending on I) and all D are to be written in one and the same line with I. When a real input is organized, the use of the letters IN in front of the number I is optional, i.e. (1) could be written as I, $D_1, \dots D_m$. Most often we shall keep IN in order to emphasize that I is a characteristic number as well as to indicate the beginning of a set of data.

We shall refer to a tidal data file by the number DF through which the file can be read by the computer. SV can process at once more than one DF. The information provided by (1) is applied to all DF.

The general format of IN32 through IN55 is

$$\text{INI}, \text{DF}, D_1, D_2, \dots D_m, \text{END} \quad (I = 32, \dots 55) \quad (2)$$

where DF is the number of a data file with which the information is to be related. If DF = 0, it is applied to all data files. I and DF are always in one and the same line, while D are in some cases in the same line, in other cases - in one or several subsequent lines. D are numerical parameters with the exception of IN43, IN44 and IN45 when the input is a text. The last parameter END is

$$\text{END} = 0 \text{ or blanks or signs equivalent to blanks} \quad (3)$$

For some INI m is an arbitrary number. Then it is fixed through an END at the end of the data.

IN31 has a particular format. IN12, IN19, IN20, IN22 through IN30 and IN46 through IN48 are not available.

A general form of an IFILE is presented on the scheme (4). SV reads a sequence of IN with the corresponding data. With a few exceptions the sequence does not depend on I. It is not necessary to include all possible IN. When a given IN is not present SV uses some default values. Thus, if there is no IN at all, SV will execute a standard analysis. When, instead of an INI with $I > 0$, SV reads a line with an END (3), a processing or a run of the program begins.

After a run is over SV reads new data from the IFILE. When there are such data a new run begins. When there are no more data, i.e. when a second line END or the sign end of file is read - this is the end of the whole job.

```

INI, parameters
.....
INI, parameters      first run
END

INI, parameters
.....
INI, parameters      second run      (4)
END

.....
.....
END
END or end of file

```

2. FORMAT OF THE NUMERICAL DATA AND SOME EXAMPLES

Both real and integer numbers may be written with or without a decimal point ".". They may have in front, immediately before the first digit, a "+" or a "-". Two numbers, i.e. two numerical parameters, are distinguished when they are separated by an arbitrary number of blanks or signs different from 0, 1, ..., 9, ".", "+", "-" and the asterisk "*". An isolated ".", "+" or "-" is conceived as an isolated zero 0. The first number in a line can begin in any position. When in a line it is expected to read m parameters and there are written only the first $i < m$ of them, the remaining missing parameters are accepted as $D_{i+1} = \dots D_m = 0$.

The asterisk "*" can be used for commentaries. When it is in the first position of a line, the whole line is neglected. When it is in another position the data after it are neglected.

These rules are illustrated by the example (5). Each line written there have one and the same effect, the lines with an asterisk at the first position being of no importance.

* EXAMPLES WITH IN4 WHICH HAS 3 PARAMETERS D1 = N, D2 = SH, D3 = NRS.

IN4, N = 36, SH = 72, NRS = 0

I = 4, LENGTH OF INT IS 36, SHIFT BTW NEIGHBOURING INT IS 72

4, N36SH72 * 3RD PARAMETER IS NOT WRITTEN, ACCEPTED NRS = 0

4 36 72 0

(5)

4 36 72 0

IN4 = 36, 72, 0

4.8, +36, +72.0, - * THE SIGN - IS ACCEPTED AS NRS = 0

* ALL LINES HAVE THE SAME EFFECT

* END OF THE EXAMPLE

When an IFILE is read it is directly outprinted. The data taken into account in the execution are underlined as it is done in the example (5).

The example (6) is a complete IFILE which can be actually used. There are three runs, each time new filters are used.

* DF = 21 IS PROCESSED. IT DOES NOT NEED TO BE INDICATED BY IN31

* DATA 1ST RUN :

IN4, LENGTH OF FILTERS N = 48, SHIFT = 48

DELTA AND KAPPA CORRECTIONS IN37 FOR DF = 21

* THIS INPUT HAS AN ARBITRARY NUMBER OF INPUT LINES :

(6)

TIDAL GROUPS 1 TILL 15, DELTA 1.00578, KAPPA 0.15 DEGREES

17 45 0.998 -1.25

* OTHER GROUPS ARE WITHOUT CORRECTIONS

END IS THE END OF * IN37

END IS THE START OF THE FIRST RUN

* 2ND RUN :

IN3, 1 MEANS NEW FILTERS WILL BE BUILT UP IN A *2ND RUN

IN4, NEW N = 36, SAME SHIFT = 48 * 12 ORDINATES OMITTED

* NO NEW IN37, SAME DELTA AND KAPPA CORRECTIONS ARE USED

END = 0 * START OF THE 2ND RUN

* 3D RUN, LONG PERIOD WAVES

IN1, W = 6, 6 MEANS LP WAVES

IN4, LENGTH = 400, SH = 400, NRS = 110

IN3, 1 TO BUILT UP NEW FILTERS

END, START *3D RUN

END OR EOF TO END THE WHOLE EXECUTION OF SV

When one wants to simplify the preparation of the input the commentaries can be omitted. The IFILE in the example (7) is equivalent to (6)

<u>4,48,48</u>	or :	<u>4</u> <u>48</u> <u>48</u>	
<u>37,21</u>		<u>37</u> <u>21</u>	
<u>1,15,1.00578,0.15</u>		<u>1</u> <u>15</u> <u>1.00578</u> <u>0.15</u>	
<u>17,45,0.998,-1.25</u>		<u>17</u> <u>45</u> <u>0.998</u> <u>-1.25</u>	
<u>0</u>		<u>0</u>	
<u>0</u>		<u>0</u>	
<u>3,1</u>		<u>3</u> <u>1</u>	(7)
<u>4,36,48</u>		<u>4</u> <u>36</u> <u>48</u>	
<u>0</u>		<u>0</u>	
<u>1,6,6</u>		<u>1</u> <u>6</u> <u>6</u>	
<u>4,400,400,110</u>		<u>4</u> <u>400</u> <u>400</u> <u>110</u>	
<u>3,1</u>		<u>3</u> <u>1</u>	
<u>0</u>		<u>0</u>	
<u>0</u>		<u>0</u>	

3. TIDAL AND OTHER COMPONENTS USED BY THE PROGRAM.

SV disposes of 520 functions of the time. We shall call them components, because an observed curve can be approximated by a linear combination of them.

The first 504 components are the theoretical tidal waves from the development of Cartwright, Teyler and Edden (1971, 1973). It has been provided to us personally by Chojnicki. The amplitudes are related with the epoch 1975 (Wenzel, 1976). This development is identical with the development used in the ICET.

The theoretical tides are classified, as usually, into four tidal species or types of tides. We shall refer to them by a variable W (see IN1) : W = 1 (D, diurnal), 2 (SD, semidiurnal), 3 (TD, terdiurnal) and 6 (LP, long period).

Besides this the tides are distributed into 81 initial tidal groups (Table 1). In each group a tide with relatively more important amplitude is chosen and considered as a "main component".

The theoretical tides are completed to 520 components, respectively the main components in Table 1 are completed to 97 components, by 16 additional components which are :

(i) Three artificial tides S3, M4 and S4 whose angular velocities are defined by the Doodson's number in Table 1. S3 and S4 are subharmonics of S1

and S2, while M4 is a subharmonic of M2 and M3. S3 is included in TD, S4 and M4 shape a new species $W = 4$ (QD, quarterdiurnal). These tides can be used to search for ocean influences (Baker, 1978) as well as for meteorological effects. The amplitudes chosen are the constants : 0.01 μgal for the vertical component and 0.00001 for the horizontal components. These amplitudes and the amplitude factors provided by the analysis have no meaning. They serve merely as means to obtain the observed amplitudes.

(ii) Six periodic components SW1, SW2, SW3, SW4, SW5 and SW6 which are considered as a particular type $W = 5$ (SW, special waves). These components have initial angular velocities which are used only to calculate the response of a filter. The angular velocities for an analysis can be chosen through IN53. The theoretical amplitudes are fixed as in (i).

(iii) The next six components T0, ... T5 are the functions t^k ($k = 0, 1, \dots, 5$) of the time t . They are used to approximate the drift.

(iv) The last component DISP is used to determine the displacements or the jumps in the recorded curve in a new way. When IN9, LJUM > 1 or IN35, IND = 11 is used, DISP becomes the function $D(t) = 0$ for $t < t_d$ and $D(t) = 1$ for $t \geq t_d$, where t_d is the time at which a displacement occurs.

The theoretical tidal development and the main components from Table 1 can be printed through IN15.

4. FILTERS.

A basic operation of SV is always the use of a set of filters. The principle of the building up the filters and of the filtering consists in the following.

The filters are applied on a record as if it is subdivided into short intervals of N hours, N being the number of the coefficients of the filters. Here and later we shall use the abbreviation INT to designate one such interval. The curve in one, whichever INT, is approximated by equations which include some of the main components (Table 1). The set of filters is a linear operator that solves the equations after the Method of the least squares. In this paragraph the filters are considered without going into details.

Let T is the central epoch of an INT, t - the time measured from T in hours and $L(T+t)$ - the ordinate of the observed curve at time $T+t$. For the sequence of N hourly ordinates in the INT, t takes the values

$$t = -n, -n+1, \dots, -1/2, +1/2, \dots, +n: \quad n = N/2 - 1/2 \quad (8)$$

For SV N should be always an even number. That is why t and n are integers $+1/2$.

$L(T+t)$ can be represented as

$$L(T+t) = \sum_i (x_i \cos w_i t + y_i \sin w_i t) + \sum_1 p_1(t) z_1 + e(t) \quad (9)$$

$(t = -n, \dots, n)$

Here x_i, y_i, z_1 are unknowns depending on T , w_i are angular velocities of chosen periodic main components, $p_1(t)$ are functions related with the drift (usually $p_1(t) = t^1$) and $e(t)$ is the noise, including the imperfection of the approximation through the equations (9). In the equation (9) let us call $A_{1i}(t)$ ($i = 1, \dots, m_1$) the even functions, $A_{2i}(t)$ the odd functions and X_{ki} the unknown coefficient corresponding to A_{ki} ($k = 1, 2$). We shall introduce the vector columns.

$$\bar{L}(T) = \left\| L(T+t) \right\|, \quad \bar{A}_{ki} = \left\| A_{ki}(t) \right\| \quad \text{and} \quad \bar{e} = \left\| e(t) \right\| \quad (10)$$

where t takes all values (8). Then the system of equations (9) can be rewritten as

$$\bar{L}(T) = \sum_{k=1,2} \sum_{i=1}^{m_k} \bar{A}_{ki} \cdot X_{ki} + \bar{e} \quad (11)$$

The filters used by SV are obtained as linear combinations of the vectors $\bar{A}_{ki}$. To each $\bar{A}_{ki}$ we get a corresponding filter

$$\bar{F}_{ki} = \left\| F_{ki}(t) \right\| \quad (12)$$

with coefficients $F_{ki}(t)$ which are the values of a function of t . $\bar{F}_{ki}$ is an even filter when $k = 1$ and an odd filter when $k = 2$, i.e.

$$F_{ki}(t) = (-1)^{k-1} \cdot F_{ki}(-t) \quad (13)$$

Due to the orthogonality of even and odd functions they can be considered in the following separately, without the index k , in one and the same way. A similar simplification (suppression of k) could be realized through complex numbers. For our case they are somewhat unpractical because the number of even and odd functions $p_1(t)$ may be unequal.

The result from the application of the filter $\bar{F}_i$ on the INT is the filtered number

$$U_i(T) = \bar{F}_i^* \bar{L}(T) \quad (14)$$

where the asterisk $*$ means the transposition of a matrix as well as a scalar product of two vectors.

The response (amplifying factor) of $\bar{F}_i$ to the j -th component in the equation (11) is

$$R_{ij} = \bar{F}_i * \bar{A}_j \quad (15)$$

If $e(t)$ is a white noise with a variance s^2 , the variance of U_i is

$$S_i^2 = (\bar{F}_i * \bar{F}_i) \cdot s^2 = s^2 / g_i \quad (16)$$

where

$$g_i = 1 / (\bar{F}_i * \bar{F}_i) \quad (17)$$

is called weight of the filter $\bar{F}_i$.

The filters built up by SV satisfy the conditions :

$$\bar{F}_i \text{ is a linear combination of } \bar{A}_1, \dots, \bar{A}_i \quad (18)$$

and

$$R_{ij} = \begin{cases} 0, & j < i \\ 1, & j = i \end{cases} \quad (19)$$

without a precondition for R_{ij} when $j > i$.

Due to the conditions (18) and (19) it is decisive, once the components $\bar{A}$ being chosen, how they are numerated, i.e. how they are arranged from left to right in the following scheme :

$$\begin{array}{ccccccc} \bar{A}_1 & \dots & \bar{A}_{i-1} & \bar{A}_i & \dots & \bar{A}_m & \\ & & & \downarrow & & & \\ & & & \bar{F}_i & & & \end{array} \quad (20)$$

response

$$\text{of } \bar{F}_i : 0, \dots, 0, 1$$

There is a filter $\bar{F}_i$ corresponding to $\bar{A}_i$. It eliminates (response $R_{ij} = 0$) all components situated to the left of $\bar{A}_i$ and it amplifies $\bar{A}_i$ by a factor $R_{ii} = 1$. In the general case $\bar{F}_i$ does not eliminate the components $i+1, \dots, m$ situated to the right of $\bar{A}_i$, though it is possible the response to be small, compared to $R_{ii} = 1$.

The conditions (18) and (19) allow us to transform the equations (11) into

$$\bar{L}(T) = \sum_{k=1,2} \sum_{i=1}^{m_k} g_{ki} \cdot \bar{F}_{ki} \cdot V_{ki} + \bar{e} \quad (21)$$

where the index k was reintroduced and V_{ki} are new unknowns. From the same conditions it follows that

$$\bar{F}_{ki} * \bar{F}_{kj} = \begin{cases} 0, & i \neq j \\ 1/g_{ki}, & i = j \end{cases} \quad (22)$$

Then the estimates $\tilde{V}_{ki}$ of the unknowns V_{ki} , after the Method of the least squares, are

$$\tilde{V}_{ki} = \frac{(g_{ki} \bar{F}_{ki})^* \bar{L}(T)}{(g_{ki} \bar{F}_{ki})^* (g_{ki} \bar{F}_{ki})} = \bar{F}_{ki}^* \bar{L}(T) = U_{ki}(T) \quad (23)$$

i.e. they are identical with the filtered numbers. Or the filters are indeed an operator that solves a system of equations after the Method of the least squares. This means that among all filters with a response defined by (19), respectively by (20), our filters, through the condition (18), provide filtered numbers with the lowest variance.

After this brief review of the theory in the following paragraphs we shall try to clear up the practice of its realization.

5. SUBDIVISION OF A TIDAL RECORD INTO THE FILTERED INTERVALS INT.

This is controlled by IN4 which provides the length N together with two parameters SH and NRS . N can be any even number. Evidently, it must cover the length in hours of the tides which one wants to determine through the analysis.

SH is the shift in hours between two neighbouring INT when there is no interruption in the record. It can be any number $SH > 0$. Its meaning is illustrated by Figure 1.

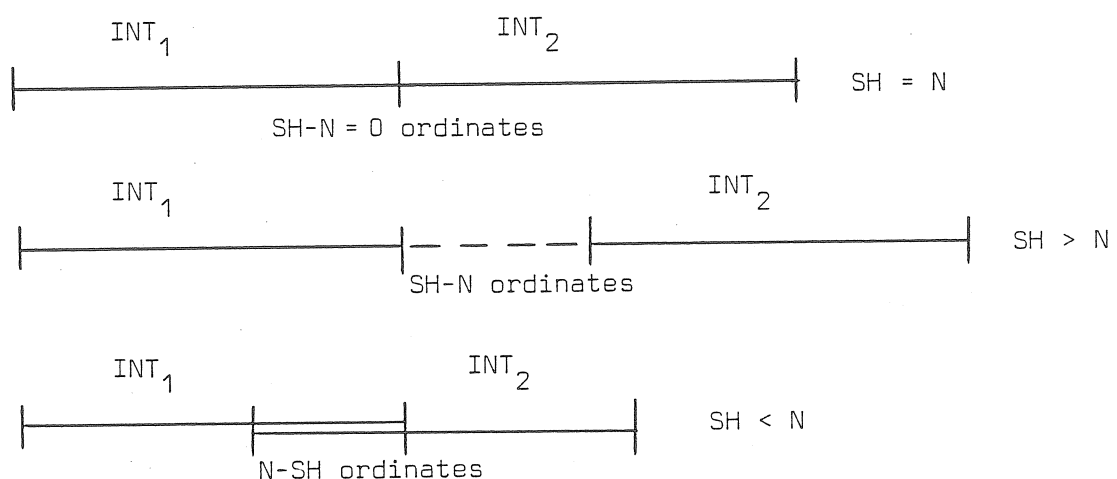


Figure 1

The option $SH < N$ is not to be used for the analysis. Due to the overlapping of the INT one gets a false high precision of the results. Nevertheless, it can be very efficient for checking up the data through another kind of processing. For example one can use IN9 with $LJUM = N$, i.e. filters for the

determination of a jump in the curve in the last ordinate in each INT. This, combined with an $SH = 1$, can detect and locate clearly the uncorrected jumps in the record.

For the analysis one should use normally $SH = N$. However the option $SH > N$ may be also interesting, though there are losses of data. It improves the independence of U_{ki} which are obtained from neighbouring INT.

The meaning of NRS, when one chooses $NRS > 0$, is illustrated by Figure 2. The last NRS ordinates of each INT are kept in reserve. When a next INT (INT_2 on Figure 2) cannot be completed because there is interruption, the reserved ordinates may be used. If the lacking ordinates are in number $\Delta N < NRS$ the interrupted INT is shifted back on ΔN hours. Thus one saves $N - \Delta N$ ordinates but a correlation is introduced. This option is of a very limited importance. It may be more interesting when a large N is used for the determination of LP tides.

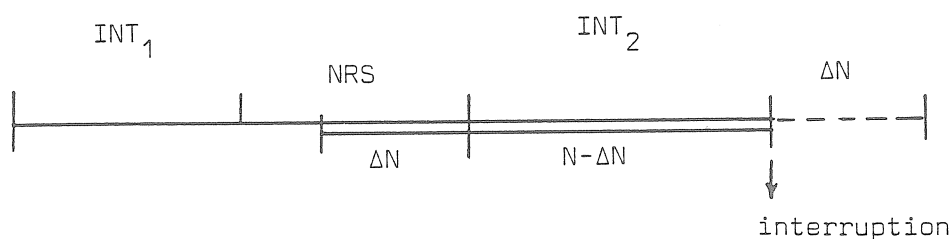


Figure 2

NRS can be used only when $SH = N$.

There are two sets of default values for SH and N . For all $IN1$, except $IN1, 6, 6$, $SH = N = 36$ (in ICET $SH = N = 48$). When $IN1, 6, 6$ is used SH and N becomes $SH = N = 360$. In this case, if one wants to replace $SH = N = 360$, $IN4$ should be used after $IN1$ in the IFILE.

6. TIDAL COMPONENTS OF THE FILTERS.

The equations (9), (11) and (21) are used also for an estimation of the precision of the data in the INT. That is why a first concept for the choice of the components $\bar{A}_i$ is that they must theoretically approximate in a perfect way the curve in each INT. For this purpose there must be included an enough number of the functions $P_1(t)$, which are called drift components, DC, and an enough number of tides, which are called tidal components, TC.

SV determines in parallel several different species $W = W_1 \div W_2$ ($IN1$). Evidently a second exigence is each W to be represented by at least one tide of this type. Let $\bar{A}_{iW}$ is such a tide. According to the scheme (20) it will generate a couple of filters $\bar{F}_{iW}$ (the index $k = 1, 2$ is omitted) which amplifies the

tide by a factor 1 and thus all tides of type W by factors close to 1. These filters, respectively the filtered numbers produced by them, are used to determine the tides W. To simplify the notations such a couple of filters will be denoted by FW.

A necessary condition for FW is to eliminate the drift, i.e. DC. It is possible to impose the condition FW to eliminate some tides $W' \neq W$ while it is not necessary FW to eliminate some other tides $W'' \neq W$. All this is realized when the components $\bar{A}_i$ are arranged according to the scheme

$$\begin{array}{ll} \bar{A}_1, \bar{A}_2, \dots & \dots \bar{A}_{m-1}, \bar{A}_m \\ \text{Drift components} & \text{Tidal components TC} \\ \text{DC} & \text{of type } W', W, W'' \end{array} \quad (24)$$

Usually the tides D, SD and TD are determined. This corresponds to the default case IN1, 1, 3. Then TC must incorporate one D tide, say S1, K1 or O1, one SD, say S2, M2 or N2 and one TD, say M3 or S3. For N like N = 36, N = 48, the tides of one and the same W are very close within an INT but they are not completely indistinguishable. That is why for a good approximation TC needs more than one D and SD tides, like

$$\begin{array}{ll} \text{tidal components} & : \text{TC} = \text{S1}, \quad \text{O1}, \quad \text{S2}, \quad \text{N2}, \quad \text{M3} \\ \text{all filters} & : \bar{F}_i = \bar{F}_{\text{S1}}, \quad \bar{F}_{\text{O1}}, \quad \bar{F}_{\text{S2}}, \quad \bar{F}_{\text{N2}}, \quad \bar{F}_{\text{M3}} \\ & \quad \downarrow \quad \quad \downarrow \quad \quad \downarrow \\ \text{filters used in the analysis} & : \text{FW} = \text{F1} \quad \quad \text{F2} \quad \quad \text{F3} \end{array} \quad (25)$$

Only the first tide of a given W generates filters used in the analysis. In the scheme (25) these are the filters $F1 = \bar{F}_{\text{S1}}$, $F2 = \bar{F}_{\text{S2}}$, $F3 = \bar{F}_{\text{M3}}$. The selection of a filter for the analysis is depending on IN1 as well. If we had IN1, 3, 3 instead of IN1, 1, 3, then the filter $F3 = \bar{F}_{\text{M3}}$ would be the only filter used in the analysis.

If one wants to make a particular analysis searching for the QD tides through IN1, 4, 4 the scheme (25) cannot be used. It should be completed by a QD tide ($W = 4$), say

$$\begin{array}{ll} \text{TC} = \text{S1}, \quad \text{O1}, \quad \text{S2}, \quad \text{N2}, \quad \text{M3}, \quad \text{M4} \\ & \quad \quad \quad \downarrow \\ & \quad \quad \quad \text{F4} = \bar{F}_{\text{M4}} \end{array} \quad (26)$$

or

$$\begin{array}{ll} \text{TC} = \text{S1}, \quad \text{O1}, \quad \text{S2}, \quad \text{N2}, \quad \text{M3}, \quad \text{S4} \\ & \quad \quad \quad \downarrow \\ & \quad \quad \quad \text{F4} = \bar{F}_{\text{S4}} \end{array} \quad (27)$$

The choice of TC is made through IN7. SV disposes by a number of configurations of tides given in Table 2. Each configuration has a proper number

CT. The first digit of CT indicates the type W of the tides. Thus 102 means D or W=1, 401 means QD or W=4. IN7 can enter up to 5 numbers $CT_1, \dots, CT_5$. During the execution they are replaced by the corresponding waves.

The default case

$$\begin{array}{llll} \text{IN7, } CT_1 = 102, & CT_2 = 202, & CT_3 = 301 & \\ (S1, O1) & (S2, N2) & (M3) & \end{array} \quad (28)$$

corresponds to TC in (25), while TC in (26) and (27) corresponds to IN7, 102, 202, 301, 401 and IN7, 102, 202, 301, 402 respectively.

When IN1, 6, 6 is used, i.e. when LP are determined, the default case is

$$\begin{array}{llll} \text{IN7, } CT_1 = 114, & CT_2 = 214 & CT_3 = 603 & \\ (\text{SIG1, Q1, O1, NO1,} & (\text{EPS2, MU2, N2, M2,} & (\text{MF, MM, MTM}) & \\ K1, J1, 001) & L2, S2, ETA2) & | & \\ & & \downarrow & \\ & & F6 = \bar{F}_{MF} & \end{array} \quad (29)$$

filter for the analysis :

The sequence of the tides in TC determines the response of the filters. In (25) F1 amplifies S1 by 1, all D approximately by 1 and it does not eliminate SD and TD. F2 eliminates both S1 and O1 and thus practically all D. It amplifies approximately by 1 all SD and it does not eliminate TD. F3 eliminates both D and SD. In the examples (26) and (27) F4 eliminates D, SD and TD. In the case (29) F6 eliminates D and SD.

If one wants to modify the response, the sequence of CT in IN7 must be changed. For example if one wants to separate D from SD and TD

$$\text{IN7, } CT_1 = 301, \quad CT_2 = 202, \quad CT_3 = 102 \quad (30)$$

can be used. To it corresponds the following TC :

$$\begin{array}{llll} \text{TC} & = & M3, & S2, & N2, & S1, & O1 \\ \text{FW} & = & \bar{F}_3 & \bar{F}_2 & & \bar{F}_1 & \end{array} \quad (31)$$

There are the same tides as in (25) but they are rearranged. F3 will not eliminate D and SD, F2 eliminates TD but it does not separate SD from D, while F1 eliminates both TD and SD.

7. ELIMINATION OF THE DRIFT REPRESENTED BY POLYNOMIALS.

In the default case the DC in the scheme (24), $\bar{A}_1, \bar{A}_2, \dots$ are the functions

$$P_1(t) = \left[t / (N/2) \right]^1, \quad 1 = 0, \dots, v \quad (32)$$

considered as vector-columns

$$\bar{P}_1 = \left\| p_1(t) \right\|, \quad l = 0, \dots, v, \quad (33)$$

where v is the power of the polynomial through which the drift is approximated, respectively the eliminated power by the filters used in the analysis. The normalization by $N/2$ in (32) has no particular meaning.

Actually the TC in (24) are : once the even functions of the kind $\cos w t$, or even TC, then they are the odd functions of the kind $\sin w t$, or odd TC. Evidently an even TC is preceded by even $\bar{P}_1$ and an odd TC - by odd $\bar{P}_1$. One and the same TC can be combined by different DC with increasing eliminated power v .

All available variants are given in the scheme (34). There v is the eliminated power by the couples of filters. It is taken into account that the even filters eliminate all odd P_1 and the odd filters eliminate all even P_1

		couple of filters
no $\bar{P}_1$	odd TC	$v = 0$
$\bar{P}_0$	even TC	$v = 1$
$\bar{P}_1$	odd TC	$v = 2$
$\bar{P}_0, \bar{P}_2$	even TC	$v = 3$
$\bar{P}_1, \bar{P}_3$	odd TC	$v = 4$
$\bar{P}_0, \bar{P}_2, \bar{P}_4$	even TC	$v = 5$
$\bar{P}_1, \bar{P}_3, \bar{P}_5$	odd TC	

(34)

The input $IN5, NV, V_1, \dots, V_6$ determines which variants will be applied. The choice can be made separately for each type W of tides as V_W is a parameter related with the type W . The number of variants NV is common for all W . The first variant is the couple of filters with $v = V_W$. If $NV > 1$ the next variant is $v = V_W + 1$ until $v = V_W + NV - 1$.

The default case is $NV = 1$ (a single variant), $V_1 = 2$ (for D) and $V_2 = \dots = V_6 = 1$. It means that the filters for the determination of D eliminate $\bar{P}_0, \bar{P}_1$ and $\bar{P}_2$, i.e. an arbitrary polynomial of power 2. The filters for the determination of all other tides do not eliminate but $\bar{P}_0$ and $\bar{P}_1$, i.e. an arbitrary linear function.

Another example is

$$IN5, NV = 3, \quad V = 0, 0, 0, 0, 0, 0 \quad (35)$$

One and the same set of filters, the variants $v = 0, 1$ and 2 , are used for all types W . In the first variant, $v = 0$, merely an arbitrary constant is eliminated in each INT. It can be applied to observations nearly free of drift, like the records of a superconductive gravimeter. However it is reasonable to experimentate $v = 1$ and $v = 2$, through $NV = 3$, in order to prove that there is no drift indeed.

When $NV > 1$ the output is controlled by IN14, OPT. In the default case $OPT = 0$ all NV variants are outprinted. The user may choose the optimum result after the mean square errors of the amplitude factors and the phase shifts. If IN14, $OPT = 1$ is used the choice is made automatically and the results with the lowest mean square errors are printed only. The choice is made separately for each type W .

8. APPROXIMATION/ELIMINATION OF THE DRIFT BY PERIODIC FUNCTIONS.

The functions $p_1(t)$, respectively $\bar{P}_1$, can be defined through

$$IN6, IP_0, IP_1, \dots, IP_5 \quad (36)$$

(in the Appendix $IP = DC$)

where IP_1 ($l = 0, 1, \dots, 5$) is one of the numbers of the main components in Table 1, except 97. Initially IP_1 , through the default values, refer to the aperiodic components 91, ..., 96, through which the approximation discussed in § 7 is realized. Through IN6 all components 91, ... 96 or some of them can be replaced by periodic components. However one should keep at least $IP_1 = 91$, i.e. $p_0(t) = t^0 = 1$, because there is always an arbitrary constant to be eliminated.

When an IP_1 refer to a periodic function both the terms $\cos w t$ and $\sin w t$ are included in the approximation of the drift. That is why, when there is a combination between aperiodic and periodic components, it is not possible to create a simple general scheme like (34). Nevertheless, the number of the variants for the approximation/elimination of the drift and the initial variant are determined by IN5. When a value v is defined by IN5, it means that the components referred by IP_1 for $l = 0, \dots, v$ are taken into account.

The use of IN6 will be illustrated by an example. Let us have an input

$$IN6, IP_0 = 91, IP_1 = 92, IP_2 = 2 \text{ (MM)}, IP_3 = 4 \text{ (MF)} \quad (37)$$

i.e. the first two aperiodic components are kept but the others are replaced by two longperiod waves MM and MF. The functions $p_1(t)$ are :

$$\begin{aligned}
P_0(t) &= 1, \quad p_1(t) = t / (N/2), \\
p_2(t) &= \cos w_{MM}t, \quad p_3(t) = \sin w_{MM}t, \\
p_4(t) &= \cos w_{MF}t, \quad p_5(t) = \sin w_{MF}t.
\end{aligned} \tag{38}$$

The eliminated components in dependence on v are :

$$\begin{aligned}
v = 0 &: \bar{P}_0 \\
v = 1 &: \bar{P}_0, \bar{P}_1 \\
v = 2 &: \bar{P}_0, \bar{P}_1, \bar{P}_2, \bar{P}_3 \\
v = 3 &: \bar{P}_0, \bar{P}_1, \bar{P}_2, \bar{P}_3, \bar{P}_4, \bar{P}_5
\end{aligned} \tag{39}$$

If one wants to use particular non-tidal periods for the approximation, he can refer to the SW 85, 86, ... and choose their periods through IN53.

9. EQUATIONS OF THE FILTERED NUMBERS AND TIDAL GROUPS.

The basic principle of the analysis (Venedikov, 1966, Melchior & Venedikov, 1968, Melchior, 1978, Venedikov, 1978, 1984) is that the filtered numbers (14) are processed as observed quantities. SV chooses the couples U_{ki} ($k = 1$ and 2), corresponding to the filters FW (see § 6). It deals in parallel but independently with each W defined by IN1.

Let $U_k(T)$ is a couple corresponding to a given W , obtained from an INT with a central epoch T . The observational equations used are

$$\begin{aligned}
U_k(T) &= \sum_i \xi_i \cdot \sum_{j=a_i}^{b_j} R_j H_j \cos \left| Q_j(T) + (k-1) \pi/2 \right| \\
&+ \sum_i \eta_i \cdot \sum_{j=a_i}^{b_j} R_j H_j \sin \left| Q_j(T) + (k-1) \pi/2 \right| \\
&\quad (k = 1, 2)
\end{aligned} \tag{40}$$

where i is the index of a tidal group which includes the tides with the indices $a_i \leq j \leq b_i$, R_j is the response of the filter used to the tide j , H_j and $Q_j(T)$ are the theoretical elements of this tide and

$$\xi_i = \delta_i \cos \kappa_i, \quad \eta_i = -\delta_i \sin \kappa_i \tag{41}$$

are the unknowns related with the tides from the group i . From the solution of the equations (40) according to the Method of the least squares SV provides the estimates of the tidal parameters δ_i and κ_i for the groups i .

It is possible to use at the same processing several (up to 5) variants of grouping, i.e. variants of choices of a_i and b_i in (40). In Table 1 an initial distribution of all components in groups is given. From these groups SV can shape 11 variants. In Table 3 the variants N° 1, 2, 3, 7, 9, 10 and 11 are presented (all variants can be printed through IN15). Each group there associates several consecutive (or simply one) groups from Table 1. The groups included are indicated by their numeration in Table 1. The particular groups for $W=5$ are not given.

When more than one variant is used, the equations (40) and the corresponding normal equations are composed for the first, most detailed separation into groups. The other variants are realized through a summing up the elements of the normal matrix, without losses of the computer's time.

The variants are chosen through the parameters G of IN31. If

$$G = 0 \quad (42)$$

two consecutive variants from Table 3 are chosen automatically, according to the length of the record (the total length determined by the first and the last date). They are given in Table 4.

The principle for choosing these variants is the following. There are some critical lengths like 1 year, 6 months and 1 month. They define absolutely the separation power of the analysis when it is based on the Fourier transforms. When the Method of the least squares is used one can expect satisfactory results even when the actual length is somewhat under the critical one. In such a case the interference between the tides increases but it is taken into account in the observational and in the normal equations. The effect is a decrease of the stability of the normal equations but it is strictly reflected in the computed mean square errors.

In Table 4 it is accepted that if the length is up to 10 % under the critical length we can still use its corresponding separation. In order to guarantee the results a subsequent less detailed separation is used as well.

The choice between two or more variants should be made on the basis of the mean square errors of the results δ and κ . For the same reason SV applies an analysis of variance, i.e. the Fisher's ratio F is calculated for each couple of variants. When it is too big, i.e. statistically significant, the more detailed variant is to be chosen.

The variants can be explicitly chosen by

$$G = NG_1, \dots, NG_m, 0 \quad (m \leq 5 \quad 0 < NG_i < NG_{i+1} \leq 11) \quad (43)$$

where NG_i are numbers of variants of grouping, their number m being delimited by the position of the zero 0 at the end. It is necessary the groups in a variant NG_{i+1} to be shaped by the groups of NG_i and all groups of NG_i must be included in NG_{i+1} . This condition is satisfied for the sequence of variants in Table 3, for D, SD and TD. It is not always satisfied for other W as well as for the complete sequence of 11 variants.

10. ADJOINED GROUPS.

In the equations (40) all tides with R_j substantially different from zero must be taken into account. These are, on the first place, the tides of type W which are amplified by the filters FW. The parameters G considered in § 9 define their groups only. When FW do not eliminate some tides $W' \neq W$, $W'' \neq W$, ... they may be also included in (40). Through IN10 one can choose some variants of grouping the tides W' , W'' , ... and adjoin them to the basic groups W. When there are such adjoined groups the result from the analysis is printed as

```
tidal groups W
      "      "      W'
      "      "      W"
      ...
```

The meaning of the parameters NG_{ij} for $i \neq j$ (NG_{ii} should be usually $NG_{ii} = 0$) is the following. If

$$0 < NG_{ij} \leq 11 \quad (44)$$

the groups variant No NG_{ij} of the tides $W' = j$ will join the basic groups $W=i$. If $NG_{ij} = 0$ there are not adjoined groups.

The default values are $NG_{12} = 11$ and $NG_{ij} = 0$ for all i, j , except $(i,j) = (1,2)$. The effect is : one SD group composed by all SD tides (variant 11 in Table 3) adjoins the D groups; there are not other adjoined groups. This choice of NG_{ij} corresponds to the arrangement (25) of the tides. The filters F1 do not eliminate SD, that is why SD are taken into account in this way. However, the influence of SD on the D filtered numbers is not very important and one can expect that one SD group may be enough. In the case (25) both F1 and F2 do not eliminate TD. Nevertheless, TD is not taken into account when D and SD are determined, because it has a too small importance.

An input like (45) will make a more detailed separation of SD to be adjoined to the D groups and one TD group to adjoin both D and SD.

IN10

$W = 1, NG_{11} = 0, NG_{12} = 9, NG_{13} = 11 * 5 \text{ SD GROUPS VAR. } 9, 1 \text{ TD GR.}$

$W = 2, NG_{21} = 0, NG_{22} = 0, NG_{23} = 11 * 1 \text{ TD GROUP VARIANT } 11$

END OF INPUT *IN10

(45)

If the arrangement (31) is used one should replace the default values of IN10, taking into account that TD are not separated from both D and SD, SD are not separated from D, while D are separated from both SD and TD. One can use, for example, the input (46)

IN10

$W = 2, NG_{21} = 9 * 6 \text{ D GROUPS ADJOINED TO SD (VARIANT } 9)$

$W = 3, NG_{31} = 11, NG_{32} = 11 * 1 \text{ D AND } 1 \text{ SD (VARIANT } 11) \text{ TO TD}$

$W = 1, NG_{11} = 0, NG_{12} = 0 * \text{ NO MORE SD GROUPS ADJOINED TO D}$

END OF INPUT * IN10

(46)

In some versions of SV the parameter NG_{ii} has a particular meaning. When $NG_{ii} > 0$ the parameters $NG_1, \dots, NG_m$ in (43) are replaced, for the tides $W = i$ only, by $NG_j + NG_{WW}$.

In the Appendix $NG_{ij} = G_{ij}, i = W$.

11. WEIGHTS OF THE FILTERED NUMBERS.

The equations (40) are used to compose the normal equations. Here this well known operation is not discussed, though its realization by SV has a lot of practical particularities. We shall consider only the introduction of weights of the filtered numbers which participate in the normal equations.

The weights are determined through the mean square errors which are calculated in the following way.

The ordinates $L(T+t)$ are replaced by

$$l_k(t) = \left[L(T+t) + (-1)^{k-1} L(T-t) \right] / \sqrt{2} \quad (t = 0.5, 1.5, \dots, n; \quad k = 1, 2) \quad (47)$$

Then the quantities

$$\bar{s}_k^2 = \left[\sum_{t=0.5}^n l_k^2(t) - \sum_{i=1}^{m_k} U_{ki}^2(T) \right] / (N/2 - m_k) \quad (48)$$

and

$$\tilde{s}^2 = \sum_{k=1,2} (N/2 - m_k) \cdot \tilde{s}_k^2 / (N - m_1 - m_2) \quad (49)$$

are computed.

It can be proved : (i) if $l_1(t)$ and $l_2(t)$ were considered separately as observed quantities and the Method of the least squares was applied to them, then $\tilde{s}_k$ would be the mean square error of $l_k(t)$ and (ii) $\tilde{s}$ is the mean square error of $L(T+t)$. Thus we get three estimates $\tilde{s}_1^2$, $\tilde{s}_2^2$ and $\tilde{s}^2$ of the variance of one ordinate s^2 , because the variances of $L(T+t)$ and $l_k(t)$ are the same. If g_k are the weights of the filters FW ($k=1$ for the even filter and $k=2$ for the odd one) defined through (17), SV may make use of three variants of weights of the filtered number U_k (40) :

$$\begin{aligned} \text{variant 1} &: \text{weight } g_k / \tilde{s}_k^2 \\ \text{variant 2} &: \text{weight } g_k / \tilde{s}^2 \\ \text{variant 3} &: \text{weight } g_k / 1 = g_k \end{aligned} \quad (50)$$

The inclusion of g_k is a natural one. This term reflects the reduction of a general white noise for the whole record and the systematic different response of the even ($k=1$) and the odd filter ($k=2$). The mean square errors $\tilde{s}_k$ and $\tilde{s}$ are determined individually for each INT, i.e. they depend on the time T . Thus the variants 1 and 2 of the weights take into account a variation of the quality of the record with T , while the third variant ignores such a variation. Still, the variant 1 suppose that the quantities (47) may be influenced in a different way by the noise for $k=1$ and $k=2$.

The choice of the variants of weights is controlled by the parameter WGT of IN31. It can be a single zero or a combination of the numbers 1, 2 and 3, followed by a zero. When

$$\text{WGT} = 0 \quad (51)$$

the variants 2 and 3 are applied. Otherwise the numbers included in WGT indicate which variants will be used. Thus

$$\text{WGT} = 2, 3, 0 \quad (52)$$

is equivalent to (51). All variants are used when $\text{WGT} = 1, 2, 3, 0$.

The weights (50) have a general form g_k/g^2 with $g = g(T) = \tilde{s}_k$ or $g = g(T) = \tilde{s}$ or $g = 1 = \text{const}$. The Method of the least squares, when weights are used, provides the so called mean square error s_0 of unit weight. Its meaning, in our case, is that the mean square error of an ordinate in an INT is

$$s'_0 = s'_0(T) = s_0 \cdot g \quad (53)$$

Thus, for the weights 1 and 2, s_0 is of little practical use. That is why SV prints as MEAN SQUARE DEVIATION the quantity

$$s_0'' = s_0 \cdot \bar{g} = \text{const.} \quad (54)$$

where $\bar{g}$ is the mean of all $g = g(T)$. Thus, s_0'' is somewhat artificially defined with the exception of the weights 3 with $g = \bar{g} = 1$. Nevertheless it gives a kind of information about the precision of the data. For example, the experience shows that there is always the well known difference in s_0'' for D, SD and TD produced by the presence of a coloured noise. Anyway, the definitive criterion for the precision should be the mean square errors of the tidal parameters. They are not dependent on the speculative definition (54).

12. DATA.

IN31 indicates which data files will be processed, how they will be organised and how they will be analysed (weights and grouping). Its general form is

$$\text{IN31, WGT, } G_0, \text{ SR}_1, G_1, \text{ SR}_2, G_2, \dots, \text{ SR}_m, G_m, \text{ END} \quad (55)$$

Each symbol is a zero or a sequence of numbers greater than zero with a delimiting zero at the end. The parameters WGT and G were considered in the previous §§ 9 and 11.

SR_i is what we call a series of data. It is composed by one or several data files which are processed as a single tidal record. The format of SR_i is

$$\text{SR}_i = \text{DF}_1, \text{DF}_2, \dots, \text{DF}_l, 0 \quad (56)$$

where DF are the physical input numbers of the data files by which the series SR_i is composed. DF should be different from 5, 6 and 10.

Usually DF will be portions of data obtained in one station by one instrument at different time and stored at different places. Through (56) the user can avoid the editing of all DF in one file. This is more important when magnetic tapes are used and less important when a file store with better editing facilities is used. In principle, DF may be obtained from different instruments and different stations and the time intervals may be overlapping.

The title of a result is taken from the last DF. When this is not convenient one can apply IN43, IN44 and IN45.

When an analysis is executed the weights WGT are used for all SR_i , while the variants of separation into groups are chosen individually by G_i for

each SR_i . G_0 is used when a global analysis (see next § 13) is executed. In the other cases it should be $G_0 = 0$.

In many cases one single series, composed by one single DF, will be processed. Then the user can omit the input IN31. When there is no IN31 the default values are

WGT = 2, 3, 0

$SR_1 = 21, 0$, i.e. the data file should have DF = 21

$G_1 = 0$, i.e. the grouping is defined after Table 4 (§ 9)

and G_0 is of no importance.

One can use more than one series for the following purposes :

(i) several series are to be processed in just one and the same way, (ii) a global analysis of several series is to be processed with a comparison between the individual series and (iii) a relation between different series, eventually including non-tidal series, is searched.

The processing of SR_i after (i) and (ii) is controlled by IN2. The option (iii) is not considered in the present paper.

When IN2, INDAN = 0, the data are not submitted to an analysis. The default case IN2, 1 means that each SR_i is analysed separately. It should be used also when a relation between two series is studied through IN55. IN2, 2 and IN2, 3 will be used for the case (ii).

In the following example (57) two series are analysed, the first one being composed by the files DF = 21 and 22, the second one - by the files DF = 27, 30 and 13. All variants of weights are used. The separation into groups of the first series will be made after the length of the record, while for the second one the variants 1, 2, 3, 7, and 11 are indicated. The input IN2 is not necessary.

IN31, WGT = 1, 2, 3, 0, $G_0 = 0$, $SR_1 = 21, 22, 0$, $G_1 = 0, -1$

* CONT = -1 : CONTINUATION ON THE NEXT LINE

$SR_2 = 27, 30, 13, 0$, $G_2 = 1, 2, 3, 7, 11, 0$ END (57)

The International format of the data developed in ICET is now widely accepted. However there are some variations concerning mainly the preparation of the titles and the coordinates of the stations as well as the indications of the interruptions in the recorded curve. That is why there are several options controlled by IN54. It is possible that there are cases for which SV must be additionally adjusted to the data.

13. GLOBAL ANALYSIS OF SEVERAL SERIES.

When IN2,2 or IN2,3 is used each SR_i is analysed individually then all SR_i are analysed together. The matrices created for the individual analyses are used for the global analysis so that this operation is done without any waste of the computer's time.

The individual analyses are executed after the grouping defined by G_i , $i > 0$, and the global analysis - after G_0 . G_i can choose only one variant while G_0 - up to 5 variants. The variants must be explicitly declared, i.e. $G_i = 0$ and $G_0 = 0$ cannot be used.

The global analysis is accompanied by an analysis of variance. It provides a Fisher's ratio F which indicates whether there are significant differences between the series.

This option can be useful when SR_i are produced in one station, namely when (i) SR_i are parallel records of different instruments covering approximately one and the same time interval, (ii) SR_i are parts of one record, covering different time intervals and (iii) a combination of (i) and (ii). In all these situations the observer can be interested in getting individual results from each SR_i as well as a global result from all SR_i and in studying the differences between the series.

In principle SR_i are allowed to be produced in different stations. This is a somewhat controversial possibility, because the stations are charged in a different way by the ocean influence and there may be specific geotectonic effects. Still a global analysis may be useful when ocean tide corrections are preliminary introduced (IN40 and IN41).

The difference between IN2, 2 and IN2, 3 consists in the following.

The normal equations for an analysis are obtained through the accumulation of crossproducts of the coefficients in the equations (40). The crossproducts for each INT, i.e. for each value of T , are multiplied by a weight (50) which, in a general form, is $g_k/g^2(T)$ with $g = \hat{s}_k$, $g = \hat{s}$ and $g = 1$ for the variants 1, 2 and 3 respectively.

The mean square errors $\hat{s}_k$ and $\hat{s}$ are calculated under the assumption that the noise within the INT is a white one. Actually the noise is a coloured one. Thus $\hat{s}_k$ and $\hat{s}$ are, so to say, one-sided estimates of the precision. It is possible $\hat{s}_k$ as well $\hat{s}$ to be systematically different for some different SR_i without a real difference in the precision. For such a case IN2,2 can be used. Then the matrices of the normal equations for each SR_i are divided by the mean of $1/g^2(T)$, before the accumulation of these matrices into the matrix of the

global analysis.

When IN2,3 is used this operation is not applied and the matrices are directly accumulated. For the weights variant 3 IN2,2 and IN2,3 have the same effect.

An example of a global analysis of the series used in (57) is
 IN₃₁, WGT = 1,2,3,0, $G_0 = 1,2,3,7,11,0$ $SR_1 = 21,22,0$ $G_1 = 3,0,-1$

$SR_2 = 27,30,13,0$, $G_2 = 1,0$, END

IN₂, INDAN = 2

IN₄₅, DF = 0, LINES = 2 OR TWO LINES TEXT TO BE PRINTED

GLOBAL ANALYSIS OF THE SERIES

S1, FILES 21 AND 22, S2, FILES 27, 30 AND 13

(58)

14. SUBDIVISION OF A SERIES INTO SHORT SERIES.

A series SR_i unifies several data files. On the other hand SV has two facilities to subdivide SR_i into short peaces, not depending on the initial configuration of the files. Each peace is processed separately, as a series and all such series are processed in the same way. It is possible to make a global analysis if IN2,2 or IN2,3 is used.

All INT in an SR_i have a consecutive number which is denoted by NI. It is common for all DF included in the series. NI is printed, together with the date of the first ordinate of the corresponding INT, by using IN11. When more than one SR_i are used through IN31, each SR_i gets its own numeration. However, more than one series will be seldom used when one is interested in the subdivision.

The numbers NI can be used through IN32, IN33 and IN34. We shall illustrate their application with some examples.

Suppose there is a SR_1 composed by a single file DF = 21 of uninterrupted data of length 370 days. Let the length of the filtered INT is $N = 48$. Then there will be 185 INT numerated by $NI = 1, 2, \dots 185$. The following input (59) will subdivide the data into 30 days (monthly) series, each series will be analysed separately, then all together.

IN33, DF = 0, NI = 15, 30, 45, 60, 75, 90, 105

IN33, DF = 0, NI = 120, 135, 150, 165

IN32, DF = 0, NI = 180

IN31, WGT = 3, 0, $G_0 = 1, 2, 3, 9, 0$, $SR_1 = 21, 0$, $G_1 = 9, 0$, END

IN2, INDAN = 2

IN4, N = 48, SH = 48

END

(59)

Through IN33 the first 11 series per 30 days or per 15 INT are shaped. There remains a last interval of 40 days. Through IN34 the end of the file is moved 10 days earlier at NI = 180, the last 10 days being omitted. The same effect will be produced if, instead of IN32, the last 5 INT are eliminated by

IN34, DF = 0, IT = 1, INP = 5, NI = 181, 182, 183, 184, 185 (60)

The same input could be used if SR_1 was composed by several files without interruptions, if each file had an even number of days. If a file has an odd number of days, i.e. the number of the ordinates is not a multiple of N, the last day is lost. Usually the user should take into account the actual quantity of the data in each file and the numbers NI should be chosen from an output through IN11.

The subdivision of a series can be realized by the indication of the last data of each short series by using IN35. Let SR_1 covers the time interval $0^h.01.01.1985 - 23^h.10.01.1986$. It can be subdivided into 4 three-monthly series by

IN35, DF = 0, YEAR = 85, MONTH = 03, DAY = 31, HOUR = 12, IND = 5

IN35, 0, 85, 06, 30, 12, 5

IN35, 0, 85, 09, 30, 12, 5 (61)

IN35, 0, 85, 12, 31, 12, 4

SR_1 can be composed by an arbitrary number of files, the interruptions being of no importance, but the date in IN35 must really exist. The value IND=5 in the first three lines has a meaning similar to IN33 in (59). The date in front of IND=5 indicate the last 12 ordinates of the intervals into which the series is subdivided. IND = 4 in the last line has an effect similar to the effect of IN32 in (59). It moves the end of the file 10 days earlier, so that the last ordinate taken into account is at $23^h.31.12.1985$.

These options are designed mainly for the study of the slow time-variations of the tidal parameters.

15. AN EXAMPLE.

We shall try to illustrate the use of SV with a particular example, which was actually applied.

Zd. Simon has suggested to determine several TD waves with non-tidal origin. They are, expressed by the Doodson's numbers, 380 555, 381 555, 382 555 (S3), 383 555 and 384 555. These are waves which may have a solar, respectively a meteorological origin. We shall not discuss here the physical sense of the problem, our purpose being to show formally how it can be solved.

The wave S3 does exist in the list of the main components. The other waves are to be defined as SW or tides of type $W = 5$. Then some groups of SW should adjoin the TD tides. This can be done through the following IFILE. In order to make the example more clear the comentaries added are written with a normal shrift.

IN31, 0, 0, SR = 21, 3, 14, 34, 36, 0, G = 1, 2, 3, 0 END

* Data : a large gravimetric series from station Pecny
 * written consecutively in 5 peaces in a data bank
 * under DF = 21, 3, 14, 34, 36. G = 1, 2, 3 are variants
 * of grouping of TD which include S3

IN35, DF = 0, DT = 83, 07, 01, 00, IND = 11, 0, 0, 0, Y = 0

IN35, 0 84, 04, 01, 00 11

IN35, 0 84, 07, 01, 00 11

* There are 3 jumps in the record at the date indicated by IN35
 * They will be determined by SV.

IN1, W = 3,3 only TD tides are analysed

IN7, CFT = 102, 202, 302 * through 302 S3 is amplified by 1

END or start of the first run of SV

* 2ND run, a SW is included

IN53, DF = 0

INSW = 1, Doodson number = 3, 8, 0, 5, 5, 5, wave * 85, SPW

END * IN53

IN10 A group composed by the wave SPW will adjoin TD

W = 3, 0, 0, 0, 0, NG = 5 variant of grouping SW

END * IN10

END or start of the second run

* 3d run, the SW is replaced

IN53

IN $\underline{5}$ W = 1, $\underline{3}$, $\underline{8}$, $\underline{1}$, $\underline{5}$, $\underline{5}$, $\underline{5}$ becoms * 85, SPW

END * IN $\underline{5}$ 3

END or start of a third run

* 4th run

IN $\underline{5}$ $\underline{3}$

1, $\underline{3}$, $\underline{8}$, $\underline{3}$, $\underline{5}$, $\underline{5}$, $\underline{5}$

END

END, start * 4 th run

* 5 th run

IN $\underline{5}$ $\underline{3}$

1, $\underline{3}$, $\underline{8}$, $\underline{4}$, $\underline{5}$, $\underline{5}$, $\underline{5}$

END

END, start * 5 th run

* 6th run, all additional waves

IN $\underline{5}$ $\underline{3}$

1, $\underline{3}$, $\underline{8}$, $\underline{0}$, $\underline{5}$, $\underline{5}$, $\underline{5}$ * wave 85, SPW

1, $\underline{3}$, $\underline{8}$, $\underline{1}$, $\underline{5}$, $\underline{5}$, $\underline{5}$ * 86, SW2

1, $\underline{3}$, $\underline{8}$, $\underline{3}$, $\underline{5}$, $\underline{5}$, $\underline{5}$ * 87, SW3

1, $\underline{3}$, $\underline{8}$, $\underline{4}$, $\underline{5}$, $\underline{5}$, $\underline{5}$ * 88, SW4

END * IN $\underline{5}$ 3

IN $\underline{1}$ $\underline{0}$ a new variant of the adjoined groups

W = $\underline{3}$, $\underline{0}$, $\underline{0}$, $\underline{0}$, $\underline{0}$, NG = $\underline{8}$ variant of grouping the SW will

* join TD. This variant is 4 groups each one composed by 1 SW

END * IN $\underline{1}$ $\underline{0}$

END start of the last run.

In a conclusion we want to express our personal recognition to all people mentioned in the introduction, in particular to Prof. Melchior, for their help and interest towards this work and, for a similar reason, to the staff and the administration of the Geophysical Institute in Sofia as well.

REFERENCES

- Baker, T.F., 1978 : A review of the objectives of tidal analysis & non-equilibrium influences on the tidal signal.
B.I.M., 78, pp. 4596-4610.
- Cartwright, D.E., Tayler, R.J., 1971 : New computations of the tide-generating potential.
Geoph. J. R. Astr. Soc., 23, pp. 45-74.
- Cartwright, D.E., Edden, A.C., 1973 : Corrected tables of tidal harmonics.
Geoph. J. R. Astr. Soc., 33.
- Melchior, P., Venedikov, A., 1968 : Derivation of the wave M_3 (8^h_{279}) from the periodic tidal deformation of the Earth.
Obs. Roy. Belg. Comm. S.A, 7, S. Geoph. 89, Phys. Earth Pl. Int. Vol. 1, n° 6, pp. 363-372.
- Melchior, P., 1978 : The tides of the planet Earth.
Pergamon Press, 2nd edition 1983.
- Venedikov, A.P., 1966 : Une méthode pour l'analyse des marées terrestres à partir d'enregistrements de longueurs arbitraires.
Acad. Roy. Belg. Cl. Sc. 3, LII, pp. 437-459.
- Venedikov, A.P., 1978 : Analysis of Earth tide records (in russian).
W. Gr. 3.3 Study Earth Tides, Budapest, Ed. P. Varga.
- Venedikov, A.P., 1983 : Information on a program for Earth tide data processing.
B.I.M., 90, pp. 5903-5920.
- Venedikov, A.P., 1984 : Analyse des enregistrements des marées terrestres.
B.I.M., 92, pp. 6078-6120.
- Wenzel, H.-G., 1976 : Zur Genauigkeit von gravimetrischen Erdgezeitenbeobachtungen.
Wissenschaft. Arbeiten Univ. Hannover, 67, pp. 11.

Table 1

	Main components			Initial tidal groups		
In- dex i	Sym- bol	Ampli- tude 0.1 μ g1	Angular velocity $^{\circ}$ /h	$a_i - b_i$	Doodson numbers	

Long period waves, LP, W = 6						

1	SSA	18.857	0.082137279	5- 18	056	544-059-553
2	MM	21.377	0.544374701	19- 45	062	646-068 454
3	MSF	3.545	1.015895761	46- 58	071	755-074 566
4	MF	40.523	1.098033040	59- 73	075	345-077 575
5	MSTM	1.474	1.569554100	74- 90	080	656-084 654
6	MTM	7.759	1.642407741	91-104	085	255-086 464
7	MSOM	1.238	2.113928801	105-120	091	555-095 465
8	OX3	0.300	2.658303502	121-127	OX1	655-OX3 355

Diurnal waves, D, W = 1						

9	107	0.378	11.838390436	128-130	105	955-109 555
10	115	0.879	12.309911496	131-134	115	755-116 656
11	SIGQ	2.283	12.382765137	135-137	117	555-117 655
12	119	0.444	12.455618778	138-141	118	654-11X 454
13	2Q1	7.844	12.854286197	142-151	124	756-126 754
14	SIG1	9.462	12.927139838	152-158	127	455-128 554
15	129	0.287	12.999993479	159-162	129	345-129 565
16	134	0.501	13.357594221	163-166	133	635-134 656
17	Q1	59.275	13.398660898	167-177	135	425-135 855
18	136	0.542	13.439727576	178-182	136	456-136 654
19	RO1	11.252	13.471514539	183-188	137	435-137 665
20	138	0.517	13.512581217	189-192	138	444-139 455
21	143	0.928	13.870181958	193-195	143	535-143 755
22	144	1.068	13.901968922	196-198	144	546-144 655
23	O1	309.590	13.943035599	199-208	145	455-145 765
24	146	0.895	13.984102277	209-210	146	544-146 554
25	TAU1	4.049	14.025172878	211-218	147	355-149 355
26	153	2.283	14.414556659	219-223	152	656-154 656
27	NO1	24.344	14.496693938	224-233	155	435-155 675
28	CHI1	4.657	14.569547579	234-240	156	555-158 464
29	PI1	8.443	14.917864683	241-243	161	557-162 556
30	P1	144.085	14.958931361	244-250	163	535-163 765
31	S1	3.417	15.000001962	251-253	164	554-164 566
32	K1	435.392	15.041068639	254-264	165	345-165 665
33	PSI1	3.466	15.082135317	265-266	166	554-166 564
34	PHI1	6.201	15.123205918	267-273	167	355-168 554
35	TETA	4.657	15.512589700	274-281	172	656-174 555
36	J1	24.344	15.585443341	282-295	175	445-177 465
37	SO1	4.041	16.056964401	296-302	181	755-183 655
38	OO1	13.338	16.139101680	303-313	184	554-186 554
39	193	0.641	16.601339102	314-321	191	655-193 675
40	NU1	2.554	16.683476381	322-327	195	255-195 565
41	1X3	0.411	17.154997441	328-332	1X3	555-1X3 455

Table 1 (continuation)

Semidiurnal waves, SD, W = 2							
42	209	0.068	26.407938016	333-334	207	855-209	655
43	217	0.418	26.879459076	335-337	215	955-217	755
44	219	0.260	26.952312717	338-340	218	754-21X	554
45	ON2	0.976	27.350980136	341-345	225	755-226	854
46	EPS2	2.529	27.423833777	346-349	227	545-227	655
47	229	0.490	27.496687418	350-353	228	654-22X	454
48	2N2	8.673	27.895354837	354-360	233	955-235	755
49	236	0.147	27.927141800	361-363	236	556-236	754
50	MU2	10.463	27.968208478	364-367	237	445-237	555
51	238	0.709	28.009275155	368-370	238	455-238	554
52	239	0.320	28.041062119	371-373	239	355-23X	354
53	244	0.554	28.398662860	374-377	243	635-244	656
54	N2	65.529	28.439729538	378-386	245	435-245	755
55	246	0.614	28.480796215	387-390	246	456-246	654
56	NU2	12.445	28.512583179	391-395	247	445-247	665
57	248	0.577	28.553649856	396-397	248	444-248	454
58	253	1.029	28.911250598	398-402	252	756-253	755
59	254	1.180	28.943037561	403-405	254	546-254	655
60	M2	342.264	28.984104239	406-415	255	445-255	765
61	256	1.044	29.025170916	416-417	256	544-256	554
62	260	0.392	29.066241518	418-423	257	355-258	554
63	LAMB	2.525	29.455625299	424-428	262	656-264	555
64	L2	9.675	29.528478940	429-437	265	445-265	675
65	267	0.464	29.610616219	438-440	267	455-267	475
66	271	0.381	29.917866645	441-441	271	557-271	557
67	T2	9.332	29.958933322	442-442	272	556-272	556
68	S2	159.235	30.000000000	443-446	273	545-273	755
69	274	1.338	30.041066678	447-449	274	554-274	566
70	K2	43.325	30.082137279	450-458	275	455-277	555
71	283	0.464	30.553658339	459-465	282	656-283	675
72	ETA2	2.423	30.626511980	466-473	285	445-285	655
73	293	0.403	31.098033040	474-477	292	556-293	575
74	2K2	0.637	31.180170319	478-484	295	355-295	585
75	2X5	0.121	31.724545020	485-487	2X3	455-2X5	465
Terdiurnal waves, TD, W = 3							
76	327	0.065	41.915885896	488-488	327	655-327	655
77	335	0.218	42.387406956	489-490	335	755-337	555
78	345	1.246	42.931781657	491-493	345	645-347	455
79	M3	4.542	43.476156358	494-496	353	755-355	555
80	365	0.256	44.020531059	497-500	363	655-365	665
81	375	0.593	44.574189398	501-504	375	545-375	575
82	S3	0.100	45.000000000	505-505	382	555-382	555

Table 1 (continuation)

Quarterdiurnal waves, QD, W = 4				
83	M4	0.100	57.968208478	506-506, 455 555-455 555
84	S4	0.100	60.000000000	507-507 491 555-491 555
Special waves, SW, W = 5				
85	SPW	0.100	75.000000000	508-508
86	SW2	0.100	1.875000000	509-509
87	SW3	0.100	3.750000000	510-510
88	SW4	0.100	5.625000000	511-511
89	SW5	0.100	7.500000000	512-512
90	SW6	0.100	9.375000000	513-513
Aperiodic components				
91	T0	-	0.	514-514
92	T1	-	0.	515-515
93	T2	-	0.	516-516
94	T3	-	0.	517-517
95	T4	-	0.	518-518
96	T5	-	0.	519-519
97	DISP	-	-	520-520

Note : The amplitudes are computed for Budapest.

The symbols of the tides are a now-a-day version of the Darwin's symbols. For some less important tides the first three digits of the Doodson's number is used as a symbol.

Table 2

CT	Tides	CT	Tides
101	S1 (D, W = 1)	201	S2 (SD, W = 2)
102	S1, O1	202	S2, N2
103	S1, O1, Q1	203	S2, M2
104	O1	204	S2, M2, N2
105	O1, S1	205	N2
106	O1, S1, Q1	206	N2, S2
107	Q1	207	N2, M2
108	Q1, S1	208	N2, M2, S2
109	Q1, S1, O1	209	M2
110	K1	210	M2, N2
111	K1, O1	211	M2, S2
112	K1, O1, Q1	212	M2, N2, S2
113	Q1, O1, NO1, K1, J1, OO1	213	MU2, N2, M2, L2, S2, ETA2
114	SIG1, Q1, O1, NO1, K1, J1, OO1	214	EPS2, MU2, N2, M2, L2, S2, ETA2
115	SIGQ, SIG1, Q1, O1, NO1, K1, J1, OO1, NU1	215	217, EPS2, MU2, N2, M2, L2, S2, ETA2, 2K2
301	M3 (TD, W = 3)	401	M4 (QD, W = 4)
302	S3	402	S4
303	M3, S3	403	M4, S4
304	S3, M3	404	S4, M4
501	SPW (SW, W = 5)		
601	MF (LP, W = 6)		
602	MF, MM		
603	MF, MM, MTM		
604	MF, MTM		
605	MF, MSTM, MTM		
606	MF, MTM, MSOM		
607	MF, MSTM, MTM, MSOM		
608	MF, MM, MTM, MSOM		
609	MF, MM, MSTM, MTM, MSOM		
610	MF, MM, MSF, MSTM, MTM, MSOM		
611	MM		
612	MM, MF		
613	MM, MF, MTM		
614	MM, MF, MTM, MSOM		
615	MM, MF, MSTM, MTM, MSOM		
616	MM, MSF, MF, MSTM, MTM, MSOM		
617	MM, MSF, MF, MSTM, MTM, MSOM, OX3		
618	MTM		
619	MTM, MF		
620	MTM, MF, MM		
621	MTM, MSOM		
622	MTM, MF, MSOM		
623	MTM, MF, MM, MSOM		
624	MTM, MF, MM, MSTM, MSOM		

Table 3

	Var.	NG=1	NG=2	NG=3	NG=7	NG=9	NG=10	NG=11
D W=1	9-12	SIGQ						
	13-13	2Q1						
	14-15	SIG1	9-15					
	16-18	Q1	16-18	9-20	9-20	9-20		
	19-20	RO1	19-20					
	21-23	O1	21-25	21-25	21-25	21-25	9-28	
	24-25	TAU1						
	26-27	VO1	26-28	26-28	26-28	26-28		
	28-28	CHI1						
	29-29	PT1	29-29					
	30-30	P1	30-30	29-30	29-30			
	31-31	S1	31-31	31-31				
	32-32	K1	32-32	32-34	31-34	29-34	29-41	9-41
	33-33	PSI1	33-33					
	34-34	PHI1	34-34					
	35-35	TETA						
	36-36	J1	35-36	35-36	35-36	35-36		
	37-37	S01						
	38-38	OO1	37-38	37-41	37-41	37-41		
	39-41	NU1	39-41					
SD W=2	42-47	EPS2	42-47					
	48-49	2N2	48-49	42-52	42-52	42-52		
	50-52	MU2	50-52					
	53-54	N2	53-54	53-57	53-57	53-57		
	55-57	NU2	55-57					
	58-62	M2	58-62	58-62	58-62	58-62	42-65	42-75
	63-63	LAMB						
	64-65	L2	63-65	63-65	63-65	63-65		
	66-67	T2	66-67					
	68-68	S2	68-68	66-68	66-68	66-75	66-75	
	69-70	K2	69-70	69-75	69-75			
	71-72	ETA2	71-72					
TD W=3	73-75	2K2	73-75					
	76-76	327						
	77-77	335						
	78-78	345	76-78					
	79-79	M3	79-79	76-81	76-81	76-81	76-81	76-81
	80-80	365	80-81					
QD W=4	81-81	375						
	82-82	S3	82-82	82-82				
LP W=6	83-83	M4		83-83	83-83	83-83	83-83	83-83
	84-84	S4	83-84					
LP W=6	1- 1	SSA						
	2- 2	MM	1- 2	1- 3				
	3- 3	MSF	3- -3					
	4- 4	MF	4- 4	4- 4	2- 4	2- 8	2- 8	2- 8
	5- 5	MSTM	5- 5	5- 5				
	6- 6	MTM	6- 6	6- 6	5- 6			
	7- 7	MSOM	7- 7	7- 7	7- 7			
	8- 8	OX3	8- 8	8- 8	8- 8			

Table 4

length l of a series in days	variants of grouping NG
0.9 x 1.5 years = 488 d. ≤ 1	1 and 3
0.9 x 1.0 years = 328 d. $\leq 1 < 488$	3 and 7
0.9 x 0.5 year = 163 d. $\leq 1 < 328$	7 and 9
0.9 x 1 month = 27 d. $\leq 1 < 163$	9 and 10
15 d. $\leq 1 < 27$	10 and 11
1 < 15	only 11.

APPENDIX : A guide for the use of the program SV or options
for the composition of the controlling input file
IFILE.

Note: A rectangle like  means an input line with some data written in it. When there is an arbitrary number of data in one line (no more than 22), it is fixed by setting up an END (END = 0 or blanks or symbols equivalent to blanks) at the end of the line. When there is an arbitrary number of input lines it is fixed through a last line with an END without other parameters in it. In such a case the general form and format of the parameters are given on one line only, followed by

DV means default value or values. When DV is not given, the corresponding option has not a meaning if it is not included in the IFILE.

INT means a filtered interval, T is usually the central epoch of an INT and NI is the consecutive number of an INT in a series of data.

DF in the options after IN31 is the input number of a data file with which the information is to be related. When DF = 0 the information is applied to all data files.

- 2 -

TIDESIN1, W_1 , W_2

The tides of type $W = W_1 \div W_2$ are determined.

$W = 1, 2, 3, 4, 5$ or 6 : D, SD, TD, QD, SW or LP respectively.

DV : $W_1 = 1$, $W_2 = 3$ or D, SD and TD are determined.

ANALYSIS

IN2, INDAN

INDAN = 1 : (DV) Each series of data is analysed separately.

INDAN = 2 : Global analysis of several series. Each series is inversely weighed by the mean of the weights of the filtered numbers.

INDAN = 3 : Global analysis without inverse weighing.

INDAN = 0 : The data are not submitted to an analysis.

FILTERS

IN3, INDFIL

INDFIL = 1 : (DV in the first run) New filters are built up.

INDFIL = 0 : (DV in any other run) Filters from a previous run are used.

FILTERS LENGTH

IN4, N, SH, NRS

N : Length of the filtered intervals INT.

SH : Shift in hours between two neighbouring INT.

NRS : At an interruption within an INT upto NRS ordinates from the preceding INT can be used to complete the data.

DV : $N = 36$, $SH = 36$, $NRS = 0$ for all IN1, except
 $N = 360$, $SH = 360$, $NRS = 0$ for IN1, 6, 6 (LP).

DRIFT VARIANTSIN5, NV, V_1 , V_2 , V_3 , V_4 , V_5 , V_6

NV : Number of variants for the approximation of the drift in INT.

V_W : The first variant will use $DC_0, \dots, DC_{V_W}$ (IN6). In the other variants V_W increases by 1 till $V_W + NV - 1$.

DV : $NV = 1$, $V_1 = 2$, $V_2 = \dots = V_6 = 1$

- 3 -

DRIFT COMPONENTSIN6, DC₀, DC₁, DC₂, DC₃, DC₄, DC₅

DC_v (v = 0, 1, ... 5) : N^o of the components from Table 1 used for the approximation of the drift.

DV : DC = 91, 92, 93, 94, 95, 96 or DC_v means $\left[t/(N/2) \right]^{v-1}$

TIDAL COMPONENTSIN7, CT₁, CT₂, CT₃, CT₄, CT₅

CT_i (i = 1, ... 5) : N^o of configurations of tides from Table 2.

CT_i is replaced by the tides as tidal components of the filters

DV : CT = 102, 202, 301 = S1, 01, S2, N2, M3 or, when IN1,6,6,

CT = 114, 214, 603 = SIG1, Q1, 01, NO1, K1, J1, 001,

EPS2, MU2, N2, M2, L2, S2, ETA2, MF, MM, MTM.

SEPARATION

IN8, INSEP

INSEP = 0 : (DV) A filter corresponding to a tide eliminates only the tides situated to its left in the sequence defined by IN7.

INSEP = 1 : A filter for the determination of the tides W eliminates all W' ≠ W included by IN7.

DRIFT/JUMPS

IN9, IDR, LJUM

IDR = LJUM = 0 : (DV) No effect.

IDR = 1, LJUM = 0 : Filters that estimate the drift and its first derivative are created.

IDR = 0, LJUM > 1 : Filters that determine a jump in the curve are built up. If l = 1, ... N is the consecutive number of the ordinates in an INT, the jump is supposed to be between l = LJUM - 1 and l = LJUM.

ADJOINED GROUPS

IN10

W, G_{W1}, G_{W2}, G_{W3}, G_{W4}, G_{W5}, G_{W6}

.

END

W : a chosen type of tides, one of the types defined by IN1.
 G_{WJ} , $J = 1, \dots, 6$, $J \neq W$: If $1 \leq G_{WJ} \leq 11$, the groups variant $N^0 G_{WJ}$ of the tidal type J adjoin the groups of type W.
 $G_{WT} = 0$: no adjoined groups.
 G_{WW} : The variants of separation into groups G in IN31 are increased by the number G_{WW} .
DV : $G_{WJ} = 0$ except $G_{12} = 11$ - the groups variant 11 of SD (all SD in one group) adjoin the D groups.

DATA FROM INT

IN11, NX, LR, NIT, EL, PRN, K_1 , K_2 , WX_1 , WX_2

NX = 0 : (DV) The option is not used.

NX = 2 : Two quantities X_1 and X_2 are determined for each INT:

- (i) $X_k = U_k$, $k = 1, 2$, the filtered numbers - when IN39, DF, INPUT=0 is used in the same run with IN11.
- (ii) X_k = residual of U_k = observed - theoretical U_k - when IN39, DF, INPUT=1, followed by the values of the tidal parameters, is used in the same run, or IN39, DF, INPUT=0 is used in the preceding run.
- (iii) $X_1 = \delta \cos \chi$, $X_2 = -\delta \sin \chi$ - when IN39 is not used.
- (iv) When IN38, DF, INPUT = 1, followed by values of the tidal parameters, are used in the same run, or IN38, DF, INPUT=0 is used in the preceding run, X_k have the same expression as in (iii) but the theoretical tides are normalized so that δ and χ have expected (mean) values $\delta = 1$, $\chi = 0$.

NX = 4 : $X_3 = \sqrt{X_1^2 + X_2^2}$ and $X_4 = \arctg(-X_2/X_1)$ are computed.

LR > 0 : The distribution of X_k is studied. Then LR should be the length of the processed record; $LR < 10$ - length in years, $LR \geq 10$ - length in days.

LR = 0 : the distribution of X_k is not studied.

NIT > 0 : The distribution is composed NIT times (iterations).

Each time the N^0 NI of the INT with too low and too high X_k are determined and these INT are excluded in the next iteration.

NI are written on a file 10 and they can be excluded in a next run. NIT = 0 : the distribution is composed only one time.

EL = 0 or 1 : a criterion after which some X_k are eliminated.

PRN = 1 : The data X_k are printed for each INT.

PRN = 0 : No output of X_k

- 5 -

K_1, K_2 : If the variants chosen through IN5 are numerated by

$K = 1, \dots, NV$, X_k are computed for $K = K_1 \div K_2$.

WX_1, WX_2 : X_k are computed for the tides of type $W = WX_1 \div WX_2$

DV : $NX = 0$. When $NX \neq 0$ but the last parameters $K_1, \dots, WX_2$ are not written, the values $K_1 = K_2 = 1$ and $WX_1 = WX_2 = 2$ (SD) are applied. When IN1 excludes $W = 2$ (SD), then $WX_1 = WX_2 = W_2$

POTENTIAL 3D ORDER

IN13, REL32

REL32 = 1 : (DV) The theoretical D and SD tides coming from the potential of 3d order are multiplied by a theoretical δ_3 / δ_2 .

REL32 = 0 : This correction is not applied.

OPTIMUM RESULTS

IN14, OPT

OPT = 0 : The results from all NV variants (IN5) are printed (DV)

OPT = 1 : Only the results with the lowest mean square errors.

PRINT

IN15, NCP, Q, FGR, FAC, TID, MAT, JUM, XXX, INOUT

NCP : Number of copies from the analysis results.

Q = 1 : The information in the area Q of SV is printed.

FGR = 1 : A table with the tidal configurations (IN7) is printed.

FGR = 2 : Same output plus all variants of tidal groups.

FAC = 1 : The variation of the weights of the filters with the consecutive elimination of some components.

FAC = 2 : The response of the filters to the main components.

MAT = 1 : The matrices of the normal equations.

JUM = 1 : The jumps of the record estimated through IN35, IND=11 are printed with their mean square errors.

XXX : not used.

INOUT = 1 : The titles and the coordinates of each data file are printed when they are read.

DV : NCP = 1 ; all other parameters are 0 - no output.

- 6 -

INITIAL HOURIN16, INHR₁, INHR₂

INHR_i : The first ordinates of the first INT as well as after the interruptions are at the hours INHR_i.

DV : INHR₁ = 0, INHR₂ = 12

PHASES

IN17, IPH

IPH = 0 : The theoretical phases are computed through the astronomic arguments for each INT.

IPH = 1 : (DV) The cosine and sine functions of the phases are computed through $\cos(\text{phase} + w \Delta T) = \dots$. The phases are directly computed each 720 hours and after the interruptions.

INERTIAL CORRECTIONS

IN18, INERT

INERT = 1 : (DV) Inertial correction for a gravimeter is introduced
INERT = 0 : No such corrections.

FOR NON-TIDAL DATA

IN21, NOGC, KG, MAINT

NOGC = 1 : The geodetic coefficients are replaced by 10^{KG} .

NOGC = 2 : In addition, the amplitude coefficients are taken $h = 1$.

MAINT = 1 : Only the main components (Table 1) are considered.

DV : The option is not used at all.

DATAIN31, WGT, G₀, SR₁, G₁, SR₂, G₂, ... SR_m, G_m, CONT

If CONT = - 1, a next line:

SR_{m+1}, G_{m+1}, SR_{m+2}, G_{m+2}, ... CONT

until CONT = END

WGT : Variants of weights of the filtered numbers :

1 : Different weights for even and odd filters and for each INT

2 : Common weights for both filters, different for each INT.

3 : Weights are not used.

DV : When WGT = 0, it is replaced by WGT = 2, 3, 0.

- 7 -

G_i : A sequence of up to 5 variants of grouping (Table 3) under which the series SR_i will be analysed, when $IN2$, $INDAN=1$. The sequence is delimited by a zero 0 at the end.

DV : When $G_i = 0$, two variants are chosen automatically, according to the total length of SR_i and Table 4.

G_o : When $IN2$, $INDAN = 2$ or 3 is used, G_o is a sequence of up to 5 variants of grouping for the global analysis, with a zero 0 at the end. G_i should indicate one variant only, DV are not available. When $INDAN = 1$, G_o should be $G_o = 0$.

$SR_i = DF_1, \dots, DF_l, 0$: a sequence of the input numbers of data files which are processed as a series of data.

DV : When an $IN31$ is not included in the IFILE the following data are used: $WGT=2,3,0$, $G_o=0$, $SR_1=21$, 0 , $G_1 = 0$, END - i.e. a single data file $DF=21$ is processed.

END OF A FILE

IN32, DF, NI

The data after NI in a file indicated by DF or simply by NI if $DF = 0$, are not used. I.e. the end of the data in the file is moved at the end of the INT NI. The files that are arranged after this one by $IN31$ are not concerned. One can use several $IN32$.

SUBDIVISION

IN33, DF, NI_1 , NI_2 , ... NI_m , END

The file DF or a whole series ($DF=0$) is subdivided by NI_i into $m+1$ intervals which are processed individually. The i -th interval ($i = 2, \dots, m$) is shaped by the data after NI_{i-1} till (including) NI_i . The first interval $i = 1$ is from the beginning of the file till NI_1 . The last interval $i = m+1$ is after NI_m till the end of the file. If the series which includes DF is composed by several files, which may be also subdivided by other $IN33$, the first interval $i=1$ is completed by the last part of the preceding file and the last interval $i = m+1$ - by the first part of the next file. One can use several $IN33$ with the same DF as well as with different DF.

BAD INTERVALS

IN34, DF, ITER, INP, NI ₁ , NI ₂ , ... NI _m , END
--

INP = 5 : The INT N⁰ NI₁, ... NI_m are eliminated.

INP = 0, ITER > 0 : In a preceding run IN11 with LR > 0 and NIT > 0 is used. The effect is that NIT sets of NI of "bad" INT are written into a file N⁰ 10. Through this IN34 the set N⁰ ITER is read and the corresponding NI are eliminated. The data after INP are not used.

DATA CORRECTIONS

IN35, DF, DT ₁ , DT ₂ , DT ₃ , DT ₄ , DC ₁ , DC ₂ , DC ₃ , DC ₄ , Y ₁ , Y ₂ , ... Y ₁₂

DT = DT₁.DT₂.DT₃.DT₄ is a date (year - 1900, month, day, hour) which locates a portion of half a day data, HD, in a data file. The effect of IN35 is depending on the value of IND = DC₁:

REPLACEMENT OF DATA

IND > 55: Then DC = DC₁, DC₂, DC₃, DC₄ is a date as well. The date in HD is replaced by DC. Each one of the data Y_i (i=1,...12), which is Y_i ≠ 0, replaces the i-th ordinate in HD. If the date is not to be corrected by DC one can use DT = 0,0,0,0. Then HD is located directly by DC.

DATA ELIMINATION AND OTHER MODIFICATIONS

IND = 0 : The HD is eliminated.

IND = 3 or 4 : The data after HD in a file are eliminated. The effect is similar to IN32.

IND = 5 : The effect is similar to IN33, but the file or the series is subdivided by the dates DT of several IN35, IND=5.

IND = 8 : The four numbers DT' = Y₁, Y₂, Y₃, Y₄ should be a date.

All HD between (including) the dates DT and DT' are eliminated.

IND = 9 : If Y₁ < 0, n = -Y₁ portions HD' which follow the located HD, are eliminated. If Y₁ = 0, after the located HD an interruption of the record is declared. If Y₁ > 0, there should be n = Y₁ inputs IN35 after the present one. The data DT and Y₁, ..., Y₁₂ of these IN35 are included as new HD' after the located HD.

OTHER CORRECTIONS

- IND = 7 : If a given $Y_i \neq 0$, a constant Y_i is subtracted from all data after and including the i -th ordinate in the HD. This correction is added to the preceding corrections of this kind.
- IND = 6 : A time correction equal Y_1 in seconds is introduced in the data, starting with the indicated HD. It replaces previous corrections. $Y_1 < 0$ corresponds to a retardation.
- IND = 10 : The data, since the located HD, are multiplied by Y_1 . Preceding corrections are replaced by this one.

DETERMINATION OF A JUMP

- IND = 11 : In the day fixed by DT_1, DT_2, DT_3 , at the hour $h = Y_1$, there is a jump (displacement) in the recorded curve. SV estimates the jump using the ordinates of the filtered INT. The filtered numbers are directly corrected. The influence of this operation on the precision of the filtered numbers is taken into account through a suitable modification of their weights.

TIME CORRECTION

IN36, DF, SEC

SEC : Time correction in seconds, applied on the data indicated by DF. Negative SEC corresponds to a retardation.

DELTA, KAPPA

IN37, DF

CORRECTIONSNCOMP₁, NCOMP₂, DELTA, KAPPA

The corrections DELTA
and KAPPA are applied
on all tides included
in the tidal groups

END

$N^0 \text{ NCOMP}_1 \div \text{NCOMP}_2$

(Table 1). They are introduced through a modification of the theoretical amplitudes and phases. The effect is as if the observed δ are multiplied by DELTA and to the observed κ KAPPA is added.

NORMALIZING

IN38, DF, INPUT

DELTA, KAPPA

INPUT = 0 : The values of δ and κ obtained from the analysis are collected and related with the tidal groups in Table 1. When the data are processed in a next run, the theoretical amplitudes are multiplied by δ and κ is subtracted from the theoretical phases. Thus the expected values of δ and κ become $\delta = 1$ and $\kappa = 0$. This may be useful when IN11 is applied.

INPUT = 1 : The line IN38 is to be followed by a number of lines in the format shown by IN37. Here the inputted DELTA and KAPPA are applied in the way stated above at INPUT = 0, instead of δ and κ derived from the analysis. Their effect is realized in the same run and both IN38 and IN11 can be used together.

FILTERED NUMBERS

IN39, DF, INPUT

RESIDUALS

INPUT = 0 : When IN11 is used in the same run, the filtered numbers U can be outputted. In the same time, independently on IN11, the computed δ and κ by the analysis are stored. In a next run, if IN11 is used, the stored δ and κ are applied for the determination of the residuals of $U = \text{observed} - \text{theoretical } U$.

INPUT = 1 : There should be an input

LINE₁, LINE₂, DELTA, KAPPA

.

END

DELTA and KAPPA are values which are used to compute the residuals of U in the same run. IN11 should be included in it. LINE₁ and LINE₂ are to be chosen after the grouping G chosen by IN31 and IN10. When G presumes more than one variant, the first one is taken into account. Let l is a common consecutive number of all groups for all tides W defined by IN1, including the adjoined groups after IN10. Thus l is the number of a line in the output from an analysis, when one counts only the lines with the results δ and κ . Then DELTA and KAPPA are applied to the tides corresponding to $l = \text{LINE}_1 \div \text{LINE}_2$.

- 11 -

OCEAN CORRECTIONS

IN40, DF

RESIDUAL VECTORLINE₁, LINE₂, L, LAMBDA

.

END

L, LAMBDA : A residual vector defined after Melchior and calculated for an Ocean co-tidal map, say the map of Schwiderski. It corresponds to the tides (to a main tide) included in LINE₁ ÷ LINE₂, similarly to IN39. The correction is introduced in the filtered numbers U.

OCEAN CORRECTIONS

IN41, DF

DDELTA, DKAPPALINE₁, LINE₂, DDELTA, DKAPPA

.

END

DDELTA, DKAPPA : corrections of the observed δ and κ used by Pertsev and computed for an ocean co-tidal map. LINE₁ and LINE₂ are defined as in IN39 and IN40. The correction is introduced in the filtered numbers U.

COORDINATES

IN42, DF, COMP, LONGW, LATIT, ALTIT, AZIM, GR

This option is to be used when the coordinates are not read from the data file or when these coordinates are to be replaced.

COMP : 0 for gravimeters, 1 for NS, 2 for EW, 4 for horizontal extensom., 5 for vert.extensom.

LONGW : Longitude, negative to the east, degrees.

LATIT : Latitude, degrees.

ALTIT : Altitude in km.

AZIM : Azimuth in degrees from the Nord, zero for a vertical comp.

GR : The gravity in gals; if GR = 0 the normal gravity is computed.

TEXT

IN43, DF

This input will replace the title text (description of a station) read from the data file, at the output of the results from the analysis.

6 lines with a title text

ADDITIONAL TEXT

IN44, DF, NL

This text will be added to the original title text read from the data file or to the text replaced by IN43. The number of the input lines is defined by NL.

NL lines with a text

TEXT GLOBAL ANALYSIS

IN45, DF, NL

This text will be printed as a title of the results from a global analysis of several series, when IN2, INDAN = 2 or 3 is used.

NL lines with a text

STATION, INSTRUMENT

IN48, DF, NST, XXX, NINS

NST : N^o of the station from the nomenclature of ICET.

XXX : Not used

NINS : N^o of the instrument used for the observations, 3 digits.

ADD AND MULTIPLY

IN49, DF, AD, CM

AD : A constant AD is added to all data.

CM : The data are multiplied by CM.

- 13 -

CALIBRATION

IN50, DF

This input is to be used when the data are not calibrated.

DT₁, DT₂, DT₃, DT₄, CALIB

.

END

DT : Date (year-1900, month, day, hour) of a calibration.

CALIB : The calibration coefficient determined on DT.

CORRELATIONIN51, DF=0, DT₁, DT₂, DT₃, DT₄REGRESSIONBETWEEN THEDATA FROM INTK, IS₁, IW₁, IX₁, ... IS_i, IW_i, IX_i, CONT

If CONT=-1 a next line/lines are read:

IS_{i+1}, IW_{i+1}, IX_{i+1}, ... IS_r, IW_r, IX_r, CONT

till CONT = END

These data define a set of variables of a correlation/regression analysis. Then it may follow other sets of variables in the same format till a line:

END

DT₁, ..., DT₄ : a date corresponding to an approximately central epoch of all series of data, T₀.

K : Power of a polynomial of the time (T-T₀) which will be included in the regression equations. When K=0, an unknown constant only is included. When K > 0 the variables (T-T₀)^k are included in the correlation analysis.

IS_i, IW_i, IX_i : define the (i+K)-th variable.

IS_i : If j = IS_i, the series SR_j from IN31 is referred, i.e. the variable is obtained from SR_j.

IW_i : The variable is relative to the tides of type W = IW_i.

IX_i : IN11 provides NX values X_k, k = 1, ..., NX. The variable is X_k with k = IX_i.

The last variable i=r is the dependent variable in the regression

REGRESSION
ON THE TIME

IN52, DF=0, DT₁, DT₂, DT₃, DT₄, IND, L

DT₁, ... DT₄ : A date corresponding to a central epoch T₀.

IND = 0 : Then a polynomial of power 2L + 1 of the time (T-T₀), with unknown coefficients, is included in the observational equations for the filtered numbers. The coefficients are estimated through the analysis, i.e. by the method of the least squares, together with the usual tidal unknowns. Such a polynomial can be related with a systematic remainder from the drift over the whole analyses series.

IND = 1 : The tidal unknowns $\xi_i = \delta_i \cos \kappa_i$ and $\eta_i = -\delta_i \sin \kappa_i$ are replaced, in the equations for the filtered numbers, by

$$\xi_i = \xi_{i0} + a_1(T-T_0)^1 + \dots + a_L(T-T_0)^L,$$

$$\eta_i = \eta_{i0} + b_1(T-T_0)^1 + \dots + b_L(T-T_0)^L$$

where L is the last input parameter. The index i indicates one of the tidal groups, separated through the analysis, ξ_{i0} and η_{i0} are values related to this group as well as to the epoch T₀. The unknown regression coefficients a and b are the same for all groups i of one and the same type W, but different for different W. They may be related to a systematic variation of the sensibility of the instrumentation but also to a variation of the tidal parameters.

SPECIAL

WAVES

IN53, DF = 0

SW

IND, D₁, D₂, D₃, D₄, D₅, D₆, AVEL

.....

END

IND=1 : A new (special) wave is introduced with an angular velocity defined by the Doodson number D₁, ... D₆.

IND = 2 : The angular velocity is the parameter AVEL.

The first line after IN53 defines the SW N^o 85 in Table 1, the next one - N 86 and so on.

DATA FORMAT

IN54, DF, JBIN

JBIN = 1 : (DV in ICET) The data are in the International format, the additional information (titles, coordinates, interruptions) is prepared according to the practice in ICET.

JBIN = 2 : (DV in Bonn) The data are in the International format, the additional information is in a particular form used for the HYCON method. Besides the titles and the coordinates the information necessary for HYCON is not used by SV.

JBIN = 3 : The initial data are prepared as in JBIN = 2, but the data themselves are in a particular format for non-tidal data.

JBIN = 4 : Data as in ICET, but without titles and coordinates. It is necessary to use IN42, IN43, eventually IN44.

JBIN = 7 : (DV in Sofia) The data are kept in a data bank on magnetic tapes in a condensed form, with the titles and the coordinates.

RELATION

IN55, DF=0, INDY, V, VAR

TWO SERIES

There should be just two series, SR_1 and SR_2 , defined by IN31. Through IN55 a dependence of SR_2 on SR_1 is searched. This is of a practical interest when SR_1 is a non-tidal series, like meteorological, hydrological or oceanographic series. SR_2 must cover in length SR_1 , i.e. it must have the same interruptions or somewhat less. If necessary, some parts of SR_1 can be eliminated through IN35. IN32, IN33 and IN34 are not available in this case. An IN11 should be included in the same run with IN55, with $NX = 2$, $LR > 0$, $NIT = EL = 0$, $K_1 = K_2 = 1$, $WX_1 = W_1$, $WX_2 = W_2$ (IN1).

Let X_1 and X_2 are the quantities obtained through IN11 from each INT of SR_1 . There are two corresponding quantities Y_1 and Y_2 from SR_2 , selected by INDY, for which the following relation (regression) is searched

$$Y_k = Y_{ko} + a_1 \cdot X_k + \dots + a_V \cdot X_k^V, \quad k = 1, 2$$

where V is a parameter chosen by IN55. There are the following options for Y_k :

INDY = 1, VAR = 0 or 1 : $Y_k = U_k$ - the filtered numbers. Due to the choice $WX_1=W_1$ and $WX_2=W_2$ there may be several couples X_k corresponding to $W = W_1 \div W_2$. U_k and X_k correspond to one and the same W . Y_{ko} in this case is the usual observational equation for the filtered number.

INDY = 1, VAR = 2 : $Y_1 = U_2$, $Y_2 = U_1$.

INDY = 2, VAR = 0 or 1 : $Y_1 = \xi_i$, $Y_2 = \eta_i$, where ξ_i and η_i are the tidal unknowns for the tidal group i of type W , corresponding to X_k . In this case Y_k and Y_{ko} are individual for each i , but the regression coefficients a are the same for all tides of a given W . The expression for Y_k replaces the unknowns in the observational equations.

INDY = 2, VAR = 2 : $Y_1 = \eta_i$, $Y_2 = \xi_i$.

MAREE OCEANIQUE SEMI MENSUELLE ET ROTATION DE LA TERRE

B.P. Pertsev, M.V. Ivanova

Déformations lentes de la Terre et sa rotation
 Ac. Sc. URSS, Soviet Geophysical Committee, Moscou, pp. 11-14, 1985

Comme l'ont montré les recherches expérimentales {1} et les calculs théoriques {2} on ne peut considérer la marée océanique semi mensuelle comme statique. Sur la carte cotidale de l'onde M_f établie par B.A. Kagan et al. {2}, tenant compte de la déformation de la Terre élastique par les forces de marées, on observe des systèmes amphidromiques tout comme sur les cartes des ondes diurnes et semidiurnes. L'existence d'une carte cotidale globale a permis de donner une estimation plus fondée de l'influence des marées océaniques à longue période sur la variation de la vitesse de rotation de la Terre que ce qui était fait précédemment sur la base d'un modèle statique {3}. Le modèle océanique réel a même permis d'évaluer un certain effet indirect des marées océaniques sur les marées terrestres à la fréquence de l'onde de semi mensuelle.

Pour réaliser ces calculs avec la carte cotidale de l'onde M_f {2} on a relevé les valeurs moyennes des amplitudes A et des écarts de phases $\Delta\psi$ pour chaque surface de $5^\circ \times 5^\circ$ suivant lesquelles a été partagée la sphère terrestre {4}.

Pour les continents et des parties de mers et d'océans non englobées par la carte cotidale, les amplitudes ont été prises égales à zéro. Ceci se rapporte principalement aux régions de l'océan Arctique. Toutefois pour les variations du moment d'inertie polaire dans cette région on n'a pas d'effet important. Ensuite, pour chaque trapèze on a obtenu les valeurs $A \sin \Delta\psi$ et $A \cos \Delta\psi$ qui ont servi aussi de données cotidales de départ pour les calculs ultérieurs.

TABLE 1. Coefficients A_n des développements $A \sin \Delta\psi$ et $A \cos \Delta\psi$ de l'onde M_f en série de fonctions sphériques.

Décomposition	n		
	0	1	2
$A \sin \Delta\psi$	0,000263	0,001709	0,040399
$A \cos \Delta\psi$	0,435892	-0,415468	0,144780

Pour évaluer l'influence de la marée océanique sur les variations de la vitesse de rotation de la Terre on a fait la décomposition des valeurs $A \sin \Delta\psi$ et $A \cos \Delta\psi$ en séries de fonctions sphériques jusqu'à $n=2$. Les coefficients obtenus sont donnés dans la Table 1.

La présence de coefficients A_0 différents de zéro dans la décomposition montre que la condition de conservation de masse est perturbée. Cependant si l'on tient compte de ce que la carte cotidale n'englobe pas tout l'océan mondial, il ne faut pas espérer des coefficients nuls pour cet harmonique même dans le cas d'une carte idéale. On sait que, pour toutes les ondes à longue période, la force génératrice de marée ne donne pas d'époque par rapport à l'axe de rotation. Les variations périodiques de la vitesse de rotation de la Terre sont provoquées par les variations périodiques du moment d'inertie polaire déterminées par l'expression

$$\Delta J = a^4 \rho \int h \cos^2 \varphi d\sigma, \quad (1)$$

où a est le rayon de la sphère terrestre; ρ la densité de l'eau de mer; h la hauteur de la marée océanique; $d\sigma$ est l'élément de surface.

Nous représenterons la hauteur h de l'onde semi mensuelle M_f par deux séries de fonctions sphériques

$$\begin{aligned} h &= A \cos(2s - \Delta\psi) = A \cos \Delta\psi \cos 2s + A \sin \Delta\psi \sin 2s = \\ &= \cos 2s \sum_n \sum_m (A_{nc}^m \cos m\lambda + B_{nc}^m \sin m\lambda) P_n^m(\theta) + \\ &+ \sin 2s \sum_n \sum_m (A_{ns}^m \cos m\lambda + B_{ns}^m \sin m\lambda) P_n^m(\theta). \end{aligned}$$

L'argument $2s$ est le double de la longitude moyenne de la Lune.

$\cos^2 \phi = \frac{2}{3} \{P_0(\theta) - P_2(\theta)\}$. En tenant compte de la propriété d'orthogonalité des fonctions sphériques (1) on peut écrire :

$$\begin{aligned} \Delta J &= \frac{2}{3} \rho a^4 \int [P_0(\theta) - P_2(\theta)] \{ \cos 2s [A_{0c} + A_{2c} P_2(\theta)] + \\ &+ \sin 2s [A_{0s} + A_{2s} P_2(\theta)] \} d\sigma = \frac{2}{3} \rho a^4 \left[\cos 2s \left(4\pi A_{0c} - \frac{4\pi}{5} A_{2c} \right) + \right. \\ &+ \sin 2s \left(4\pi A_{0s} - \frac{4\pi}{5} A_{2s} \right) \left. \right] = \frac{8\pi}{3} \rho a^4 \left[\left(A_{0c} - \frac{1}{5} A_{2c} \right) \cos 2s + \right. \\ &\quad \left. + \left(A_{0s} - \frac{1}{5} A_{2s} \right) \sin 2s \right]. \end{aligned}$$

Après avoir posé les valeurs entrant ici nous obtiendrons

$$\Delta J = 1,4147 (0,4069 \cos 2s - 0,00782 \sin 2s) 10^{30}. \quad (2)$$

Pour calculer la déformation de la Terre sous l'effet de la charge de la marée océanique qui conduit également à une variation du moment d'inertie, il faut multiplier la valeur obtenue par $(1 + k'_2) = 0,69$ {5}. Nous obtenons finalement

$$\Delta J = 3,97 \cdot 10^{35} \cos(2s + 1,1^\circ),$$

ce qui correspond à une variation de la durée du jour (en secondes).

$$\Delta T = \frac{\Delta J}{J} T = 4,2 \cdot 10^{-5} \cos(2s + 1,1^\circ).$$

Comme on l'a montré en {3} un résultat similaire a été pratiquement obtenu à la marée d'équilibre mais dans le cas présent on a obtenu un retard de phase. Par conséquent comme dans le cas de la marée d'équilibre, l'influence de la marée océanique de fréquence M_f dans la variation de la vitesse de rotation de la Terre est 8 fois moindre que l'influence de la marée terrestre. Le retard étant très faible les observations doivent donner la simple somme de ces deux effets, ce dont on doit tenir compte lors de la détermination du nombre de Love k pour les variations de vitesse de rotation de la Terre. En effet, comme l'on montré S.M. Molodenskii {6} l'effet de la marée océanique doit être pratiquement compensé par l'effet de la déformation du noyau liquide étant donné sa faible viscosité. Il convient d'attirer l'attention sur le fait qu'en (2) la composante principale est déterminée par le coefficient A_{0c} de la réalité duquel on peut douter. Si on pose A_0 égal à zéro et si l'on introduit les corrections correspondantes en A_{2c} et A_{2s} on élimine la perturbation (si celle-ci existe) de la loi de conservation des masses. Mais dans ce cas l'amplitude des variations du moment d'inertie polaire dues à la marée océanique devient d'un ordre inférieur et l'écart de phase, un peu plus grand. Cependant cette méthode d'élimination des masses surabondantes ou insuffisantes des eaux de marées perturbe très fortement la carte cotidale initiale et c'est pourquoi elle n'est pas acceptable.

TABLE 2. Paramètres de marées terrestres de l'onde M_f perturbés par la marée océanique.

Point	φ	δ	$\Delta\varphi$
Obninsk	55°	1,184	0,00°
Pecny	50	1,196	-0,01
Talgar	43	1,221	0,01
Lantschou	36	1,764	0,48

Le calcul des trois composantes de l'effet indirect de la marée océanique sur les marées de la pesanteur a été fait par la même méthode que pour les ondes diurnes et semi-diurnes {4}. Il faut noter qu'à cause de la petite échelle de la carte cotidale et de l'impossibilité d'une structure fine de la marée océanique, le calcul a été fait pour des stations de marées terrestres situées loin des cotes. Etant donné leur faible amplitude les ondes à longue période et la dérive du zéro des appareils se superposent dans les observations et pour la plupart des stations de marées terrestres existantes, leurs amplitudes et écarts de phases ne sont pas déterminés; nous donnons dans la table 2 les valeurs des facteurs d'amplitude δ et des écarts de phase $\Delta\phi$ pour quatre stations situées aux latitudes moyennes et qui sont calculées dans l'hypothèse que les valeurs non perturbées par la marée océanique soient $\delta = 1,16$ et $\Delta\phi = 0$. On constate qu'on ne peut s'attendre à d'importantes corrections que le long du 35e parallèle où les amplitudes sont nulles. A des latitudes plus élevées les corrections sont du même ordre que les corrections pour les ondes de marées principales situées dans des gammes diurne et semi diurne.

BIBLIOGRAPHIE

1. Wunsch C. The long—period tides. — Rev. Geophys., 1967, vol. 5, N 4, p. 447—476.
2. Каган Б. А., Ривкинд В. Я., Черняев П. К. Двухнедельные лунные приливы в Мировом Океане. — Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана, 1976, т. 12, № 4, с. 449—452.
3. Перцев Б. П., Иванова М. В. Влияние морских приливов на длиннопериодные вариации в скорости вращения Земли. — Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли, 1975, № 7, с. 3—5.
4. Перцев Б. П. Влияние морских приливов на земные в частоте полусуточных волн M_2 и S_2 . — В кн.: Медленные движения земной коры. М.: Наука, 1972, с. 12—18.
5. Sekiguchi N. Effects of short period oceanic tides on the rotation of the deformable Earth. — Publ. Astr. Soc. Japan, 1952, vol. 4, N 3, p. 139—143.
6. Молоденский С. М. Влияние вязкости ядра на приливные изменения скорости вращения Земли. — В кн.: Вращение и приливные деформации Земли. Киев: Наукова Думка, 1982, № 14, с. 46—50.

OSCILLATIONS ELASTIQUES LES PLUS SIMPLES DE LA TERRE EN ROTATION

M.S. Molodenskii

Déformations lentes de la Terre et sa rotation,
Ac. Sc. URSS, Soviet Geophysical Committee, Moscou, pp. 24-27, 1985.

Dans ce travail de M.S. Molodenskii "Marées et oscillations propres de la Terre tenant compte des forces de Coriolis" (Yzv. Ac. des Sc. URSS série Physique de la Terre 1976, N° 1, pp. 3 à 12) les équations aux dérivées partielles servant pour déterminer les oscillations élastiques de la Terre en rotation sont remplacées (dans les conditions aux limites les plus simples) par un système équivalent d'équations différentielles ordinaires. Nous montrerons que ce changement a apporté dans le résultat une petite erreur relative de l'ordre q^2 où q est le rapport de la force centrifuge à la force de pesanteur à l'équateur.

Les équations obtenues dans ce travail ne permettent pas la formation des équations pour les ordres voisins par variation du paramètre n (l'ordre de la fonction sphérique auquel est lié son problème aux limites). Cela se voit par l'exemple suivant. Dans l'équation (6) provenant de {1}.

$$w_n(r, \theta, \varphi) = [w_{n-1}(r) P_{n-1}^m(\cos \theta) + w_{n+1}(r) P_{n+1}^m(\cos \theta)] \cos(st - m\varphi). \quad (1)$$

Pour $n+2$ nous obtenons

$$w_{n+2}(r, \theta, \varphi) = [w_{n-1+2}(r) P_{n+1}^m(\cos \theta) + w_{n+1+2}(r) P_{n+3}^m(\cos \theta)] \cos(st - m\varphi), \quad (2)$$

où $w_{n+1}(r)$ et $w_{n+2}(r)$ se déterminent par différents systèmes d'équations, c'est pourquoi

$$w_{n+1}(r) \neq w_{n-1+2}(r). \quad (3)$$

Nous conserverons cette notation des indices pour w_n , $\bar{w}_n$ et Φ :

$$\Phi = (s^2 - 4\omega^2) \rho \left(\frac{\partial \psi}{\partial z} - z\chi \right) + s^2 \rho w. \quad (4)$$

Nous représenterons maintenant les équations du travail cité sous une forme qui permet de changer les indices. Les équations (7) à (9) de ce travail sont correctes pour tous les n :

$$\begin{aligned} b_n \left(\psi' - r\chi - \frac{n}{r} \psi \right)_n &= H_n - \frac{1}{(n+1)r} S_n + \frac{(n+1)^2 - m^2}{(n+1)(n+2) + m^2} \times \\ &\times \left(T_{n+1} - \frac{2n+1}{n+1-m} \bar{w}_{n-1+2} \right); \\ b_{-n-1} \left(\psi' - r\chi + \frac{n+1}{r} \psi \right)_n &= H_n + \frac{1}{nr} S_n + \frac{n^2 - m^2}{n(n-1) + m^2} \times \\ &\times \left(T_{n-1} - \frac{2n+1}{n+m} \bar{w}_{n+1-2} \right); \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} f_{n-1}(T_{n-1}) - \sigma^2 \rho \left(H_n + \frac{1}{nr} S_n \right) + (\sigma^2 - 4\omega^2) \left(\psi' - r\chi + \frac{n+1}{r} \psi \right)_n &= \\ &= - \frac{n+2}{n} \left(\frac{z}{r} \Phi \right)_n + \frac{1}{nr} \left(\sin^2 \theta \frac{\partial \Phi}{\partial \cos \theta} \right)_n; \\ f_{n+1}(T_{n+1}) - \sigma^2 \rho \left(H_n - \frac{1}{(n+1)r} S_n \right) + (\sigma^2 - 4\omega^2) \left(\psi' - r\chi - \frac{n}{r} \psi \right)_n &= \\ &= - \frac{n-1}{n+1} \left(\frac{z}{r} \Phi \right)_n - \frac{1}{(n+1)r} \left(\sin^2 \theta \frac{\partial \Phi}{\partial \cos \theta} \right)_n. \end{aligned} \quad (6)$$

Par ϕ_{n-2} et ϕ_{n+2} , le second membre de (6) renferme ψ_{n-2} , ψ_{n+2} , w_{n-2} , w_{n+2} . Par les variations de n dans les équations des oscillations d'ordres $n-2$ et $n+2$ entrent ψ_n et w_n différents de zéro puisque la condition aux limites de l'ordre de n est hétérogène. C'est pourquoi les fonctions des ordres $n-2$ et $n+2$, pour des conditions aux limites homogènes en ces ordres, diffèrent de zéro et doivent être conservées en (6).

De cette façon les équations (11) du travail précité ont des petits termes complémentaires, les perturbations liées avec les équations des ordres -2 et $+2$. Les équations (6) avec perturbations sont telles que :

$$\begin{aligned} f_{n-1}(T_{n-1}) - \sigma^2 \rho \frac{a_{-n-1}}{b_{-n-1}} \left(H_n + \frac{1}{nr} S_n + \frac{n^2 - m^2}{n(n-1) + m^2} T_{n-1} \right) &= \varepsilon_{n-1}; \\ f_{n+1}(T_{n+1}) - \sigma^2 \rho \frac{a_n}{b_n} \left(H_n - \frac{1}{(n+1)r} S_n + \frac{(n+1)^2 - m^2}{(n+1)(n+2) + m^2} T_{n+1} \right) &= \varepsilon_{n+1}, \end{aligned} \quad (7)$$

où

$$\begin{aligned}
 \varepsilon_{n-1} = & - \frac{(2n+1)(n-m)a_{-n-1}}{n(n-1)+m^2} \bar{\omega}_{n+1-2} - \\
 & - \frac{2n+1}{n} \frac{(n-m)(n-m-1)}{(2n-1)(2n-3)} 4\omega^2 \rho \left(\psi' - r\chi - \frac{n-2}{r} \psi \right); \\
 \varepsilon_{n+1} = & - \frac{(2n+1)(n+1+m)}{(n+1)(n+2)+m^2} \frac{a_n}{b_n} \bar{\omega}_{n-1+2} - \frac{2n+1}{n} \times \\
 & \times \frac{(n-m)(n-m-1)}{(2n-1)(2n-3)} 4\omega^2 \rho \left(\psi' - r\chi + \frac{n+3}{r} \psi \right)_{n+2}.
 \end{aligned} \tag{8}$$

La perturbation ε_{n-1} renferme seulement les fonctions d'ordre $n-2$ mais ε_{n+2} contient seulement les fonctions d'ordre $n+2$. Dans les équations déterminant les fonctions d'ordre $n-2$ (ou $n+2$) entrent les perturbations ε_{n+1-2} (ou ε_{n-1+2}). Puisque pour ces ondes les conditions aux limites sont homogènes, les perturbations donnent l'ordre de la valeur des fonctions. Mais ε_{n-1} et ε_{n+1} renferment les produits des petites fonctions $\bar{\omega}_{n+1-2}$ et $\bar{\omega}_{n-1+2}$ d'ordre $q^{1/2}$ sur les petits coefficients a_{n-1} et a_n également d'ordre $q^{1/2}$. C'est pourquoi par les perturbations d'ordre n de la fonction d'ordre $n-2$ ou $n+2$ on obtient une valeur de l'ordre q . La solution fondamentale de l'ordre n en fonction des perturbations varie par les petites fonctions d'ordre q d'une valeur d'ordre q^2 .

Il est clair que les oscillations des ordres $n-2$ et $n+2$ éveillent des oscillations des ordres $n-4$ et $n+4$ avec des amplitudes de l'ordre de q^2 en fonction de l'oscillation principale et l'oscillation de l'ordre $n \pm 2k$ (k - nombre entier) a une amplitude d'ordre q^k .

Les équations de l'oscillation du noyau liquide de la Terre s'obtiennent par les équations générales si, dans celles-ci, $\mu = 0$, $f_{n-1} = f_{n+1} = \sigma^2 \rho$. Si en outre la densité ne dépend que de la pression nous obtenons

$$\begin{aligned}
 \chi_n &= 0; \\
 \rho \partial_n + \rho' H_n + \frac{\rho'}{W'} (R + (z^2 - 4\omega^2) \psi)_n &= 0,
 \end{aligned} \tag{9}$$

c'est-à-dire la formule (16) tirée du travail "Marées et oscillations propres ...".

H_n et δ_n sont éliminées par cette équation et par l'équation de Poisson, à l'aide des équations qui ont été obtenues par (4) du travail précité et après l'élimination de T_{n-1} et T_{n+1} :

$$\begin{aligned}
H_n + \frac{S_n}{(n+1)r} &= \alpha_n \left(\psi' - \frac{n}{r} \psi \right)_n - \frac{4\omega^2}{\sigma^2} \frac{2n+1}{n+1} \times \\
&\times \frac{(n+m+1)(n+m+2)}{(2n+1)(2n+3)} \left(\psi' + \frac{n+3}{r} \psi \right)_{n+2}; \\
H_n - \frac{S_n}{nr} &= \alpha_{n-1} \left(\psi' + \frac{n+1}{r} \psi \right)_n - \frac{4\omega^2}{\sigma^2} \frac{2n+1}{n} \times \\
&\times \frac{(n-m)(n-m-1)}{(2n-1)(2n-3)} \left(\psi' - \frac{n-2}{r} \psi \right)_{n-2}.
\end{aligned} \tag{10}$$

On a conservé ici les termes en ψ_{n+2} et ψ_{n-2} . Le résultat de l'élimination est :

$$E_n \rho \Delta \psi_n + \rho' \left(\epsilon_n \psi' - \frac{F}{r} \psi \right)_n + \frac{\rho'}{W'} (R + (\sigma^2 - 4\omega^2) \psi)_n = \epsilon_{n-2} + \epsilon_{n+2}, \tag{11}$$

où

$$\left. \begin{aligned}
E_n &= \frac{n+1}{2n+1} \alpha_n + \frac{n}{2n+1} \alpha_{n-1}; \quad F = \frac{n(n+1)}{2n+1} (\alpha_n - \alpha_{n-1}); \\
\alpha_n &= 1 + \frac{2\omega}{\sigma} \frac{m}{n+1} + \frac{4\omega^2}{\sigma^2} \frac{(n+1)^2 - m^2}{(n+1)(2n+3)}; \\
\epsilon_{n-2} &= \frac{4\omega^2}{\sigma^2} \frac{2n+1}{n} \frac{n-m}{2n-1} \frac{n-m-1}{2n-3} \left[\rho r^{-n+1} \left(\psi' - \frac{n-2}{r} \psi \right)_{n-2} \right]' r^{n-1}; \\
\epsilon_{n+2} &= \frac{4\omega^2}{\sigma^2} \frac{2n+1}{n+1} \frac{(n+m+1)(n+m+2)}{(2n+3)(2n+5)} \left[\rho r^{n+2} \left(\psi' + \frac{n+3}{r} \psi \right)_{n+2} \right]' r^{-n-2}.
\end{aligned} \right\} \tag{12}$$

L'équation de Poisson s'écrit à l'aide de (9) :

$$R_n' = \frac{2}{r} R_n' - \frac{n(n+1)}{r} R_n + 4\pi f \frac{\rho'}{W'} (R + (\sigma^2 - 4\omega^2) \psi)_n = 0. \tag{13}$$

Les amplitudes des oscillations excitées dans le noyau liquide de la Terre s'observent simplement pour les fonctions continues à la limite avec l'enveloppe. Il est évident qu'elles sont d'ordre q comme dans l'enveloppe. Il n'y a que les fonctions discontinues S_n , T_{n-1} , T_{n+1} qui puissent avoir des plus grandes valeurs lors des oscillations libres du noyau. Toutes les fonctions sont déterminées dans le noyau par les équations assez simples (11) à (13) admettant la variation de l'indice n .

OSCILLATIONS ELASTIQUES DE LA TERRE EN ROTATION
AVEC UN NOYAU VISQUEUX LIQUIDE

M.S. Molodenskii

Déformations lentes de la Terre et la rotation, pp. 28-34, 1985.

Les équations différentielles habituelles de la Terre en rotation avec un noyau liquide parfait et une enveloppe élastique ont été obtenues dans les travaux {1, 2}. Dans le présent article ces résultats sont étendus au cas plus réel d'un noyau hétérogène avec une faible viscosité et un faible module de rigidité.

On peut obtenir les équations à partir des équations habituelles des oscillations sphéroïdales de la façon suivante :

1) Nous introduirons la force de Coriolis dans les équations en remplaçant les termes d'inertie $\sigma^2 \rho H$ et $\sigma^2 \rho S$ par les expressions $\sigma^2 \rho \tilde{H}$ et $\sigma^2 \rho \tilde{S}$ {1} où

$$\begin{aligned}\tilde{H} &= \bar{H} - \bar{H}; \quad \bar{H} = -\frac{n+1}{2n+1} a_n \left(\psi' - r\chi - \frac{n}{r} \psi \right) + \\ &+ \frac{n}{2n+1} a_{-n-1} \left(\psi' - r\chi + \frac{n+1}{r} \psi \right); \\ \tilde{S} &= S - \bar{S}; \quad \bar{S} = \frac{n(n+1)}{2n+1} r \left(a_{-n-1} \left(\psi' - r\chi + \frac{n+1}{r} \psi \right) - \right. \\ &\quad \left. - a_n \left(\psi' - r\chi - \frac{n}{r} \psi \right) \right); \\ a_n &= \frac{2\omega}{\sigma} \frac{m}{n+1} + \frac{4\omega^2}{\sigma^2} \frac{(n+1)(n+2) + m^2}{(n+1)(2n+3)}.\end{aligned}$$

σ est ici la fréquence; n et m sont les indices des fonctions de Legendre. Les fonctions auxiliaires ψ et $\psi' - r\chi$ s'expriment par H , S et les fonctions T_{n-1} , T_{n+1} les reliant aux oscillations torsionnelles:

$$\left. \begin{aligned}b_n \left(\psi' - r\chi - \frac{n}{r} \psi \right) &= H - \frac{1}{(n+1)r} S + \frac{(n+1)^2 - m^2}{(n+1)(n+2) - m^2} T_{n+1}; \\ b_{-n-1} \left(\psi' - r\chi + \frac{n+1}{r} \psi \right) &= H + \frac{1}{nr} S + \frac{n^2 - m^2}{(n-1)n + m^2} T_{n-1}; \\ b_n &= 1 + \frac{2\omega}{\sigma} \frac{m}{n+1} \frac{(n+1)(2n+1)}{(n+1)(n+2) + m^2}.\end{aligned} \right\} \quad (1)$$

- 2) Du système d'équations du dixième ordre ainsi obtenu se séparent trois équations du second ordre qui, pour μ petit, s'intègrent indépendamment des autres. De celles-ci deux équations lient les oscillations sphéroïdales et torsionnelles par la force de Coriolis.
- 3) La solution du problème aux limites pour $\mu = 0$ est connue [2] et très simple. Sur cette base, en ajoutant les perturbations, on obtient la solution pour μ petit.
- 4) Les tensions provenant de la viscosité se calculent comme les tensions élastiques mais en remplaçant les déformations par leurs vitesses avec le module ν . A cause du déphasage, le nombre de fonctions déterminées est doublé (il apparaît des composantes - facteurs de $\cos(\sigma t - m\phi)$ et de $\sin(\sigma t - m\phi)$).

Avec l'introduction de la force de Coriolis dans les équations différentielles, deux équations aux oscillations sphéroïdales sont associées à deux équations aux oscillations torsionnelles liées par les termes d'inertie. Pour ces équations la forme suivante est commode

$$z' + \sigma^2(y - \bar{H}) - \frac{2\nu'}{\rho'} \left(2H - \frac{1}{r} S \right) + \left(\frac{\rho'}{\rho^2} (\lambda + 2\mu) - W' \right) \delta = 0; \quad (2)$$

$$z + \frac{\sigma^2}{n(n+1)} (x - \bar{S}) - \frac{2\nu'}{\rho} \left(\frac{S}{n(n+1)r} - H \right) = 0; \quad (3)$$

$$z = \frac{\lambda + 2\mu}{\rho} \delta + R + W'H; \quad (4)$$

$$f_{n-1}(T_{n-1}) = \sigma^2 \rho \frac{a_{n-1}}{b_{n-1}} \left(H + \frac{1}{nr} S + \frac{n^2 - m^2}{n(n-1) + m^2} T_{n-1} \right); \quad (5)$$

$$f_{n+1}(T_{n+1}) = \sigma^2 \rho \frac{a_n}{b_n} \left(H - \frac{1}{(n+1)r} S + \frac{(n+1)^2 - m^2}{(n+1)(n+2) + m^2} T_{n+1} \right); \quad (6)$$

$$f_n = \mu \left(\frac{d^2}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d}{dr} - \frac{n(n+1)}{r^2} \right) + \mu' \frac{d}{dr} - \frac{\mu'}{r} + \sigma^2 \rho. \quad (7)$$

Здесь

$$x = S + \frac{P'}{\sigma^2 \rho}; \quad y = H + \frac{P}{\sigma^2 \rho r^2}; \quad (8)$$

$$P = \mu (S' - n(n+1)H). \quad (9)$$

Les autres équations (équation de Poisson et l'expression pour les divergences des déplacements δ) ont la forme habituelle pour les oscillations sphéroïdales

$$\delta = H' + \frac{2}{r} H - \frac{S}{r^2}; \quad \Delta R = 4\pi f(\rho \delta + \rho' H). \quad (10)$$

Pour $\omega = 0$ les équations (1) à (10) passent dans les équations des oscillations sphéroïdales d'ordre n et aussi dans les équations des oscillations

torsionnelles d'ordres $n-1$ et $n+1$. Pour estimer l'influence de la faible viscosité sur les oscillations du noyau nous simplifierons le problème après avoir pris

$$\mu' = 0; \quad (\lambda + 2\mu) \frac{\rho'}{\rho^2} = W'. \quad (11)$$

Après avoir éliminé de (8) et (9) S et H , nous obtiendrons l'équation

$$\left(\frac{P'}{\sigma^2 \rho} \right)' - n(n+1) \frac{P}{\sigma^2 \rho r^2} + \frac{P}{\mu} - (X' - n(n+1)y) = 0.$$

Pour μ faible cette équation conduit facilement à l'équation homogène

$$\left(\frac{\bar{P}'}{\sigma^2 \rho} \right)' - n(n+1) \frac{\bar{P}}{\sigma^2 \rho r^2} + \frac{\bar{P}}{\mu} = 0, \quad (12)$$

où

$$P = \bar{P} - \mu (X' - n(n+1)y). \quad (13)$$

On peut considérer le facteur de μ comme connu par l'approximation $\mu = 0$ (dans les équations et les conditions aux limites). Cette équation se résout alors séparément. Il y a encore deux équations résolubles séparément que nous obtiendrons par (5) et (6). Après la solution de ces trois équations il reste à résoudre un système du quatrième ordre. Nous utiliserons les fonctions $u_1 = (x - S) - (x - S)_0$, $u_2 = y - y_0$, $u_3 = R - R_0$. Les valeurs des fonctions pour $\mu = 0$ sont notées par un indice "zéro".

De (8) et (10) nous obtenons

$$\partial + \frac{\rho'}{\rho} H = y' + \frac{2}{r} y - \frac{1}{r^2} x + \frac{\rho'}{\rho} y.$$

C'est pourquoi nous avons

$$\partial - \partial_0 = \frac{\rho'}{\rho} (H - H_0) = u_2' + \left(\frac{2}{r} + \frac{\rho'}{\rho} \right) u_2 - \frac{1}{r^2} (u_1 + \bar{S} - \bar{S}_0). \quad (14)$$

Par (3) nous obtenons

$$\left(\frac{\lambda + 2\mu}{\rho} \partial + R + W'H \right) - \left(\frac{\lambda + 2\mu}{\rho} + R + W'H \right)_0 + \frac{\sigma^2}{n(n+1)} u_1 = 0.$$

Alors (11) et (14) donnent (2), (3) et l'équation de Poisson a la forme suivante :

$$\left. \begin{aligned} u_1' &= n(n+1)(u_2 - \bar{H} + \bar{H}_0) + \varepsilon_p W'; \\ u_2' + \left(\frac{2}{r} + \frac{\rho'}{\rho} \right) u_2 - \frac{1}{r^2} (u_1 + \bar{S} - \bar{S}_0) + \\ &+ \frac{\rho'}{W'} \left(u_3 + \frac{\sigma^2}{n(n+1)} u_1 \right) + \varepsilon_p = 0; \\ \Delta u_3 + 4\pi f \frac{\rho'}{W'} \left(u_3 + \frac{\sigma^2}{n(n+1)} u_1 \right) + 4\pi f \varepsilon_p &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

Les équations (15) sont du quatrième ordre. Elles déterminent S , H , R par u_1 , u_2 , u_3 si on connaît les fonctions $\bar{S} - \bar{S}_0$ et $\bar{H} - \bar{H}_0$. Ces deux fonctions s'expriment par les formules (1) avec $\delta\psi = \psi - \psi_0$ et $\delta(\psi' - r\chi) = \psi' - r\chi - (\psi' - r\chi)_0$.

Il reste à déterminer ces deux fonctions. Nous obtenons, par (5) et (6), avec μ petit :

$$f_{n-1}(\delta T_{n-1}) = \sigma^2 \rho a_{-n-1} \delta \left(\psi' - r\chi + \frac{n+1}{r} \psi \right) - \mu (\Delta T_{n-1})_0; \quad (16)$$

$$f_{n+1}(\delta T_{n+1}) = \sigma^2 \rho a_n \delta \left(\psi' - r\chi - \frac{n}{r} \psi \right) - \mu (\Delta T_{n+1})_0. \quad (17)$$

La solution de ces équations est utilisée ensuite pour évaluer l'influence d'une faible viscosité sur les oscillations élastiques du noyau. Avec de faibles valeurs de μ la solution analytique approchée est possible puisque les équations (12) et $f_{n-1}(\bar{P}) = 0$, $f_{n+1}(\bar{P}) = 0$, $\bar{P}'' + \sigma^2 \rho \bar{P}/\mu = 0$ ont les mêmes termes principaux (avec cd^2/dr^2 et $1/\mu$). C'est pourquoi

$$f_{n-1} \left(\delta H + \frac{1}{nr} \delta S \right) = - \frac{1}{n\sigma^2} f_{n-1} \frac{(Pr^n)'}{\rho r^n} + f_{n-1} \left(u_2 + \frac{1}{nr} u_1 \right) - \frac{1}{n} \frac{((P - \bar{P})r^n)'}{r^{n+1}}. \quad (18)$$

On peut inclure les termes en u_1 et u_2 dans la solution de l'approximation suivante. La fonction δT_{n-1} s'exprime par $\delta \left(\psi' - r\chi + \frac{n+1}{r} \psi \right)$ et $\delta \left(H + \frac{1}{nr} S \right)$ c'est pourquoi (17) permet de considérer (16) comme l'équation pour la détermination de $\delta \left(\psi' - r\chi + \frac{n+1}{r} \psi \right)$.

Après l'élimination de δT_{n-1} , nous obtenons

$$b_{-n-1} f_{n-1} \left[\delta \left(\psi' - r\chi + \frac{n+1}{r} \psi \right) \right] = \frac{n^2 - m^2}{n(n-1) + m^2} \times \\ \times \left[\sigma^2 \rho a_{-n-1} \delta \left(\psi' - r\chi + \frac{n+1}{r} \psi \right) - \mu (\Delta T_{n-1})_0 \right] - \frac{[(P - \bar{P})r^n]'}{nr^{n+1}}. \quad (19)$$

Soit une solution exacte de l'équation homogène obtenue par (19) pour $\mu = 0$, telle que

$$\left[\delta \left(\psi' - r\chi + \frac{n+1}{r} \psi \right) \right]_0 = (c \cos \tau)_{n-1}; \\ \tau_{n-1} = \left[\frac{\sigma^2 \rho}{\mu} \left(1 - \frac{a_{-n-1}}{b_{-n-1}} \frac{n^2 - m^2}{n(n-1) + m^2} \right) \right]^{1/2} (r - b) + \tau_{n-1}(b).$$

Nous représenterons alors la solution de l'équation (19) comme suit :

$$\delta \left(\psi' - r\chi + \frac{n+1}{r} \psi \right) = (c \cos \tau)_{n-1} - \frac{\mu}{\sigma^2 \rho b_{-n-1}} \times \\ \times \left[\frac{n^2 - m^2}{n(n-1) + m^2} (\Delta T_{n-1})_0 - \frac{\{[S'_0 - n(n+1)H_0]r^n\}'}{nr^{n+1} \delta \left(\psi' - r\chi - \frac{n}{r} \psi \right)} \right]. \quad (20)$$

Avec cette représentation on forme l'équation pour $\delta(\psi' - r\chi + \frac{n}{r}\psi)$.

Il résulte de (1) que

$$\left. \begin{aligned} \bar{S} - \bar{S}_0 &= \frac{n(n+1)}{2n+1} r \left[a_{-n-1} \delta \left(\psi' - r\chi + \frac{n+1}{r} \psi \right) - a_n \delta \left(\psi' - r\chi - \frac{n}{r} \psi \right) \right]; \\ \bar{H} - \bar{H}_0 &= \frac{n+1}{2n+1} a_{-n-1} \delta \left(\psi' - r\chi + \frac{n+1}{r} \psi \right) - \frac{n}{2n+1} a_n \delta \left(\psi' - r\chi - \frac{n}{r} \psi \right). \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

Les termes indépendants des équations (15) sont ainsi déterminés.

Nous noterons que les termes changeant de signe dans un petit intervalle de profondeurs (renfermant les facteurs $\cos \tau_{n-1}$ et $\cos \tau_{n+1}$) entrent dans la solution des équations (15) après l'intégration suivant r et on obtient ainsi de grands diviseurs. C'est pourquoi u_1 , u_2 et u_3 tendent vers zéro avec μ . Cependant dans x et aussi dans δ , $\bar{S} - \bar{S}_0$ entre en entier. Les fonctions R et H , à la différence de S , sont stables pour des μ faibles comme u_2 et u_3 . Pour $\mu = 0$ il faut prendre dans les équations (15) $u_1 = u_2 = u_3 = \bar{S} - \bar{S}_0 = \bar{H} - \bar{H}_0 = 0$. Alors les équations (15) se transforment en identités.

Les constantes d'intégration nécessaires pour satisfaire les conditions aux limites fournissent les équations déterminant H_0 , R_0 , S_0 . Nous obtenons ces équations.

Par (5) nous obtenons

$$(T_{n-1})_0 = \frac{a_{-n-1}}{b_{-n-1}} \left(H_0 + \frac{1}{nr} S_0 + \frac{n^2 - m^2}{n(n-1) + m^2} (T_{n-1})_0 \right)$$

où

$$(T_{n-1})_0 = \frac{a_{-n-1}}{a_{-n-1}} \left(H_0 + \frac{1}{nr} S_0 \right) = a_{-n-1} \left(\psi' - r\chi + \frac{n+1}{r} \psi \right)_0,$$

où
$$a_n = a_n + \frac{\sigma^2 - 4\omega^2}{\sigma^2}.$$

Par (1) nous obtenons

$$S_0 - \bar{S}_0 = n(n+1) \frac{\sigma^2 - 4\omega^2}{\sigma^2} \psi_0; \quad H_0 - \bar{H}_0 = \frac{\sigma^2 - 4\omega^2}{\sigma^2} (\psi' - r\chi)_0.$$

Nous remplacerons ψ_0 par la fonction β :

$$\psi_0 = r^n \beta + \int_0^r r \chi_0 dr.$$

Par les expressions pour $(T_{n-1})_0$ et $(T_{n+1})_0$ nous avons

$$(T_{n+1})_0 = a_n \left(\psi' - r\chi - \frac{n}{r} \psi \right)_0.$$

Ainsi, nous obtenons

$$\left. \begin{aligned} S_0 &= \frac{n(n+1)r}{2n+1} \left((2n+1) a_{-n-1} \varphi r^{n-2} + (a_{-n-1} - a_n) \frac{1}{r^2} \int_0^r r \chi_0 dr \right); \\ H_0 &= \left(\frac{n+1}{2n+1} a_n + \frac{n}{2n+1} a_{-n-1} \right) \varphi' r^n + n a_{-n-1} \varphi r^{n-1}; \\ \delta_0 &= \left(\frac{n+1}{2n+1} a_n + \frac{n}{2n+1} a_{-n-1} \right) \left(\varphi'' + \frac{2n+1}{r} \varphi' - \frac{n(n+1)}{r^2} \int_0^r r \chi_0 dr \right) r^n \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

L'équation (3) pour $\mu = 0$ détermine $z_0 = (4\omega^2 - \sigma^2) \psi_0$.

La substitution de ces expressions dans (4) donne

$$\begin{aligned} & \left(\frac{n+1}{2n+1} a_n + \frac{n}{2n+1} a_{-n-1} \right) \left(\varphi'' + \frac{2n+2}{r} \varphi' \right) + \frac{n a_{-n-1} \varphi'}{\rho r} \beta + \\ & + r_0^{-n} R_0 = \frac{n(n+1)}{r^2} \left(\frac{n+1}{2n+1} a_n + \frac{n}{2n+1} a_{-n-1} + \frac{a_n - a_{-n-1}}{2n+1} \times \right. \\ & \quad \times \left. \left(\frac{\rho' r}{\rho} - \frac{(\sigma^2 - 4\omega^2)}{n(n+1)} \frac{\rho' r^2}{\rho W'} \right) \int_0^r r \chi_0 dr \right); \end{aligned} \quad (23)$$

$$\begin{aligned} R'_0 + \frac{2}{r} R'_0 - \frac{n(n+1)}{r^2} R_0 - 4\pi f \frac{\rho'}{W'} [R_0 + (\sigma^2 - 4\omega^2) r^2 \varphi] = \\ = 4\pi f (\sigma^2 - 4\omega^2) \frac{\rho'}{W'} \int_0^r r \chi_0 dr; \end{aligned} \quad (24)$$

$$(\sigma^2 - 4\omega^2) r \chi_0 = \left(\frac{\rho'}{\rho^2} (\lambda + 2\mu) - W' \delta_0 \right). \quad (25)$$

Les équations (22) à (25) déterminent H_0 , δ_0 , R_0 dans le noyau liquide pour la fonction donnée ρ . Si on prend ensuite $\mu \neq 0$ et ensuite par les équations (15) on détermine u_1 , u_2 et u_3 .

Alors

$$\begin{aligned} H &= H_0 + \frac{\mu}{\sigma^2 \rho r^2} (S'_0 - n(n+1) H_0) - \frac{\bar{P}}{\sigma^2 \rho r^2}; \\ R &= R_0 + u_3; \\ \delta &= \delta_0 - \frac{\mu}{\sigma^2 \rho r^2} \frac{\rho'}{\rho} (S'_0 - n(n+1) H_0) - \frac{\rho'}{\rho} u_2 - \frac{\rho'}{\rho^2} \frac{\bar{P}}{\sigma^2 r^2}. \end{aligned}$$

La fonction $(\bar{P}/\mu)_0 = S'_0 - n(n+1) H$ lors de l'approximation de μ égal à zéro a une limite finie. Ainsi pour les fonctions H , R , S les termes changeant de signe dans un petit intervalle de profondeur tendent vers zéro à mesure que cet intervalle tend vers zéro. Pour les fonctions S , T_{n-1} , T_{n+1} , ψ ces termes ont une amplitude finie.

Dans le noyau visqueux, lorsqu'on remplace μ par le symbole $\nu \frac{d}{dt}$, il faut prendre, à cause de l'écart de phase :

$$\begin{aligned} P(t) &= \bar{P}_c \cos(\sigma t - m\varphi) + \bar{P}_s \sin(\sigma t - m\varphi); \\ \mu P(t) &= -\sigma \nu \bar{P}_c \sin(\sigma t - m\varphi) + \sigma \nu \bar{P}_s \cos(\sigma t - m\varphi). \end{aligned}$$

Pour la fonction $P(r)$ pour de faibles v nous obtenons approximativement :

$$\bar{P}'_c(b) = \sqrt{\frac{\sigma\rho}{2v}} (\bar{P}_c(b) - \bar{P}_s(b)), \quad \bar{P}'_s(b) = \sqrt{\frac{\sigma\rho}{2v}} (\bar{P}_c(b) + \bar{P}_s(b)).$$

Si r n'est pas proche de b , les termes provenant des forces de Coriolis sont importants. Ces termes provoquent une dissipation d'énergie à toutes les profondeurs.

Pour une oscillation de paramètres $n = 2$, $m = 1$ l'axe de rotation de la Terre accomplit une nutation. C'est pourquoi les équations de l'oscillation sont écrites dans un système des coordonnées qui est non seulement en rotation mais se meut par rapport à la position moyenne suivant un cône d'amplitude ϵ . Les termes d'inertie de nutation s'ajoutent au potentiel des forces extérieures $\kappa V_e(r) P_2(\cos \theta) \cos(\sigma t - \phi)$ ($\kappa V_e(r) - \epsilon\omega(\sigma + \omega)r^2 \times P_2^1(\cos \theta) \cos(\sigma t - \phi)$ et aux forces d'inertie d'axe $\theta = 0$, $\sigma^2\rho\omega - 2\epsilon\omega\sigma (x \cos \sigma t + y \sin \sigma t)$).

L'amplitude ϵ est déterminée par la condition de conservation du moment cinétique.

Dans un noyau visqueux apparaît un déphasage de la nutation (amplitudes ϵ_c , ϵ_s), de la phase des déplacements et du moment cinétique provoquant une diminution de l'amplitude de la nutation forcée et l'amortissement de la nutation libre. Près de la frontière du noyau l'écart est grand mais diminue rapidement, exponentiellement avec la profondeur. A toutes les profondeurs les forces de Coriolis provoquent un faible écart de phase qui conduit à une dissipation d'énergie.

BIBLIOGRAPHIE

1. Молоденский М. С. Обыкновенные дифференциальные уравнения элементарного колебания упругой вращающейся Земли. — Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли, 1977, № 7, с. 9—15.
2. Молоденский М. С. Приливы и собственные колебания Земли с учетом сил Кориолиса. — Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли, 1976, № 1, с. 3—12.

OBSERVATIONS DES VARIATIONS DE MAREES A OBNINSK DE 1976 A 1980

V.A. Volkov, S.N. Barsenkov, F.P. Gousseieva, S.S. Zassimov,
M. Bonatou, B. Bodri

Déformations lentes de la Terre et sa rotation
Acad. Sc. URSS, Soviet Geophysical Committee, Moscou, pp. 60-66, 1985.

Nous donnons ici les résultats des mesures effectuées de 1976 à 1980 avec deux gravimètres Askania GS-15 N° 220 (Inst. Phys. Terrestre URSS) et GS-15 N° 224 (Université de Budapest).

Les mesures du N° 224 ont été réalisées du 15.12.76 au 5.12.78 avec une longue interruption de 23 jours du 28.03 au 20.04.77 et quelques coupures en novembre 1979; celles ne dépassant pas 8 heures ont été interpolées selon la méthode {3}. La durée totale des observations avec gravimètre a été de 690 jours.

Des mesures à l'aide du N° 220 ont été faites à deux reprises : du 12.02 au 29.11.77 (291 jours) et du 11.05.79 au 19.01.81 (620 jours).

La durée totale des observations est donc de 1601 jours.

La réduction a été faite par le procédé habituel {1 à 4}, la calibration a été réalisée par la méthode des déplacements pairs {3} et la valeur de la division par la méthode de la bille {5}. Les coefficients d'étalonnage sont donnés dans la Table 1.

La réduction a été faite par différentes méthodes d'analyse harmonique :

1. Venedikov 65 {6} pour les deux gravimètres (petites séries d'observations);
2. Venedikov 74 {7} - toutes les données;
3. Schüller {8} les deux gravimètres (une longue série d'observations);
4. Pertsev (procédé glissant){3} gravimètre N° 224.

Pour l'utilisation des méthodes de Pertsev et Venedikov 65 on a appliqué des coefficients de sensibilité variables (procédé glissant). Dans les autres cas, pour chaque série d'observation, on a appliqué un coefficient de sensibilité constant, moyenné de toutes les déterminations (voir Table 1).

Table 1. Valeurs des coefficients de sensibilité ($\mu\text{gal}/\text{mm}$).

Date	c	Date	c	Date	c
Gravimètre N° 224					
4.01.77	2,0234	6.09.77	2,0203	16.05.78	2,0243
18.01	2,0222	21.09	2,0234	26.05	2,0322
28.01	2,0096	30.09	2,0135	6.06	2,0301
10.02	1,9988	11.10	2,0024	16.06	2,0259
22.02	2,0086	3.11	2,0063	27.06	2,0303
3.03	2,0061	22.11	2,0160	10.07	2,0241
14.03	2,0147	2.12	2,0200	25.07	2,0169
29.03	2,0000	14.12	2,0166	1.08	2,0206
22.04	2,0006	27.12	2,0061	11.08	2,0230
6.05	2,0037	6.01.78	2,0106	21.08	2,0184
17.05	2,0110	20.01	2,0049	31.08	2,0102
27.05	2,0259	1.02	2,0204	12.08	2,0297
9.06	2,0117	8.02	2,0147	25.09	2,0176
21.06	2,0024	23.02	2,0172	6.10	2,0272
30.06	2,0259	3.03	2,0131	19.10	2,0247
13.07	2,0178	20.03	2,0180	1.11	2,0205
22.07	2,0117	31.03	2,0255	10.11	2,0272
5.08	2,0049	13.04	2,0205	30.11	2,0305
15.08	2,0197	24.04	2,0129	29.12	2,0280
24.08	2,0191	5.05	2,0289	Moyenne	2,0171
Gravimètre N° 220 (petite série)					
16.02.77	2,1377	9.06.77	2,1386	15.09.77	2,1621
2.03	2,1119	20.06	2,1284	26.09	2,1302
15.03	2,1423	1.07	2,1312	11.10	2,1395
30.03	2,1174	14.07	2,1367	24.10	2,1386
11.04	2,1395	25.07	2,1293	3.11	2,1404
22.04	2,0984	5.08	2,1266	14.11	2,1119
5.05	2,1211	15.08	2,1377	24.11	2,1404
16.05	2,1238	24.08	2,1128	Moyenne	2,1323
27.05	2,1404	5.09	2,1707		
Gravimètre N° 220 (grande série)					
15.05.79	2,1899	18.12.79	2,1516	10.07.80	2,1535
29.05	2,1563	28.12	2,1478	22.07	2,1639
12.06	2,1535	7.01.80	2,1802	31.07	2,1404
26.06	2,1255	17.01	2,1630	12.08	2,1677
6.07	2,1469	28.01	2,1582	21.08	2,1812
19.07	2,1544	7.02	2,1488	1.09	2,1338
27.07	2,1544	18.02	2,1706	12.09	2,1658
7.08	2,1658	28.02	2,1535	22.09	2,1488
17.08	2,1687	10.03	2,1620	1.10	2,1725
27.08	2,1525	20.03	2,1610	10.10	2,1582
7.09	2,1516	31.03	2,1497	20.10	2,1696
17.09	2,1507	10.04	2,1544	30.10	2,1677
27.09	2,1544	19.04	2,1687	11.11	2,1460
8.10	2,1620	29.04	2,1573	22.11	2,1687
17.10	2,1725	8.05	2,1544	1.12	2,1592
26.10	2,1525	19.05	2,1620	11.12	2,1696
6.11	2,1563	29.05	2,1366	22.12	2,1658
16.11	2,1563	9.06	2,1658	31.12	2,1677
26.11	2,1851	19.06	2,1734	9.01.81	2,1649
7.12	2,1478	1.07	2,1544	Moyenne	2,1592

Les résultats de l'analyse harmonique pour les cinq ondes principales (O_1 , K_1 , N_2 , M_2 et S_2), pour chaque gravimètre, obtenus par les différentes méthodes sont donnés dans la Table 2. Dans la méthode Pertsev on n'a pas tenu compte de valeurs anormales de δ et $\Delta\phi$ des analyses mensuelles (celles qui diffèrent brusquement des autres). Dans les lignes 5, 8 et 11 de la Table 2 nous donnons les valeurs moyennes de δ et $\Delta\phi$ pour chaque série observée.

Table 2. Résultats de la réduction des observations par différentes méthodes.

Ligne	Méthode	δ					$\Delta\phi$				
		O_1	K_1	N_2	M_2	S_2	O_1	K_1	N_2	M_2	S_2
Gravimètre N° 224, T = 690 jours											
1	Schüller	1,1735 ± 13*	1,1560 ± 9	1,2048 ± 34	1,2003 ± 6	1,1983 ± 14	-0,83 ± 6	-0,97 ± 4	-1,75 ± 16	-2,08 ± 3	-2,63 ± 6
2	Venedikov 65	1,1724 ± 19	1,1549 ± 12	1,2271 ± 50	1,1934 ± 14	1,1899 ± 19	-0,84 ± 9	-0,94 ± 6	-1,53 ± 23	-2,07 ± 4	-2,61 ± 9
3	Venedikov 74	1,1733 ± 13	1,1589 ± 7	1,2108 ± 28	1,1960 ± 5	1,1945 ± 11	-0,88 ± 6	-0,92 ± 4	-1,84 ± 13	-2,12 ± 2	-2,49 ± 5
4	Pertsev	1,1783 ± 15	1,1486 ± 49	1,2041 ± 84	1,1924 ± 14	1,1880 ± 25	-0,74 ± 26	-0,59 ± 15	-1,92 ± 34	-1,75 ± 7	-2,45 ± 12
5	Moyenne	1,1744 ± 15	1,1546 ± 19	1,2117 ± 49	1,1955 ± 10	1,1926 ± 17	-0,82 ± 12	-0,86 ± 7	-1,76 ± 22	-2,00 ± 4	-2,54 ± 8
Gravimètre N° 220, T = 291 jours											
6	Venedikov 65	1,1517 ± 67	1,1358 ± 47	1,1949 ± 114	1,1706 ± 21	1,1796 ± 46	-0,94 ± 35	-0,85 ± 23	0,36 ± 55	-2,23 ± 10	-0,36 ± 22
7	Venedikov 74	1,1497 ± 29	1,1346 ± 17	1,1947 ± 65	1,1776 ± 11	1,1697 ± 23	-0,85 ± 15	-0,96 ± 9	-1,13 ± 31	-1,93 ± 5	-0,52 ± 11
8	Moyenne	1,1507 ± 48	1,1352 ± 32	1,1948 ± 90	1,1741 ± 16	1,1746 ± 34	-0,90 ± 25	-0,90 ± 16	-0,38 ± 43	-2,08 ± 8	-0,44 ± 16
Gravimètre N° 220, T = 620 jours											
9	Schüller	1,1505 ± 20	1,1362 ± 14	1,1777 ± 58	1,1782 ± 11	1,1733 ± 25	-0,98 ± 10	-1,02 ± 07	-2,15 ± 28	-2,28 ± 5	-0,22 ± 12
10	Venedikov 74	1,1493 ± 21	1,1446 ± 11	1,1798 ± 56	1,1736 ± 10	1,1876 ± 23	-0,93 ± 10	-0,82 ± 6	-2,61 ± 27	-2,18 ± 5	-0,19 ± 11
11	Moyenne	1,1499 ± 20	1,1404 ± 12	1,1788 ± 57	1,1759 ± 10	1,1804 ± 24	-0,96 ± 10	-0,92 ± 6	-2,38 ± 28	-2,23 ± 5	-0,20 ± 12

Dans les deux premières lignes de la Table 3 nous donnons, pour comparaison, les valeurs de δ et $\Delta\phi$ pour les deux gravimètres. Pour le gravimètre N° 220 nous donnons les valeurs pondérées proportionnellement à la durée des observations de chaque série (dans la suite on a exclu de l'examen les résultats pour l'onde N_2). La troisième ligne de la Table 3 montre qu'on a, entre les valeurs correspondantes de δ obtenues par les deux gravimètres, des divergences systématiques de 1, 2 à 2,1 % (en moyenne 1,6 %). On a obtenu des valeurs de $\Delta\phi$ voisines sauf pour l'onde S_2 . Dans les lignes 4 à 10 nous donnons diverses corrections des résultats. Nous donnons dans la ligne 4 les valeurs moyennes pondérées des paramètres de marées provenant des trois séries observées avec des poids proportionnels à la durée de chaque série.

En ajoutant aux valeurs de δ les corrections à la normale ellipsoïdale et à $\Delta\phi$ les corrections instrumentales, nous obtiendrons les valeurs δ et $\Delta\phi$ appelées géodésiques (ligne 6). Après avoir ajouté à ces valeurs les corrections de marée océanique et d'inertie du gravimètre et à δ , pour les ondes diurnes les corrections de la nutation forcée, nous obtiendrons les valeurs définitives des paramètres de marées (ligne 10) {10}.

Table 3. Moyenne et corrections des valeurs δ et $\Delta\phi$ par la méthode de Pertsev.

Ligne	Paramètre	δ				$\Delta\phi$			
		O_1	K_1	M_2	S_2	O_1	K_1	M_2	S_2
1	Gravimètre N° 220	$1,1502 \pm 30$	$1,1387 \pm 18$	$1,1753 \pm 12$	$1,1785 \pm 27$	$-0,91 \pm 0,15$	$-0,91 \pm 0,09$	$-2,11 \pm 0,06$	$-0,28 \pm 0,13$
2	Gravimètre N° 224	$1,1744 \pm 15$	$1,1546 \pm 19$	$1,1955 \pm 10$	$1,1926 \pm 17$	$-0,82 \pm 0,12$	$-0,86 \pm 0,07$	$-2,00 \pm 0,04$	$-2,54 \pm 0,08$
3	Différence de $\Delta\phi$ pour les deux gravimètres en %.	2,1	1,4	1,7	1,1	—	—	—	—
4	Valeurs pondérées $\delta_p, \Delta\phi_p$	$1,1606 \pm 23$	$1,1456 \pm 19$	$1,1840 \pm 11$	$1,1846 \pm 22$	$-0,89 \pm 0,14$	$-0,89 \pm 8$	$-2,10 \pm 5$	$-1,25 \pm 11$
5	Correction à : la normale ellipsoïdale, retard instrumental	0,0013 —	0,0013 —	0,0053 —	0,0053 —	— 0,89	— 0,96	— 1,85	— 1,92
6	Valeurs géodésiques	$1,1619 \pm 23$	$1,1469 \pm 19$	$1,1893 \pm 11$	$1,1899 \pm 22$	$0,00 \pm 0,14$	$0,07 \pm 0,08$	$-0,25 \pm 0,05$	$0,67 \pm 0,11$
7	Correction de marée océanique	0,0039	0,0026	-0,0164	-0,0055	-0,12	-0,08	-0,30	0,46
8	Correction d'inertie	-0,0010	-0,0012	-0,0033	-0,0036	—	—	—	—
9	Correction de nutation	-0,0031	0,0033	—	—	—	—	—	—
10	Résultats finaux	$1,1679 \pm 0,0023$	$1,1516 \pm 20$	$1,1696 \pm 11$	$1,1808 \pm 22$	$-0,12 \pm 0,14$	$-0,01 \pm 0,08$	$-0,55 \pm 0,05$	$1,13 \pm 0,11$

La table 4 est analogue à la Table 3 où, pour la déduction des valeurs moyennes δ et $\Delta\phi$ résultant des mesures avec le gravimètre N° 224, on ne tient pas compte des résultats de l'analyse harmonique par la méthode de Pertsev.

Dans la ligne 11 de la Table 4 nous donnons les différences des valeurs correspondantes données dans les lignes 10 des Tables 3 et 4. On constate dans la Table 4 que ces différences pour δ atteignent quelques centièmes de pourcent et pour $\Delta\phi$ ne dépassant pas 0,04. C'est pourquoi le calcul des valeurs δ et $\Delta\phi$ obtenues par la méthode de Pertsev ne change pratiquement pas les résultats définitifs.

En {10} dans la ligne des résultats de plusieurs années des paramètres de marées nous donnons les valeurs de δ pour Obninsk obtenues par les observations portant sur une durée de 2138 jours.

Table 4. Moyenne et correction des valeurs δ et $\Delta\phi$ sans le calcul de la méthode de Pertsev.

Ligne	Paramètre	δ				$\Delta\phi$			
		O_1	K_1	M_2	S_2	O_1	K_1	M_2	S_2
1	Gravimètre N° 220	$1,1502 \pm 30$	$1,1387 \pm 18$	$1,1753 \pm 12$	$1,1785 \pm 27$	$-0,91 \pm 0,15$	$-0,91 \pm 0,09$	$-2,11 \pm 0,06$	$-0,28 \pm 0,13$
2	Gravimètre N° 224	$1,1731 \pm 15$	$1,1566 \pm 10$	$1,1966 \pm 11$	$1,1951 \pm 15$	$-0,85 \pm 7$	$-0,94 \pm 5$	$-2,09 \pm 3$	$-2,58 \pm 7$
3	Différence de $\Delta\phi$ pour les deux gravimètres, %	1,9	1,5	1,8	1,3	—	—	—	—
4	Valeurs moyennes pondérées $\delta_p, \Delta\phi_p$	$1,1600 \pm 23$	$1,1464 \pm 15$	$1,1845 \pm 12$	$1,1857 \pm 22$	$-0,90 \pm 0,11$	$-0,92 \pm 0,07$	$-2,14 \pm 0,05$	$-1,27 \pm 0,11$
5	Correction à : la normale ellipsoïdale, retard instrumental.	0,0013	0,0013	0,0053	0,0053	—	—	—	—
		—	—	—	—	0,89	0,96	1,85	1,92
6	Valeurs géodésiques	$1,1613 \pm 23$	$1,1477 \pm 15$	$1,1898 \pm 12$	$1,1910 \pm 22$	$-0,01 \pm 0,11$	$0,04 \pm 0,07$	$-0,29 \pm 0,05$	$0,65 \pm 0,11$
7	Correction de marée océanique	0,0039	0,0026	-0,0164	-0,0055	-0,12	-0,08	-0,30	-0,46
8	Correction d'inertie	-0,0010	-0,0012	-0,0033	-0,0036	—	—	—	—
9	Correction de nutation	0,0031	0,0033	—	—	—	—	—	—
10	Valeurs finales	$1,1673 \pm 23$	$1,1524 \pm 15$	$1,1701 \pm 12$	$1,1819 \pm 22$	$-0,13 \pm 0,11$	$-0,04 \pm 0,07$	$-0,59 \pm 0,30$	$1,11 \pm 0,11$
11	Différence entre les valeurs finales des Tables 3 et 4, %	0,05	0,07	0,04	0,09	-0,01	-0,03	-0,04	0,02

En introduisant dans ces valeurs les corrections de nutation forcée pour les ondes diurnes, nous obtiendrons

$$O_1=1,1717; K_1=1,1484; M_2=1,1676; S_2=1,1744 \quad (I)$$

Pour comparer ces résultats avec les résultats de l'analyse examinée dans ce travail nous donnons les valeurs correspondantes de δ provenant de la ligne 10 - Table 3.

	O_1	K_1	M_2	S_2	
δ	1,1679	1,1516	1,1696	1,1808	
$\Delta\delta, \%$	-0,3	0,3	0,2	0,5 (0,33)	(II)

Nous donnons dans la deuxième ligne les différences correspondantes de δ entre I et II et entre crochets la différence moyenne pour les quatre ondes.

Si nous ajoutons aux valeurs moyennes de δ , pour chaque onde, pour le gravimètre N° 220 (1ère ligne - Table 3) la somme de toutes les corrections : $O_1 = 0,0073$; $K_1 = 0,0060$; $M_2 = -0,0144$; $S_2 = -0,0038$ alors

	O_1	K_1	M_2	S_2	(III)
δ_{220}	1,1575	1,1447	1,1609	1,1747	
$\Delta\delta, \%$	-1,2	-0,3	-0,6	+0,03 (-0,53)	

Ici nous donnons également dans la seconde ligne les différences correspondantes des valeurs de δ entre (I) et (III).

Après avoir réalisé cette même opération avec les valeurs de δ obtenues avec le gravimètre N° 224 (2ème ligne de la Table 3) nous obtiendrons

	O_1	K_1	M_2	S_2	(IV)
δ_{224}	1,1817	1,1606	1,1811	1,1888	
$\Delta\delta, \%$	+0,8	+1,1	+1,1	+1,2(+1,05)	

Les valeurs obtenues pour δ indiquent que le plus grand écart (systématique) des valeurs en fonctions des moyennes de plusieurs années pour Obninsk a lieu pour les résultats obtenus avec le gravimètre N° 224. En d'autres termes il y a une certaine raison de supposer qu'elles sont exagérées. Pour en éclaircir la cause il faudra des recherches ultérieures.

Comme valeurs définitives de δ et $\Delta\phi$ il faut apparemment prendre les moyennes des données des deux gravimètres (ligne 10 - Table 3) puisque dans ce cas la valeur Δ est la plus petite. Nous donnerons ces valeurs :

	O_1	K_1	M_2	S_2
δ	1,1679	1,1516	1,1696	1,1808
	± 23	± 20	± 11	± 22
$\Delta\phi$	-0,12	-0,01	-0,55	1,13
	± 14	± 08	± 05	± 11

Les auteurs remercient vivement L.V. Kouznetsova, M.V. Kramer et You. Belesfeld pour l'analyse harmonique sur EVM, T.Y. Andronova pour les observations et la réduction des données, V.P. Varganova et N.A. Pioltotchna pour la préparation des données pour le travail sur EVM.

BIBLIOGRAPHIE.

1. Наблюдения приливных изменений силы тяжести в Центральной геофизической обсерватории / В. А. Волков, Ф. П. Гусева, Ю. С. Доброхотов, В. В. Жарков. — В кн.: Медленные движения земной коры. М.: Наука, 1972, с. 123—133.
2. Приливные изменения силы тяжести в Обнинске / В. А. Волков, Ф. П. Гусева, Ю. С. Доброхотов, М. В. Иванова. — В кн.: Изучение приливных деформаций Земли. М.: Наука, 1973, с. 50—59.
3. Первые результаты регистрации земных приливов в Обнинске гравиметром «Аскания» GS-15 / В. А. Волков, С. Н. Барсенков, Ф. П. Гусева и др. — в кн.: Приливные деформации Земли. М.: Наука, 1975, с. 43—56.
4. Регистрация приливных изменений силы тяжести в Обнинске в 1970—76 гг. / В. А. Волков, С. Н. Барсенков, Ф. П. Гусева и др. — В кн.: Изучение земных приливов. М.: Наука, 1980, с. 102—124.
5. Описание и инструкция по эксплуатации гравиметров GS-15 системы «Аскания». М.: ВИНТИ, 1972. — 10 с.
6. Venedikov A. P. Une methode pour l'analyse des marées terrestres à partir d'enregistrements de longuer arbitraire. — Bull. Acad. Roy. Belg., 1966, 53, fasc 3. p. 1463—1475.
7. Венедиков А. П. Анализ земноприливных регистраций. — Jn: Working group 3.3 study of the earth tides. Bull. 1, Budapest, 1978, p. 1—47.
8. Schuller K. Tidal analysis by the hybrid least squares frequency domain convolution method. — In: Proc. of the 9th International Symposium on Earth Tides. Inst. für Theoretische Geodäsie der Universität Bonn. 1977, p. 103—128.
9. Перцев Б. П. Гармонический анализ упругих приливов. — Изв. АН СССР. Сер. геофизич. М., 1958, № 8, с. 946—958.
10. Приливные вариации силы тяжести в СССР / Н. Н. Парийский, С. Н. Барсенков, В. А. Волков и др. — В кн.: Изучение земных приливов. М.: Наука, 1972, с. 65—86.

SUR LA STABILITE DU FACTEUR GRAVIMETRIQUE δ A LA STATION
DE MAREE TERRESTRE D'ALMA-ATA (TALGAR)

M.V. Kouznetsov, L.V. Kouznetsova, Iou. F. Schibaëv

Déformations lentes de la Terre et sa rotation, pp. 67-69, 1985.

Abrégé

Nous supposons a priori que les facteurs δ et $\Delta\phi$ restent constants dans le temps et que l'augmentation de précision de leur détermination permet de préciser les valeurs d'autres paramètres géophysiques.

Table 1. Résultats de l'analyse harmonique.

Onde	Amplitude μgal	δ	m_δ	$\Delta\varphi$	$m_{\Delta\varphi}$
Q_1	6,94	1,1692	0,0155	-2,04	0,76
ρ_1	1,28	1,1391	0,0795	-2,35	4,00
O_1	36,13	1,1651	0,0028	-1,37	0,14
M_1	2,81	1,1503	0,0288	1,70	1,44
π_1	1,07	1,2669	0,0852	-2,26	3,87
P_1	16,53	1,1451	0,0050	-1,39	0,25
S_1	1,07	3,1223	0,3147	186,44	5,17
K_1	49,55	1,1360	0,0018	-1,28	0,09
ψ_1	0,36	1,0281	0,2114	-2,50	11,80
Φ_1	0,74	1,1897	0,1153	0,69	5,53
J_1	2,83	1,1618	0,0343	1,42	1,68
OO_1	1,66	1,2432	0,0857	2,32	3,94
$2N_2$	1,19	1,1763	0,0403	-3,72	1,96
μ_2	1,42	1,1681	0,0323	-3,17	1,58
N_2	8,98	1,1760	0,0051	-4,14	0,25
ν_2	1,70	1,1741	0,0260	-3,30	1,27
M_2	46,26	1,1603	0,0009	-3,55	0,05
L_2	1,23	1,0925	0,0254	-1,16	1,33
T_2	1,19	1,0987	0,0348	-10,42	1,81
S_2	21,46	1,1573	0,0020	-3,25	0,10
K_2	5,86	1,1613	0,0090	-4,26	0,47
θ_2	0,36	1,2822	0,1926	-2,77	8,61
$2K_2$	0,14	1,9141	0,6995	14,82	20,95
M_3	0,63	1,0976	0,0307	-7,82	1,60

La Table 1 donne les résultats des observations à la station d'"Alma-Ata" pour la période de 1977 à 1981, données obtenues par analyse harmonique suivant la méthode Venedikov 74. La sensibilité de l'enregistrement a été considérée comme variant linéairement entre des déterminations contiguës. Pour obtenir des valeurs définitives de δ et $\Delta\phi$ il faut introduire des corrections données dans la Table 2.

Table 2. Corrections des résultats de l'analyse harmonique pour la station d'"Alma-Ata" (gravimètre GS-11 N° 167).

Correction	δ				$\Delta\varphi$			
	M_2	S_2	K_1	O_1	M_2	S_2	K_1	O_1
Retard instrumental	0,0018	0,0019	0,0005	0,0004	2,98	3,08	1,55	1,44
Direction de la normale	0,0037	0,0037	-0,0003	-0,0003	—	—	—	—
Inertie	-0,0035	-0,0037	-0,0013	-0,0012	—	—	—	—
Nutation	0	0	0,0033	0,0031	—	—	—	—
Noyau liquide	—	—	0,0220	—	—	—	—	—
Influence de l'océan	-0,0077	0,0036	0,0045	0,0026	0,53	0,43	-0,31	-0,16
Somme des corrections	-0,0057	0,0055	0,0287	0,0046	3,51	3,51	1,24	1,28

Les valeurs moyennes pondérées δ et $\Delta\phi$ pour l'intervalle envisagé, compte tenu de toutes les corrections, et pour les quatre ondes de marée principales sont les suivantes :

$$\delta\left(p = \frac{A}{m^2}\right) = 1,1578 \pm 0,0050;$$

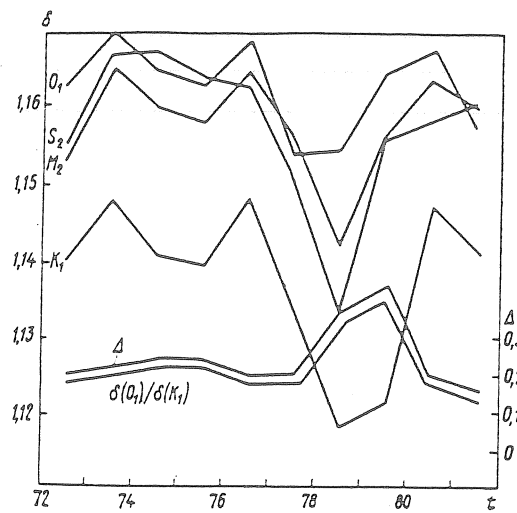
$$\Delta\varphi_c = -0,017 \pm 0,032;$$

$$\Delta\varphi_{n/c} = -0,009 \pm 0,091.$$

en excellente concordance avec les résultats antérieurs.

En vue d'une approche à l'étude des signes précurseurs des tremblements de Terre on a réalisé une analyse de la variation temporelle du facteur δ à Alma-Ata pour les dix dernières années. L'intervalle de temps optimal étant d'un an, les données de 1972 à 1981 ont été réparties en sections d'une durée du 1er janvier au 31 décembre de chaque année. Les valeurs moyennes annuelles obtenues ainsi pour les ondes principales M_2 , S_2 , K_1 et O_1 sont données sur la figure. Sur un fond de variation des valeurs de δ de 1 %, se détache une région anormale dans l'intervalle de 1978 à 1979 quand les quatre ondes ont donné une diminution sensible de la valeur de δ . Avant d'en chercher une explication géophysique on a voulu confirmer l'existence de cette anomalie en construisant un graphique de la variation de la valeur $\Delta = \delta(O_1) - \delta(K_1)$ (partie inférieure du dessin). Si on examine le rapport $\delta(O_1) / \delta(K_1)$ on peut éliminer l'effet d'une erreur de détermination de la sensibilité et obtenir une représentation plus objective de la réalité de la variation des paramètres δ au cours de la période envisagée. La courbe du rapport $\delta(O_1) / \delta(K_1)$ (voir dessin) montre que la région anormale n'est pas liée à une détermination erronée de la sensibilité.

On peut donc parler avec suffisamment de sûreté d'une variation possible du paramètre δ avec le temps. P. Melchior {2} a montré une variation analogue en 1959 d'après les observations à Bruxelles et à Strasbourg.



Variations des paramètres δ au cours des dix années.

BIBLIOGRAPHIE

1. Наблюдения земных приливов на станции Алма-Ата (Талгар) гравиметром «Аска-ния» GS-11 № 167 в 1973—1977 гг. / М. В. Кузнецов, Л. В. Кузнецова, Н. Н. Парийский и др. — В кн.: Изучение земных приливов. М.: Наука, 1980, с. 96—101.
2. Мельхиор П. Земные приливы. — М.: Мир, 1968.—263 с.

INFLUENCE DES MAREES OCEANIQUES SUR LES RESULTATS DES MESURES
D'INCLINAISONS DE MAREES EN EUROPE ORIENTALE ET OCCIDENTALE

D. Simon, J.A. Chirokov

Déformations lentes de la Terre et sa rotation, pp. 82-90, 1985.

Un grand nombre de travaux relatifs à l'influence perturbatrice des effets topographiques, tectoniques, de cavité et autres ont montré que la réalité d'une interdépendance régionale des résultats des observations clinométriques ne peut être très élevée.

Or on a montré à la station de "Tiefenort" que dans l'environnement des points de mesures l'influence perturbatrice des différents facteurs souterrains peut être considérée comme minime (1). Aussi peut-on admettre que pour les autres stations clinométriques l'influence perturbatrice des effets locaux sera également sensiblement plus faible qu'on le considère lors de la détermination de valeurs moyennes régionales (2).

En Europe Occidentale et Centrale les observations ont principalement été faites avec des pendules horizontaux Verbaandert-Melchior et Tomaschek-Ellenberger alors que dans les stations de l'Europe Orientale on a principalement utilisé des clinomètres photoélectriques Ostrovskii. Pour comparer les résultats obtenus on dispose d'enregistrements parallèles à Pribram (Tchécoslovaquie), Tiefenort (RDA), Rimov-Budejovice (Tchécoslovaquie) et Polouckkino (URSS). On a démontré ainsi l'absence de dépendance des résultats obtenus du type de clinomètre utilisé. Les paramètres de marées obtenus dans les diverses stations clinométriques sont donc comparables entre eux.

Pour mettre en évidence un effet régional de l'action des marées océaniques on a considéré les résultats des stations situées le plus près d'un profil en longitude, transcontinental, à la latitude de 50° . Dans les parties du profil à faible densité d'observations il a fallu utiliser les sites d'observations se trouvant au nord ou au sud de la latitude de 50° comme par exemple les stations de "Tbilissi" et "Kazan". On n'a pas pris en considération les résultats des stations situées dans des zones tectoniquement actives et près de la mer à cause de la difficulté d'évaluer quantitativement les influences locales de la tectonique et des marées océaniques dans ces zones.

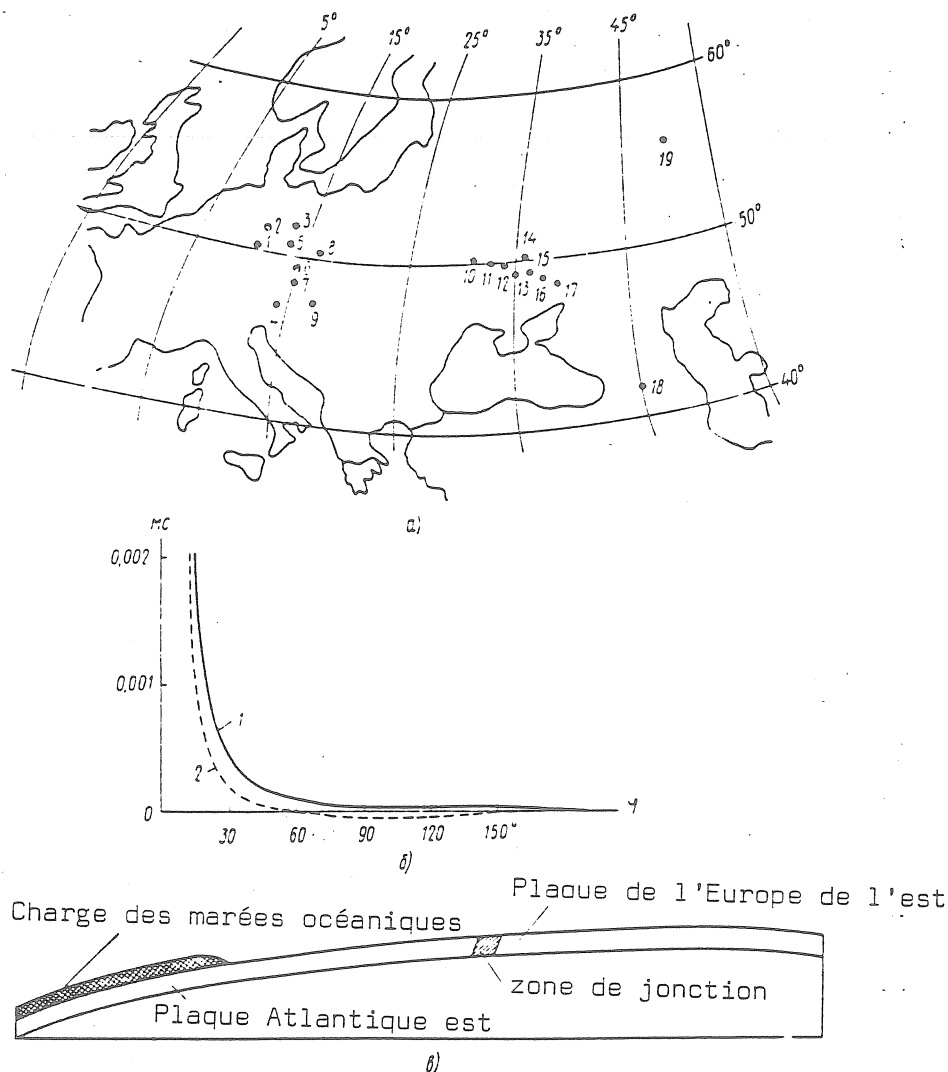


Fig. 1. Profil en longitude transeuropéen :

- a : répartition des stations clinométriques;
- b : influence des composantes d'attraction (1) et de déformation (2) pour différents éloignements ϕ par rapport à une charge élémentaire;
- c : modèle de la lithosphère le long du profil transeuropéen.

Les noms et coordonnées des 19 stations clinométriques sont donnés dans la Table 1 et leur répartition est indiquée sur la Fig. 1a. La Table 1 renferme également les valeurs du facteur d'amplitude γ et du retard de phase χ pour les deux azimuts. La dernière colonne de la Table 1 donne les valeurs de la différence $\Delta\gamma = \gamma(\text{EW}) - \gamma(\text{NS})$ entre les facteurs d'amplitudes EW et NS de l'onde de marée M_2 .

Les paramètres ont été obtenus par moyenne vectorielle des résultats pour les appareils parallèles. La Table 2 montre que l'écart des résultats des mesures par différents instruments varie d'une station à l'autre. Il n'est pas exclu que dans la suite, après des observations de contrôle, on puisse montrer que dans certains cas l'erreur de résultats individuels diffèrent fortement et qu'on pourra les éliminer des moyennes vectorielles.

Table 1. Résultats des observations (moyennes vectorielles).

N°	Stations	coordonnées		$M_2(B3)$		$M_2(CIO)$		$\Delta\gamma$
		λ	φ	γ	χ	γ	χ	
1	Tiefenort	10,1°	50,6°	0,810	—10,6°	0,699	—5,6°	0,111
2	Clausthal	10,3	51,8	0,833	—5,7	0,676	—8,4	0,157
3	Potsdam	13,0	52,4	0,763	—8,5	0,552	—6,9	0,211
4	Berchtesgaden	13,0	47,6	0,821	—12,5	0,678	—2,1	0,143
5	Freiberg	13,3	50,9	0,795	—7,8	0,689	—3,9	0,106
6	Pribram	14,0	49,7	0,782	—12,1	0,657	—9,9	0,125
7	Rimov-Budejovice	14,5	49,0	0,816	—8,1	0,545	—9,1	0,271
8	Ksiaz	16,3	50,7	0,810	—11,0	0,684	—5,4	0,126
9	Sopron	16,6	47,7	0,736	0,5	0,715	—1,7	0,021
10	Kiev	30,5	50,4	0,730	6,4	0,728	—1,5	0,002
11	Roudka	32,0	50,0	0,689	0,6	0,724	0,3	—0,035
12	Bagatchka	33,1	50,0	0,725	3,8	0,690	1,1	0,035
13	Poltava	34,5	49,6	0,703	0,4	0,711	0,8	—0,008
14	Samotoevka		50,8	0,704	—3,6	0,707	0,6	0,031
15	Chevtchenko	35,6	49,5	0,712	4,3	0,699	—0,4	—0,013
16	Katerinovka	36,8	49,0	0,715	0,5	0,691	1,2	—0,024
17	Karl-Libknechtovsk	38,1	48,7	0,713	2,8	0,706	—0,4	0,007
18	Tbilissi	45,0	41,8	0,711	—1,2	0,714	3,8	0,003
19	Kazan	48,8	55,8	0,710	—0,1	0,707	1,6	0,003

Les paramètres repris dans la Table 1 se partagent en deux types. Dans la partie occidentale on observe de grandes valeurs de l'inégalité azimutale $\Delta\gamma$, et également un grand retard de phase χ pour les deux azimuts, ce que nous considérerons comme caractéristique pour le type "Atlantique" des résultats. Dans la région Orientale, par contre, prédominent les petites valeurs $\Delta\gamma$ et du retard de phase χ , type "Continental" des résultats pour l'onde M_2 . La limite entre les régions se trouve à l'est des stations Ksiaz, Pribram et Rimov-Budejovice et à l'ouest de la station de Sopron.

La dépendance azimutale du facteur d'amplitude $\gamma(M_2)$ a été découverte il y a plus de 70 ans en Europe Centrale par Hecker qui l'a attribuée à l'effet de la marée océanique atlantique. En 1911, Love, se rapportant à ces résultats, a développé la théorie des effets indirects sur la Terre sphéroïdale élastique. Les premiers calculs des corrections de l'influence de la marée océanique ont été faits en 1969 pour cinq stations clinométriques européennes par Pertsev en utilisant les cartes cotidales de Bogdanov. B.P. Pertsev a calculé ces corrections à partir de chacun des 1680 disques d'eau couvrant la surface de l'océan mondial. Les effets d'attraction et de déformation d'un disque d'eau de mer de densité $1,03 \text{ g/cm}^3$ sont donnés sur la figure 1 pour différents éloignements du clinomètre au centre du disque. L'effet de déformation est la somme de l'effet pur de déformation et de la variation correspondante du potentiel de la Terre.

Table 2. Valeurs observées des paramètres de marées pour l'onde M_2 .

Station	M_2 (B3)		M_2 (CKO)		Référence
	γ	α	γ	α	
1	0,814	—11,3°	0,672	— 6,8°	[3]
	0,810	—11,1	0,704	— 4,7	
	0,806	— 9,2	0,721	— 5,0	
2	0,849	— 5,2	0,697	—12,7	[4]
	0,817	— 6,2	0,659	— 4,4	
3	0,763	— 8,5	0,552	— 6,9	[5]
4	0,821	—12,5	0,694	— 9,7	[6]
			0,674	5,7	
5	0,803	— 8,6	0,674	— 5,0	[7]
	0,807	—10,0	0,678	— 4,1	
	0,815	— 4,9	0,709	— 2,6	
	0,756	— 7,7			
6	0,737	—12,7	0,672	—14,9	[8]
	0,745	— 5,5	0,621	—13,9	
	0,716	— 9,0	0,610	—10,9	
	0,857	—11,9	0,737	— 1,2	
	0,852	—10,3			
	0,780	—16,1			
	0,809	—12,6			
	0,766	—15,6			
7	0,812	— 8,0°	0,569	— 9,6°	[8]
	0,818	— 8,0	0,520	— 8,6	
	0,815	— 8,0			
	0,820	— 8,8			
8	0,858	—14,6	0,706	— 7,1	[9]
	0,883	—12,0	0,707	— 4,4	
	0,749	— 9,2	0,659	— 4,7	
	0,754	— 7,6	0,665	— 5,5	
9	0,736	0,5	0,715	— 1,7	[10]
10	0,730	6,4	0,728	— 1,5	[11]
11	0,689	0,6	0,724	0,3	[11]
12	0,725	3,8	0,690	1,1	[11]
13	0,703	0,4	0,711	0,8	[11]
14	0,704	— 3,6	0,707	0,6	[12]
15	0,712	4,3	0,699	— 0,4	[11]
16	0,715	0,5	0,691	1,2	[11]
17	0,713	2,8	0,706	— 0,4	[11]
18	0,711	— 1,2	0,714	3,8	[13]
19	0,710	— 0,1	0,707	— 1,6	[12]

Il résulte de la figure 1 que le clinomètre enregistre l'influence des marées océaniques uniquement à des éloignements ne dépassant pas 80°. Il est d'autre part évident que même de petites différences dans l'amplitude et la phase de la marée océanique dans la zone côtière peuvent conduire à de fortes différences locales dans les résultats des mesures aux points côtiers. Pour cette raison on n'a pas pris en considération ici les résultats des observations des stations clinométriques dont la distance à la mer est de moins de

200 km. On notera également que les effets d'attraction et de déformation ont même signe et décroissent depuis le centre de la charge jusqu'à une distance d'à peu près 55° .

Les corrections de Pertsev (14) d'influence des marées océaniques pour les stations clinométriques de Warmifontaine (Belgique), Prague (Tchécoslovaquie), Poltava (URSS), Moscou (URSS), Kazan (URSS) peuvent être utilisées pour l'analyse de la répartition des paramètres de l'onde M_2 sur toute l'étendue du profil transcontinental européen d'Ouest en Est.

Dans ce but nous nous proposons certaines valeurs approximatives arbitrairement choisies pour le facteur d'amplitude γ et le retard de phase χ_0^i , affranchies de l'influence de la marée océanique où $i = 1$ et $i = 2$ désignent les azimuts EW et NS respectivement.

En résolvant les équations de correction de la forme

$$\begin{aligned}\gamma_p^i + \Delta\gamma_n^i &= \gamma_0^i; \\ \chi_p^i + \Delta\chi_n^i &= \chi_0^i,\end{aligned}$$

(où $\Delta\gamma_n^i$, $\Delta\chi_n^i$ sont les corrections de l'influence des marées océaniques d'après Pertsev) par rapport à γ_p^i et χ_p^i , nous obtiendrons pour chacune de ces cinq stations les valeurs calculées du facteur d'amplitude et du retard de phase dans les deux azimuts. Ces valeurs calculées γ_p^i et χ_p^i dépendantes de γ_0 et χ_0 sont portées sur la figure 2 en fonction de la longitude. Comme valeur de base, affranchie de l'influence de la marée océanique, on a pris $\gamma_0 = 0,74$ et $\chi_0 = 0^\circ$. La comparaison des facteurs calculés et observés montre un accord dans la tendance de leur variation le long du profil. Dans la région occidentale les différences des facteurs d'amplitude calculés $\Delta\gamma_p$ et les différences des facteurs observés $\Delta\gamma$ sont plus grandes qu'à l'est.

La comparaison des valeurs témoigne également de ce que les retards de phase observé et calculé dans la région occidentale est sensiblement plus grande que dans la région orientale. En tirant cette conclusion il faut se rappeler qu'elle s'appuie sur la correction de la marée océanique calculée uniquement pour cinq stations parmi lesquelles pas une, rigoureusement parlant, ne se trouve sur le profil. C'est pourquoi les lignes reliant les valeurs calculées montrent seulement une tendance principale évidente dans la variation en longitude de l'effet de la marée océanique. Une représentation plus précise de la répartition spatiale des valeurs calculées des paramètres de marées pourra être obtenue quand on aura déterminé les corrections de marée océanique pour un nombre sensiblement plus grand de stations clinométriques, sur la base de cartes cotidales améliorées.

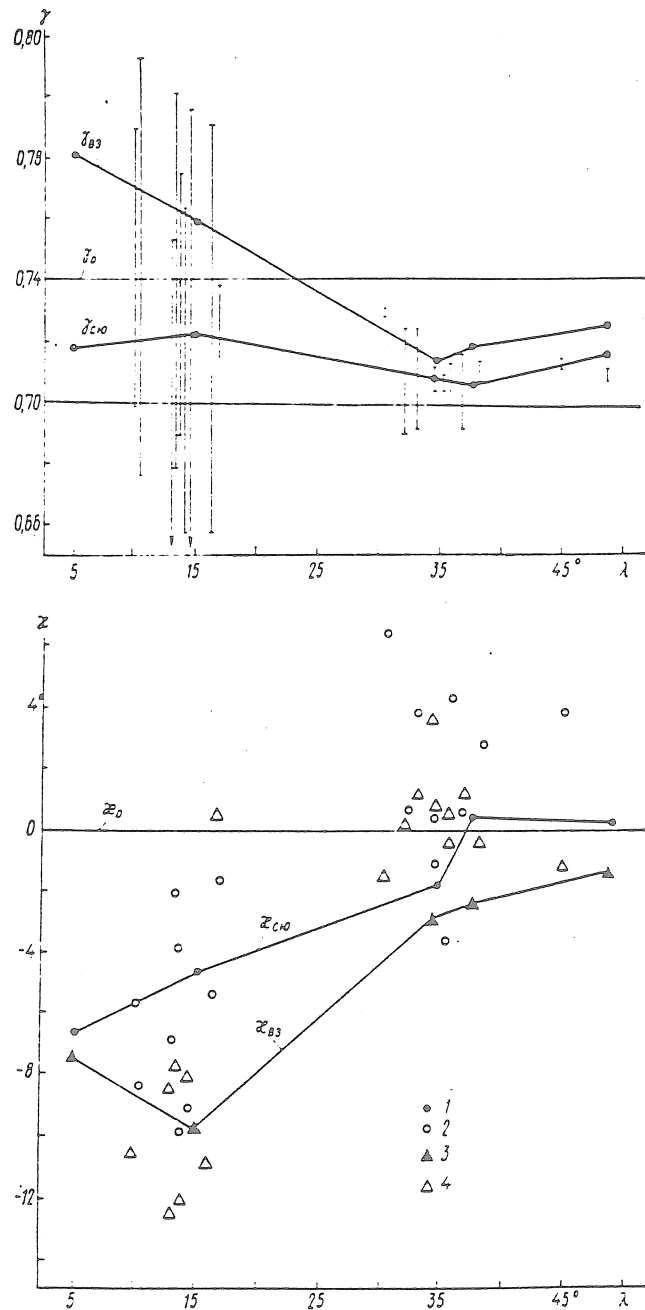


Fig. 2 : Valeurs calculées et observées des paramètres γ et χ de l'onde M_2 dans les stations clinométriques européennes.
 1 - calculées χ_{NS} ; 2 - observées χ_{NS} ; 3 - calculées χ_{EW} ;
 4 - observées χ_{EW} .

Pour calculer l'influence des marées océaniques B.P. Pertsev a utilisé le modèle de Love pour une Terre sphéroïdale dans laquelle les paramètres élastiques dépendent uniquement du rayon. La comparaison de la figure 2 montre qu'il existe des différences importantes entre les valeurs calculées et observées.

On constate par exemple que dans la région occidentale l'inégalité azimutale $\Delta\gamma = \gamma_{EW} - \gamma_{NS}$ causée par les marées océaniques est en moyenne 2 à 3

fois plus grande que les valeurs calculées correspondantes. Dans la région orientale l'influence observée est par contre plus petite que l'effet calculé. Comme valeur du retard de phase, affranchie de l'influence de la marée océanique on a pris pour les deux azimuts $\chi = 0^\circ$ ce qui correspond aux conceptions actuelles du rôle du frottement de marée dans la Terre solide [15]. En cas d'influence faible de la marée océanique dans la région orientale il faudrait déplacer les courbes du retard sur la figure 2 dans la région des valeurs observées.

La figure 2 et la table 1 montrent que le passage du type "Atlantique" au type "Continental" se fait irrégulièrement et par à coups. Cet effet ne peut être expliqué à l'aide d'un modèle de Terre purement élastique. Pour l'interpréter il faudrait faire l'hypothèse que le lien élastique réciproque entre les régions est et ouest est affaibli ou perturbé d'une certaine façon. La station de Sopron est l'unique point d'observation qui est situé près de la transition mais il se trouve sensiblement plus au sud du profil ($\phi = 47^\circ$) et se rapporte également à une autre région. Pour démontrer la variation par à coups des résultats pour l'onde M_2 il faut faire des observations clinométriques en quelques stations situées au pied des Carpathes.

La modification du modèle purement élastique pour le calcul des effets des marées océaniques dans le cas donné n'est possible que dans la partie déformée. Pour expliquer la discordance entre les paramètres observés et calculés il faut admettre la possibilité de l'existence d'hétérogénéités latérales ou d'anomalies des paramètres élastiques. Les variations latérales des paramètres élastiques dans la lithosphère sont très probables, compte tenu des représentations de la structure en blocs de l'écorce terrestre, de la tectonique des plaques lithosphériques, etc ... D'après [16] les régions d'Europe occidentale et centrale dans lesquelles on observe le type "Atlantique" des résultats ($\Delta\gamma$ et χ) se trouvent sur la plaque tectonique s'étendant de l'Atlantique central aux Carpathes. Plus de 2/3 de sa surface est couverte par l'océan et c'est pourquoi elle subit des charges variables sous l'action des marées océaniques comme cela a été montré sur la figure 1. La plaque se déforme sous l'effet des marées océaniques et ces déformations élastiques doivent être conformes au modèle de Love et les calculs de Pertsev pour des distances jusqu'à 80° si seulement à la limite Est de la plaque Atlantique, dans la région de l'axe des Carpathes, il n'y a pas de zone plus ou moins large dans laquelle les paramètres élastiques diffèrent sensiblement. Cette anomalie locale des paramètres élastiques diminue le lien réciproque entre les plaques Atlantique Est et Est-européenne. Cela augmente la flexion de la plaque Atlantique Est sous l'action des charges variables. Ainsi dans la partie ouest du profil les clinomètres

enregistrent une influence sensiblement plus grande des marées océaniques.

D'autre part, l'affaiblissement de la relation réciproque des deux plaques amène à une diminution de l'action élastique des marées océaniques dans la région orientale. Si le modèle reflète exactement les résultats des observations on doit observer dans la zone de transition (région des Carpathes) une variation par à coups des résultats pour l'onde M_2 . Par des calculs sur modèle, par exemple par la méthode des éléments finis on peut évaluer l'anomalie des propriétés élastiques pour l'une ou l'autre largeur de la zone de transition qui correspondrait à l'effet observé. Cette concordance serait réalisée pour une zone très étroite ($H < 1$ km), dont la matrice posséderait un module élastique E d'un ordre plus petit que dans les limites des plaques voisines.

Une étude expérimentale plus précise de l'influence des marées océaniques sera réalisable si l'on a la possibilité d'observer cet effet en l'absence d'action de marée directe. On peut réaliser cela par des observations clinométriques lors de la détermination par la marée océanique provoquée de 14 ondes diurnes pour l'azimut EW dans lequel comme on le sait il n'y a pas d'ondes de marées directes de période M_f . L'amplitude de cette onde provoquée par les marées océaniques n'a jusqu'à présent pas été déterminée pour les stations du profil examiné.

CONCLUSIONS

En comparant les résultats des observations clinométriques faites en Europe occidentale et orientale en des points situés le long d'un profil transcontinental à la latitude de 50° , on a découvert un lien régional réciproque et une différence régionale des paramètres de marées terrestres pour l'onde M_2 .

Les grandes valeurs de l'inégalité azimutale des facteurs d'amplitude et du retard de phase de la marée M_2 caractéristiques dans les stations clinométriques de l'Europe occidentale s'expliquent par l'effet des marées océaniques sur la plaque lithosphérique de l'Est-Atlantique.

Les valeurs relativement grandes de cette inégalité observées dans les stations de l'Europe orientale et diminuées en comparaison avec l'effet calculé de l'action des marées océaniques et également la proximité des facteurs d'amplitude $\gamma(M_2)$ mesurés par rapport à la valeur "globale" témoignent en faveur de l'hypothèse de l'existence, à la jonction des deux plaques lithosphériques, de propriétés élastiques anormalement basses.

L'affaiblissement du lien élastique réciproque des plaques

lithosphériques est amplifié dans les stations de l'Europe occidentale mais diminué dans les stations de l'Europe orientale. La zone de variation par à coups de l'effet de la marée océanique se répartit apparemment entre 15° et 30° en longitude.

Pour interpréter ultérieurement cette constatation il faudra connaître, pour toutes les stations du profil, avec une plus grande précision les corrections de l'influence de la marée océanique.

REFERENCES

1. Simon D. A contribution to the discussion concerning tectonic influences or effects on clinometric tidal parameters. — In: Tidal interactions, including earth tides (Symp. 24). (Paper to XVI Gen. Ass. of IUGG, Grenoble, 1975), 1975, p. 7.
2. Simon D., Schirokov I. A. Der Einfluss der Meereszeiten auf die klinometrischen Gezeitenresultate von Ost—Westeuropa. — In: Proc. 4 Intern. Symp. Geodäsie und Physik der Erde, Karl—Marks—Stadt, Mai, 1980, s. 744—767.
3. Simon D. The influence of local and regional effects on the results of tidal tilt measurements. — In: Proc. XIV Gen. Ass. of the Europ. Seism Comm., Trieste, 1974, p. 457—458.
4. Bonatz M. (Hrsg.). Beiträge zur Erdzeitenforschung des Arbeitskreises Geodäsie/Geophysik der Bundesrepublik Deutschland. — Angew. Geod. Heft, 1975, N 211, s. 72—95.
5. Byl J. Bericht über die bisher am Geodätischen Institut Potsdam ausgeführten Gezeitenbeobachtungen. — In: V Symp. Intern. sur les Marées Terr. Bruxelles: Obs. Roy. Belg., 1964, N 236, p. 255—261.
6. Eberhard O. Ergebnisse der Erdzeitenbeobachtungen 1961—1968 in Barchesgaden. — Angew. Geod. Heft, München: Dtsch—Geod. Komm., 1971, N 70, T. 1—3, S. 70—75.
7. Schneider M. Lotschwankungsmessungen mit Vertikalpendeln in Freiberg/Sa. — In: V Symp. Intern. sur les Marées Terr. Bruxelles: Obs. Roy. Belg., 1965, N 236, p. 262—273.
8. Скальский Л. Установка приливной наклономерной аппаратуры с целью получения наиболее достоверных результатов. — *Studia geoph. et geod.*, 1976, N 20, p. 196—202.
9. Chojnicki T. Résultats des mesures clinométriques des marées, exécutées au cours des années 1973/74, 1974/75, 1975/76 et 1976/77 à la station Ksiaz. — Warszawa: Inst. of Geoph. Pol. Acad. of Sci., 1975—1978.
10. Lichtenegger H. Vorläufiger Bericht über Erdzeitenregistrierungen in Sopron/Ungarn. — In: VII Intern. Symp. über Erdzeiten. Sopron, 1973, S. 713—725.
11. Balenko V., Koutny A. Détermination de l'onde M_2 d'après les observations des inclinaisons de marées de long du profil Kiev—Poltava—Artemovsk. — In: VII Intern. Symp. über Erdzeiten. — Sopron, 1973, S. 633—640.
12. Ostrovskij A. E., Matveev P. S. Tidal Tilts of the Earth by Observations in the USSR. — In: Proc. VI Symp. Intern. sur les Marées Terr., Strasbourg, 1969, p. 90—94.
13. Балавадзе Б. К., Картвелишвили К. З. Приливные наклоны Земли в Тбилиси. — Бюл. АН ГССР, 1975, т. 80, № 2, с. 349—352.
14. Pertzev B. P. The Effect of the Ocean Tides upon Earth tide observations. — In: Proc. VI Symp. Intern. sur les Marées Terr., Strasbourg, 1969, p. 113—115.
15. Brosche P., Sündermann J. 1978. Tidal Friction and the Earth's Rotation. — Berlin, Heidelberg, New York: Springer Verlag, 1978, 241 p.
16. Le Pichon X. 1968. Sea Floor Spreading and Continental Drift. — *J. Geophys. Res.*, 1968, N 73, p. 3661—3697.

