

TABLE DES MATIERES N° 85

GERHARD JENTZSCH

Automatic Treatment and Preprocessing of Tidal Data Recorded
at 1 min Intervals.

5415

V.N. ZHARKOV, S.M. MOLODENSKII (Traduction)

Corrections au module de glissement dynamique pour les nombres
de Love et la période de Chandler.

5425

V. You. GOTLIB, B.A. KAGAN (Traduction)

Modelage des marées dans l'océan mondial en tenant compte des
effets des récifs (Shelf).

5429

A.P. VENEDIKOV

Determination of the tidal parameters from short intervals in
the analysis of earth tidal records.

5435

TADEUSZ CHOJNICKI

Construction of tidal observation models.

5442

MARIAN MALKOWSKI

Application of polynomial approximation for construction of
filters.

5447

STANISLAW GADOMSKI

Possibility of digital recording for clinometers adapted for
photographic registration.

5454

SINZI NAKAI

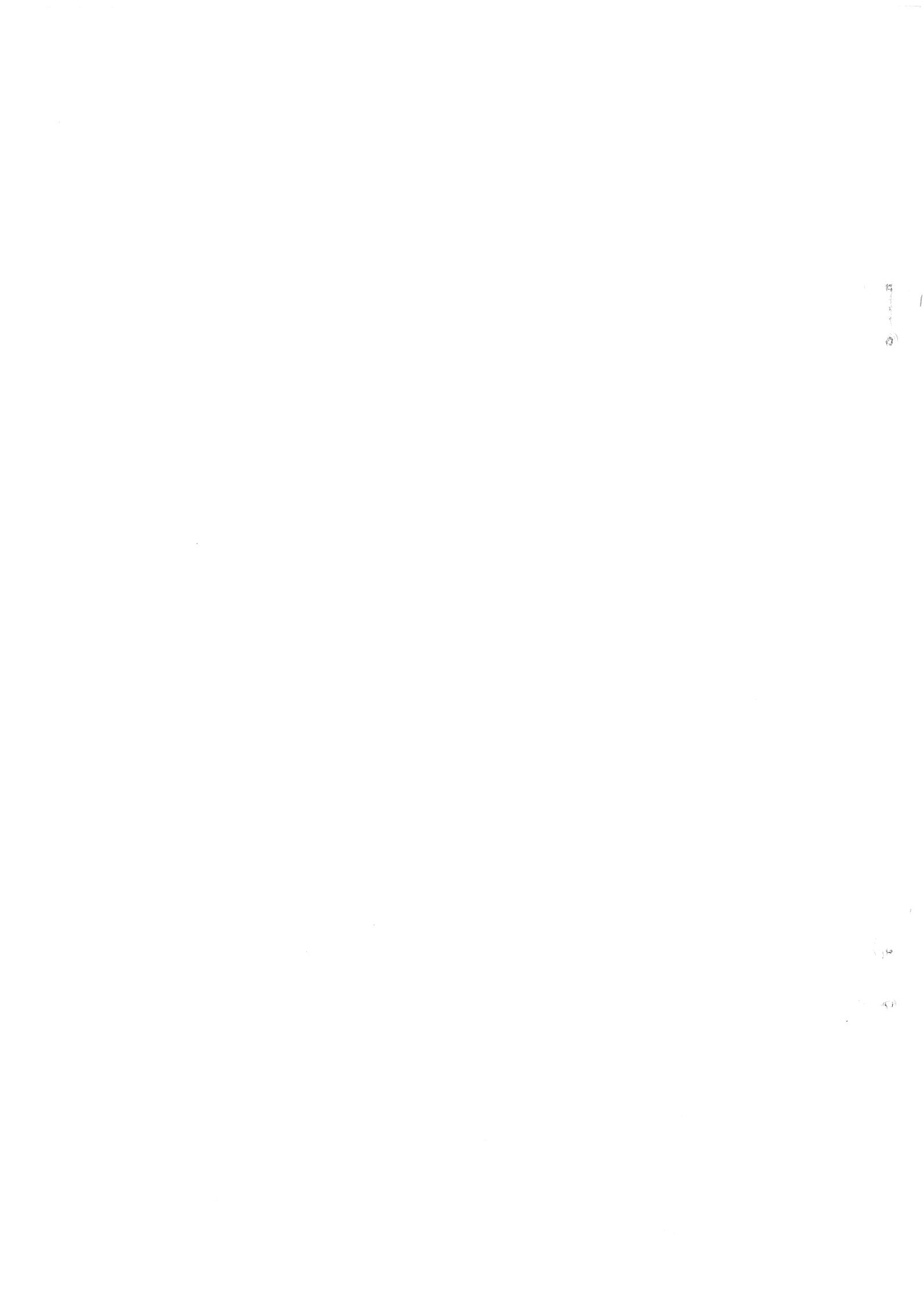
On the interpolation of interruption in tidal record.

5457

D. SIMON

Zur Bestimmung des Verhältnisses (h/l) der LOVE'schen und SHIDA'
schen Zahlen aus Strainbeobachtungen.

5467



Automatic Treatment and Preprocessing
of Tidal Data Recorded at 1 min Intervals

by

Gerhard Jentzsch*)

Abstract: A program system is presented that reads out data recorded at 1 min intervals on digital cassette to provide the data with a preselected sampling rate, e.g., 60 min.

Three steps are necessary:

- 1) Reading out the data from digital cassette, format control, time control, output on magnetic tape (1/2"), several different channels being possible;
- 2) Computation and correction of steps (reset and calibration), detection of earthquakes, correction of spikes, interpolation of small gaps;
- 3) Low pass filtering to provide data at preselected sampling intervals.

The first step is carried out on a process computer with a cassette input, for the following two steps a computing center is used.

1. Introduction

The automatic digitization generally provides data with a higher dynamic range than reading out the analog record. To avoid aliasing, and to be free of the effect of an electronic low pass filter the sampling rate of 1 min has been chosen. In this case aliasing is prevented by an electronic filter having a cut-off period of ~1 min, which does not effect tidal amplitudes and phases, and which is easy to realize on the basis of an active element of Bessel or Butterworth/Bessel type. The design and the properties of this filter are given by Flach et al. (1975) showing that periods greater than one hour are neither effected in amplitude nor in phase.

On the other hand the use of a standard DATEL cassette writer (NRZI-System), and the PHILIPS-type cassette (1/8") allows to store more than 120.000 16-bit samples, including a 4-bit channel

*) Dr. Gerhard Jentzsch, Institut für Geophysikalische Wissenschaften der Freien Universität Berlin, Rheinbabenallee 49, D-1000 Berlin 33

address. Using only one channel these 4-bits can be used for the data word, too, to extend the dynamic range. In case of one channel and one hourly time mark data of nearly 90 days can be recorded on one cassette at 1 min intervals.

At the Institute for Geophysics, Berlin, we use a HP-21MXe, 16-bit, 64Kbyte for reading the cassettes; plotting of data and the further processing is carried out at the CYBER 172 at the computing center of the Free University of Berlin.

2. The data processing

The program system contains three different FORTRAN-programs (see fig. 1): At first the cassettes are read by a DATAL-cassette reader interfaced to the HP-process computer. In this step mainly data formats are checked to avoid the termination of the execution of the program. This check is necessary because there is the possibility of writing and/or reading errors although it is very seldom.

Second the offset binary code of the hexa-decimal characters is translated to decimal numbers, and all samples are split up into the different channels with an hourly time mark containing station number, component, number of the day, and the full hour.

Program 2 reads out the raw data stored on 1/2" -magnetic tape to provide the samples for the use of further processes. This step includes the correction of steps due to resets of the curve and calibration jumps as well as the interpolation of small gaps up to some minutes due to failures, e.g. of the operator changing the cassette not in right time. A list of all disturbances is printed including the calculated amount of steps and calibrations.

The interpolation of large gaps (up to some hours) is not included here. Finally (program 3), the processed time series is bandpass filtered by numerical operator (Jentzsch, 1978) to provide the data for various purposes, e.g. in hourly samples for tidal analysis.

Since steps two and three are either common or already published only program 1 is described in detail here.

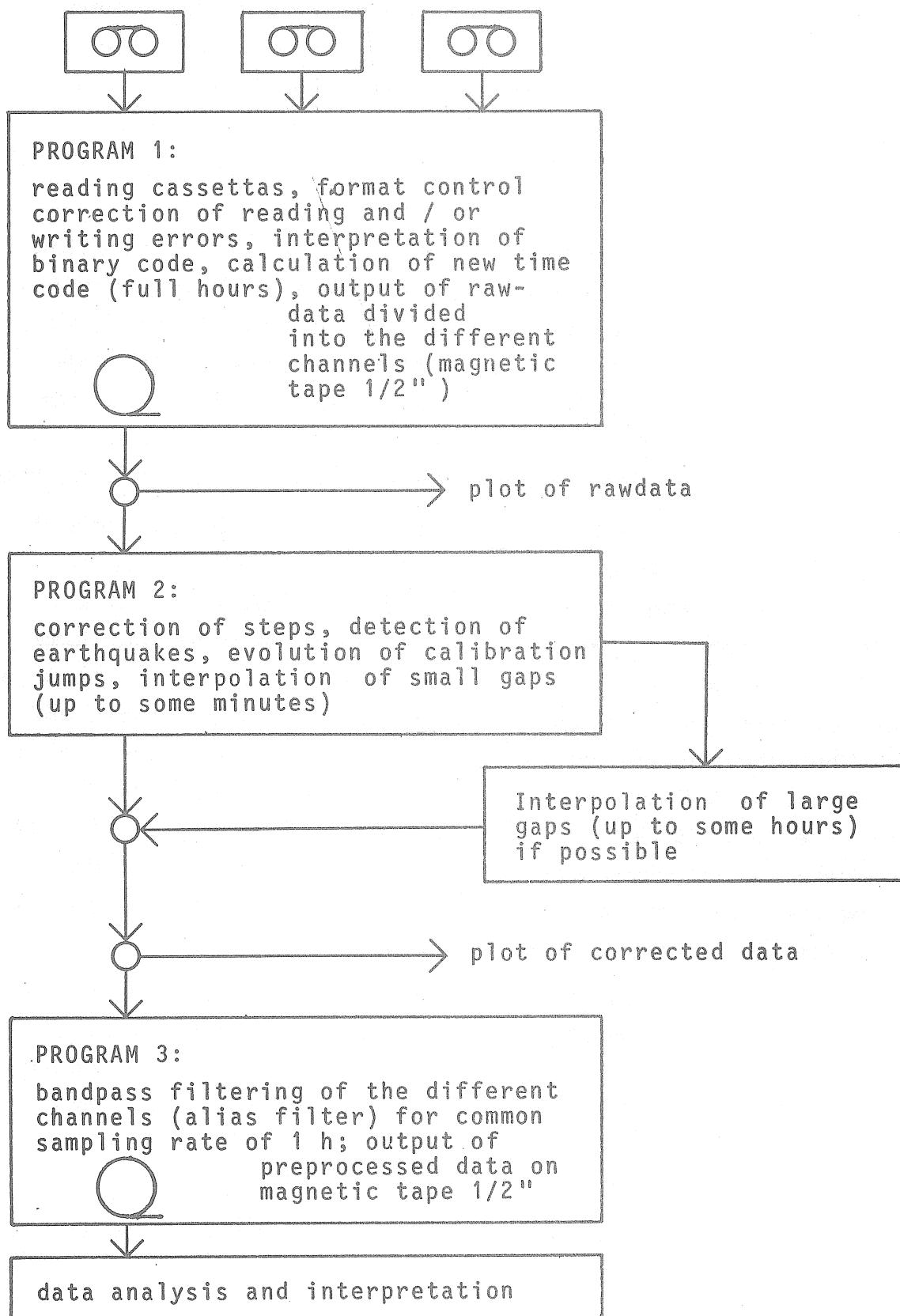


Fig. 1: General describtion of the data processing;
Only program 1 is run on a process-computer,
for the following including plotting a com-
puting center is used.

3. The reading of cassettes

Reading one or more cassettes two problems have to be solved:

- 1) In general it is not possible to have the time mark at each full hour, because the counter starts at the time when the cassette is started or changed resp.
- 2) Because of (1), the last data block written on the cassette is not complete.

This leads to a computer program which mainly does organization work: In principle a new identification number including station identification, date, and full hour is calculated and compared to the decoded time written on tape. Then the data samples are stored into an array according to their recording time. To save memory only one hour of data, i.e. 60 samples, is stored in that array to be written on the output tape after the hour is completed.

Fig. 2 gives an over all description of how the program proceeds: The interactive input (for details see fig. 3) contains all the information concerning the station, number of channels, start- and endtime of the cassette, data code, sampling rate, and data structure. With this information it is possible to check the data for correct time and structure, and to detect possible gaps and errors. Then the data is converted to decimal numbers and stored in the data array. This is done in two DO-loops, one running over all the data lines per block (depending on the Inter Record Gap counter; in our case covering one hour, i.d. 62 data sets including two sets for the time), and the inner DO-loop running over all the characters in one data line.

If the last block is reached it has to be decided interactively if there is another cassette or not. If not, the data field is treated like a gap (filled with 9999). If there is a following cassette again an interactive input concerning start- and end-time is required.

Fig. 4 shows a more detailed description of the cassette reading program, and it gives an idea of the complex program structure.

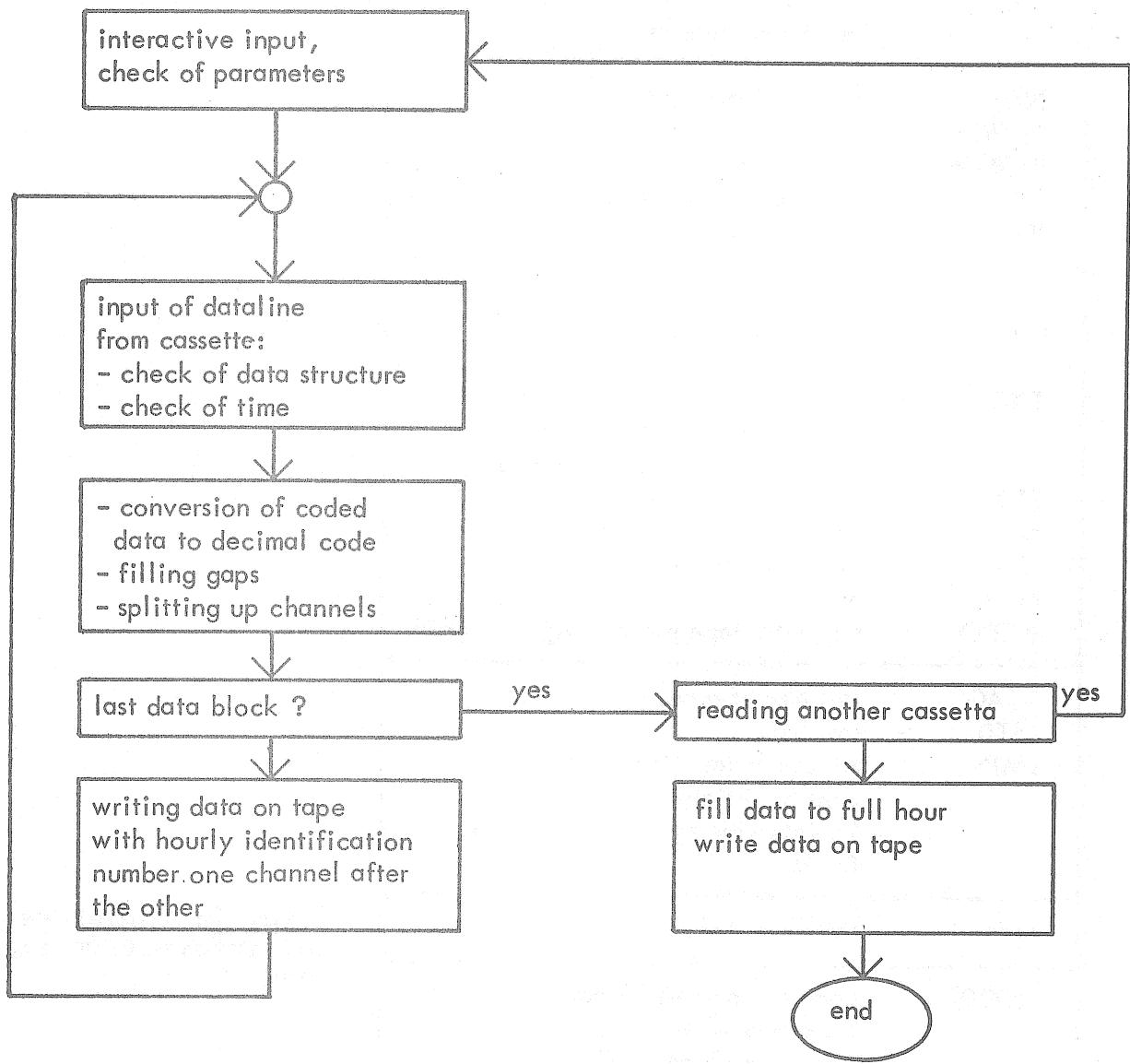


Fig. 2: General description of the program reading cassettes

To save space there are not all details given, but some aspects of comfortability are still visible:

- If the output tape already contains data it can be positioned and the identification is checked to avoid mixing up different data sets.
- To avoid failures the interactive input is checked and questioned if there are discrepancies.

INTERACTIVE INPUT (display terminal)	
KON	- logical unit for interactive inputs and outputs
NIM	- cassette input unit
NOM	- data output unit
NOM 6	- control output and error messages (printer)
IRG	- inter record gap : number of data sets including one time mark
IST	- identification number : station x 10 + component
TAG	- time : first day of record counted from the beginning of the year
STD	- first hour of record
MIN	- minute of first record
IDT	- sampling rate in minutes
NKA	- number of channels
MTPO	- magnetic tape positioning (1, not 0)
LTAG	- last day of record
LSTD	- last hour
LMIN	- minute of last time mark
IS	- control variable : 1 : intervall covers change of year 0 : not
LLM	- last recorded minute
ICODE	- code for most significant bit : 0 : binary offset 1 : inverse binary offset

Fig. 3: Variables of interactive input

- If the given time is not found it is possible to read data lines stepwise and to change parameters according to the information written on the tape.

The program is written in FORTRAN IV, and contains about 700 statements. Except the positioning of the 1/2" output tape there are only standard FORTRAN statements used. It is reading the cassette on-line, but the execution is still so fast that the reading time is only dependent on the speed of the reader.

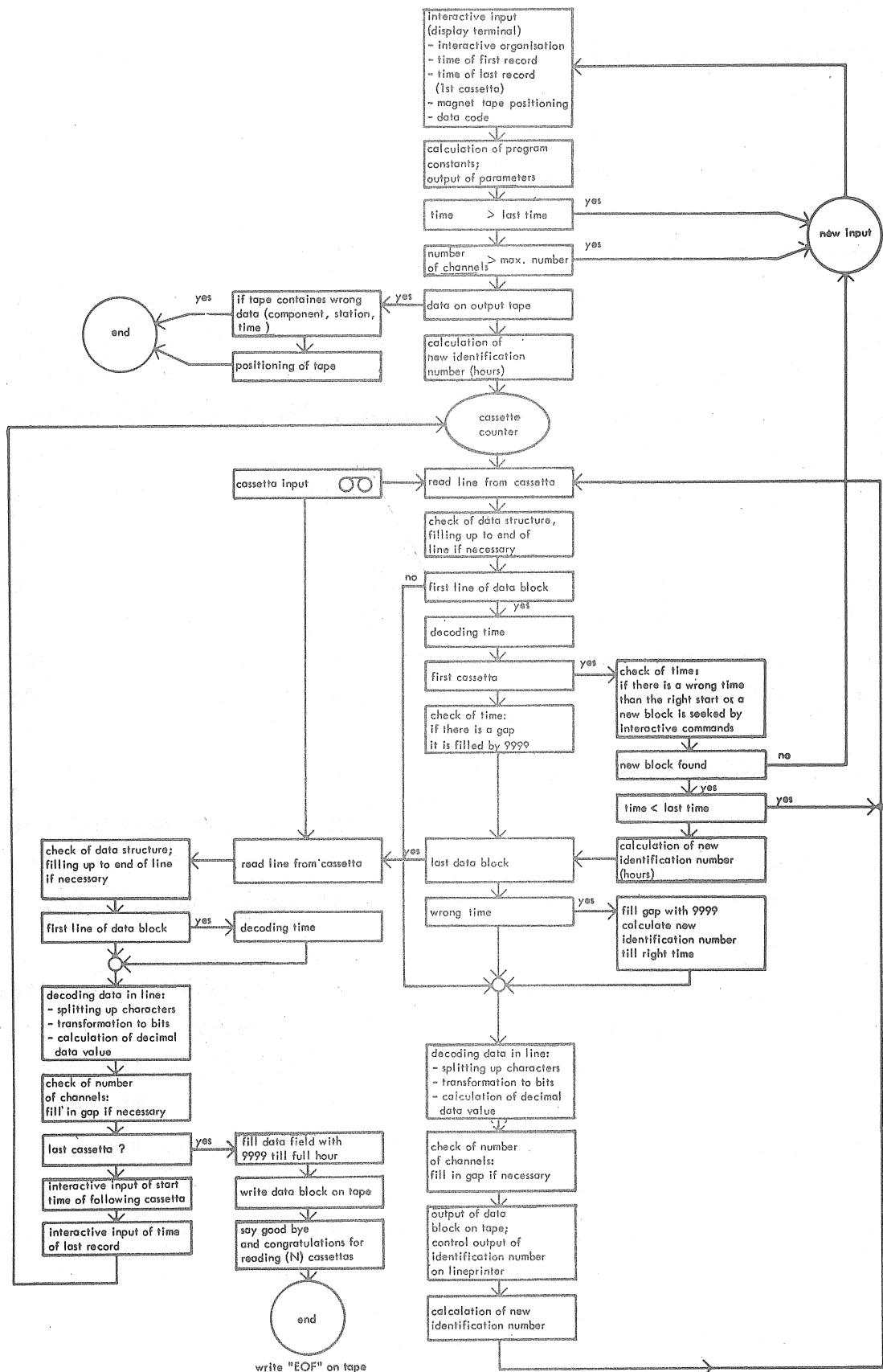


Fig. 4: Block diagram of program 1 for reading cassette and conversion of code

4. The data structure

Fig. 5 gives a comparison of the data written on the cassette (left), and written on the output tape (right). In the middle there is the head of the control output on printer: It contains output unit, station, component, number of cassette, date, and the control output of input parameters concerning the data structure of the input.

At the left of fig. 5 the input data is divided into different blocks of 62 character sets in eight lines the first two being the time information starting at day no. 86, 23:46 hours the following 60 sets being the data samples. The first character of the day-set contains the station number (here 1), and the right character of the data gives the channel information (here 0).

The output data (fig. 5, right hand side) shows the identification number containing station (01), day and full hour followed by a channel number. Then there are the 60 data samples in decimal code started by 42 sets of 9999 indicating that there is no data.

5. Step correction and numerical filtering

The step correction is done as usually, but in the case of the 1 minute samples it has to be done automatically. Therefore also other disturbances like spikes and earthquakes have to be taken into account.

Spikes are detected by comparing the readings before and after as well in their amount as in their slope. A variance process is used to detect earthquakes. In the case of spikes the data values are interpolated (up to some minutes only) in the case of an earthquake no correction is applied because of the following low-pass filtering.

To provide one hour samples a numerical low-pass is constructed as described by Jentzsch (1978). The frequencies are

$$\begin{aligned}
 f_c &= 0.00556 \text{ cpm} && (\text{cut-off}) \\
 &\cong 0.33360 \text{ cph} && (\text{period } \sim 3\text{h}) \\
 f_t &= 0.01670 \text{ cpm} && (\text{roll off}) \\
 &\cong 1.0 \text{ cph} && (\text{period } \sim 1\text{h})
 \end{aligned}$$

4E86 4742 4E80 4E60 4E60 4460 4460 4470 4470	PROGRAM: T I D A	01008617 1
4E50 4E60 4450 4450 4440 4440 4459 4459 4430 4430	VERSION 02. 80/S	9999 9999 9999 9999 9999 9999 9999 9999 9999 9999
4A30 4A40 4A30 4A30 4440 4430 4430 4430 4430 4430		9999 9999 9999 9999 9999 9999 9999 9999 9999 9999
4420 4430 4430 4430 4440 4440 4440 4440 4440 4440		9999 9999 9999 9999 9999 9999 9999 9999 9999 9999
4400 4400 43F0 43F0 43F0 43F0 43F0 43F0 43F0 43F0		9999 9999 9999 9999 9999 9999 9999 9999 9999 9999
43E0		9999 9999 9999 9999 9999 9999 9999 9999 9999 9999
43C0 43D0 43E0 43E0 43E0 43E0 43E0 43E0 43E0 43E0	UNSETZEN KASSETTE - LU 8	9999 9999 9999 9999 9999 9999 9999 9999 9999 9999
43B0	STATION 4, Z - KOMPONENTE	-798 -788 -798 -788 -798 -788 -788 -788 -788 -788
43A0 42F0 43A0 43A0 43A0 43A0 43A0 43A0 43A0 43A0	01008648 1	-798 -788 -788 -788 -788 -788 -788 -788 -788 -788
42E0 42D0 42E0 42D0 42D0 42C0 42C0 42C0 42C0 42C0		-788 -783 -783 -783 -783 -783 -783 -783 -783 -783
42B0 42B0 42B0 42B0 42B0 42A8 42A8 42A8 42A8 42A8		-780 -780 -780 -780 -780 -780 -780 -780 -780 -780
4280 4270 4270 4270 4270 4260 4260 4260 4260 4260	AUFGANG :	-788 -778 -778 -778 -778 -778 -778 -778 -778 -778
4260 4240 4240 4240 4230 4230 4220 4220 4220	ANFANG : 86. TAG 17:42 UHR	-780 -778 -778 -778 -778 -778 -778 -778 -778 -778
4086 4942 4230 4230 4230 4230 4230 4230 4230 4230	ENDE : 86. TAG 23:39 UHR	-772 -772 -772 -772 -772 -772 -772 -772 -772 -772
41F0	STATION 4, Z - KOMPONENTE	-775 -775 -775 -775 -775 -775 -775 -775 -775 -775
4100 41C0 41C0 41C0 41C0 41C0 41C0 41C0 41C0 41C0	ANZAHL DER KANÄLE :	-768 -763 -763 -763 -763 -763 -763 -763 -763 -763
4190 4190 4180 4180 4180 4180 4180 4180 4180 4180	RECORDS PRO BLOCK :	-766 -758 -758 -758 -758 -758 -758 -758 -758 -758
4150 4170 4150 4150 4150 4150 4150 4150 4150 4150	STUETZSTELLENSTAND :	-758 -756 -756 -756 -756 -756 -756 -756 -756 -756
4120 4120 4120 4120 4120 4120 4120 4120 4120 4120	ZEILEN PRO BLOCK :	-751 -751 -751 -751 -751 -751 -751 -751 -751 -751
40F0 4110 40F0 40F0 40F0 40F0 40F0 40F0 40F0 40F0	CHARACTER PRO ZEILE :	-746 -746 -746 -746 -746 -746 -746 -746 -746 -746
40D6 40E0 40E0 40E0 40E0 40E0 40E0 40E0 40E0 40E0	TAGE PRO JAHR :	-744 -744 -744 -744 -744 -744 -744 -744 -744 -744
4086 2042 19C0 1690 1690 1690 1690 1690 1690 1690	ZEILEN / 365	-736 -736 -736 -736 -736 -736 -736 -736 -736 -736
1080 1070 1070 1060 1060 1060 1060 1060 1060 1060	ZEILEN / 8	-734 -734 -734 -734 -734 -734 -734 -734 -734 -734
1040 1050 1040 1040 1030 1030 1020 1020 1020 1020	CHARACTER PRO ZEILE :	-731 -731 -731 -731 -731 -731 -731 -731 -731 -731
1010 0FF0 1020 0FF0 1020 0FF0 0FF0 0FF0 0FF0 0FF0	TAGE PRO JAHR :	-727 -727 -727 -727 -727 -727 -727 -727 -727 -727
0FE0 1000 0FF0 0FF0 0FF0 0FF0 0FF0 0FF0 0FF0 0FF0	ZEILEN / 46	-719 -719 -719 -719 -719 -719 -719 -719 -719 -719
0FC0 0FC0 0FC0 0FC0 0FC0 0FC0 0FA0 0FA0 0FA0 0FA0	CHARACTER PRO ZEILE :	-717 -717 -717 -717 -717 -717 -717 -717 -717 -717
0FA0 0F90 0F90 0F90 0F90 0F90 0F70 0F70 0F70 0F70	TAGE PRO JAHR :	-714 -714 -714 -714 -714 -714 -714 -714 -714 -714
0F50 0F80 0F70 0F50 0F50 0F50 0F50 0F50 0F50 0F50	ZEILEN / 30	-708 -708 -708 -708 -708 -708 -708 -708 -708 -708
1086 2442 0F70 0F40 0F40 0F30 0F30 0F30 0F30 0F30	CHARACTER PRO ZEILE :	-695 -695 -695 -695 -695 -695 -695 -695 -695 -695
0F30 0F10 0F20 0F20 0F10 0F10 0F00 0F00 0F00 0F00	TAGE PRO JAHR :	-692 -692 -692 -692 -692 -692 -692 -692 -692 -692
0EF0 0F00 0EF0 0F00 0F00 0F00 0F00 0F00 0F00 0F00	ZEILEN / 30	-687 -687 -687 -687 -687 -687 -687 -687 -687 -687
0EE0	CHARACTER PRO ZEILE :	-683 -683 -683 -683 -683 -683 -683 -683 -683 -683
0EA0	TAGE PRO JAHR :	-675 -675 -675 -675 -675 -675 -675 -675 -675 -675
0EA0	ZEILEN / 30	-670 -670 -670 -670 -670 -670 -670 -670 -670 -670
0EA0	CHARACTER PRO ZEILE :	-666 -666 -666 -666 -666 -666 -666 -666 -666 -666
0EA0	TAGE PRO JAHR :	-661 -661 -661 -661 -661 -661 -661 -661 -661 -661
0EA0	ZEILEN / 30	-656 -656 -656 -656 -656 -656 -656 -656 -656 -656
1086 2242 0EA0 0EA0 0EA0 0EA0 0EA0 0EA0 0EA0 0EA0	CHARACTER PRO ZEILE :	-653 -653 -653 -653 -653 -653 -653 -653 -653 -653
0EA0	TAGE PRO JAHR :	-644 -644 -644 -644 -644 -644 -644 -644 -644 -644

Fig. 5: Data structure of input and output data

In this case the oscillation in the band-pass off the filter near the cut-off frequency are <0.25% otherwise smaller, if the length of the time operator is about 900 minutes.

6. Conclusions

This treatment of data provides several advantages:

- Alias filtering is carried out by analog filtering with a cut off period of ~ 100 sec, which does not effect tidal frequencies.
- Short period signals are recorded and can be used for the examination of station conditions (e.g., high frequency noise, correlation of spikes with artificial disturbances, etc.) or other geophysical purposes.
- Short gaps due to disturbances or reading errors can be interpolated by a linear function.
- A numerical low pass filter having a very steep slope can be applied to provide, e.g., 60 min samples for further evaluation.
- Analog record is only used for control purposes.

All programs are written in FORTRAN so that they are easily to adapt at various computers. Different sampling intervals as well as data formats are possible. Right now the program system is used for the treatment of data recorded by and read from a DATEL data-logger and -reader resp., the code being offset binary. Using an ordinary PHILIPS-type cassette (1/8") more than 120.000 16-bit samples (including 4-bit channel address) can be stored, which means, nearly 90 days of data recorded at 1 min intervals (one channel).

7. References

Flach, D. and W. Große-Brauckmann, 1975: An electronic filter and damping system for the Askania borehole tiltmeter. - J. Geophys., 41, 303-310

Jentzsch, G., 1978: Improved tidal filters. - BIM, 77, 4523-4533

**CORRECTIONS AU MODULE DE GLISSEMENT DYNAMIQUE POUR LES NOMBRES
DE LOVE ET LA PERIODE DE CHANDLER**

V.N. Zharkov, S.M. Molodenskii

Izvestia de l'Academie des Sciences d'URSS
Physique de la Terre 1979-6 pp 88-89

Les corrections au module de glissement dynamique due à l'inélasticité du noyau terrestre pour les nombres de Love ont été calculés dans le travail {1}. On y a également fait un examen détaillé du problème et on a établi les rapports fondamentaux. Dans le travail {2} l'inélasticité du noyau de la Terre a été soumise à une nouvelle étude. On y a construit le domaine des valeurs accessibles pour le facteur de dissipation de l'écorce et du manteau Q_μ {2} table 1 et on a proposé un nouveau modèle pour la répartition $Q_\mu(l)$, l étant la profondeur {2} table 3. C'est pourquoi il convient de considérer comme raisonnables les intervalles des corrections au module de glissement dynamique pour les nombres de Love en utilisant la bande de solutions pour Q_μ {2} table 1 et la correction pour le nouveau modèle {2} table 3. Les résultats de ce calcul sont donc donnés dans la table ci-dessous.

Intervalles des corrections au module de glissement dynamique
et corrections au modèle $Q_\mu(l)$ {2} pour les nombres de Love

Corrections	0,5 jour	1 jour	14 jours	430 jours
$\delta k \cdot 10^3$	3,5-5,1 4,1	3,7-5,4 4,4	4,6-6,6 5,4	5,7-8,2 6,7
$\delta h \cdot 10^3$	6,9-10,0 7,5	7,4-10,7 8,0	9,1-13,1 9,9	
$\delta l \cdot 10^3$	1,1-1,6 1,3	1,2-1,7 1,4	1,4-2,1 1,7	

Les données de la table peuvent être utilisées pour l'analyse des observations de marées dans le but de mettre en évidence l'influence de l'élasticité du noyau terrestre sur les déformations de marée. On voit dès maintenant qu'il est raisonnable d'introduire une limite inférieure pour cette correction aux nombres de Love lors de la réduction des données d'observation de considérer aussi bien les données d'observations non corrigées que corrigées.

Enfin, nous donnons la correction à la période de Chandler pour le module de glissement dynamique. L'intervalle de cette correction correspondant à la bande Q_{μ} ({2} table 1) est

$$\delta T = 4,2 \text{ --- } 6,0 \text{ jours} \quad (1)$$

(la période s'allonge c'est à dire δT doit s'ajouter à la période calculée sur la base du modèle séismique de la Terre) et la valeur de la correction pour le modèle Q_{μ} ({2} table 3) est:

$$\delta T = 4,9 \text{ jours.} \quad (2)$$

Si le modèle initial de la Terre est construit d'après les données des oscillations propres (périodes de l'ordre de 10 min) alors:

$$\delta T = 2,6 \text{ --- } 3,8 \text{ jours} \quad (3)$$

$$\delta T_p = 3,1 \text{ jours} \quad (4)$$

La valeur empirique la plus précise pour la période de Chandler a été obtenue par Currie {3}.

$$T = 434,14 \pm 1,02 \text{ jours sidéraux}$$

La valeur théorique de T en tenant compte de l'effet dynamique du noyau et avec la correction due à la mobilité des eaux des océans a été calculée, en particulier en {4}:

$$T \left\{ \begin{array}{l} 433 \text{ jours pour le modèle I} \\ 436 \text{ jours pour le modèle II} \end{array} \right.$$

Pour les modèles terrestres récents, les valeurs de T ont été calculées en {5,6}. La période de Chandler pour un modèle terrestre réaliste avec un noyau liquide, sans océan est:

$$T = 403,65 \text{ jours sidéraux}$$

la correction due à l'océan vaut:

$$\delta T_1 = 27,6 \text{ jours}$$

et la période totale de Chandler comprenant la correction due à l'océan pour le modèle 1066 de Gilbert et Dziewonski {8} (construit en utilisant les données sur les périodes des oscillations propres) :

$$T = 431,25 \text{ jours sidéraux} \quad (5)$$

Si on la compare avec la valeur observée il reste une divergence

$$\delta T_2 = 2,9 \text{ jours} \quad (6)$$

Cette différence est du même signe et à peu près de la même importance que celle donnée par le calcul de la non élasticité du manteau (3), (4) en extrapolant la loi rhéologique de Lomnitz d'une période de 10 min à la période de 430 jours.

Ainsi la correction au module dynamique calculée dans l'hypothèse où les couches profondes de la Terre sont décrites par la loi de Lomnitz et par une répartition zonale du facteur de dissipation Q_μ {2} concorde dans le domaine de périodes allant de 1s à 14 mois. Par conséquent, elle relève les corrections du calcul {7} et clarifie la divergence restante de trois jours dans la période de Chandler.

Il est évident que l'extrapolation de la loi rhéologique de Lomnitz dans le domaine des longues périodes exige des recherches ultérieures. Mais les nombres donnés ici sont en quelque sorte une confirmation. Pour étudier son exactitude il faut séparer la correction au module de glissement dynamique pour les périodes de marées intermédiaires de l'ordre d'un jour et deux semaines. En outre il faut évaluer la précision réelle de la valeur (5). Le fait même de la bonne concordance entre (5) et (4) donne de l'espoir et indique que le problème de l'étude de l'inélasticité des couches profondes aux périodes extrêmement longues est très actuel.

BIBLIOGRAPHIE

1. ZHARKOV V.N., MOLODENSKII S.M., Sur les corrections au module de glissement dynamique pour les nombres de Love. Izv. Ac. des Sc. URSS. Physique de la Terre, N°5, 1977.
 2. DOROFEEV V.M., ZHARKOV V.N., Sur la détermination de la rigidité mécanique de la Terre. Izv. Ac. des Sc. URSS. Physique de la Terre, N°9, 1978.
 3. CURRIE R.G., Period and Q_w of the Chandler wobble. Geophys. J.R. astron. Soc., 38, 179-185, 1974.
 4. MOLODENSKII M.S., Théorie de la nutation et des marées terrestres diurnes. "Marées terrestres et nutation de la Terre" M. Edit. Ac. des Sc. URSS, 1961.
 5. SMITH M.L., Wobble and mutation of the Earth. Geophys. J.R. astron. Soc., 50, 103-140, 1977.
 6. DAHLEN F.A., The passive influence of the oceans upon the rotation of the Earth. Geophys. J.R. astr. Soc., 46, 363-406, 1976.
 7. AKOPIAN S.Ts., ZHARKOV V.N., LIOUBIMOV V.M., Sur les corrections au module dynamique de déplacement pour les fréquences propres de la Terre. Izv. Ac. des Sc. URSS. Physique de la Terre, N°10, 1976.
 8. GILBERT F., DZIEWONSKI A.M., An application of normal mode theory to the retrieval of structural parameters and source mechanism from seismic spectra. Philos. Trans. Roy. Soc. Lond., Ser.A, 278, 187-269, 1975.
-

MODELAGE DES MAREES DANS L'OCEAN MONDIAL EN TENANT COMpte
DES EFFETS DES RECIFS (Shelf)

V. You. GOTLIB, B.A. KAGAN

Rapports de l'Académie des Sciences
d'URSS - 1980, Tome 251, N°3

On a à présent établi de façon plus ou moins sûre que la dissipation principale de l'énergie des marées se produit dans l'océan (1). On connaît même les mécanismes de la dissipation et les estimations de leur apport (2): la dissipation est concentrée principalement dans les zones de récifs. Aussi bien les données empiriques (3) que les résultats du calcul théorique des marées dans l'océan mondial (4) en témoignent. La sûreté de ces deux sources d'information n'est pas absolue à cause du volume insuffisant de données utilisées dans le premier cas et de l'imperfection des modèles théoriques dans le second. Ainsi, même dans la description la plus précise des effets des récifs dans le cadre du modèle global des marées océaniques (4) on n'a pas réussi à éviter les limitations provenant par exemple de l'hypothèse sur la largeur infinie du récif ce qui élimine la possibilité d'émission de l'énergie transportable sur le récif de l'énergie dans l'océan ouvert. Toutefois toutes les données qu'on a témoignent du rôle important des récifs dans le budget global et par conséquent dans la modélisation des marées dans l'océan mondial. Le but du présent travail est de comparer les résultats de la solution numérique du problème des marées dans l'océan mondial suivant ce que l'on tient compte ou non des effets des récifs et de déterminer la valeur de la dissipation d'énergie sur le récif et aussi dans l'océan ouvert.

Nous écrirons les équations usuelles de Laplace complétées par les termes caractérisant l'effet statique des marées terrestres et la friction:

$$\frac{\partial u}{\partial t} - Au = -g\nabla(\zeta - \gamma L \zeta^+) - F, \quad \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \nabla \cdot u H = 0 \quad (1)$$

où, outre les désignations bien connues, $\zeta^+ (\text{cm}) = 24,25 \cos^2 \phi \cos(\sigma t + 2\lambda)$ est la hauteur de la marée statique dans l'océan pour l'onde M_2 de fréquence $\sigma = 1,405 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$; $F = (F_\lambda, F_\phi)$ est la force de friction donnée, décrite par une loi quadratique; $\gamma_1 = 0,69$ est le facteur de réduction de Love; A est la matrice contenant le paramètre de Coriolis f .

Comme conditions aux limites nous prenons la condition de périodicité des mesures u , ζ dans le temps et deux variantes des conditions aux limites sur le bord Γ d'un récif.

$$u_n|_{\Gamma} = 0, \quad (u_n/\zeta)|_{\Gamma} = \kappa \quad (2)$$

La première de celles-ci répond au cas d'une réflexion complète, donc absence des effets de récifs, la seconde à la perméabilité de la frontière à l'énergie de l'onde. u_n est ici la composante normale à Γ de la vitesse, orientée dans la direction de la normale extérieure; κ est un coefficient complexe lié à l'impédance hydrodynamique du récif au point donné de la frontière.

Pour évaluer κ nous utilisons une approximation locale (5). En d'autres termes nous considérerons que sur un récif, les variations de toutes les caractéristiques dans la direction longitudinale (par rapport à Γ) sont beaucoup plus petites que dans la direction transversale. En négligeant les effets des forces génératrices de marées et de la courbure de la surface de la Terre et en tenant compte de l'égalité des valeurs moyennes pour la période de marée de la dissipation sur un récif* et du report de l'énergie par le bord du récif nous obtenons la relation

$$\kappa = -i(H_s/H_0)(K_1 + iK_2)^{-1}, \quad (3)$$

où

$$K_1 = (u_s H)|_{x=0} / \sigma u_s(0), \quad (4)$$

$$K_2 = -\frac{4r_s}{\pi} \frac{|u(0)|}{gH_s} \int_{-L}^0 dx \frac{|u_s^3(x)|}{|u_s^3(0)|} \int_0^{\pi/2} (\cos^2 t' - \frac{f^2}{\sigma^2} \sin^2 t')^{3/2} dt', \quad (5)$$

u est l'amplitude complexe de la composante de la vitesse due à la friction de marée dans la direction de l'axe x ; x est la coordonnée locale ayant pour origine le bord du récif et orientée vers l'océan ouvert; L est la largeur du récif; H_s et H_0 sont les profondeurs respectives dans le récif et dans l'océan ouvert aux environs de Γ ; u_s est une fonction auxiliaire** satisfaisant aux équations de marée sur le récif avec la condition de non écoulement sur la rive et avec la condition $u_s(0) = 1$ complémentaire sur le bord du récif; le tiret en (4) désigne la différentiation par rapport à x ; t' en (5) est la variable de l'intégration.

* Le problème de la dissipation existe aussi dans l'océan ouvert. Les coefficients de la friction appliquée sur le récif Γ_s et dans l'océan ouvert Γ_x sont égaux respectivement à $4 \cdot 10^{-3}$ et $2 \cdot 10^{-3}$. Le choix des valeurs de Γ_s et Γ_x a pour but de tenir compte de l'apport dans la dissipation des ondes limites non décrites clairement par le schéma local de la paramétrisation des effets de récifs.

**Cette fonction existe dans tous les cas où la largeur du récif n'est pas égale à un nombre pair de demi longueurs d'onde de la marée libre.

L'intégration numérique du système (1), (2) applicable aux conditions de l'océan mondial (sans le bassin arctique) a été faite sur un réseau standard avec une grille de 5 degrés ($\Delta\lambda, \Delta\phi = 5^\circ$). Comme habituellement on a utilisé un champ adouci de profondeurs, en prenant la moyenne simple des données de départ en quatre points en croix voisins. Les dérivées spatiales sont proches des différences centrales mais les termes contenant le paramètre de Coriolis approchent leurs valeurs obtenues par la moyenne pour quatre noeuds voisins avec le poids $H \cos \phi$. Avec cette approximation la différence finale est analogue à l'opérateur \mathcal{L}_h .

$$\mathcal{L} = \begin{pmatrix} 0 & f & g \frac{\partial}{a \cos \phi \partial \lambda} \\ -f & 0 & g \frac{\partial}{a \partial \phi} \\ -\frac{\partial H}{a \cos \phi \partial \lambda} & -\frac{\partial H \cos \phi}{a \cos \phi \partial \phi} & 0 \end{pmatrix},$$

décrivant l'évolution du système (1) dans la norme énergétique ***

$$E = \sum_{jk} g \zeta_{jk}^2 \cos \phi \zeta_{jk} + \sum_{jk} u_{jk}^2 (H \cos \phi) u_{jk} + \sum_{jk} v_{jk}^2 (H \cos \phi) v_{jk},$$

est autoconjugué oblique.

Nous déterminerons dans l'espace des fonctions sectorielles le vecteur $w_k = (u_k, \sigma_k, \zeta_k)$ et nous le représenterons en série de Taylor temporelle. Alors en se limitant à quatre termes de la décomposition et en remplaçant les facteurs en t par $\mathcal{L}_h w_h$ à l'aide de l'équation

$$dw_k/dt = \mathcal{L}_h w_h + G_h$$

(ici G_h relie les analogies des différences finales F et $\gamma_L \nabla \zeta^+$), nous arriverons au schéma de différence suivant

$$w_h(t+\Delta t) = w_h(t) + \mathcal{L}_h w_h(t) \Delta t + \mathcal{L}_h^2 w_h(t) \frac{\Delta t^2}{2} + \mathcal{L}_h^3 w_h(t) \frac{\Delta t^3}{2} + G_h(t) \Delta t, \quad (6)$$

où $G_h(t)$ s'approche du premier ordre de précision pour t , Δt a le sens du pas dans le temps.

Le schéma (6) est stable lors de la réalisation de l'inégalité

$$\Delta t \leq \sqrt{3} k_{\min} / 2 (2g H_{\max})^{1/2},$$

ici

$$k_{\min} = a (\Delta\lambda, \Delta\phi) (\cos \phi)_{\min}$$

*** Cette norme avec une précision allant jusqu'au facteur $(p/2)^2 \Delta\lambda \Delta\psi$ (γ est la densité moyenne de l'eau de mer) est le réseau analogue à l'énergie complète.

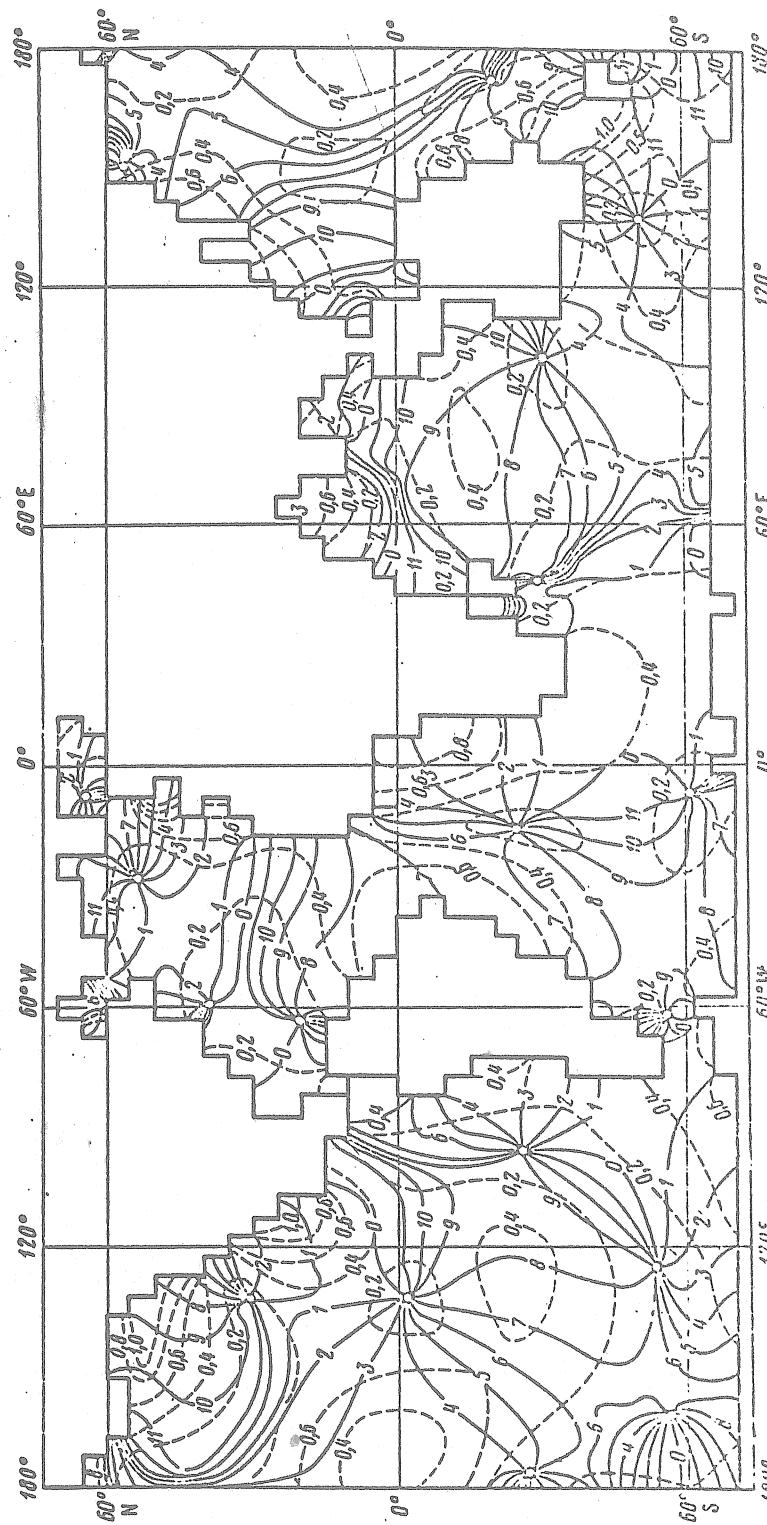


Fig.1. Carte des marées semi-diurnes (onde M_2) dans l'océan mondial établie en tenant compte des effets des récifs. Les lignes continues sont les lignes cotidiales par rapport au moment de culmination de la Lune au méridien de Greenwich, les lignes tiretées sont les lignes d'égale amplitude de la marée.

et la viscosité de calcul $(\sigma \Delta t)^{3/12}$ pour les harmoniques de fréquences voisines de σ ne dépasse pas $r|u, v|/\sigma H$ physique provoqué par la friction appliquée si $\Delta t = T/120$, où T est la période de marée.

Cette dernière circonstance (la faible dissipation du schéma) avec une valeur de Γ non exagérée dicte la nécessité de filtrer les oscillations propres provoquées dans l'océan modèle pour des fréquences non égales à σ et des harmoniques dont l'apparition est provoquée par l'effet non-linéaire de la friction appliquée. Dans ce but les valeurs calculées w_k ont été amorties avec un poids $(\cos \sigma t)$ pour n périodes de marées. Pour $n = 60$ cette procédure a garanti l'élimination de toutes les oscillations dont les périodes différaient de T de plus de 12 min. La solution a été considérée comme obtenue quand la position de toutes les lignes cotidiales et des lignes d'égale amplitude s'est maintenue invariable dans les limites du pas du réseau. Il est apparu que cette condition se réalise après 180 périodes de marées lors de l'élimination des effets des récifs et des 24 périodes au moment où on en tient compte. Dans ce dernier cas le régime périodique était atteint sans utilisation de la procédure de filtration.

La figure 1 donne la carte obtenue d'après les résultats en tenant compte des effets des récifs. Sa comparaison avec la carte analogue pour le cas où ces effets n'ont pas été pris en considération montre qu'il n'y a pas une seule région de l'océan mondial où ne se ferait pas sentir l'influence des effets des récifs. L'analyse de l'énergétique des marées océaniques confirme également le rôle important des effets des récifs.

Lors de leur élimination l'énergie potentielle moyenne E_p pour la période des marées océaniques a été obtenue égale à $5,22 \cdot 10^{24}$ erg, l'énergie cinétique $E_K = 6,13 \cdot 10^{24}$ erg alors que lors du calcul des effets des récifs E_p et E_K étaient respectivement égaux à $1,40 \cdot 10^{24}$ et $2,23 \cdot 10^{24}$ ergs. Les différences comme on le constate sont assez grandes. Les résultats de la comparaison des valeurs de dissipation de l'énergie de marée dans l'océan sont toutefois indicatives. En l'absence d'effets de récifs la dissipation dans l'océan est de $0,39 \cdot 10^{19}$ erg/s et lors de leur calcul à peu près $2,32 \cdot 10^{19}$ erg/s ainsi sur une partie du récif il y a $2,29 \cdot 10^{19}$ et sur une partie de l'océan ouvert en tout $0,27 \cdot 10^{18}$ erg/s. Il est remarquable que la dissipation sur le récif soit répartie irrégulièrement mais localisée dans des régions séparées. Au nombre de ces régions de dissipation importantes se trouvent la mer du Nord, les récifs ouest de l'Afrique, les récifs de Patagonie, les récifs voisins des rives de la Guyane, le Golfe du Bengale, le sud de la mer de Chine et de la mer d'Okotskh. Là se répartit environ la moitié de toute l'énergie de marée dissipée dans l'océan.

BIBLIOGRAPHIE

1. LAMBECK K., Phil. Trans. Roy. Soc., London, v.287, N°1347, 55 (1977).
 2. KAZAN B.A., Effet réciproque global des marées océaniques et terrestres.
Edit. Hydrométéo. L. 1977.
 3. MILLER G.R., J. Geophys. Res., v.71, N°18, 2485 (1966).
 4. ACCAD Y., PEKERIS C., Phil. Trans. Roy. Soc. London, v.290, N°1368, 235 (1978).
 5. GOTLIB V.Iou., KAZAN B.A., Izv. Ac. des Sc. URSS, Phys. atmosph. et océan
T.15, N°4, 425 (1979).
-

DETERMINATION OF THE TIDAL PARAMETERS FROM SHORT INTERVALS
IN THE ANALYSIS OF EARTH TIDAL RECORDS (*)

A.P. VENEDIKOV

Geophysical Institute
Bulgarian Academy of Sciences

1. Introduction

In [1, 2] Nakai and Ducarme have proposed a method for the determination of the tidal parameters δ and χ , from a short intervals. Such parameters can be used for some interesting purposes, for example to check the presence of anomalies.

It is to be pointed out that still in [3,4] methods were proposed for the determination of δ and χ from 2 and 3 days.

We demonstrate here a technique with a similar aim, which can be applied when the method [5,6,7] as well as its new version [8,9] are used. An advantage, in our opinion, over the Nakai-Ducarme's procedure is that δ and χ are obtained as a by-product of the analysis itself. A very simple modification of the computer's program and only few additional calculations are needed.

In [8,9] the filtered values are accompanied by the mean square errors derived from the filtered interval. These errors are used in the second step of the analysis to weigh the data. They also serve to reveal eventual gross errors.

However there are particular cases when the mean square errors will be inefficient, for example: a wrong epoch, a wrong calibration coefficient, a strong meteorological wave and, may be, some types of abnormal drift. In these cases we must observe anomalous δ and χ . For this reason we have accepted the general idea of Nakai-Ducarme and we have supplemented the filtering in our program for analysis by the determination of δ and χ for each filtered interval.

(*) 3rd Meeting of the "Working Group on Data Processing in Tidal Research"
Warsaw, 24th-27th June 1980.

2. Determination of δ and χ .

Let $U_1(T)$ and $U_2(T)$ be the numbers provided by the application of an even and an odd filter on an interval with a central epoch T . We shall use $U_1(T)$ and $U_2(T)$ to obtain the values δ and χ relative to the epoch T . We cannot look for a separation of the tides leaked by the filters, i. e. we shall accept that δ and χ are the same for all these tides.

However in the usual analysis we have three couples $U_1(T)$ and $U_2(T)$ relative to the three main groups (diurnal, semi-diurnal and ter-diurnal). So we are able to get δ and χ for each group, i. e. we may have a separation of the main groups. In the following we shall consider only one couple $U_1(T)$ and $U_2(T)$ or the calculation of δ and χ for one whichever of the groups mentioned about. Nothing is to be changed when the long period tides are analysed.

In the analysis we work out the observational equations

$$U_k(T) = \sum_{i=1}^m A_{ki}(T) \cdot \xi_i + \sum_{i=1}^m B_{ki}(T) \cdot \eta_i \quad (1)$$

(k = 1, 2).

Here m is the number of the groups of tides taken into account in the analysis, i is the index of the groups and

$$\xi_i = \delta_i \cos \chi_i \quad \text{and} \quad \eta_i = -\delta_i \sin \chi_i \quad (2)$$

are the usual unknowns related to the i -th group. The coefficients of the unknowns are

$$A_{1i}(T) = \sum_{j=a_i}^{b_i} c_j \cdot H_j \cdot \cos P_j(T), \quad B_{1i}(T) = \sum_{j=a_i}^{b_i} c_j \cdot H_j \cdot \sin P_j(T),$$

$$A_{2i}(T) = -\sum_{j=a_i}^{b_i} s_j \cdot H_j \cdot \sin P_j(T), \quad B_{2i}(T) = \sum_{j=a_i}^{b_i} s_j \cdot H_j \cdot \cos P_j(T),$$

(i = 1, 2, ... m) (3)

where H_j is the theoretical amplitude and $P_j(T)$ is the theoretical phase of the j -th tide, c_j and s_j are the responses (the amplifying factors) of the even and the odd filters to the same tide. The summation in (3) is made within the i -th group, i.e. a_i is the index of the first tide and b_i is the index of the last tide in that group.

If we do not distinguish δ_i and χ_i between the groups, we have to replace them in (2) and (1) by a single couple δ and χ , respectively ξ_i and η_i by a single couple ξ and η of unknowns. Thus we get the following system of two equations with two unknowns

$$U_k(T) = \xi \cdot \sum_{i=1}^m A_{ki}(T) + \eta \cdot \sum_{i=1}^m B_{ki}(T) \quad (4)$$

(k = 1, 2)

Here the coefficients of the unknowns are simply the sums of the initial coefficients in (1).

Usually the system is well defined. There is an exception for the diurnal tides when the total tide tends to zero. Then the discriminant of (4) becomes very small and the calculation and the interpretation of the results need some precautions.

From ξ and η obtained by the solution of (4) we can easily get δ and χ .

The adoption that δ and χ are the same for all tides will make them theoretically time-dependent. The theoretical variation will be evidently within the differences in δ and χ for the different tides. As the precision in the determination of δ and χ from the short intervals cannot be very high this variation is of no importance.

3. Some results.

The calculation of δ and χ is included in our computer program through a simple subroutine. Its use does not practically increase the computing time.

Examples of the output of a test of the subroutine are given in tables 1 and 2. A theoretical model of Dr. Wenzel is used [10].

For each interval the date (month, day, hour) of the first ordinate is given. On the top of each column the year of the first interval is printed. Next to the right of the date two mean square errors are printed. The first one is provided by the even filters and the second one by the odd filters.

δ and χ are presented under them. In table 1 δ and χ are relative to the diurnal tides. It is also possible to determine δ and χ for the semi-diurnal and the ter-diurnal tides and to print all of them together. Here the length of the intervals is 36 hours.

In table 2 δ and χ are relative to the long period tides. The length of the intervals is 360 hours.

In both tables δ and χ are equal or very near to the theoretical values: 1.00 and 0.0. This is an indication that the program runs correctly. It does not mean that the theoretical variation is lower because here we have the same theoretical δ and χ for all tides.

In table 2, in the interval 1972.04.10.12, we have an exceptional value $\chi = 2^{\circ}7$. In our opinion there is an anomaly in the data.

In these examples the intervals are shifted by a time equal to their length, i. e. they are without superposition. Our programme allows any shift and any superposition. This option makes easier to reveal and to locate the anomalies.

In the first line of table 3 we give the result for Mf from the analysis of all data from Frankfurt. After a study of δ and χ determined for each interval of 360 hours we discovered some inadequate data. We have rejected the data for the years 1967 and 1968 and some other less important parts. Thus the number of ordinates was reduced by 7880. The new result is given in the second line of the table.

It is interesting that in the case when our weights are applied we have not a very important improvement of the result: the mean square error of δ is reduced from 0.0172 to 0.0160. The conclusion is that the weights and the test using δ and χ have acted in accordance. On the contrary, in the case when the weights are not applied the test was evidently efficient.

BIBLIOGRAPHY

1. NAKAI S., Preprocessing of tidal data,
BIM 76, 1977, BIM 81, 1979.
2. DUCARME B., Sensitivity smoothing before the analysis of tidal data,
BIM 81, 1979.
3. PERTSEV B.P., Determination de δ et χ relatifs aux ondes semi-diurnes
d'après des observations des marées terrestres portant sur
deux jours, BIM 37, 1964.
4. MATVEYEV P.S., Analyses harmoniques d'une série de trois jours d'obser-
vations des marées terrestres, BIM 48, 1967.
5. VENEDIKOV A.P., Une méthode pour l'analyse des marées terrestres à
partir d'enregistrements de longueur arbitraire,
Obs. Roy. Belg. Comm. 250, S. Geoph. 71, 1966.
6. MELCHIOR P., VENEDIKOV A.P., Derivation of the wave M_3^{h} (8.279) from the
periodic tidal deformation of the Earth,
Physics of the Earth Plan. Int., vol. 1, 1968.
7. MELCHIOR P., The Tides of the Planet Earth, p. 179
Pergamon Press, 1978.
8. VENEDIKOV A.P., Analysis of earth tidal data,
8th Int. Symp. Earth Tides, Bonn, 1977.
9. VENEDIKOV A.P., Analysis of the earth tidal records (in russian)
Work.Gr.3.3-Study Earth Tides, Bull.1, Budapest, 1978.
10. WENZEL H.-G., A standard data set for comparison of tidal potential
developments, BIM 78, 1978.

TABLE 1

STANDARD DATA SET N°1

THEORETICAL TIDES COMPUTED FROM ASTRONOMICAL EPHEMERIS

BY H.-G.WENZEL, INSTITUT FUER THEORETISCHE GEODAESIE,

TECHNICAL UNIVERSITY OF HANNOVER

52.387N -9.712E H50M VERTICAL COMPONENT

THE PUNCHED VALUES HAVE TO BE DIVIDED BY 100 AND THAN ADDED

ANALYSIS PROCESSED ON 3. 6.1980., COMPUTER IBM 370/145

COMPUTING LABORATORY W.G. 3.3 KAPG, GEOPHYSICAL INST., SOFIA

M.S ERRORS IN THE INTERVALS. FILTERS 1 36 (INT 2 SHIFT 36)

1972.	1972.	1972.
1. 1. 0. 0 0	2. 7.12. 0 0	3.16. 0. 0 0
1.00 .0.0	1.00 -0.1	0.99 0.2
1. 2.12. 0 0	2. 9. 0. 0 0	3.17.12. 0 0
1.00 0.1	1.00 0.0	1.00 0.0
1. 4. 0. 0 0	2.10.12. 0 0	3.19. 0. 0 0
1.00 -0.1	1.00 -0.1	1.00 -0.1
1. 5.12. 0 0	2.12. 0. 0 0	3.20.12. 0 0
1.00 0.2	1.00 0.1	1.00 0.0
1. 7. 0. 0 0	2.13.12. 0 0	3.22. 0. 0 0
1.00 -0.1	1.00 0.0	1.00 -0.0
1. 8.12. 0 0	2.15. 0. 0 0	3.23.12. 0 0
1.00 -0.0	1.00 -0.3	1.00 -0.0
1.10. 0. 0 0	2.16.12. 0 0	3.25. 0. 0 0
1.00 -0.0	0.97 0.7	1.00 0.0
1.11.12. 0 0	2.18. 0. 0 0	3.26.12. 0 0
1.00 -0.1	1.00 0.1	1.00 0.3
1.13. 0. 0 0	2.19.12. 0 0	3.28. 0. 0 0
1.00 0.1	1.00 0.0	1.00 0.4
1.14.12. 0 0	2.21. 0. 0 0	3.29.12. 0 0
1.00 -0.1	1.00 -0.0	1.00 -0.1
1.16. 0. 0 0	2.22.12. 0 0	3.31. 0. 0 0
1.00 0.0	1.00 -0.1	1.00 -0.0
1.17.12. 0 0	2.24. 0. 0 0	4. 1.12. 0 0
1.00 0.0	1.00 0.0	1.00 0.0
1.19. 0. 0 0	2.25.12. 0 0	4. 3. 0. 0 0
1.00 -0.3	1.00 -0.0	1.00 -0.1
1.20.12. 0 0	2.27. 0. 0 0	4. 4.12. 0 0
1.00 0.5	1.00 -0.1	1.00 -0.0
1.22. 0. 0 0	2.28.12. 0 0	4. 6. 0. 0 0
1.00 -0.0	1.00 0.2	1.00 -0.0
1.23.12. 0 0	3. 1. 0. 0 0	4. 7.12. 0 0
1.00 -0.0	0.99 -0.1	1.00 -0.0
1.25. 0. 0 0	3. 2.12. 0 0	4. 9. 0. 0 0
1.00 0.0	1.00 -0.2	0.99 0.1
1.26.12. 0 0	3. 4. 0. 0 0	4.10.12. 0 0
1.00 -0.1	1.00 -0.1	1.01 2.7
1.28. 0. 0 0	3. 5.12. 0 0	4.12. 0. 0 0
1.00 0.0	1.00 -0.0	1.00 0.2
1.29.12. 0 0	3. 7. 0. 0 0	4.13.12. 0 0
1.00 0.0	1.00 -0.1	1.00 -0.1
1.31. 0. 0 0	3. 8.12. 0 0	4.15. 0. 0 0
1.00 -0.1	1.00 -0.0	1.00 -0.1
2. 1.12. 0 0	3.10. 0. 0 0	4.16.12. 0 0
1.00 0.3	1.00 0.1	1.00 0.1
2. 3. 0. 0 0	3.11.12. 0 0	4.18. 0. 0 0
1.00 -0.1	1.00 -0.0	1.00 -0.0
2. 4.12. 0 0	3.13. 0. 0 0	4.19.12. 0 0
1.00 -0.0	1.00 -0.1	1.00 -0.0
2. 6. 0. 0 0	3.14.12. 0 0	4.21. 0. 0 0
1.00 -0.0	0.98 1.0	1.00 0.0

TABLE 2

STANDARD DATA SET N°1

THEORETICAL TIDES COMPUTED FROM ASTRONOMICAL EPHEMERIS
 BY H.-G.WENZEL, INSTITUT FUER THEORETISCHE GEODESIE
 TECHNICAL UNIVERSITY OF HANNOVER

52.387N -9.712E H50M VERTICAL COMPONENT

THE PUNCHED VALUES HAVE TO BE DIVIDED BY 100 AND THAN ADDED

ANALYSIS PROCESSED ON 15. 6.1980., COMPUTER IBM 370/145

COMPUTING LABORATORY W.G. 3.3 KAPG, GEOPHYSICAL INST., SOFIA

M.S ERRORS IN THE INTERVALS, FILTERS 9 360 (INT 1 SHIFT 360)

1971.

12.31.24.	0	3
	1.00	-0.0
1.15.24.	0	3
	1.00	0.1
1.30.24.	0	3
	1.00	-0.1
2.14.24.	1	3
	1.00	0.1
2.29.24.	0	3
	1.00	-0.3
3.15.24.	2	3
	1.00	0.1
3.30.24.	1	3
	1.00	-0.0
4.14.24.	3	1
	1.00	-0.1
4.29.24.	2	3
	1.00	0.1
5.14.24.	3	1
	1.00	0.1
5.29.24.	3	2
	1.00	-0.1
6.13.24.	3	0
	1.00	0.1
6.28.24.	4	0
	1.00	0.0
7.13.24.	3	0
	1.00	0.2
7.28.24.	3	1
	1.00	-0.1
8.12.24.	3	1
	1.00	0.1
8.27.24.	2	2
	1.00	0.1
9.21.24.	2	3
	1.00	0.2
10. 6.24.	2	2
	1.00	0.1
10.21.24.	1	3
	1.00	-0.1
11. 5.24.	2	3
	1.00	0.1
11.20.24.	0	3
	1.00	0.2
12. 5.24.	1	3
	1.00	-0.2

TABLE 3

Frankfurt,grav.LCR 098, R.BREIN, 1967-1975, tide Mf.

hours analysed	weighed filt.values				unweighted filt.values			
	δ	mse	X	mse	δ	mse	X	mse
49320	1.1544	0.0172	1.22	0.88	1.1401	0.0276	-0.45	1.36
41400	1.1584	0.0160	1.92	0.81	1.1544	0.0204	1.32	1.00

CONSTRUCTION OF TIDAL OBSERVATION MODELS (*)

TADEUSZ CHOJNICKI

Polish Acad. of Sc., Warsaw

Dr. H. Wenzel has established a model of tidal observations enabling tests of analysis methods.

We assume that testing a method of analysis consists in the comparison of the agreement of values of some elements characterizing the observations, known with precision in the model, with the values of these elements obtained from an analysis of the model by the method under test. Construction of the model consists in the formation of a set of numbers simulating observations, in which all elements being a result of observation analysis will be known precisely.

The elements are as follows:

- 1° theoretical tides,
- 2° values of amplitude factors and phase lags of particular tide waves or wave groups,
- 3° instrumental drift,
- 4° a mean square error m_0 of a single observation - (standard deviation),
- 5° standard deviations in frequency bands of basic groups of waves: long-period, diurnal, semi-diurnal and ter-diurnal,
- 6° mean square errors of the values of amplitude factors and phase lags.

In our program it is possible to introduce elements 1 - 5, while 6 is under preparation.

Theoretical tides P_t are introduced into the model according to the formula:

$$P_t = \sum_{i=1}^n w_i h_i \cos f_i, \quad (1)$$

where H and F are the amplitudes and phases of the expanded tidal potential, w are the geodetical coefficients.

(*) 3rd Meeting of the "Working Group on Data Processing in Tidal Research"
Warsaw, 24th - 27th June 1980.

Amplitudes and phases depend on the wave considered, epoch, longitude and component. Geodetical coefficients depend on the group the wave belongs to, latitude and component. Numerical values have been taken from Cartwright [1] with some supplements [2]. For special purposes it is possible to construct theoretical tides according to the formula (1) eliminating some waves depending on an assignment to a particular group or non-exceeding a particular value of the amplitude.

Attention should be paid to the fact that if in the investigated method of analysis and in the model used for this purpose we use the same way to calculate the theoretical tides, the influence of this disappears totally. If we want to study such an influence, especially in methods where some simplifications in presentation of theoretical tides were assumed in advance, then in the model of observations used for this purpose we should take care of presentation of theoretical tides in a form closest to the reality.

Known values of amplitude factors δ and phase lags ΔF are introduced into the model by transforming (1) into the form:

$$P = \sum_{j=1}^{n_j} \sum_{i=1}^{n_i} (W_I H_i) \delta_j \cos (F_i + \Delta F_j), \quad (2)$$

n_j may be from 1 to n_i . For special purposes it is possible to make parameters δ and ΔF variable in time which allows to observe the influence of this variability on the results of analysis. This allows to investigate the effect of errors of calibration.

The instrumental drift is introduced into the model in a shape of a curve defined by any discrete values given for epochs distant one from another by a constant time interval equal to any accepted number of hours. Intermediate values are interpolated by a Lagrange polynomial of the third order. Thus there is practically an unlimited number of curves for the representation of the drift and these curves cannot be presented by formulae as a function of time as it happens most often in reality.

The construction of the standard deviation is as follows. A set of numbers accepted as errors of constructed model observations is computed by means of the generator of pseudo-random numbers. The used generator, its operation, a precise description and control tests of a normal distribution of numbers obtained from it are presented in [4]. The mean square error m_0 for such a set is 1. To obtain another value of m_0 one ought to multiply all the elements of the set of pseudo-random numbers obtained from the generator by this required value.

Values of the pseudo-random numbers with the same indices in different sets computed by the same computer are equal. To obtain different sets of these numbers for different models, different initial indices of initial set values should be chosen. The difference between indices should be not less than the number of observations in the model with a less initial index.

Another way to determine a set of random errors of observations with a known value of m_0 is its construction based upon its assumed expansion into the Fourier series. We have used this way in our program too, because, first of all, it allows to introduce at the same time different mean square errors in different frequency bands into the model.

As known from [5] the dependence between the mean square error m_0 of the set of observation corrections after adjustment is a time function and amplitudes a of terms of expansion of this function into the Fourier series is expressed by:

$$m_0 = \frac{w}{\sqrt{2}} \sqrt{\sum_{i=0}^k a_i^2}, \quad (3)$$

where $w = \sqrt{(n-1)/(n-r)} \approx 1$, n is the number of observation in the model, r , the number of unknowns computed by the analysed method, k , the number of terms in the Fourier expansion.

If in the expression (3) all amplitudes a have values of the same order, it is the case when the distribution of errors in the model is normal and the Fourier expansion of residual is a uniform noise. For a non-uniform noise we will show expression (3) in another form allowing to separate distinct frequency bands in a total noise. Separating p of bands containing expansion terms with indices (or frequencies) from k_j to $k'_j - 1$ we obtain:

$$\frac{2 m_0^2}{w^2} = \sum_{j=1}^p \sum_{i=k_j}^{k'_j} a_i^2 + \sum_{j=0}^p \sum_{i=k'_j+1}^{k_{j+1}-1} a_i^2, \quad (4)$$

where $i_{k_0} + 1 = 0$ and $i_{k_{p+1}} - 1 = k$. The first term of the right-hand side of formula (4) presents the sum of squares of mean errors M_j in separated frequency bands, and the second term the square of the mean error of noise M_0 . It can be written as follows:

$$\frac{2 m_0^2}{w^2} = \sum_{j=1}^p M_j^2 + M_0^2. \quad (5)$$

Thus, if for some model of observations we assume the mean square error m_0 and errors in some bands M_j , we can calculate the error of noise M_0 from formula (5). Then from formula (4), making some assumptions on amplitudes within bands and noise, we determine these amplitudes. Random errors of particular observations in the model will be determined from:

$$v_t = \frac{1}{\sqrt{2}} a_0 + \sum_{i=1}^k a_i \sin(\omega_i t + b_i). \quad (6)$$

Determination of random errors in the model by the given way based upon expressions (4) - (6) needs the following additional assumptions:

- 1° dependence between amplitudes in separate bands and in noise,
- 2° values of initial phases b ,
- 3° number of expansion terms k .

The simplest assumption for 1° is the acceptance of the amplitude equality within a band, thus on the basis of (4):

$$a_j = \frac{M_j}{w} \sqrt{\frac{2}{k'_j - k_j + 1}}. \quad (7)$$

The simplest assumption for 2° is the acceptance of all initial phases as equal to zero.

Our experience in the construction of models has proved that creating errors v , better results from the point of view of a less destruction of the distribution normality, are obtained if the values a and b are generated as pseudo-random numbers. In this case the mean value a must perform the condition (7), and values b should be distributed more or less regularly from 0 to 360°.

Assuming the number k of expansion terms one should remember that $k \leq n/2$, where n - number of observation values in the model. Best results are obtained for $k = n/2$, however for models with a very large amount of observations a smaller k should be accepted because of economy of computations.

The last problem we elaborated in the construction of models is the introduction of given mean square errors of unknowns determined in an analysis, that is the amplitude factors and phase lags. It can be easily done by adding appropriate pseudo-random numbers resulting from accepted errors of mentioned unknowns when calculating theoretical tides for particular observations.

It is obvious that in this case the mean square error of observation m_o cannot be accepted in advance as it results from the previous assumption because of the dependence:

$$m_o = \frac{m_{x_i}}{\sqrt{Q_{ii}}}, \quad (8)$$

where m_{x_i} is the mean square error of i unknown and Q_{ii} is the appropriate element of the matrix being the function of the matrix of normal equations. Expression (8) introduces also the dependence between errors of particular unknowns and this limits the freedom of their choice.

The use of models with given mean square errors of unknowns in the investigation of analysis methods may provide us interesting results concerning the transfer of observation errors to unknowns and vice versa.

REFERENCES

1. CARTWRIGHT D., EDDEN A., Corrected tables of tidal harmonics
Geophys. J.R. astr.Soc., 33, 3, 1973.
2. CHOJNICKI T., Résultats des observations clinométriques des marées
exécutées au cours des années 1975/76 à la station 0906 Ksiaz
Publ. Inst. Geophys. Pol.Acad.Sc., F-3/112/, 1977.
3. CHOJNICKI T., Influences of different filters on results of tidal
observation analyses
B.I.M. 81, 1979.
4. ORZECHOWSKI J., Observations modelées de marée terrestres pour
recherche et comparaison des méthodes d'analyse
Publ.Inst.Geophys.Pol.Acad.Sc., n°94, 1975.
5. CHOJNICKI T., Estimation of accuracy of tidal data adjustment results
based on residual spectrum,
Publ.Inst.Geophys.Pol.Acad.Sc., F-4/129/, 1978.

APPLICATION OF POLYNOMIAL APPROXIMATION
FOR CONSTRUCTION OF FILTERS (*)

MARIAN MALKOWSKI

Polish Acad. of Sc., Warsaw

1. Construction of the filter

A recorded tide is given in the form of equidistant readings P_i at given time T_i . We choose a time T_0 at which we want to determine a drift value d_0 . Let us consider a series of drift values symmetrical to T_0 and denote them $d_{-n}, d_{-n+1}, \dots, d_{-1}, d_0, \dots, d_n$ and a series of readings $P_{-n}, P_{-n+1}, \dots, P_{-1}, P_0, \dots, P_n$. (see Figure 1).

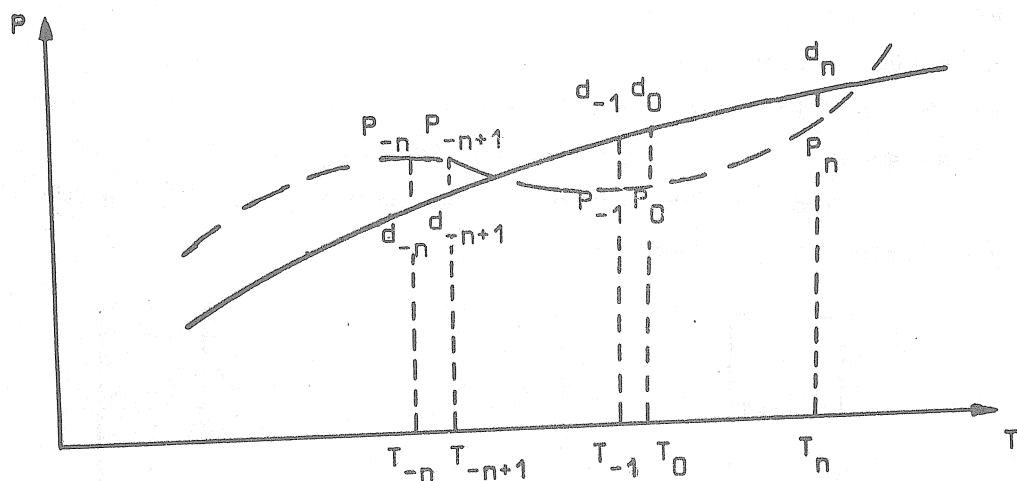


Fig. 1

The number of readings is:

$$N = 2n + 1 \quad (1)$$

A length of the series is

$$\Delta T = 2n\Delta t \quad (2)$$

where Δt is a time interval between the adjoining readings

(*) 3rd Meeting of the "Working Group on Data Processing in Tidal Research"
Warsaw, 24th - 27th June 1980

$$\Delta t = T_{i+1} - T_i \quad (3)$$

Approximating the drift series by a polynomial of degree k of the form

$$a_k n^k + a_{k-1} n^{k-1} + \dots + a_1 n + a_0 \quad \text{where } k \leq n \quad (4)$$

the drift d_o at time T_o can be calculated.

Repeating all these actions at time T_1 , we calculate the drift at point T_1 , and then T_2, T_3, \dots, T_i .

We obtain the system for correction of drift

$$\begin{aligned} a_k (-n)^k + a_{k-1} (-n)^{k-1} + \dots + a_1 (-n) + a_0 &= P_{-n} + v_{-n} = d_{-n} \\ \dots &\dots \\ \dots &\dots \\ a_k (-1)^k + a_{k-1} (-1)^{k-1} + \dots + a_1 (-1) + a_0 &= P_{-1} + v_{-1} = d_{-1} \\ a_0 &= P_0 + v_0 = d_0 \\ \dots &\dots \\ \dots &\dots \\ a_k (n)^k + a_{k-1} (n)^{k-1} + \dots + a_1 (n) + a_0 &= P_n + v_n = d_n \end{aligned} \quad (5)$$

The coefficient a_0 is a value of the drift d_o , in other words, the determination of d_o resolves itself to the calculation of a_0 . Let us assume that k is even. Because the series of drift is symmetrical to T_o , the calculation of the coefficient a_0 is influenced only by a_k with even values k . So that in an approximating polynomial (4) terms a_k with odd indices k can be neglected.

Reducing the system (5) to equations containing the terms a_k with even values k and denoting

$$P = \begin{bmatrix} P_{-n} \\ P_{-n+1} \\ \vdots \\ P_n \end{bmatrix} \quad A = \begin{bmatrix} a_k \\ a_{k-2} \\ \vdots \\ a_0 \end{bmatrix} \quad v = \begin{bmatrix} v_{-n} \\ v_{-n+1} \\ \vdots \\ v_n \end{bmatrix} \quad (6)$$

$$L = \begin{bmatrix} (-n)^k, (-n)^{k-2}, \dots, 1 \\ (-n+1)^k, (-n+1)^{k-2}, \dots, 1 \\ \vdots \\ (n)^k, (n)^{k-2}, \dots, 1 \end{bmatrix} \quad (7)$$

equations (5) can be given in the matrix form

$$P = LA - v \quad (8)$$

The least-squares method used in equation (8) gives the solution

$$A = (L^* L)^{-1} L^* P \quad (9)$$

where * is transposition of matrix.

Denoting the last row of the matrix $(L^* L)^{-1}$ by G

$$G = [g_1, g_2, \dots, g_j] \text{ where } j = \frac{k}{2} + 1 \quad (10)$$

we have

$$a_0 = \sum_{i=-n}^n p_i \sum_{l=i}^j g_l^{k-2(l-1)} \quad (11)$$

Denoting

$$f_i = \sum_{l=1}^j g_l^{k-2(l-1)} \quad (12)$$

we finally obtain

$$a_0 = \sum_{i=-n}^n f_i p_i \quad (13)$$

It follows from (13) that the calculation of the drift at point T_0 resolves itself to the determination of f_i . Making the above approximation at points T_1, T_2, \dots, T_i we will obtain the same values of f_i , i. e. the drift determination consist in summing of a series of tidal ordinates multiplied by f_i at moments T_0, T_1, \dots, T_i , ordinates being symmetrical to the points T_0, T_1, \dots, T_i . Thus, a set of N values f_i is the numerical filter. Values of coefficients f_i depend only on the number N, that is on the filter length and on a degree k of the polynomial. The determined filters are symmetrical and even i. e. $f_{-i} = f_i$.

To estimate the accuracy, we introduce mean errors of filtration m_{1p} and m_{sp} where m_{1p} is the error for long-period waves and m_{sp} is the error for short-period waves.

$$m_{1p} = \frac{1}{n_1} \sqrt{\left[\sum_{l=1}^{n_1} A_l \sum_{i=-n}^n f_i \cos(w_1) - A_1 \right]^2} \quad (14)$$

$$m_{sp} = -\frac{1}{n_s} \sqrt{\left[\sum_{l=1}^{n_s} A_l \sum_{i=-n}^n f_i \cos(w_1) \right]^2}$$

n_1, n_s are the numbers of long and short-period waves,
 A_1 are the wave amplitudes,
 w_1 are the wave frequencies.

31 long-period and 95 short-period waves are taken into account. Hundred times enlarges coefficients h from the Doodson expansion of the tidal potential are adopted as amplitudes.

Table I contains the results of some calculated filters.

	N	k	$\sum f^2$	m_{lp}	m_{sp}
1	51		.0919	.0009	.061
2	37		.0667	.0580	.020
3	47	2	.0479	.0007	1.096
4	61	4	.0577	.0000	1.050
5	81	6	.0592	.0000	1.022
6	91	8	.0667	.0000	1.164
7	115	10	.0639	.0000	1.124

The large and small Pertsev filters are placed at positions 1 and 2. Column 4 contains the quantity characterizing the transmission of random errors on a filtered value according to the formula

$$\sigma_f^2 = \sum_{i=-n}^n f_i \sigma^2 \quad (15)$$

where σ_f is the mean error of the filtered value, and σ is the mean error of observations.

The filters given in Table I give the minimal errors m_{sp} . As can be seen, this method gives large errors for short-period waves. Curves of selectivity of some filters from Table I are shown on fig. 3.

2. Effect of the filter interval on the transmission of random errors

One-hour interval is usually used in tidal observations. In this paper, the effect of the filter interval on filtration is presented. Filters covering a length ΔT of 48 hours with the intervals Δt of 10, 20, 30, 40, 60 min and 2, 3, 4 hours have been calculated. Shortening of the filter interval causes a greater steepness of the selectivity curve at frequencies of long-period waves.

The coefficient Σf^2 increases very fast with increasing interval. This dependence is approximately linear. In Figure 2 a change of the coefficient Σf^2 is shown.

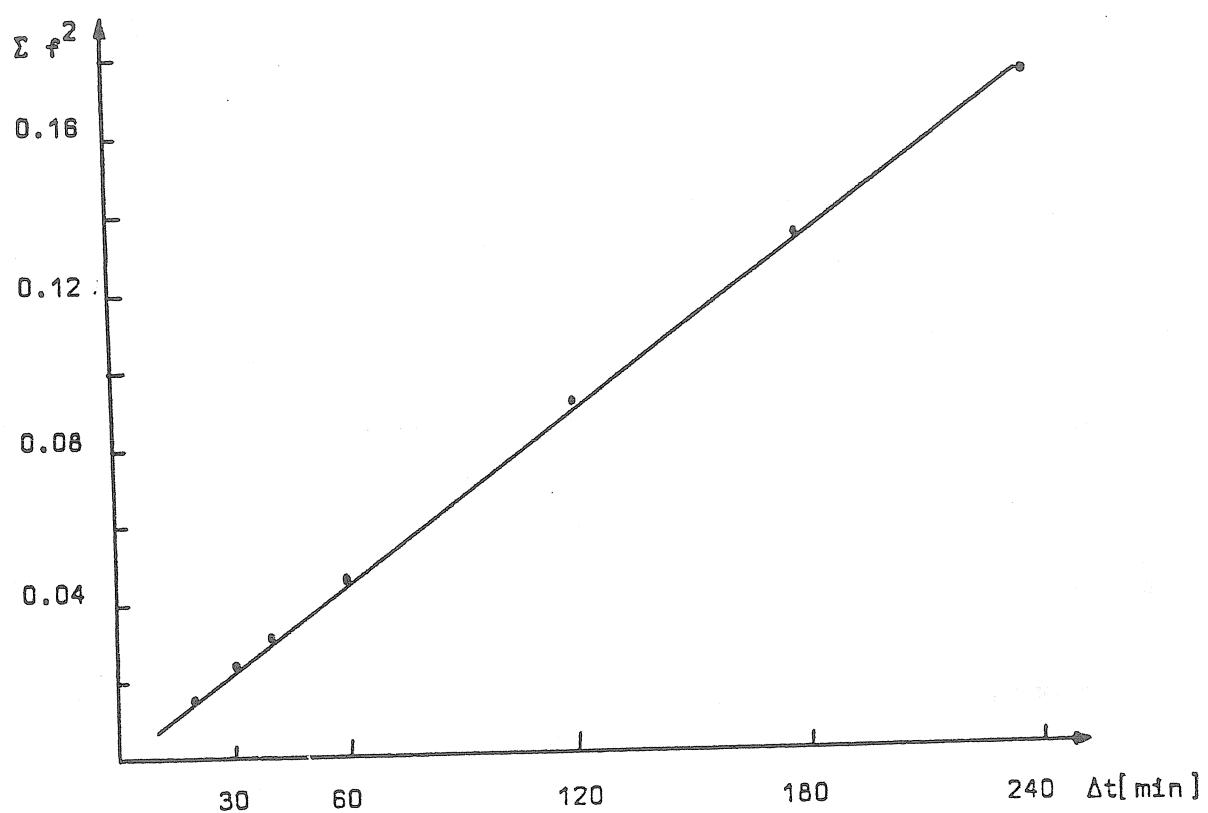


Fig. 2

The filter interval is of great importance for cleaning the drift from random errors; for example, the mean error for the 60 min interval is about 2.5 times greater than for the 10 min interval.

REFERENCES

1. CARTWRIGHT D.E., TAYLER R.J., New computations of the tide-generating potential, *Geophys. J.R. Astron. Soc.* 23., 1971
2. CHOJNICKI T., Sur l'analyse des observations de marées terrestres, *Ann. Geophys.* 1., 1977
3. MALKOWSKI M., Numerical filters for instrumental drift determination in classical method of Earth tide analysis, *Publ. Inst. Geophys. Pol. Acad. Sc.*, F-4(129)., 1978
4. PERTSEV B., On calculation of zero drift during elastic tides observations *Izvestija AN SSSR*, 4., 1959
5. VENEDIKOV A.P., Numerical filter determination for Earth tides registration, Académie Royale de Belgique *Bulletin de la Classe des Sciences 5e série, Tome III.*, 1966.

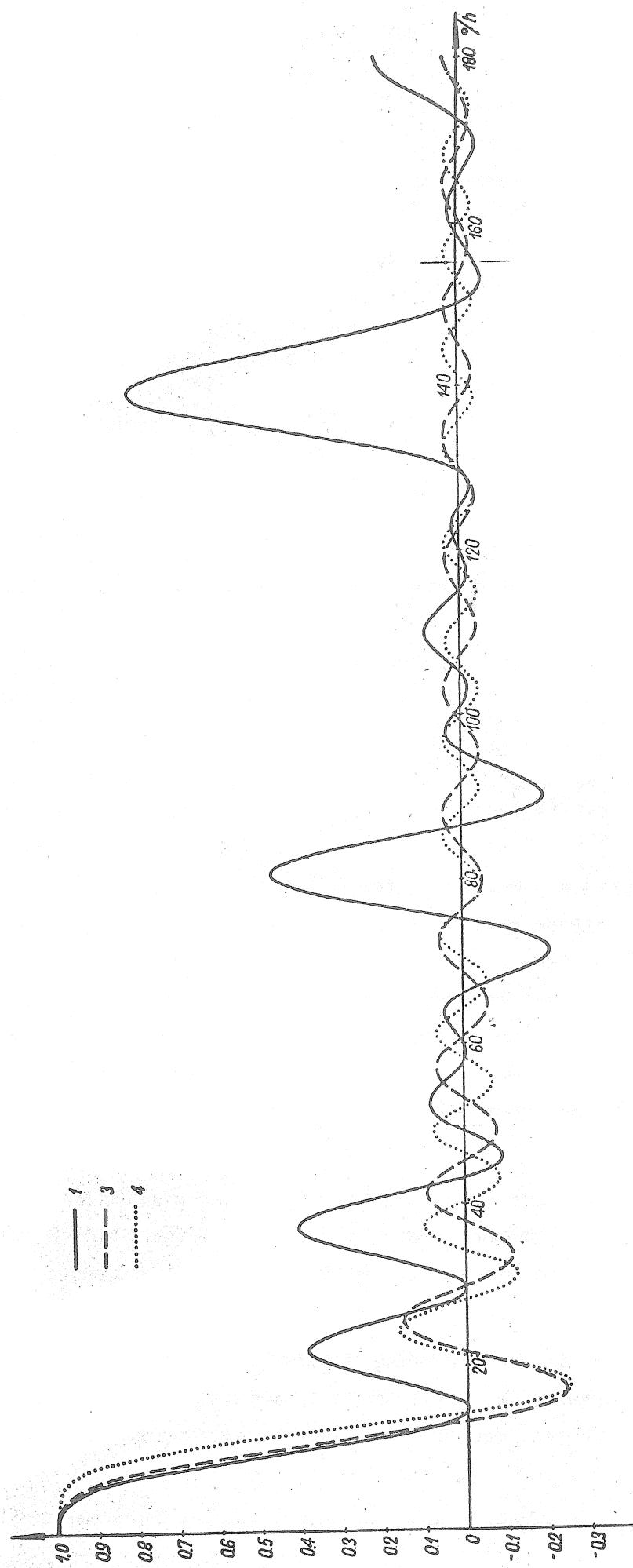


Fig. 3

POSSIBILITY OF DIGITAL RECORDING FOR
CLINOMETERS ADAPTED FOR
PHOTOGRAPHIC REGISTRATION (*)

STANISLAW GADOMSKI

Polish Acad. of Sc., Warsaw

The clinometer recording station in Ksiaz [1] uses the direct photographic recording of a light spot reflected by a mirror on the clinometer's beam.

This method has disadvantages:

- 1° The necessity of changing the photosensitive paper once a week and unavoidable visits disturbing thermal balance in the room.
- 2° The necessity of tiresome analysis of recorded charts for establishing x-t coordinates in a digital form (8760 points per year).

The proposed method of recording makes subordination of an electrical signal to the position of the light spot possible and permits to avoid these disadvantages. The idea of a follower circuit is shown in Fig.1. This circuit is based on x-t recorder, type MK, made in GDR. The width of recording equal to 250 mm is its main advantage. The specified error does not exceed $\pm 0,25\%$ of the nominal value. The photodiode shown in this Figure is mounted on the pen carriage (the writing system and paper driving system being disconnected).

When the light flux reflected by the clinometer mirror falls on the photodiode, the recorder searching for the bridge balance sets the carriage to maintain a constant diode illumination, thanks to a strong photoelectric feed-back.

The circuit for searching initial position of the light spot is omitted on the drawing for the simplicity sake. This circuit is necessary for initial conditions (for example, after unforseen mains supply disrupt).

(*) 3rd Meeting of the "Working Group on Data Processing in Tidal Research"
Warsaw, 24th - 27th June 1980.

It is a simple microswitch sensing the lower limit of voltage at the total lack of light and shorting the photodiode. The voltage at the recorder input rises then, and the carriage moves toward its maximum position. If the diode finds the light flux on its way, it stops and follows the flux. If not, the searching process will repeat in an oscillating way. So the constant voltage proportional to linear position of the light spot appears at the recorder input. This signal, after amplification, is transmitted to the recorder's room and registered on x-t recorder identical to that used in the follower circuit or on a multichannel one when more signals are registered (6-channel recorders of the same manufacturer are available).

The digital part of the system to be implemented later is shown in Fig.2. The clinometers are shown there as instruments with electric output. The digital system can record gravimetric signals as well.

The system consists of:

- 1° a digital quartz clock displaying hours and minutes with an accuracy better than 0,1 sec/24 hours.
- 2° a time marker generator with hour and 24-hour marks used for analog recording as well.
- 3° an analog switch and programmer initiating the recording every hour. Number of readings is preset by the user through the programmer and depends on quantity of channels. This part controls recording process, generates editing signs: space (SP), carriage return (CR) and new line (NL) according to ASCII code. Hours, channel number, and digitally coded comment are recorded as well.
- 4° Digital voltmeter with four digit presentation is used as analog to digital converter with parallel BCD output 1-2-4-8.
- 5° Parallel to serial converter converting 14 parallel bits to a serial form for one-track recorder.
- 6° Interface circuit formatting data and controlling cassette recorder.

There are only two channels on the drawing but it is possible to record more channels. Some of them may be used for meteorological data. The cassette has the capacity of 72000 signs for one side so recording of 4 channels with 8 readings every hour permits to limit operator's intervention to change a cassette side fortnightly. One-month period may be recorded on one cassette. If only one channel is used, one cassette side contains data from eight weeks.

The power supply system working without supervision should be buffer because power supply break could annihilate too much number of data.

REFERENCE

1. ZARNOWIECKI W., Observation Stations for Earth Tides in Poland.

Publ. Inst. Geophys. Pol. Acad. Sc., 94, 1975.

where Y_t is the reading value at time t , D_t the instrumental drift and a a parameter related to the sensitivity. (1) is used for the case when no information of the earth tides at the station is available, where R is the theoretical tides and b the mean time lag. On the other hand, (2) can be applicable only when the normalized tidal factor (α) and the phase lag (β) for each tidal group are known. k , w and χ in (2) are theoretical amplitude, frequency and theoretical phase for each tidal constituent respectively. Applying (1) or (2) to a series of readings before and after the interruption by assuming D as a polynomial a , b and coefficients of the polynomial can be obtained by the method of least squares. The missing data can be interpolated with these parameters. If there is an unknown offset before and after the interruption, the amount of it can be obtained by setting different parameters before and after the offset in the constant term of the drift.

In principle, there is no limit to the length of interruption in this procedure. However, if the interruption exceeds 48 hours, all data in a block may be "artificial" in the case of application of Venedikov filters.

In the case when a change in sensitivity occurs before and after the interruption the procedure can be made by substituting a polynomial for the parameter a in (1) or (2) if the change is continuous. When there is a discontinuous gap in sensitivity, however, the interruption may be extrapolated rather than be interpolated.

Therefore, a interruption should be left as it is in the case when

- 1) The length of interruption exceeds 48 hours or
- 2) There is a gap in sensitivity before and after the interruption.

It is recommended to use (2) instead of (1) because in the use of (1) even slight differences in tidal constant of each tidal group may cause diurnal and semi-diurnal residual in (O-C).

These systematic errors may reduce the accuracy of interpolation. In the case of (2), only normalized factor instead of true factor and phase lag for each tidal group are necessary. These parameters can easily be obtained from the record itself by a conventional method in which the sensitivity is not necessary for getting those parameters and a simple graphical interpolation is sufficient for minor interruptions.

3. Application of the Method to Observational Data

In general, tidal records include effects of non-tidal environmental perturbation in addition to the instrumental drift. For LaCoste & Romberg gravimeters, for instance, changes in air pressure, outer temperature and tilting along the direction of longitudinal level cause an apparent drift or a change in sensitivity. Although these effects can be inferred to some extent from the procedure itself, it is desirable to remove the effects beforehand if it is possible.

For the evaluation of the method, some tests to clarify to what extent the original readings can be restored has been carried out by regarding a series of actual data as missing. As an example, the procedure was applied to the half-hourly readings of LaCoste & Romberg gravimeter G-305 observed at Mizusawa in an extreme case when the data for 48 hours were regarded as missing and a large perturbation by air pressure occurred.

Fig. 1 shows the actual readings on the chart and change in air pressure. The other perturbation factors were too small to be negligible. As it is known beforehand that the sensitivity is about 3.2 $\mu\text{gals}/\text{div}$, and the correction parameter for air pressure is 0.43 $\mu\text{gals}/\text{mb}$, the correction for air pressure can be made.

The tests have been carried out for eight cases as shown in Table 1 according to the combination of the following conditions:

- 1) whether the correction for air pressure is made or not,
- 2) whether the sensitivity is assumed to be constant or change linearly with time
- 3) whether the unknown offset is assumed just after the interruption or not.

TABLE 1. Parameters obtained for each case.

Case	Assumptions			Results			
	Air.Press.	Sens.	Offset	Apparent Beg.	Sens. End	Step (div)	SD (div)
				$\mu\text{gal}/\text{div}$	$\mu\text{gal}/\text{div}$		
I	No	Const.	No	2.679	2.679	--	0.24
II	No	Const.	Yes	2.682	2.682	0.7	0.23
III	No	Linear	No	2.678	2.679	--	0.24
IV	No	Linear	Yes	2.684	2.681	0.7	0.23
V	Yes	Const.	No	2.668	2.668	--	0.19
VI	Yes	Const.	Yes	2.669	2.669	0.4	0.18
VII	Yes	Linear	No	2.706	2.654	--	0.14
VIII	Yes	Linear	Yes	2.710	2.656	0.5	0.12

The computation for each case was made under the same conditions that the available data were for each 24 hours (48 data) before and after the "artificial" interruption and the drift was assumed to be parabolic.

For the estimation of the accuracy of interpolation, the difference between interpolated value and actual reading is plotted one by one in Fig. 2 for the case I and V. In the case I, the maximum difference amounts to 3 div. and is apparently caused by the effects of air pressure. In the case V, on the other hand, the restoration is almost perfect. The maximum difference of 0.6 div. is less than 1% of total amplitude which is more than 70 div., as shown in Fig. 1. There is no offset on the actual record, and so computed step shown in Table 1 will become an index of accuracy. It has been confirmed that the amount of unknown offset can be determined within 1% accuracy by comparing the derived offset with the actual amplitude.

Standard deviations were obtained from (O-C) only for the available data (excluded the interpolated data).

It should be stressed that the apparent sensitivities for all cases are almost the same as seen in Table 1. This means that the diurnal, semi-diurnal and ter-diurnal tidal constituents in the interpolated value are restored whichever the case is chosen.

Even the large deviation of the interpolated values from the observed ones in the case I shown in Fig. 2 will affect only on the estimation of drift or long period variation and may not affect on the short period tidal calculation.

For the examples of shorter interruptions or smaller perturbations, it has been clarified that the interpolation and the estimation of unknown offset can be made more accurately.

4. The Procedure in Relation to Practical Problems.

Some problems in the adjustment of tidal data can be solved by applying the procedure of interpolation.

a) Estimation of After-effects

The tidal records are disturbed by various artificial causes: resetting for the drift adjustment, entrance effects in the case of vault observations, releasing the beam after sticking on astatic gravimeter and so on. After those disturbances act on the instrument, the after-effects remain on the record. The data containing the after-effects may be useless.

Therefore, it is important to evaluate from where the data become available.

The procedure of interpolation is also applicable on this problem. Assuming a tentative interval, in which all data are regarded as missing, as the duration of the after-effects, the procedure is applied to a series of data. If the assumed interval is too short, large and systematic (O-C) appears. In that case, the interval should be taken longer. After finding a reasonable interval, the after-effects can easily be separated by comparing the observed values with the interpolated ones.

Fig. 3 shows the drift of G-305, derived from (2) putting 3rd order drift, at a temporary station Hirosaki. It is obvious that the after-effects by sticking are generally large both in quantity and in duration and depend on the duration of sticking. However, it is confirmed that if an unknown offset is taken into account, only 6 hours of the tentative interval are sufficient regardless of duration of sticking. It is also confirmed that such an artificial offset has little contribution to the tidal analysis although it may modify the long period trend significantly.

b) Determination of Sensitivity

In many cases, the calibration is made by giving an artificial change of known quantity to the instrument. On that occasion inevitable after-effects remain on the record. The sensitivity is obtained by comparing the given change on the instrument with the corresponding displacement on the record.

The evaluation of after-effects is especially important in the calibration because the sensitivity depends on this evaluation. It is recommended that after the displacement is given to the instrument the situation should be kept until the after-effects cease. Moreover, for getting a better accuracy, it is desirable to put the instrumental situations before and after the calibration as identical as possible.

In the calibration of LaCoste gravimeter, a displacement of a few tenth of dial turn is given to the meter. It has been clarified that the after-effects by such a displacement vanish within 2 hours.

Fig. 4 shows an example of the calibration of G-305 gravimeter. In this case after giving the displacement of 3/10 dial turn (318.0 μ gals) to the gravimeter the instrumental situation was kept for 4 hours.

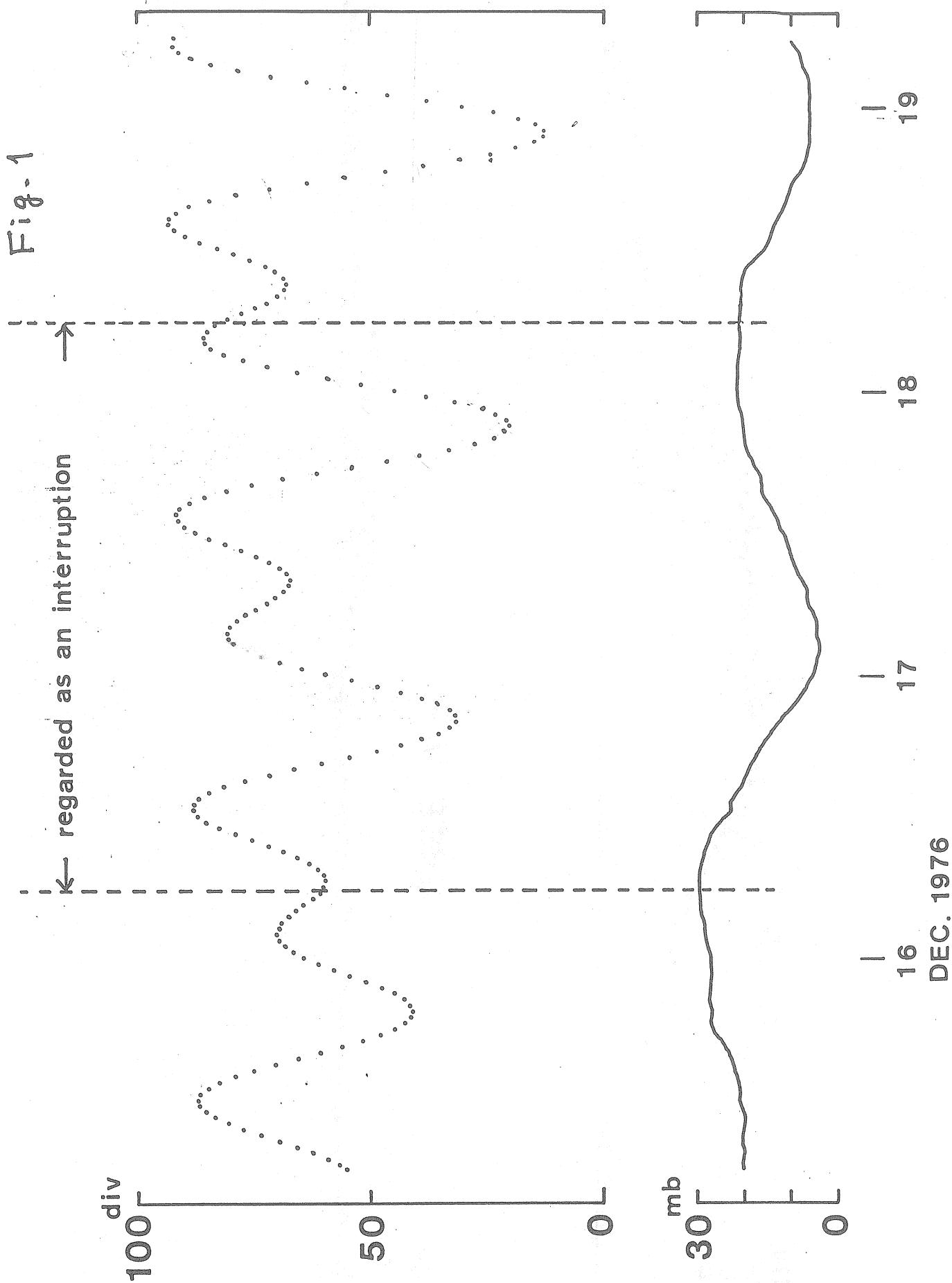
After then, the same displacement was given to the meter. The procedure of interpolation was applied to a series of data in which the data from the first displacement to 2 hours after the second displacement were regarded as missing. The discrepancies between observed readings and calculated ones are plotted in Fig. 4. In Fig. 4, one can easily see that the after-effects remain by 2 hours and that the displacement on the record corresponding to 3/10 turn of dial is 124.4 div. The accuracy in determining the displacement on the record is estimated to be 0.2 div from the dispersion of (O-C). Thus the calibration was made within 0.2% accuracy.

It is emphasized that the displacement should not be given repeatedly in a short time because, in that case, the estimation of after-effects become very difficult and the accuracy of estimated sensitivity cannot be good however many displacement is given.

x x
 x

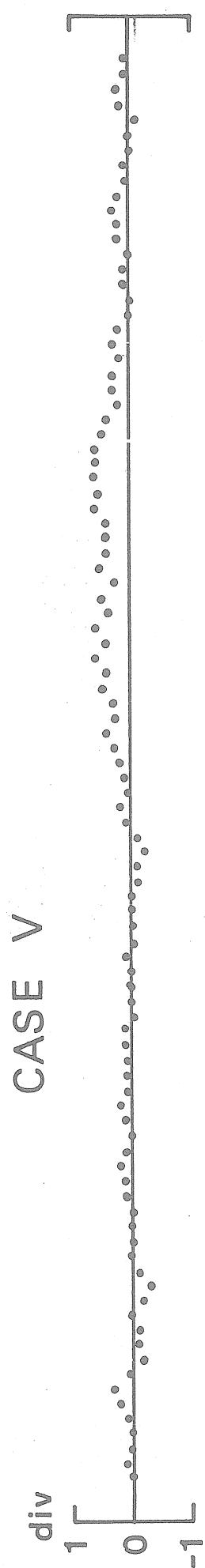
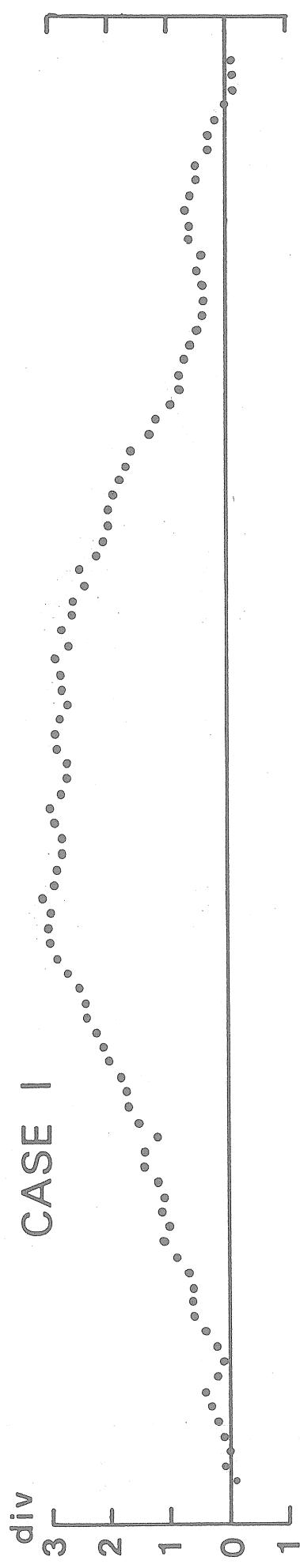
5463

Fig. 1



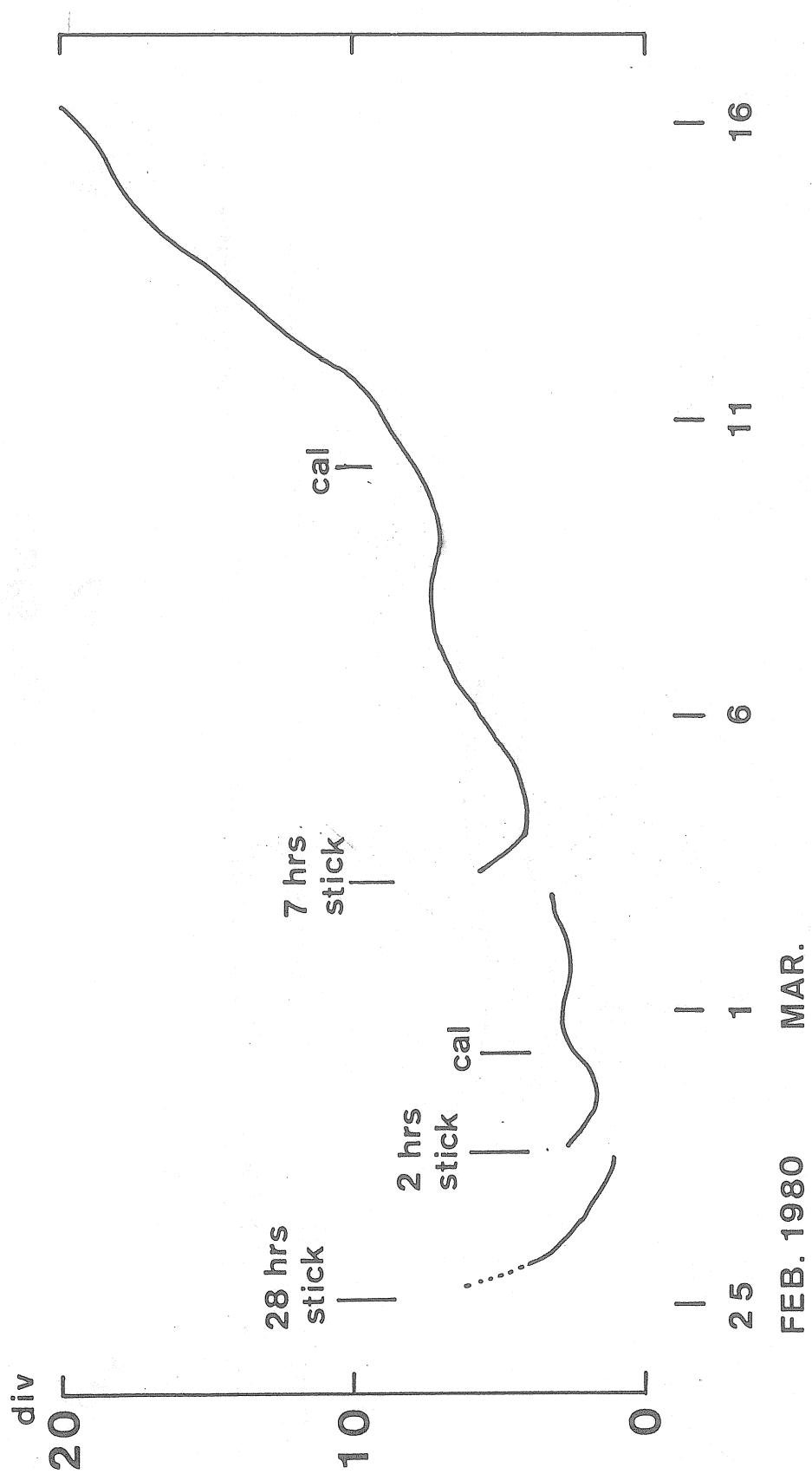
5464

Fig. 2

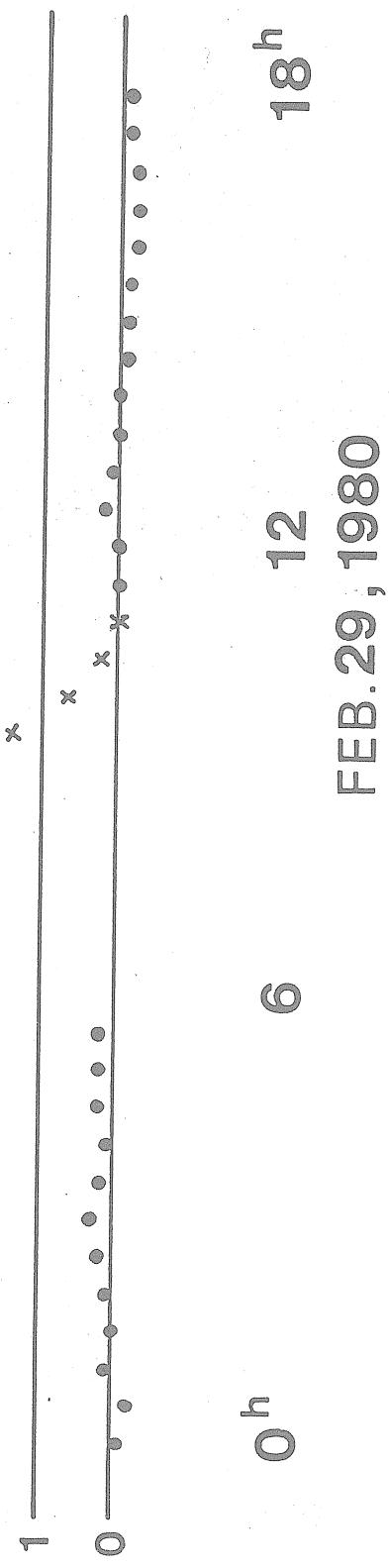
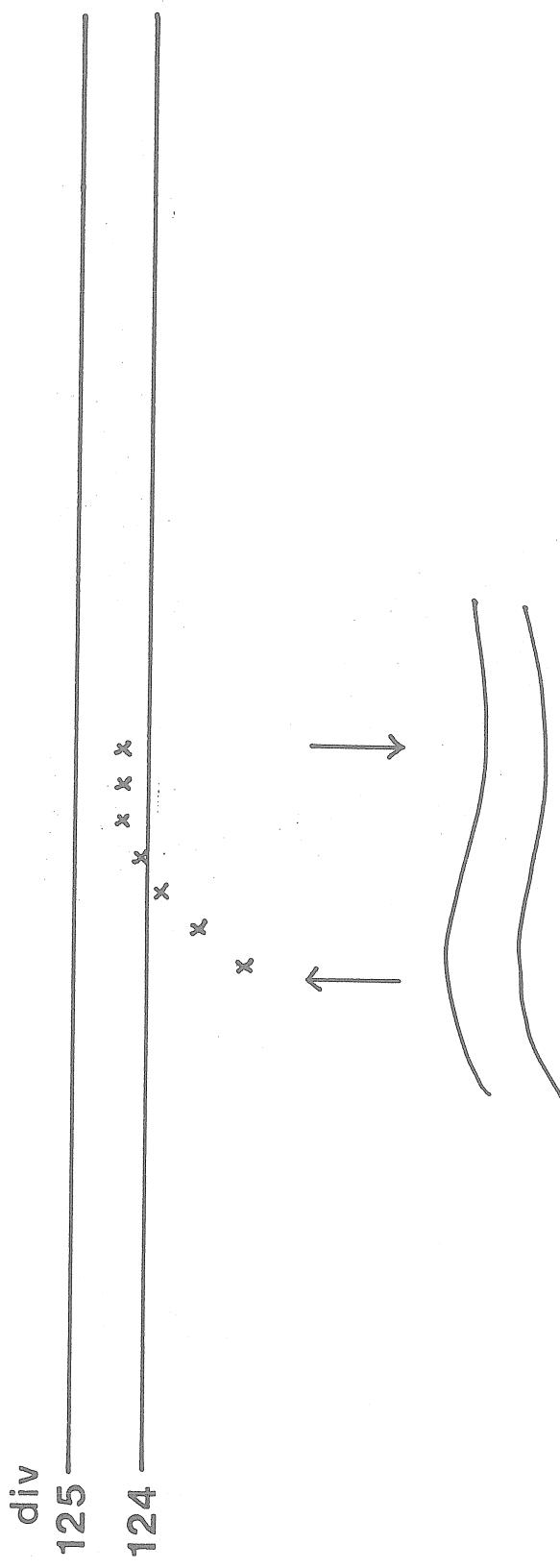


5465

Fig. 3



5466



D. Simon

Zur Bestimmung des Verhältnisses (h/l) der LOVE'schen und SHIDA'schen Zahlen aus Strainbeobachtungen

abstract

By the described method a combination of the LOVE and SHIDA numbers h and l is determined using the localization of the zero value of the amplitude of the direct tidal strain wave of M_2 (EW) existing in middle latitudes. For this purpose strain records at several stations on a NS profile are necessary. The special advantage of the new method seems to be the relatively small sensitivness of the results to local disturbance effects which can be produced by the surface topography, the tectonical situation or the cavity distribution in the surroundings of the observation points.

Zusammenfassung

Das beschriebene Verfahren führt die Bestimmung einer Kombination der LOVE'schen und SHIDA'schen Zahlen h und l zurück auf die Lokalisierung einer in mittleren Breiten auftretenden Nullstelle der Amplitude der direkten Gezeitenstrainwelle M_2 (EW). Hierzu sind Strainbeobachtungen auf mehreren Stationen eines NS-Profiles erforderlich. Der besondere Vorteil der neuen Methode scheint die verhältnismäßig geringe Empfindlichkeit der Ergebnisse gegenüber lokalen Störeffekten zu sein, die durch die Oberflächentopographie, die tektonische Situation oder die Hohlraumverteilung in der Umgebung der Beobachtungspunkte hervorgerufen werden können.

1. Aufgabenstellung

In den sechziger Jahren wurden an einigen gut ausgewählten Meßplätzen in Nordamerika und Ostasien sehr genaue Strainmeterbeobachtungen durchgeführt. Ziel dieser Messungen war es, aus den Beobachtungsdaten global gültige oder wenigstens für ein großregionales Gebiet repräsentative Zahlenwerte für die LOVE'schen und SHIDA'schen Zahlen h und l abzuleiten (MAJOR et. al. /1964/, VALI, BOSTROM /1968/, KUO /1969/, OZAWA /1970/). Unter dem Ein-

druck der Untersuchungsergebnisse von WITTLINGER, LECOLAZET /1973/, KING, BILHAM /1973/, HARRISON /1976/ u. a. über den Einfluß der topographischen, tektonischen und Hohlraumeffekte werden die Ergebnisse solcher Beobachtungen an Einzelstationen heute skeptischer beurteilt. Zur Gewinnung von regionalen gültigen Informationen wird es für erforderlich gehalten, an einer größeren Zahl von Meßstellen zu beobachten. Doch müssen die Strainmeter auch in Zukunft wegen der starken thermoelastischen Bodendeformationen und anderer Störeffekte in untertägigen Hohlräumen installiert werden. Aus diesem Grunde sollte versucht werden, neue Bestimmungsmethoden für die regionalen elastischen Parameter zu finden, deren Ergebnisse weniger stark durch lokale Störeffekte der o. g. Art beeinflußt werden. Eine solche Methode wird in der vorliegenden Arbeit zur Diskussion gestellt.

2. Bestimmung von ($h - \beta_1$) nach der Methode von OZAWA

Die von OZAWA /1957/ ausgearbeitete Methode zur Bestimmung einer Kombination der LOVE'schen und SHIDA'schen Zahlen aus den Meßergebnissen von zwei oder mehreren Strainmetern soll hier für den Fall zweier in meridionaler Richtung und im 1. Vertikal messender Instrumente beschrieben werden. Zur Eliminierung der Meeresgezeitenstörungen müssen die orthogonalen Horizontalstrainmeter nicht notwendig in diesen Azimuten installiert sein. Vielmehr können ihre Meßrichtungen einen beliebigen Winkel φ_1 bzw.

$$\varphi_2 = \varphi_1 + \pi/2 \text{ gegen den Meridian bilden (MAAZ /1965/).}$$

Es soll zunächst angenommen werden, daß die Meßreihen frei von lokalen Störeinflüssen und Geräteeffekten sind. Dann lassen sich an einem Beobachtungspunkt $(\theta, \lambda, r = a)$ auf der Oberfläche einer kugelförmig angenommenen Erde vom Radius $r = a$, deren elastische Parameter $K(r)$, $H(r)$ und $L(r)$ nur vom Erdradius r abhängen (LOVE'sches Erdmodell), die beobachteten Horizontalkomponenten des Gezeitenstrains in meridionaler Richtung sowie im 1. Vertikal ausdrücken durch

$$e_{\theta\theta}^{\text{obs}} = e_{\theta\theta} + e'_{\theta\theta} \quad (1)$$

$$e_{\lambda\lambda}^{\text{obs}} = e_{\lambda\lambda} + e'_{\lambda\lambda}$$

Darin bedeuten	$e_{\theta\theta}, e_{\lambda\lambda}$	direkte Gezeitenwirkungen
	$e'_{\theta\theta}, e'_{\lambda\lambda}$	Wirkungen der Meeresgezeiten
	r, θ, λ	Kugelkoordinaten des Beobachtungspunktes
	$\theta = \pi/2 - \varphi$	Poldistanz
	φ	geozentrische Breite
	$K(r), H(r), L(r)$	elastische Parameterfunktionen des LOVE'schen Erdmodells

Die Strainkomponenten des direkten Gezeiteneffektes $e_{\theta\theta}$ und $e_{\lambda\lambda}$ ergeben sich aus den Komponenten des Vektors der gezeitenbedingten Verschiebungen

$$u_r = \frac{h}{g} W_2 \quad u_\theta = \frac{l}{g} \frac{\partial W_2}{\partial \theta} \quad u_\lambda = \frac{l}{g \sin \theta} \frac{\partial W_2}{\partial \lambda} \quad (2)$$

durch Differentiation:

$$\begin{aligned} e_{\theta\theta} &= \frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{u_r}{r} \\ e_{\lambda\lambda} &= \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial u_\lambda}{\partial \lambda} + \frac{u_\theta}{r} \cot \theta + \frac{u_r}{r} \end{aligned} \quad (3)$$

mit

- g Schwerebeschleunigung an der Stelle $r = a$
- h LOVE'sche Zahl } Werte der Funktionen $H(r)$ und
- l SHIDA'sche Zahl } $L(r)$ an der Stelle $r = a$
- W_2 bezeichnet den Hauptterm der Kugelfunktionsentwicklung des lunisolaren Gezeitenpotentials.

Die Laplace'sche Kugelfunktion zweiten Grades W_2 lässt sich durch eine Summe von Harmonischen (Teilpotentialen) mit Perioden darstellen, die durch die Erdrotation und die Bahnbewegungen von Erde und Mond bestimmt sind (s. ELSTNER, SIMON /1979/).

Durch Einsetzen des Teilpotentials W_{22} mit halbtägiger Periode in die Gleichungen (2) und (3) erhält man die folgenden Ausdrücke für die entsprechenden Strainkomponenten

$$\begin{aligned} e_{\theta\theta}^{22} &= \frac{W_{22}}{ag} \left[\frac{h \sin^2 \theta + 2l(1 - 2\sin^2 \theta)}{\sin^2 \theta} \right] \\ e_{\lambda\lambda}^{22} &= \frac{W_{22}}{ag} \left[\frac{h \sin^2 \theta - 2l(1 + \sin^2 \theta)}{\sin^2 \theta} \right] \end{aligned} \quad (4)$$

und für den Flächenstrain

$$\epsilon_{22} = e_{\theta\theta}^{22} + e_{\lambda\lambda}^{22} = \frac{2W_{22}}{ag} (h - 3l)$$

Die Strainvariationen mit ganztägigen Perioden ergeben sich in gleicher Weise mit dem Teilpotential W_{21}

$$\begin{aligned} e_{\theta\theta}^{21} &= \frac{W_{21}}{ag} (h - 4l) \\ e_{\lambda\lambda}^{21} &= \frac{W_{21}}{ag} (h - 2l) \end{aligned} \quad (5)$$

$$\epsilon_{21} = e_{\theta\theta}^{21} + e_{\lambda\lambda}^{21} = \frac{2W_{21}}{ag} (h - 3l)$$

Um daraus die Amplituden- und Phasenwerte bestimmter Tiden zu berechnen, müssen für W_{22} bzw. W_{21} nur die zu diesen Gezeitenwellen gehörenden Potentialausdrücke eingesetzt werden. Sie lauten im Falle der lunaren Hafttiden M_2 und O_1 :

$$\begin{aligned} \frac{W_{22}(M_2)}{ag} &= 0.90809 \times 3/4 \frac{M}{E} \left(\frac{a}{c} \right)^3 \sin^2 \theta \cos(\varphi_M + \chi_{M_2}) \\ \frac{W_{21}(O_1)}{ag} &= 0.37694 \times 3/4 \frac{M}{E} \left(\frac{a}{c} \right)^3 \sin 2\theta \sin(\varphi_S - \varphi_O + \chi_{O_1}) \end{aligned} \quad (6)$$

mit den Bezeichnungen

- M, E Mondmasse, Erdmasse
- a Radius der dem Erdellipsoid volumengleichen Kugel
- c große Halbachse der Mondbahn
- φ Stundenwinkel des Mondes, bezogen auf den Meridian von Greenwich
- s mittlere Länge des Mondes
- χ_{M_2}, χ_{O_1} Differenzen zwischen den theoretischen und beobachteten Phasenwerten der betreffenden Wellen (direkter Gezeiteneffekt)

Wir wollen uns nun den Meeresgezeitenbeträgen $e'_{\theta\theta}$ und $e'_{\lambda\lambda}$ in den Gleichungen (1) zuwenden. Diese sogenannten indirekten Gezeitenwirkungen lassen sich anhand von guten Meeresgezeitenkarten für

die 6 Komponenten des Gezeitenstrain-tensors mit etwa der gleichen Genauigkeit berechnen wie die Meeresgezeiteneinflüsse auf Gravimeter- und Lotschwankungsbeobachtungen. Derartige Rechnungen hat BEAVAN /1974/ nach der Methode von FARRELL /1972/ durchgeführt. In älteren Arbeiten wurde zur Eliminierung der Meeresgezeitewirkungen aus den Beobachtungsergebnissen von Strainmetern in erster Linie eine von OZAWA /1957/ beschriebene Näherungsmethode benutzt. Sie beruht auf den besonderen Randbedingungen hinsichtlich der Spannungsverteilung an der (freien) Erdoberfläche außerhalb der Belastungsstellen. Wird die gekrümmte Oberfläche der sphärischen Modellerde im Untersuchungsgebiet durch eine Ebene und der elastische Erdkörper selbst durch einen elastischen Halbraum angenähert, so ergeben sich nach der BOUSSINESQ'schen Formel für die Deformation des Halbraumes unter dem Einfluß einer im Punkte (x, y, o) angreifenden Vertikalkraft P am Beobachtungs-ort (o, o, o) die folgenden Verzerrungen $\bar{\epsilon}'$

$$\begin{aligned}\bar{\epsilon}'_{zz} &= 0 \\ \bar{\epsilon}'_{xy} &= \frac{P}{4\pi(\lambda_s + \mu_s)} \cdot \frac{2 \sin 2\bar{\psi}'}{x^2 + y^2} \\ \bar{\epsilon}'_{xx} &= -\bar{\epsilon}'_{yy} = \frac{P}{4\pi(\lambda_s + \mu_s)} \cdot \frac{\cos 2\bar{\psi}'}{x^2 + y^2}\end{aligned}\quad (7)$$

Darin bedeuten

λ_s, μ_s die LAME'schen Parameter des Halbraumes

x, y, z kartesische Koordinaten

Der Winkel $\bar{\psi}'$ gibt die Richtung vom Ort der Kraft zum Beobachtungspunkt an. Es gilt also

$$x = -g \cos \bar{\psi}'$$

$$y = -g \sin \bar{\psi}'$$

$$g = \sqrt{x^2 + y^2}$$

Die Achsen des kartesischen Koordinatensystems (x, y, z) mit Ursprung im Beobachtungspunkt sollen zugleich in Richtung wachsender θ, λ, r zeigen. Wegen der linearen Superponierbarkeit sind diese Beziehungen nicht auf eine Punktbelastung beschränkt, sondern allgemeingültig. P läßt sich dann als fiktive Ersatzkraft in einem geeigneten Punkte (x, y, z) deuten. Der durch die Verwendung

des Halbraummodells im Untersuchungsgebiet begangene Fehler wird umso geringer sein, je näher die einzelnen Elemente des ozeanischen Wasserkörpers am Beobachtungspunkt liegen. Wird daher aus den beobachteten Strainwellen einer küstennahen Station

$$\epsilon_{\theta\theta}^{\text{obs}} = \epsilon_{\theta\theta} + \epsilon'_{\theta\theta}$$

$$\epsilon_{\lambda\lambda}^{\text{obs}} = \epsilon_{\lambda\lambda} + \epsilon'_{\lambda\lambda}$$

/s. Formel (1)/ der Flächenstrain ermittelt, so ergeben die Gleichungen (4) und (5) wegen (7) bei konstanten Oberflächenwerten der elastischen Parameter λ_s und μ_s die folgenden Werte

$$\epsilon_{22}^{\text{obs}} = \epsilon_{\theta\theta}^{22 \text{ obs}} + \epsilon_{\lambda\lambda}^{22 \text{ obs}} = \frac{2W_{22}}{aq}(h-3l) \quad (8)$$

$$\epsilon_{21}^{\text{obs}} = \epsilon_{\theta\theta}^{21 \text{ obs}} + \epsilon_{\lambda\lambda}^{21 \text{ obs}} = \frac{2W_{21}}{aq}(h-3l)$$

die nach dieser Rechnung weitgehend frei von Meeresgezeitenwirkungen sein sollen. Spätere Untersuchungen von TURCOTTE, SPENCE /1974/, HARRISON /1976/ u. a. haben jedoch gezeigt, daß die Amplituden $\epsilon_{\theta\theta}^{\text{obs}}$ und $\epsilon_{\lambda\lambda}^{\text{obs}}$ der beobachteten Strainwellen durch lokale Stör-effekte (Wirkungen der Topographie, der Tektonik und Hohlraumver-teilung in der Umgebung des Meßplatzes) in unterschiedlichem Maße verfälscht werden. Die dadurch bewirkten Fehler der $(h - 3l)$ -Be-stimmung können nach HARRISON /1976/ 20 - 30 % erreichen. Außerdem scheinen nach den Rechenergebnissen von BEAVAN /1974/ in küsten-nahen Gebieten die von OZAWA /1957/ angegebenen Beziehungen (7) zwischen den Komponenten der Meeresgezeitenwirkungen nur näherungs-weise zu gelten. Aus diesen Gründen wurde nach einer neuen Methode zur Bestimmung des Verhältnisses der LOVE'schen und SHIDA'schen Zahlen gesucht, deren Genauigkeit möglichst wenig durch lokale Störeffekte beeinträchtigt wird und die ohne die Gleichungen (7) von OZAWA auskommt. Diesen Forderungen scheint die im folgenden erläuterte Nulldurchgangsmethode zu genügen.

3. Beschreibung der Nulldurchgangsmethode

3.1. Meßtechnische Voraussetzungen

Das vorgeschlagene Verfahren führt die Bestimmung des Verhäl-

nisses (h/l) der LOVE'schen und SHIDA'schen Zahlen auf die Lokalisierung eines Nulldurchgangs der Amplitude von $e_{\lambda\lambda}(M_2)$ zurück, der in mittleren Breiten auftritt. Um das Amplitudeminimum dieser direkten Gezeitenwelle mit ausreichender Genauigkeit lokalisieren zu können, müssen eine Reihe von meßtechnischen und anderen Forderungen erfüllt sein:

1. die Verzerrungen der Registrierkurven infolge von zeitlichen Schwankungen der Meßempfindlichkeit und Nichtlinearitäten der Skala dürfen nur so gering sein, daß sich M_2 -Wellen mit Amplituden bis zu 1×10^{-10} noch sicher erfassen lassen. Um diese Verzerrungsfreiheit kontrollierbar zu machen, sollte die Genauigkeit der Absoluteichung $\pm 1 \%$ betragen;
2. die Beobachtungsergebnisse müssen weitgehend frei von Meeresgezeitenwirkungen und lokalen Störeinflüssen sein, zu denen sowohl die Wirkungen der lokalen Oberflächentopographie, Tektonik und Hohlraumumgebung als auch meteorologische Einflüsse und Gerätestörungen gehören.

An der Station Tiefenort konnte mit einem von L. LATYNINA entwickelten Quarzstangenstrainmeter bereits die o. g. erste Forderung erfüllt und eine hinreichende Meßgenauigkeit erreicht werden.

Durch technische Änderungen, die der Verfasser zusammen mit H. BAHRT in den Jahren 1979/80 an diesem Instrument vornahm, wurde die Registrierkurve in starkem Maße entzerrt und die absolute Eichgenauigkeit von bisher 10 - 20 % auf 1-2 % gesteigert (s. LATYNINA u. a. /1980/). Die dadurch erreichte hohe Reproduzierbarkeit der harmonischen Parameter der in Tiefenort relativ kleinen Welle $e_{\lambda\lambda}^{\text{obs}}(M_2)$ lässt sich schon am Beispiel der Analysenresultate kurzer Meßabschnitte zeigen. In Tab. 1 wurden zu diesem Zwecke die Ergebnisse von 32 Monatsanalysen der Meßreihen vom Mai/Juli 1979 zusammengestellt. Danach betragen die Amplitudenschwankungen der M_2 -Tide kaum mehr als $\pm 1 \times 10^{-10}$, obwohl die M_2 -Welle nur etwa den 20. Teil der im gleichen Azimut beobachteten K_1 -Tide erreicht. Diese verhältnismäßig geringe Schwankungsbreite der Ergebnisse von Kurzanalysen wird noch erheblich kleiner, wenn man zu Langzeitanalysen übergeht. In der gleichen Richtung wirkt die inzwischen eingeführte digitale Meßwerterfassung, mit deren Hilfe eine Zehnerstelle mehr bei der Ordinatengewinnung berücksichtigt werden kann und die Zeitgenauigkeit der Ablesungen sowie die relative Eichgenauigkeit zunehmen.

Im Falle der Drahtinstrumente nach HARWARDT wurde die in Tab. 1 gezeigte hohe zeitliche Konstanz der Meßresultate schon 1978 erreicht, doch beträgt die absolute Eichgenauigkeit dieser Geräte nur $\pm 5\%$. Durch Einführung der laserinterferometrischen Eichung, mit der auch KUO /1969/ genauere Eichwerte erhielt, soll dieser Mangel der Drahtstrainmeter beseitigt werden.

3.2 Zur Berechnung der regionalen Bezugswerte für den direkten Effekt

Um beurteilen zu können, ob die an einer Beobachtungsstation erhaltenen Gezeitenstrainamplituden annähernd normal für die betreffende Region sind oder ob sie durch lokale Einflüsse oder andere Effekte verfälscht werden, wird man die Amplituden der direkten Gezeitenwellen anhand der Gleichungen (4) bis (6) berechnen und mit den Meßwerten vergleichen. Hierzu werden regionale Normalwerte für die LOVE'schen und SHIDA'schen Zahlen h und l benötigt. Derartige Bezugswerte hat KUO /1969/ erstmals berechnet für den mittleren Teil des nordamerikanischen Kontinents, wobei in die Modellrechnungen seismologisch gewonnene Informationen über den Aufbau der Litosphäre im betreffenden Gebiet eingingen. Ähnliche Rechnungen führte WILHEIM /1977/ für drei europäische Regionen (W-Europa, SW-Europa, SE-Europa) aus. In der älteren Literatur werden nur globale Bezugswerte angegeben, die von verschiedenen Autoren durch Mittelung von Beobachtungsergebnissen sowie aufgrund von theoretischen Überlegungen und Modellrechnungen erhalten wurden. Den Modellrechnungen lagen jeweils die neuesten aus seismologischen Beobachtungsergebnissen abgeleiteten Erdmodelle zugrunde. Experimentelle Werte der LOVE'schen Zahl h werden gewöhnlich aus den gravimetrisch und klinometrisch bestimmten Parametern $\delta = 1 + h - 3/2 k$ und $\gamma = 1 + k - h$ ermittelt. Dann ergibt sich durch Einsetzen von h in die durch Strainbeobachtungen gewonnenen Beobachtungswerte der Kombination ($h - 3l$) die noch fehlende SHIDA'sche Zahl l . TOMASCHEK /1957/ rechnete aufgrund der ihm seinerzeit zur Verfügung stehenden Beobachtungswerte und der Modellrechnungen von TAKEUCHI /1950/ mit Globalwerten von

$$k = 0.27 \text{ bis } 0.29$$

$$h = 0.59 \text{ bis } 0.61$$

$$l = 0.07 \text{ bis } 0.08$$

Dabei ist wegen der Kleinheit von l der wahrscheinliche Globalwert dieses Parameters mit dem größten relativen Fehler behaftet.

LATYNINA /1978, 1980/ verwendet, z. T. unter Berufung auf ältere Arbeiten von MEILCHIOR, die folgenden Zahlen

$$h = 0.6 \quad l = 0.07$$

Sie dienen als Bezugswerte zur Beurteilung ihrer auf insgesamt 17 Strainmeterstationen in Europa und Asien erhaltenen Resultate. Werden beispielsweise diese letzteren Zahlenwerte sowie die geozentrische Breite von Tiefenort $\varphi = 90^\circ - \theta = 50.82^\circ$ in die Formeln (4) bis (6) eingesetzt, so erhält man für die uns im folgenden besonders interessierende direkte M_2 -Welle im 1. Vertikal $e_{\lambda\lambda}(M_2)$ die Amplitude

$$|e_{\lambda\lambda}(M_2)| = 16.6 \times 10^{-10}$$

Doch haben Langzeitanalysen des Beobachtungsmaterials von Tiefenort nur einen Amplitudenwert von

$$|e_{\lambda\lambda}(M_2)| = 5.15 \times 10^{-10}$$

ergeben (s. LATYNINA u. a. /1980/)!

Andere regionale bzw. globale Bezugswerte, wie die Parameter

$$h = 0.612 \quad l = 0.0842 \quad (\text{WILHELM /1977/})$$

$$h = 0.606 \quad l = 0.082 \quad (\text{TAKEUCHI /1950/})$$

$$h = 0.605 \quad l = 0.084 \quad (\text{SZAMEITAT /1979/})$$

führen zu den Amplitudenwerten

$$|e_{\lambda\lambda}(M_2)|_W = 3.3 \times 10^{-10} \quad (\text{W-Modell})$$

$$|e_{\lambda\lambda}(M_2)|_{T_2} = 4.7 \times 10^{-10} \quad (\text{T}_2\text{-Modell})$$

$$|e_{\lambda\lambda}(M_2)|_S = 2.4 \times 10^{-10} \quad (\text{S-Modell}),$$

die dem Meßergebnis von Tiefenort näherkommen. Die wahre Amplitude der direkten M_2 -Welle von Tiefenort wird wahrscheinlich in der Nähe von $|e_{\lambda\lambda}(M_2)|_W = 3.3 \times 10^{-10}$

liegen. Denn die von WILHELM /1977/ berechneten Ausgangswerte $h = 0.612$ und $l = 0.0842$ wurden speziell für die Krustenstruktur in Westeuropa ermittelt, und Tiefenort liegt etwa in dieser Region. Den Wertepaaren (h, l) von TAKEUCHI (Modell 2) und SZAMEITAT liegen dagegen Kugelschalenmodelle der ganzen Erde mit globalen Mittelwerten der elastischen Parameter zugrunde.

Beim Vergleich der Meßresultate mit den Modellwerten ist zu beachten, daß die harmonischen Konstanten der beobachteten $e_{\lambda\lambda}^{\text{obs}}(M_2)$ -Welle zusätzlich noch durch Meeresgezeitenwirkungen, Eichfehler

und lokale Störeffekte beeinflußt werden. Zur Eliminierung dieser Einflüsse sind eine Reihe von Zusatzinformationen erforderlich. Die dabei auftretenden Probleme und Möglichkeiten zu ihrer Lösung werden im Abschnitt 3.5 erläutert.

3.3 Das Amplitudenminimum der direkten Gezeitenwelle $e_{\lambda\lambda}(M_2)$ in mittleren Breiten und seine Verwendung zur Bestimmung von (h/l)

Aus der Formel (4) geht hervor, daß in mittleren Breiten Amplitudenminima der halbtägigen Wellen im Azimut EW auftreten müssen. Durch Einsetzen der von LATYNINA (L), TAKEUCHI (T2), WILHELM (W) und SZAMEITAT (S) angegebenen Werte von h und l ergaben sich für das Gebiet zwischen dem 48. und 61. Breitengrad vier verschiedene Amplitudenkurven für die Strainwelle $e_{\lambda\lambda}(M_2)$. Die berechneten $|e_{\lambda\lambda}(M_2)|$ -Werte sind in der Tab. 2 enthalten. Danach nehmen die Amplituden von $e_{\lambda\lambda}(M_2)$ an den Stellen

$$\varphi_L = 56.5^\circ \quad (\text{L-Modell})$$

$$\varphi_{T2} = 52.5^\circ \quad (\text{T2-Modell})$$

$$\varphi_W = 51.97^\circ \quad (\text{W-Modell}) \text{ und}$$

$$\varphi_S = 51.7^\circ \quad (\text{S-Modell})$$

den Wert Null an.

Kommt man Süden her, so wechselt das Vorzeichen beim Nulldurchgang von Plus zu Minus, d. h. die Phase der direkten Welle ändert sich um 180° . In Abb. 1 sind die Beträge der $e_{\lambda\lambda}(M_2)$ -Amplituden in Abhängigkeit von der geozentrischen Breite $\varphi = \pi/2 - \theta$ dargestellt.

Um den erwähnten Phasenwechsel kenntlich zu machen, wurden die negativen Äste der vier Vergleichskurven durch unterbrochene Linien, die positiven durch ausgezogene Linien gekennzeichnet.

In Westeuropa (W-Modell) scheint die Nullstelle von $|e_{\lambda\lambda}(M_2)|$ offenbar in der Nähe des 52. Breitengrades zu liegen. Beobachtungen von EW-Strainmetern auf einem westöstlich orientierten Profil von Erdgezeitenstationen in dieser Breite müßten demnach im Falle der M_2 -Tide in erster Linie nur die meeresgezeitenbedingten Gezeitenwirkungen erfassen.

Das Amplitudenminimum der Gezeitenstrainwelle $e_{\lambda\lambda}(M_2)$ läßt sich zur Bestimmung des Verhältnisses (h/l) der LOVE'schen und SHIDA'schen Zahlen verwenden. Durch Strainbeobachtungen auf mehreren Stationen eines NS-Profiles wird die geozentrische Breite $\varphi_o = \pi/2 - \theta_o$ jenes Beobachtungsortes ermittelt, für den nach (4) gilt

$$|e_{\lambda\lambda}(M_2)| = 0$$

und folglich

$$\left[\frac{h \sin^2 \theta_0 - 2l(1 + \sin^2 \theta_0)}{\sin^2 \theta_0} \right] = 0$$

Daraus ergibt sich für das Verhältnis der LOVE'schen und SHIDA'schen Zahlen die Beziehung

$$\frac{h}{l} = \frac{2(1 + \sin^2 \theta_0)}{\sin^2 \theta_0} \quad (9)$$

Die Bestimmung des Nulldurchganges der Amplitude von $e_{\lambda\lambda}(M_2)$ wird erleichtert durch die Tatsache, daß in seinem Bereich in meridionaler Richtung relativ starke Amplitudenänderungen dieser Welle auftreten (s. Tab. 3). Außerdem kann als Hilfsmittel zu seiner Lokalisierung der an dieser Stelle zu erwartende Phasenwechsel von $e_{\lambda\lambda}(M_2)$ um 180° verwendet werden.

3.4 Lokale Störeinflüsse und meteorologische Effekte

Nach HARRISON /1976/ u. a. werden durch den Einfluß der Oberflächentopographie, der lokalen tektonischen Situation und der Hohlraumverteilung in der Umgebung des Meßplatzes die Amplituden der beobachteten Gezeitenwellen verändert. In Abhängigkeit von der Meßrichtung können unterschiedliche Vergrößerungen oder Verminderungen der Amplituden gegenüber den Werten beobachtet werden, die für den betreffenden Beobachtungsort als normal anzusehen sind. Dagegen werden durch die genannten Effekte die Phasenwerte der Strainwellen nicht beeinflußt. Die Phasenwinkel χ^{obs} der in den einzelnen Azimuten registrierten Strainwellen sind demnach die gleichen, die man beobachten würde, wenn es keine Störeffekte der o. g. Art gäbe. In ungünstigen Fällen können die beobachteten Amplituden gegenüber den an dieser Meßstelle zu erwartenden Normalwerten um 20-30 % verändert sein. Beispielsweise sei die Amplitude der EW-Komponente von $e(M_2)$ um 30 %, die der NS-Komponente um 20 % vergrößert. Dann würde sich für die Bestimmung von $(h - 3l)$ nach der Methode von OZAWA gemäß (8) ein relativer Fehler von

$$\frac{\Delta(h-3l)}{h-3l} = \frac{k[\Delta e_{\theta\theta}^{\text{obs}}(M_2) + \Delta e_{\lambda\lambda}^{\text{obs}}(M_2)]}{k[e_{\theta\theta}^{\text{obs}}(M_2) + e_{\lambda\lambda}^{\text{obs}}(M_2)]} \approx 25 \% \quad (10)$$

ergeben.

Um eine Vorstellung von der Auswirkung eines solchen Fehlers auf die Bestimmungsgenauigkeit der SHIDA'schen Zahl l zu gewinnen, wollen wir annehmen, daß die LOVE'sche Zahl h durch gravimetrische

und klinometrische Beobachtungen genau ermittelt worden wäre. Dann wäre allein die Größe l mit einem Fehler von 25 % behaftet. Bei einem Betrag von $l = 0.0842$ (W-Modell) wäre dann $\Delta l = \pm 0.02105$. Es soll nun geprüft werden, wie stark sich die Amplitude von $e_{\lambda\lambda}(M_2)$ ändert, wenn die SHIDA'sche Zahl l nur um etwa ein Zehntel dieses Betrages, nämlich um $\Delta l = 0.002$, kleiner wird. Wir wollen diese Rechnung für einen Beobachtungsort in $\varphi = 51^\circ$ Breite ausführen, d. h. für eine Meßstelle in der Umgebung des Amplitudenminimums von $e_{\lambda\lambda}(M_2)$.

Zu diesem Zwecke betrachten wir zwei Modelle mit übereinstimmenden LOVE'schen Zahlen und abweichenden l -Werten, nämlich

$$h = 0.612 \quad l = 0.0842 \quad (\text{W-Modell})$$

$$\text{und} \quad h = 0.612 \quad l = 0.0822 \quad (\text{Vergleichsmodell}).$$

Mit Hilfe der Gleichungen (4) und (6) ergeben sich daraus in der Breite $\varphi = 51^\circ$ die Amplitudenwerte

$$|e_{\lambda\lambda}(M_2)|_1 = 2.774 \times 10^{-10}$$

$$\text{und} \quad |e_{\lambda\lambda}(M_2)|_2 = 4.900 \times 10^{-10}$$

Die Verkleinerung der SHIDA'schen Zahl um $\Delta l = 0.002$ hat demnach zu einer Amplitudenvergrößerung der Welle $e_{\lambda\lambda}(M_2)$ um $\Delta A = 2.126 \times 10^{-10}$ geführt. Mit diesem Zahlenwert lässt sich nun auch abschätzen, wie groß der Fehler der (h/l) -Bestimmung nach der Nulldurchgangsmethode ist, wenn durch die lokalen Einflüsse ein Amplitudenfehler von $e_{\lambda\lambda}(M_2)$ von 30 % verursacht wird. In $\varphi = 51^\circ$ geozentrischer Breite, d. h. in etwa 100 km meridionaler Entfernung von der Nullstelle der $e_{\lambda\lambda}(M_2)$ -Amplitude des W-Modells, würde sich als Komponente der beobachteten M_2 -Tide auch die direkte Welle von bisher 2.774×10^{-10} (s. Tab. 2) auf

$$|\bar{e}_{\lambda\lambda}(M_2)| = 3.606 \times 10^{-10}$$

erhöhen. Dieser Amplitudenänderung von $\Delta |e_{\lambda\lambda}(M_2)| = 0.832 \times 10^{-10}$ entspricht nach der obigen Rechnung ein Fehler der SHIDA'schen Zahl $\Delta l = 0.00078$, wenn wiederum h als bekannt vorausgesetzt wird. Er ist um den Faktor 27 kleiner als im Falle der $(h - 3l)$ -Bestimmung nach der Methode von OZAWA. In geringerer Entfernung des Beobachtungsortes von der Nullstelle wird bei 30 %iger Amplitudenvergrößerung der direkten Welle übrigens noch ein geringerer Fehler verursacht. Er beträgt z. B. in 50 km Abstand vom Amplitudenminimum nur $\Delta l = 0.00040$ usw.

In ähnlicher Weise beeinflussen auch die Eichfehler die Ergebnisse der beiden Bestimmungsmethoden für ($h - 3 l$) bzw. (h/l) unterschiedlich stark. Die relativ geringe Empfindlichkeit der Nulldurchgangsmethode gegenüber lokalen Störeinflüssen und Eichfehlern resultiert demnach in erster Linie aus dem geringen absoluten Fehlerbetrag

$$\Delta |e_{\lambda\lambda}(M_2)|$$

den die genannten Effekte bei der kleinen $e_{\lambda\lambda}(M_2)$ -Welle bewirken. Von noch schwächerem Einfluß auf die Ergebnisse der (h/l)-Bestimmung nach der Nulldurchgangsmethode sind Amplitudenfehler von $e_{\lambda\lambda}(M_2)$ infolge von meteorologisch bedingten Störwellen. Harmonische Analysen von Luftdruck- und Temperaturdatenreihen von Jahreslänge (SIMON /1969/) haben ergeben, daß die entsprechenden Wellen mit M_2 -Periode sehr kleine Amplituden besitzen. Der durch meteorologische Störeinflüsse verursachte Amplitudenfehler von $e_{\lambda\lambda}(M_2)$ wird daher auf $\Delta A_{Met} < 0.1 \times 10^{-10}$ geschätzt und kann gegenüber den anderen Störeffekten vernachlässigt werden.

3.5 Zur Eliminierung der Meeresgezeitenstörungen

Aus den Gleichungen (7) läßt sich entnehmen, daß die Horizontalkomponenten der meeresgezeitenbedingten Verzerrungen e' mit zunehmendem Abstand Q des Beobachtungspunktes von der Belastungsstelle im Meer mindestens wie $(\frac{1}{Q^2})$ abnehmen müssen. Folglich können die durch Meeresgezeiteneinflüsse verursachten Amplitudenfehler ΔA_M der beobachteten Welle $e_{\lambda\lambda}^{obs}(M_2)$ klein gehalten werden, wenn in ausreichender Entfernung vom Meer beobachtet wird. Um die Mindestentfernung D_0 zu ermitteln, von der an der entsprechende Amplitudenfehler ΔA_M kleiner sein soll als eine bestimmte vorgegebene Fehlerschranke ε , sind die Amplituden der Störwellen des indirekten Gezeiteneffektes anhand von Meeresgezeitenkarten zu berechnen. Hierzu können z. B. die Rechenverfahren von PERTZEV /1966/ oder FARRELL /1972/ verwendet werden. Die Amplitudennauigkeit der ermittelten indirekten Gezeitenwellen beträgt bekanntlich etwa $\pm 10\%$, weil die vorliegenden Meeresgezeitenkarten wegen der geringen Dichte der Pegelstationen in den küstenfernen Ozeangebieten noch fehlerhaft sind. Außerdem werden regionale Unterschiede der elastischen Oberflächenparameter im Belastungsgebiet sowie auf dem Festland nicht ohne Einfluß auf die beobachteten

Meeresgezeiteeffekte sein (s. SIMON, SCHIROKOW /1980/).

In geringeren Entfernungen $D < D_0$ vom Meer müssen die beobachteten Gezeitenstrainwellen auf Meeresgezeiteeffekte hin korrigiert werden. Zur Durchführung solcher Korrekturen können je nach der Art der verwendeten Zusatzinformationen verschiedene Methoden zur Anwendung kommen. Der einfachste Weg wäre, die anhand von Meeresgezeitenkarten berechneten Korrekturwerte vektoriell von den Beobachtungsresultaten abzuziehen. Dabei könnten jedoch je nach der Größe der durch die lokalen Störeffekte (s. Abschnitt 3.4) bewirkten Amplitudenveränderungen noch meeresgezeitenbedingte Verfälschungen bis zu $\frac{|\epsilon'_{\lambda\lambda}(M_2)|}{|\epsilon_{\lambda\lambda}(M_2)|} \approx 30\%$ in den korrigierten $\epsilon_{\lambda\lambda}(M_2)$ -Amplituden zurückbleiben.

Die Meeresgezeitenkorrektur der Meßresultate wird genauer, wenn vorher eine grobe Bestimmung des Amplitudenfaktors $K_{\lambda\lambda}$ durchgeführt wird, der die Wirkungen der lokalen Störeffekte auf die beobachteten Strainwellenamplituden beschreibt (s. Formel 11):

$$\begin{aligned} |\epsilon_{\lambda\lambda}^{\text{obs}}| \cos \varphi_{\lambda\lambda}^{\text{obs}} &= K_{\lambda\lambda} (|\epsilon_{\lambda\lambda}| \cos \varphi_{\lambda\lambda} + |\epsilon'_{\lambda\lambda}| \cos \varphi'_{\lambda\lambda}) \\ |\epsilon_{\lambda\lambda}^{\text{obs}}| \sin \varphi_{\lambda\lambda}^{\text{obs}} &= K_{\lambda\lambda} (|\epsilon_{\lambda\lambda}| \sin \varphi_{\lambda\lambda} + |\epsilon'_{\lambda\lambda}| \sin \varphi'_{\lambda\lambda}) \end{aligned} \quad (11)$$

Hierin bedeuten	$ \epsilon_{\lambda\lambda}^{\text{obs}} $, $\varphi_{\lambda\lambda}^{\text{obs}}$	Amplituden- und Phasenwerte der beobachteten Welle
	$ \epsilon_{\lambda\lambda} $, $\varphi_{\lambda\lambda}$	Amplituden- und Phasenwerte der direkten Gezeitenwelle
	$ \epsilon'_{\lambda\lambda} $, $\varphi'_{\lambda\lambda}$	Amplituden- und Phasenwerte der meeresgezeitenbedingten Gezeitenwelle
	$K_{\lambda\lambda}$	Amplitudenfaktor infolge der Wirkungen der Topographie, Tektonik und Hohlraumumgebung des Meßplatzes

Der Zahlenwert von $K_{\lambda\lambda}$ kann zwischen $0.7 \leq K_{\lambda\lambda} \leq 1.3$ liegen, da nach HARRISON /1976/ in extremen Fällen durch den Einfluß der lokalen Effekte Amplitudenfehler von 20-30 % verursacht werden können. Zu seiner näherungsweisen Bestimmung lassen sich verschiedene geophysikalische Zusatzinformationen benutzen. Am zuverlässigsten scheint uns nach den positiven Meßerfahrungen, die bei den Parallelregistrierungen von Tiefenort hinsichtlich der Reproduzierbarkeit der $\epsilon_{\lambda\lambda}^{\text{obs}}(O_1)$ -Amplituden gemacht wurden (LATYNINA u. a. /1980/), für diese Zwecke ein Vergleich der gemessenen und der für den gleichen Ort berechneten O_1 -Amplituden zu sein.

Denn die Störanfälligkeit dieser Beobachtungswerte gegenüber meteorologischen Effekten ist erheblich geringer als im Falle der nahezu tagesperiodischen Tiden K_1 und P_1 . Außerdem wird die Strainwelle O_1 in Europa nur wenig durch die atlantischen Meeresgezeiten beeinflußt. Hinzu kommt, daß die Amplitude von $e_{\lambda\lambda}(O_1)$ in mittleren Breiten relativ große Werte erreicht, die bei allen hier verwendeten Modellen kaum voneinander abweichen. Auch ändert sich ihr Betrag nur wenig mit der Breite des Beobachtungsortes (s. Gl. (5) und (6)). Das zeigt auch die folgende Gegenüberstellung der theoretischen $e_{\lambda\lambda}(O_1)$ -Amplituden von Stationen in den Breiten $\varphi_1 = 50.82^\circ$ (Tiefenort) und $\varphi_2 = 51.82^\circ$.

Modell	φ_1	φ_2
	$A \times 10^{-10}$	$A \times 10^{-10}$
W	68.67	68.13
T 2	68.42	67.89
S	67.65	67.12
L	71.20	70.65

Leider liegen für die Station Tiefenort sowie für den ganzen mittel- und osteuropäischen Raum noch keine Berechnungen der meeresgezeitenbedingten Störwellen mit M_2 -Periode vor, um eine Korrektur der vorliegenden Beobachtungsresultate nach dieser Methode zu ermöglichen.

Um trotzdem für die anschließende Abschätzung des Gesamtfehlers der Nulldurchgangsmethode eine Vorstellung über die Größe der durch Meeresgezeiteneinflüsse verursachten Fehler zu gewinnen, soll eine Überschlagsrechnung durchgeführt werden. Es ist näherungsweise zu ermitteln, welchen Betrag die Amplitude der meeresgezeitenbedingten Störwelle $e'_{\lambda\lambda}(M_2)$ an der Station Tiefenort erreicht. Zu diesem Zwecke setzen wir in die Gleichungen (11) für $e_{\lambda\lambda}(M_2)$ den theoretischen Amplitudewert des W-Modells von 3.3×10^{-10} ein und benutzen zur Bestimmung von $K_{\lambda\lambda}$ und $\alpha_{\lambda\lambda}$ die Beobachtungsresultate der O_1 -Tide von Tiefenort (s. LATYNINA u. a. /1980/)

$$e_{\lambda\lambda}^{\text{obs}}(O_1) = 76.5 \times 10^{-10} \cos(\tau - s + 0.9^\circ)$$

$$e_{\theta\theta}^{\text{obs}}(O_1) = 46.2 \times 10^{-10} \cos(\tau - s + 1.2^\circ)$$

$$\xi^{\text{obs}}(O_1) = 122.7 \times 10^{-10} \cos(\tau - s + 1.0^\circ)$$

Durch einen Amplitudenvergleich der beobachteten und theoretischen $e_{\lambda\lambda}(O_1)$ -Wellen ergibt sich

$$K_{\lambda\lambda} \approx 1.11$$

Zur näherungsweisen Bestimmung des Phasenwinkels der direkten M_2 -Welle $\alpha_{\lambda\lambda}(M_2)$ betrachten wir die nahezu übereinstimmenden kleinen Phasenwinkel der O_1 -Wellen in beiden Azimutten. Zur Erklärung dieser Erscheinung wird darauf verwiesen, daß

1. im Atlantik die Amplitude der Meestide O_1 nur etwa 1 % bis 10 % der Amplitude der entsprechenden M_2 -Welle erreicht (HORN /1952/), und ferner
2. wegen der geringen Bedeutung der Gezeitenreibung im festen Erdkörper die von Meeresgezeiteneffekten unbeeinflußten (direkten) Gezeitenwellen Phasenwerte α in der Nähe von $\alpha_0 = 0^\circ$ besitzen (s. BROSCHE, SÜNDERMANN /1978/).

Da die Winkelgeschwindigkeit von M_2 doppelt so groß ist als die der O_1 -Welle, muß ein möglicherweise durch den Uhrengang oder andere Einflüsse verursachter Phasenfehler von O_1 auch mit dem zweifachen Betrag im Phasenwert $\alpha_{\lambda\lambda}(M_2)$ erscheinen.

Wir können demnach für $\alpha_{\lambda\lambda}(M_2)$ näherungsweise schreiben:

$$\alpha_{\lambda\lambda}(M_2) \approx 2 \alpha_{\lambda\lambda}(O_1) \approx 2^\circ$$

Durch Einsetzen der Werte von $\alpha_{\lambda\lambda}(M_2)$, $K_{\lambda\lambda}$ sowie der Beobachtungsergebnisse

$$e_{\lambda\lambda}^{\text{obs}}(M_2) = 5.15 \times 10^{-10} \cos(2\tau - 65.5^\circ)$$

(s. LATYNINA u. a. /1980/) in die Gleichungen (11) erhält man für die meeresgezeitenbedingte Störwelle $e'_{\lambda\lambda}(M_2)$ an der Station Tiefenort die folgenden Näherungswerte für die harmonischen Konstanten $|e'_{\lambda\lambda}(M_2)| = 4.55 \times 10^{-10}$

$$\alpha'_{\lambda\lambda}(M_2) = -113.9^\circ \quad (12)$$

Fehler von 10 % bei der Berechnung dieser Parameter aus Meeresgezeitenkarten würden demnach in $D = 300$ km Meeresentfernung

(Station Tiefenort) Amplitudenfehler von $\Delta A_M \approx 0.46 \times 10^{-10}$ verursachen. Dazu kommt noch ein Anteil von etwa 5 % $\approx 0.23 \times 10^{-10}$ infolge von Ungenauigkeiten bei der $K_{\lambda\lambda}$ -Bestimmung (meteorologische Störungen der benutzten M_2 -Wellen, Abweichungen der verschiedenen Modellwerte).

Wenn die Schätzwerte (12) für $e_{\lambda\lambda}^*(M_2)$ richtig sind, dürften jedoch wegen der starken Abnahme der meeresgezeitenbedingten Strainwellen mit der Entfernung von der Belastungsstelle bereits im Karpatenbereich die Fehler der Meeresgezeitenkorrektur ΔA_M gegenüber den anderen Störeffekten vernachlässigbar sein. Jenseits des Karpatenbogens ($D > 2000$ km) kann man möglicherweise sogar ganz auf eine Meeresgezeitenkorrektur der Beobachtungsresultate verzichten. Damit ergeben sich bei Anwendung der o. g. Korrektionsverfahren auf dem europäischen Festland die folgenden meeresgezeitenbedingten Amplitudenfehler für die Strainwelle $e_{\lambda\lambda}^{obs}(M_2)$:

$$\Delta A_M \leq 0.7 \times 10^{-10} \quad \text{für küstennahe Gebiete mit } 300 \text{ km} \leq D \leq 1000 \text{ km}$$

$$\Delta A_M \leq 0.1 \times 10^{-10} \quad \text{für küstenferne Gebiete mit } D > 1000 \text{ km}$$

Diese Werte müssen durch Berechnung der entsprechenden Störwellen anhand von Meeresgezeitenkarten noch bestätigt werden.

4. Abschätzung des Gesamtfehlers der (h/l) -Bestimmung nach der Nulldurchgangsmethode

Neben den lokalen Störeffekten und Eichfehlern müssen bei der Fehlerabschätzung der (h/l) -Bestimmung nach der Nulldurchgangsmethode noch eine Reihe von anderen Einflüssen berücksichtigt werden. Dazu gehören

1. die von den Meßeigenschaften des Strainmeters und den verwendeten Analysenverfahren abhängige Bestimmungsgenauigkeit der kleinen M_2 -Wellen (geschätzter Amplitudenfehler $\Delta A_I \approx 0.5 \times 10^{-10}$),
2. der Einfluß von meteorologisch bedingten Bodendeformationen mit M_2 -Periode (geschätzter Amplitudenfehler $\Delta A_{Met} \leq 0.1 \times 10^{-10}$),
3. die Genauigkeit der Meeresgezeitenkorrektur der beobachteten $e_{\lambda\lambda}^{obs}(M_2)$ -Wellen (geschätzter Amplitudenfehler $\Delta A_M \approx 0.7 \times 10^{-10}$),

4. die Größe des Amplitudengradienten von $e_{\lambda\lambda}(M_2)$ in der Nähe des Minimums /ca. 2.8×10^{-10} / Breitengrad (s. Tab. 3)/.

Durch Amplitudenvergleich der beobachteten und berechneten $e_{\lambda\lambda}(0_1)$ -Wellen (s. Abschnitt 3.5) müßte sich der durch lokale Einflüsse verursachte Amplitudenfehler von maximal 30 % auf etwa 5 % herabsetzen lassen. Dann ist in einer Zone von $\pm 2^\circ \leq \pm 220$ km um das Amplitudenminimum von $e_{\lambda\lambda}(M_2)$ herum nur noch mit Amplitudenfehlern von

$$\Delta A_L \leq 0.3 \times 10^{-10}$$

zu rechnen. Damit ergibt sich für die Amplitudenfehlersumme in meeresnahen Gebieten ($300 \text{ km} \leq D \leq 1000 \text{ km}$)

$$\Delta A_1 = \Delta |e_{\lambda\lambda}(M_2)|_1 = \Delta A_I + \Delta A_L + \Delta A_M \approx 1.5 \times 10^{-10}$$

und in größerer Meeresentfernung ($D > 1000 \text{ km}$):

$$\Delta A_2 = \Delta A_I + \Delta A_L + \Delta A_M \approx 0.9 \times 10^{-10}$$

Um den Einfluß dieser Amplitudenfehler ΔA_1 bzw. ΔA_2 auf die Bestimmungsgenauigkeit von (h/l) zu ermitteln, differenzieren wir den aus (4) und (6) gebildeten Ausdruck

$$\begin{aligned} |e_{\lambda\lambda}(M_2)| &= 0.90809 \cdot 3/4 \frac{M}{E} \left(\frac{a}{c} \right)^3 \sin^2 \theta \left[\frac{h \sin^2 \theta - 2l(1 + \sin^2 \theta)}{\sin^2 \theta} \right] \\ &= 3.80753 \times 10^{-8} [h \sin^2 \theta - 2l(1 + \sin^2 \theta)] \end{aligned}$$

nach θ und erhalten

$$\Delta |e_{\lambda\lambda}(M_2)| = 3.80753 \times 10^{-8} [(h - 2l) 2 \sin \theta \cos \theta] \Delta \theta \quad (13)$$

Andererseits ergibt eine Differentiation der Gleichung (9)

$$\frac{h}{l} = \frac{2(1 + \sin^2 \theta)}{\sin^2 \theta} = \frac{2}{\sin^2 \theta} + 2$$

nach θ an der Stelle $\theta = \theta_0$

$$\Delta \left(\frac{h}{l} \right) = \left| \frac{-4 \cos \theta \Delta \theta}{\sin^3 \theta} \right|_{\theta=\theta_0} \quad (14)$$

Wenn für den Lokalisierungsfehler $\Delta \theta$ des Nullwertes der Amplitude von $e_{\lambda\lambda}(M_2)$ der aus Gl. (13) folgende Ausdruck

$$\Delta \theta = \frac{\Delta |e_{\lambda\lambda}(M_2)|}{3.80753 \times 10^{-8} \sin \theta \cos \theta \times 2(h - 2l)} \quad (15)$$

in Gl. (14) eingesetzt wird, erhält man den gesuchten Zusammen-

hang zwischen $\Delta(h/l)$ und $\Delta|e_{\lambda\lambda}(M_2)|$ in der folgenden Form:

$$\Delta\left(\frac{h}{l}\right) = \frac{2\Delta|e_{\lambda\lambda}(M_2)|}{3.80753 \times 10^{-8} \times \sin^4 \theta_0 (h - 2l)} \quad (16)$$

Damit ergibt die Fehlerrechnung für die Bestimmung des Verhältnisses (h/l) aus dem Nulldurchgang der Amplitude von $e_{\lambda\lambda}(M_2)$ z. B. an der Nullstelle $\varphi = 51.97^\circ$ des W-Modells mit den Werten $h = 0.612$, $l = 0.0842$ und $(h/l) = 7.268$:

$$\Delta(h/l)_1 = 0.1231 \quad \Delta(h/l)_2 = 0.0738$$

$$\frac{\Delta(h/l)_1}{(h/l)} = 1.7 \% \quad \frac{\Delta(h/l)_2}{(h/l)} = 1.0 \%$$

Die relativen Fehler der Bestimmung von (h/l) mit Hilfe der Nulldurchgangsmethode müßten nach dieser Rechnung in küstennahen Gebieten (Meeresentfernung $300 \text{ km} \leq D \leq 1000 \text{ km}$) etwa bei 2 % und in küstenfernen Gebieten ($D > 1000 \text{ km}$) etwa bei 1 % liegen.

Weitere erhebliche Verringerungen des Lokalisierungsfehlers $\Delta\theta$ der Nullstelle von $e_{\lambda\lambda}(M_2)$ und demnach auch des Bestimmungsfehlers von (h/l) werden erreicht, wenn auf mehreren Stationen innerhalb der o. g. Grenzen von $\pm l$ Breitengraden zu beiden Seiten des Amplituden-Nullwertes beobachtet wird. Zur Bestimmung der Nullstelle aus den Meßergebnissen mehrerer Stationen wird unter Beachtung des Vorzeichenwechsels (Phasenumkehr) eine Ausgleichsgerade verwendet. Der Genauigkeitsgewinn bei Anwendung dieser Methode hängt von der Anzahl der auf dem Meßprofil errichteten Stationen ab.

5. Zur Anwendung der Nulldurchgangsmethode

Wegen der geringen Abhängigkeit ihrer Ergebnisse von lokalen Störeinflüssen können mit Hilfe der Nulldurchgangsmethode relativ genaue regionale Bezugswerte für das Verhältnis der LOVE'schen und SHIDA'schen Zahlen (h/l) erhalten werden. Dabei entspricht die bei Profilmessungen erreichbare Genauigkeit der (h/l) -Bestimmung von etwa 1 % auch den regionalen Unterschieden, die nach den Modellrechnungen von WILHELM /1977/ zwischen den theoretischen Werten der europäischen Teilregionen auftreten müßten. WILHELM erhielt in Abhängigkeit von der Krustenstruktur dieser

Gebiet die folgenden elastischen Parameter

$$\begin{array}{lll} h = 0.612 & l = 0.0842 & h/l = 7.268 \\ \gamma = 0.689 & \delta = 1.161 & \text{für W-Europa} \end{array}$$

$$\begin{array}{lll} h = 0.611 & l = 0.0834 & h/l = 7.326 \\ \gamma = 0.690 & \delta = 1.160 & \text{für SW-Europa} \end{array}$$

$$\begin{array}{lll} h = 0.610 & l = 0.0835 & h/l = 7.305 \\ \gamma = 0.690 & \delta = 1.160 & \text{für SE-Europa} \end{array}$$

Die Werte zeigen, daß sich die Unterschiede in den elastischen Eigenschaften und in der Mächtigkeit der Krustenschichten stärker auf das Verhältnis h/l (0.8 %) auswirken als auf die Verminderungsfaktoren γ (0.15 %) und Gravimeterfaktoren δ (0.09 %). Daher müßten Strainmeterbeobachtungen besser als Klinometer- und Gravimetermessungen zum Nachweis von regionalen Anomalien der elastischen Parameter bzw. von Einflüssen der Struktur von Kruste und oberem Erdmantel geeignet sein.

In Europa wurden experimentelle Hinweise auf eine solche Zone anomaler elastischer Parameter bzw. auf Struktureinflüsse erst in jüngster Zeit anhand von Klinometerbeobachtungen erhalten (SIMON, SCHIROKOW /1980/). Als Hauptargument für ihre Existenz ist die spürbare Verminderung der meeresgezeitenbedingten Belastungswirkungen im Gebiet jenseits dieser Zone, d. h. in Ost-europa, anzusehen. Würden nämlich die Meeresgezeitenkomponenten mit M_2 -Periode in Osteuropa ihre normale Größe erreichen, so müßten in dieser Region die mittleren Verminderungsfaktoren des direkten Gezeitteneffektes Werte um

$$\gamma = 0.74$$

annehmen. Das Gebiet, aus dem die meisten der klinometrischen Beobachtungen stammen, liegt in Höhe des 50. Breitengrades etwa im mittleren Teil von Osteuropa. Für diese Region wurden bisher leider noch keine Modellrechnungen zur Bestimmung der LOVE'schen und SHIDA'schen Zahlen durchgeführt. Doch dürften nach den oben gemachten Feststellungen die Abweichungen der Krustenstruktur dieser Region von denen seiner Nachbargebiete W-Europa, SW-Europa und SE-Europa wohl kaum dazu ausreichen, um eine regionalen Verminderungsfaktor von $\gamma = 0.695$, geschweige denn von $\gamma = 0.74$ zu erklären.

Wenn andererseits in Ost- und Westeuropa die Verminderungsfaktoren nahezu gleiche Beträge um $\gamma = 0.69$ annehmen sollen, müssen die meeresgezeitenbedingten Belastungswirkungen in der Ostregion erheblich kleiner als die anhand von Meeresgezeitenkarten berechneten theoretischen Werte sein. Zur Erklärung dieser Erscheinung wird angenommen, daß zwischen beiden Gebieten eine schmale Zone mit anomalen Material- und Struktureigenschaften liegt, die die meeresgezeitenbedingten Deformationen der Westregion nur in stark verminderter Form auf das osteuropäische Nachbargebiet überträgt. Nach den klinometrischen Beobachtungsresultaten müßte diese Zone im Karpatenbereich liegen. Sie fällt möglicherweise zusammen mit der etwa 100 km breiten Übergangszone zwischen der ostatlantischen und der osteuropäischen Platte.

Um die sprunghaften Änderungen der meeresgezeitenbedingten Belastungswirkungen in dieser Zone direkt nachweisen zu können, muß ein EW-Profil von Klinometerstationen aus der Westregion über diesen Gebietsstreifen hinweg in die Ostregion geführt werden. Die Wirkungen der anomalen Krustenparameter der genannten Zone auf die LOVE'schen und SHIDA'schen Zahlen dürften sich nach den Rechenergebnissen von WILHEIM dagegen leichter mit Strainmetern anhand der (h/l) -Variationen zeigen lassen. Ein sicherer Nachweis dieser Zone anomaler Krustenparameter mit Hilfe von Strainmetern erfordert Beobachtungen auf mindestens drei NS-Profilen, von denen eines im Bereich der Übergangszone und die anderen im Innern der beiden Regionen liegen müssen. Die nötigen Beobachtungen können freilich nur durchgeführt werden, wenn in diesen Gebieten geeignete untertägige Hohlräume zur Installation der Geräte zur Verfügung stehen.

Literatur

BEAVAN, R. J., 1974

Some calculations of ocean loading strain tides in Great Britain
Geophys. Journ. Royal astron. Soc., Vol. 38. p. 63 - 82

BROSCH, P.; SÜNDERMANN, J. (Hrsg.), 1978

Tidal Friction and the Earth's Rotation
Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, New York 1978 (241 pp)

ELSTNER, C.; SIMON, D., 1979

Zur Auswertung von Strainmessungen mit Hilfe der Analysenverfahren von Chojnicki und Venedikov
KAPG-Working group 3.3 - Study of the Earth Tides
Bull. Nr. 4, Hung. Geophys. Inst. "R. Eötvös", Budapest (im Druck)

FARRELL, W. E., 1972

Deformation of the Earth by Surface Loads
Rev. Geophys. and Space Phys., 1972, 10, Nr. 3, p. 761 - 797

HARRISON, J. C., 1976

Cavity and topographic effects in tilt and strain measurements. J. Geophys. Res., 1976, V. 81, Nr. 2, p. 319 - 328

HORN, W., 1952

Harmonische Analyse und Synthese, Landolt-Börnstein, Zahlenwerte und Funktionen, Band III, Astronomie und Geophysik
Springer-Verlag Berlin, p. 506 - 511

KING, G. C. P.; BILHAM, R. G., 1973

Tidal Tilt Measurement in Europe, Nature 243 (1973) May 11, p. 74-75

KUO, I. T., 1969

Areal strain of solid earth tides observed in Ogdensburg, New Jersey
Journ. Geophys. Res. Vol. 74 Nr. 6, March 15, 1969

LATYNINA, L. A.; KARMALEVA, R. M., 1978

Deformograficeskije izmerenija, Izd. "nauka", Moskva, pp 153

LATYNINA, L. A.; KARMALEVA, R. M.; HARWARDT, H.; SIMON, D., 1980
Über die Ergebnisse von Strainmetervergleichsregistrierungen in Tiefenort
4. Int. Symp. "Geodäsie und Physik der Erde", Karl-Marx-Stadt, Mai 1980, Proc.

MAAZ, R., 1965

Zur Bestimmung der Shida'schen Zahl aus Extensometeraufzeichnungen
Mar. Terr. Bull. Inf., Bruxelles, Heft 39 (1965), p. 1402 - 1437

MAJOR, M. W.; SUTTON, G. H.; OLIVER, I.; METSGER, R., 1964

On elastic strain of the Earth in the period range 5 seconds to 100 hours, Bull. Seism. Soc. Am., 54 (1964), p. 295 - 346

OZAWA, I., 1957

Study on elastic strain of the ground in the earth tides
Dis. Prev. Res. Inst., Bull. 15 (1957), p. 1 - 36

OZAWA, I., 1970

New types of highly sensitive strainmeters, Spec. Contr. of the
Geophys. Kyoto Univ., Nr. 10 (1970), p. 137 - 148

PERTZEV, B. P., 1966

On the effect of ocean tides in tidal variations of gravity
Izv. Acad. Sci. USSR. Phys. Solid Earth, 10, 25, 1966

SIMON, D., 1969

Beiträge zur Korrektur von klinometrischen und gravimetrischen
Gezeitenregistrierungen. Geod. Geoph. Veröff. R IV, H. 13 (1969)

SIMON, D.; SCHIROKOW, I. A., 1980

Der Einfluß der Meeresgezeiten auf die klinometrischen
Gezeitenresultate von Ost- und Westeuropa

4. Int. Symp. "Geodäsie und Physik der Erde", Karl-Marx-Stadt,
Mai 1980, Proc.

SZAMEITAT, H.-J., 1979

Modell einer elastischen Erde auf der Grundlage finiter
Kugelschalen-Elemente, Dtsch. Geod. Komm., R. C., Diss.,
H. Nr. 249, 133 pp

TAKEUCHI, H., 1950

On the earth tide of the compressible earth of variable density
and elasticity, Transact. am. geoph. union, 31, (1950), p. 651-689

TOMASCHEK, R., 1957

Tides of the solid earth, Flügges Handbuch der Physik, Vol. XLVIII,
Springer-Verlag Berlin, Göttingen, Heidelberg (1957), p. 775 - 845

TURCOTTE, D. L.; SPENCE, D. A., 1974

An analysis of strain accumulation on a strike slip fault
Journ. Geoph. Res 79 (29), 4407 - 4411

VALI, V.; BOSTROM, R. C., 1968

One thousand meter laser interferometer
Rev. scient. Instr., 39 (1968) 9, p. 1304 - 1306

WILHELM, H., 1977

Influence of upper mantle structure on Earth tides
8. Int. Symp. on Earth tides, Bonn 1977, Proc. 774 - 785

WITTLINGER, G.; LECOLAZET, R., 1973

Sur les observations de marée clinométrique dans un long tunnel
Bull. Géodés. 109 (1973), p. 293 - 300

Tab. 1 Station Tiefenort

Quarzstangenstrainmeter EW mit induktivem Abgriff

Tab. 2 Theoretische Amplituden der Gezeitenstrainwelle
 $e_{\lambda\lambda} (M_2)$ in mittleren Breiten

Ort	φ	$h = 0.6$ $l = 0.07$ L-Modell $A \times 10^{-10}$	$h = 0.606$ $l = 0.082$ T_2 -Modell $A \times 10^{-10}$	$h = 0.612$ $l = 0.0842$ W-Modell $A \times 10^{-10}$	$h = 0.605$ $l = 0.084$ S-Modell $A \times 10^{-10}$
	48°	25.109	12.907	11.504	10.535
	49°	22.080	9.992	8.579	7.649
	50°	19.061	7.091	5.668	4.782
	51°	16.060	4.207	2.774	1.931
Min.S	51.7°	13.973	2.166	0.761	- 0.052
Min.W	51.97°	13.170	1.431	- 0.013	- 0.815
	52°	13.082	1.345	- 0.099	- 0.898
Min. T_2	52.5°	11.602	- 0.071	- 1.526	- 2.304
	53°	10.129	- 1.492	- 2.947	- 3.704
	54°	7.207	- 4.299	- 5.764	- 6.480
	55°	4.316	- 7.076	- 8.551	- 9.226
	56°	1.461	- 9.819	- 11.304	- 11.938
Min.L	56.5°	- 0.051	- 11.175	- 12.665	- 13.278
	57°	- 1.351	- 12.522	- 14.017	- 14.610
	58°	- 4.120	- 15.185	- 16.689	- 17.241
	59°	- 6.845	- 17.802	- 19.315	- 19.829
	60°	- 9.517	- 20.371	- 21.893	- 22.369
	61°	- 12.139	- 22.888	- 24.420	- 24.858
Tie- fen- ort	50.82° 16.599	4.725	3.293		2.442

Tab. 3 Theoretische Werte der meridionalen Amplitudenänderungen
der Gezeitenstrainwelle $e_{\lambda\lambda}(M_2)$ in mittleren Breiten

geozentr. Breite φ	$h = 0.6$ $l = 0.07$ L-Modell $A \times 10^{-10}/^{\circ}$	$h = 0.606$ $l = 0.082$ T_2 -Modell $A \times 10^{-10}/^{\circ}$	$h = 0.612$ $l = 0.0842$ W-Modell $A \times 10^{-10}/^{\circ}$	$h = 0.605$ $l = 0.084$ S-Modell $A \times 10^{-10}/^{\circ}$
48.5°	- 3.029	- 2.915	- 2.925	- 2.886
49.5°	- 3.019	- 2.901	- 2.911	- 2.867
50.5°	- 3.001	- 2.884	- 2.894	- 2.851
51.5°	- 2.978	- 2.862	- 2.873	- 2.829
52.5°	- 2.953	- 2.837	- 2.848	- 2.806
53.5°	- 2.922	- 2.807	- 2.817	- 2.776
54.5°	- 2.891	- 2.777	- 2.787	- 2.746
55.5°	- 2.855	- 2.743	- 2.753	- 2.712
56.5°	- 2.812	- 2.703	- 2.713	- 2.672
57.5°	- 2.769	- 2.663	- 2.672	- 2.631
58.5°	- 2.725	- 2.617	- 2.626	- 2.588
59.5°	- 2.672	- 2.569	- 2.578	- 2.540
60.5°	- 2.612	- 2.517	- 2.527	- 2.489

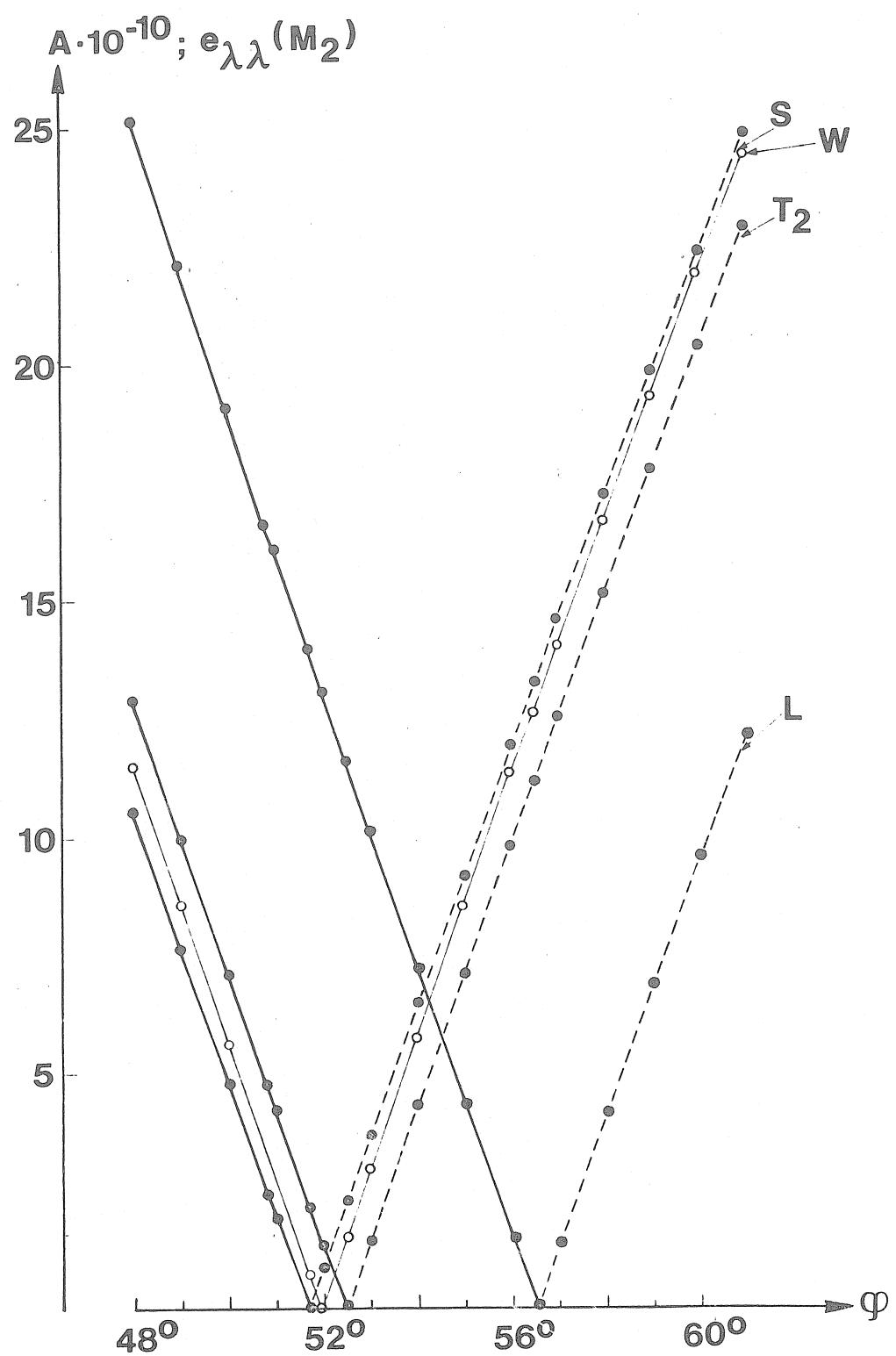


Abb.1

