

MAREES TERRESTRES

BULLETIN D'INFORMATIONS

128

15 DECEMBRE 1997

Association Internationale de Géodésie

Commission des Marées Terrestres

*Editeur Dr. Olivier FRANCIS
Observatoire Royal de Belgique
Avenue Circulaire 3
1180 Bruxelles*

BIM 128

15 décembre 1997

p.

WENZEL H-G. Activity Report of the Earth Tide Commission for the Period 1995 - 1997.	9857
WENZEL H-G. Award of the Earth Tide Commission Medal to Baron Paul Melchior.	9865
WENZEL H-G. Decisions taken at the 13th International Symposium on Earth Tides, July 22nd - 25th, Bruxelles 1997.	9869
VAUTERIN P. TSoft: a new approach to the correction of raw gravity data.	9875
RYDELEK P.A., SELWYN SACKS I. Earthquakes and Tides at Campi Flegrei, Italy.	9881
BROZ J., SIMON Z, VANKA P., ZEMAN A. High Accurate Tidal Data from a Gs 15 Gravimeter.	9893
KAGAN B.A. Action Réciproque Globale des Marées Océaniques et Terrestres.	9906
WENZEL H-G. Comments to the paper "On the Determination of the D and SD Earth Tides Generated by the Tidal Potential of the Third Order" by Venedikov, Vieira and de Toro.	9939

Activity Report of the Earth Tide Commission for the Period 1995 - 1997

by Hans-Georg Wenzel,

Geodätisches Institut, Universität Karlsruhe,

Englerstr. 7, D-76128 KARLSRUHE.

e-mail: wenzel@gik.bau-verm.uni-karlsruhe.de

<http://www-gik.bau-verm.uni-karlsruhe.de/~wenzel>

Abstract

The Earth Tide Commission of the International Association of Geodesy has held its 13th International Symposium on Earth Tides in Bruxelles from July 22nd to 25th, 1997. It was my duty and honour as president of the Earth Tide Commission to present the activity report given below to the Earth Tide Commission at the opening session of the 13th International Symposium on Earth Tides, July 22nd 1997.

1 Introduction

This activity report describes the activities of the President, Vice-President and Secretary of the Earth Tide Commission of the International Association of Geodesy (hereafter called „the Commission“) for the period 1995 – 1997. The activities of the Working Groups under the Commission and of the International Center for Earth Tides are published elsewhere (e.g. Dehant 1997, Jentzsch 1997).

2 Objectives of the Commission

For the edition of the Geodesist’s Handbook (IAG 1996), the objectives of the Commission have been defined in autumn 1995 as follows:

The objective of the Commission is to promote international cooperation and coordination of investigations related to the observation, preprocessing, analysis and interpretation of earth tides.

By earth tides, we understand all phenomena related to the variation of the Earth’s gravity field and to the deformation of the Earth’s body induced by the tide generating forces, i.e. the forces acting on the Earth due to differential gravitation of celestial bodies as the Moon, the Sun and the planets.

The Commission will collaborate with all international and national organizations concerned with the observation, pre-processing, analysis and interpretation of earth tides.

The Commission will make standard software for the prediction of earth tide phenomena available to the scientific community by an Electronic Information System, established at November 1st 1995.

The Commission will encourage and promote campaigns to develop, compare and calibrate instrumentation for earth tide observations, techniques of operation, procedures for data preprocessing and data analysis.

The Commission will organize the 13th International Symposium on Earth Tides at Brussels/Belgium in 1997.

3 Officers of the Commission

When the President of the Commission had been elected by the Council of IAG during the General Assembly of IUGG/IAG in Boulder, July 1995, there was no regular meeting of the Commission. Both the Vice-President and Secretary of the Commission of the previous period had declared, that they were unwilling to continue their office. Therefore, after discussion and deliberation with some colleagues, the President of the Commission had appointed in autumn 1995 Shuzo Takemoto (Japan) as Vice-President and Olivier Francis (Belgium) as Secretary of the Commission until the 13th International Symposium on Earth Tides, July 22-25, Bruxelles. In the closing session of this Symposium, the Commission shall elect the Vice-President and the Secretary of the Commission for the period 1997 until the next International Symposium on Earth Tides, probably in the year 2000. Because of the excellent and fruitful cooperation with Takemoto and Francis during the last two years, the President of the Commission has proposed to the chairman of the nomination committee (Peter Varga) Takemoto as Vice-President and Francis as Secretary of the Commission for the next period.

The steering committee of the Commission consists of the President, Vice-President, Secretary, and chairpersons of the working groups under the Earth Tide Commission.

4 National Representatives to the Commission

In 1995, the National Representatives to the Commission have been defined. The formal procedure was that the IAG General Secretary Carl Christian Tscherning had written letters to the National Delegates of IAG and asked for the appointment of National Representatives to the Commissions of IAG. Preliminary lists of National Representatives to the Commissions of IAG are printed in the Geodesist's Handbook (IAG 1996). The updated list of National Representatives to the Earth Tide Commission is given below:

B. Ducarme	(Belgium)	P. Varga	(Hungary)
S. Pagiatakis	(Canada)	J. Flick	(Luxembourg)
H.T. Hsu	(China)	S. Molodenski	(Russia)
Z. Simon	(Czech Republic)	C.L. Merry	(South Africa)
O.B. Andersen	(Denmark)	R. Vieira Diaz	(Spain)
J. Kääriäinen	(Finland)	E. Klingele	(Switzerland)
J. Hinderer	(France)	S. Hekimoglu	(Turkey)
B. Richter	(Germany)	J. Wahr	(U.S.A.)

5 Communication within the Commission

The President of the Commission has mailed three Circular Letters within the past two years, partly by e-mail and partly by surface mail. The text of these Circular Letters is available from the www-home page of the Commission (see below). Because of increasing mailing expenses, the communication within the Commission will in the future be performed exclusively by e-mail and via the home page of the Commission in the world wide web.

The Bulletin d'Informations Marées Terrestres, published by the International Center for Earth Tides, has also been used and will further be used for communication within the Commission.

6 Working Groups under the Commission

The following Working Groups are currently operating under the Commission:

- Working Group 1: Theoretical tidal model. Chairwoman: Veronique Dehant (Belgium)
- Working Group 2: High precision tidal data processing. Chairman: Gerhard Jentzsch (Germany)
- Working Group 3: Tidal measurements and geodynamic research. Chairman: Ricardo Vieira (Spain)
- Working Group 4: Calibration of gravimeters. Chairperson: NN
- Working Group 5: Global gravity monitoring network. Chairman: Bernd Richter (Germany)

The President of the Commission expresses his thanks to the members and especially to the chairpersons of the WG's for their work during the past period.

The President of the Earth Tide Commission has agreed in 1995 with the President of the Gravity Commission of IAG (Iginio Marson) to establish the following rules for Working Groups operating under a Commission:

- WG's shall solve a specific problem within a four years time span
- WG's shall have few members (10 members at maximum) in order that they can work
- WG's shall have terms of reference and a list of members
- WG's shall communicate within the working group by letters, and organize small workshops if necessary
- WG's shall report on annual basis to the President of the Commission

The above rules are not fulfilled for all of the current WG's; some of the WG's have already been operating for a very long time (e.g. 20 years). It was therefore agreed with the chairpersons of WG's 1, 2 and 3, that they shall present a final report at the 13th International Symposium on Earth Tides, and that these WG's shall be prepared to end at this symposium. New working groups operating according to the above rules can be proposed during the 13th International Symposium on Earth Tides to the chairman of the nomination committee (Peter Varga).

7 Directing Board of the International Center for Earth Tides

The Commission supports the activities of the International Center for Earth Tides (ICET) in collecting, analysing and distributing earth tide observations. The ICET is considered as the executive office of the Commission.

ICET is a permanent service under the Federation of Astronomical and Geophysical Data Analysis Services (FAGS), a scientific body of the International Council of Scientific Unions (ICSU). Following the FAGS Statutes, ICET is directed by a Directing Board (ICET-DB), which has to be approved by the IUGG. It is agreed with FAGS, that the acting President of the Earth Tide Commission is member and chairman of the ICET-DB. The current members of the ICET-DB are

O.B. Andersen	(Denmark)
M. Bonatz	(Germany)
T.F. Baker	(United Kingdom)
D. Crossley	(USA)
B. Ducarme (Director of ICET)	(Belgium)
H.T. Hsu	(China)
H.-G. Wenzel (Chairman)	(Germany)

The ICET-DB has met at September 9th, 1996, some results of this meeting were as follows:

- ICET shall become active to organize a Summer School on earth tide analysis for a limited number of participants.
- ICET proposed to classify earth tide data according to their quality. Different classes A,B and C will be defined. The main criteria shall be the standard deviation of the estimated tidal parameters and the reliability of the calibration in amplitude and phase.
- The number of French translations of Russian papers in the Bulletin d'Informations Marées Terrestres (BIM) will be reduced in the future. A list of the BIM contents will be made available on the ICET home page. Interested scientists can receive a copy of old papers published in the BIM.
- ICET will continue to use Venedikov's method for the analysis of earth tide observations, but will also use systematically the state of the art ETERNA program.
- ICET is the official GGP data center. This is a very important step for the future of ICET. GGP is in the pilot phase until July 1st 1997. ICET receives data and carries out the data processing for three GGP stations during the pilot phase.

The next meeting of the ICET-DB is scheduled for the 13th International Symposium on Earth Tides, July 22-25, 1997.

8 Earth Tide Commission on Internet

In autumn 1995, the Commission has established an Electronic Information System via FTP (File Transfer Protocol) on INTERNET (Wenzel 1996). The FTP server had to be closed in 1997 because of severe attacks by hackers, but the Electronic Information System has been included in the home page of the Commission in the world wide web (www), which has been established in December 1996 on INTERNET (Wenzel 1997):

<http://www-gik.bau-verm.uni-karlsruhe.de/~jagetc>

The home page of the Commission contains now:

- a photograph of the members of the Commission, taken at the 12th International Symposium on Earth Tides, August 1993, Beijing/China
- the terms of reference of the Commission
- the terms of reference and activity reports of the Working Groups under the Earth Tide Commission,
- a page describing the International Center for Earth Tides (ICET),
- the contents of the most recent Bulletins d'Informations Marées Terrestres published by the International Center for Earth Tides,
- a description of the Electronic Information System of the Commission,
- information related to the 13th International Symposium on Earth Tides, Bruxelles July 22-25, 1997,
- the list of National Representatives to the Commission.
- the list of e-mail addresses of scientists affiliated to the Commission

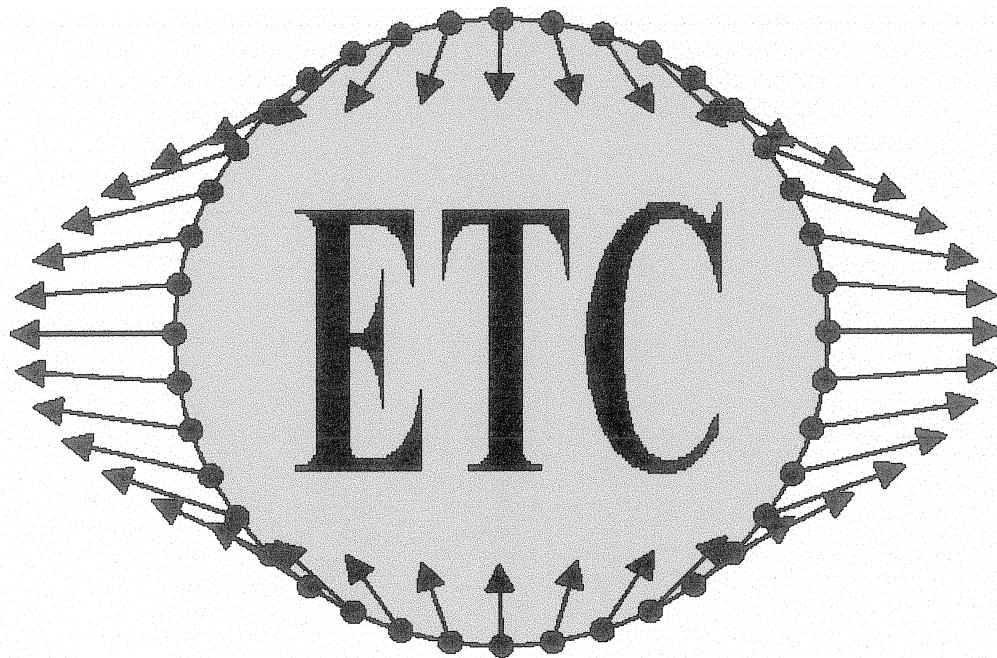
The Electronic Information System of the Commission contains now:

Aareadme.1st	File describing the contents of the Electronic Information System
Baytap.g	Directory containing the BAYTAP-G program for the analysis of earth tide observations from Ishiguro and Tamura (1985)
Etctxt	Directory containing ASCII-textfiles valid for the Commission
Etcdata	Directory containing hourly earth tide data files
Etgtab	Directory containing program ETGTAB from H.-G. Wenzel for the computation of model tides from different tidal potential catalogues
Litera	Directory containing a bibliography of 10517 references in physical geodesy, gravimetry and earth tides collected and compiled by H.-G. Wenzel
Icetdb92	Directory containing a summary of tidal gravimetric data base DB92 of ICET
Tamura87	Directory containing software for the computation of model gravity tides from Tamura (1987) tidal potential catalogue
Tamura93	Directory containing software for the computation of model gravity tides from Tamura (1993) tidal potential catalogue
Preter30	Directory containing the PRETERNA 3.0 software package from H.-G. Wenzel for the preprocessing of earth tide observations
Pregre30	Directory containing the PREGRED 3.0 graphical preprocessor for earth tide observations from M. Vetter and H.-G. Wenzel
Eterna30	Directory containing the ETERNA 3.0 earth tide analysis package from H.-G. Wenzel

I would like to thank Dr. Y. Tamura from National Astronomical Observatory Mizusawa, Japan, and Prof. Dr. B. Ducarme. Director of the International Center for Earth Tides, to provide software or data files within the Electronic Information System of the Commission to the scientific community.

9 Earth Tide Commission Logo

In December 1996, a Logo for the Commission been designed by the President of the Commission, which shows the tidal forcing field at the surface of the Earth due to the Moon. A coloured version is shown in the home page of the Commission on www; the black-and-white version is shown below.



10 Earth Tide Commission Medal

After deliberations with several geoscientists and after discussion within the Executive Committee of IAG, the President, Vice-President and Secretary of the Commission have decided to create the Earth Tide Commission Medal and to award this medal for the first time at the 13th International Symposium on Earth Tides, July 22-25, 1997, at Bruxelles to

Baron Paul Melchior

for his outstanding contribution to international cooperation in earth tide research. The medal will be awarded to Paul Melchior at the opening session of this symposium, Tuesday, July 22nd, 1997.

The Earth Tide Commission Medal shall in the future be awarded regularly at the occasion of the International Symposium on Earth Tides. The following text describes the proposed election procedure for the future, which shall be discussed and after approval by the Earth Tide Commission be included in the next edition of the Geodesist's Handbook:

- The Earth Tide Commission normally awards the Earth Tide Commission Medal to a scientist for her/his outstanding contribution to international cooperation in earth tide research, on the occasion of the International Symposium on Earth Tides. The candidate for the medal shall be elected by the steering committee (President, Vice-President, Secretary, and chairpersons of the working groups under the Earth Tide Commission). If a member of the steering committee is proposed as candidate, she/he has no voice or vote concerning the award of the medal. The winner of the medal shall receive free registration to the International Symposium on Earth Tides, at which the medal is awarded to her/him, and she/he shall receive a free copy of the proceedings of that Symposium.

11 Workshops and Symposia between 1995 and 1997

Working Group 1 „Theoretical Tidal Model“ and Working Group 2 „High Precision Tidal Data Processing“ have organized a very successfull joint workshop at Bonn, September 16-19, 1996. Most of the papers presented at that workshop are published in the Bulletin d'Informations Marées Terrestres vol. 127, 30 May 1997.

At the Joint Symposium of the International Gravity Commission and International Geoid Commission „Grageomar“, September 30 - October 4, Tokyo 1997, the Earth Tide Commission has organized one session related to earth tides (convenor: Wenzel and Takemoto). Papers presented at this symposium will be published in the proceedings (IAG Symposia series published by Springer).

12 Preparation of the 13th International Symposium on Earth Tides

A major task within the last year was the preparation of the 13th International Sympsoium on Earth Tides, July 22-25, Bruxelles 1997. There were exactly 100 scientific papers submitted, and exactly 100 people had registered until May 1997. I would like to thank my co-convenors Shuzo Takemoto and Bernard Ducarme for their help in preparing the scientific program, and I would like to thank the members of the Local Organizing Committee Paul Paquet, Bernard Ducarme, Olivier Francis, and Julie Barthelemy for spending so much time in preparing the 13th International Symposium on Earth Tides. I wish the participants of the 13th International Symposium on Earth Tides a successfull meeting and fruitful scientific discussions.

Karlsruhe, July 12th 1997

Hans-Georg Wenzel

(Hans-Georg Wenzel)

President of the Earth Tide Commission

13 References

- Dehant, V. (1997): Report of the WG on theoretical tidal model. *Bulletin d'Informations Marées Terrestres*, vol. 127, 9716-9728, Bruxelles 1997.
- IAG (1997): The Geodesist's Handbook 1996. *Journal of Geodesy*, vol. 70, number 12, October 1996, Springer Verlag, Berlin 1996.
- Jentzsch, G. (1997): High precision tidal data processing - final report of the working group. *Bulletin d'Informations Marées Terrestres*, vol. 127, 9707-9715, Bruxelles 1997.
- Wenzel, H.-G. (1996): Electronic information service of the Earth Tide Commission. *Bulletin d'Informations Marées Terrestres*, vol. 124, 9393, Bruxelles 1996.
- Wenzel, H.-G. (1997): IAG Earth Tide Commission on Internet. *Bulletin d'Informations Marées Terrestres*, vol. 126, 9609-9610, Bruxelles 1997.

Award of the Earth Tide Commission Medal to Baron Paul Melchior

by Hans-Georg Wenzel,

Geodätisches Institut, Universität Karlsruhe,
Englerstr. 7, D-76128 KARLSRUHE.
e-mail: wenzel@gik.bau-verm.uni-karlsruhe.de
<http://www-gik.bau-verm.uni-karlsruhe.de/~wenzel>

Abstract

The Earth Tide Commission of the International Association of Geodesy has held its 13th International Symposium on Earth Tides in Bruxelles from July 22nd to 25th, 1997. At this Symposium, the Earth Tide Commission medal was awarded for the first time to Baron Paul Melchior. It was my great pleasure and honour as president of the Earth Tide Commission to present the laudatio of Baron Paul Melchior given below to the Earth Tide Commission at the opening session of the 13th International Symposium on Earth Tides, July 22nd 1997.

1 Award of the Earth Tide Commission Medal

After deliberations with several geoscientists and after discussion within the Executive Committee of the International Association of Geodesy (IAG), the President, Vice-President and Secretary of the Earth Tide Commission have decided that the Earth Tide Commission will create the Earth Tide Commission Medal. The Earth Tide Commission is proud to award this medal for the first time at the 13th International Symposium on Earth Tides, July 22nd - 25th, 1997, in Bruxelles to

Baron Professor Paul Melchior

for his outstanding contribution to international cooperation in earth tide research. The medal has been awarded to Paul Melchior during the opening session of the 13th International Symposium on Earth Tides, Tuesday July 22nd, 1997, by the President of the Earth Tide Commission, Hans-Georg Wenzel.

2 Laudatio

Paul Melchior was born at Mont-sur-Marchienne (Hainaut) on the 30th of September 1925. He married Anne-Marie Bary, and she has born him three sons. He received the title of a Baron by his Majesty King Baudouin of Belgium on July 16th, 1993.

He received the degree of a Doctor in Mathematical Sciences in 1951 at the Université Libre of Bruxelles. The scientific work of Paul Melchior was directed to Astronomy, Geodesy and Geophysics. He has carried out many important investigations related to the variation of earth

rotation and to earth tides. He has written several textbooks and about 250 scientific publications. He was member of the editorial board of several scientific journals, as e.g. Physics of the Earth and Planetary Interiors, Moon and Planets, Bolletino die Geofisica teorica ed applicata, and Bulletin d'Informations Marées Terrestres.

The major scientific contributions of Paul Melchior are:

- 1950-57 Night observations at the Askania Great Meridian Circle in Uccle
- 1957-58 Time service for the International Geophysical Year and introduction of new instruments (gravimeters, Verbaandert-Melchior quartz tiltmeters, calibration devices)
- 1958 First application of an electronic computer (IBM 650) for the analysis of earth tide observations
- 1966 Installation of tiltmeters at station Pribram (Czech Republic) together with J. Picha
- 1968 Creation of the Geodynamic Laboratory at Walferdange (Luxembourg) together with Johnny Flick
- 1968 Development of the theory for the relation between precession and nutation to earth tides
- 1969 Installation of tiltmeters, gravimeters and of a satellite camera at Spitsbergen (Norway) together with Manfred Bonatz
- 1971 Installation of the first permanent Transit Satellite Doppler recording station in Europe together with Paul Paquet
- 1973 Start of the Trans World Tidal Gravity Profiles (127 stations) together with Bernard Ducarme and Michel Van Ruymbeke
- 1981 Installation of the first superconducting gravimeter (T3 from GWR) in Europe

His career at the Royal Observatory of Belgium can be summarized to

- 1949 Assistant
- 1969 Head of the Department of Fundamental Astronomy and Geodynamics
- 1981 Director of the Royal Observatory of Belgium
- 1990 Honorary Director of the Royal Observatory of Belgium

Paul Melchior has worked at Université Catholique de Louvain for courses in geodesy, gravimetry and geodynamics. His career at Université Catholique de Louvain can be summarized to

- 1964 Maitre de Conférences
- 1967 Chargé de Cours
- 1972 Professor
- 1990 Professor emeritus

Paul Melchior is honorary member of the Belgian National Committee on Astronomy and of the Belgian National Committee on Geodesy and Geophysics.

Paul Melchior has served for several international offices, as e.g.

- Director of the International Center for Earth Tides (1958-1995)
- President of the Commission on Earth Rotation of the International Astronomical Union (1967-1970)
- General Secretary of the International Union of Geodesy and Geophysics (1973-1991)
- President of CODATA (1974-1978)
- Honorary General Secretary of the International Union of Geodesy and Geophysics (since 1991)

He has received many national and international awards, as

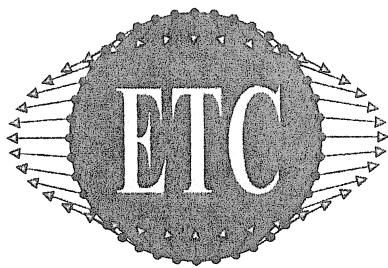
- Prix de Géophysique et d'Astronomie Sphérique de l'Academie Royale de Belgique (1948)
- Medaille de l' Université Libre of Bruxelles (1952)
- Prix Lagrange de l'Academie Royale de Belgique (1960)
- Prix Stroobant de l'Academie Royale de Belgique (1967)
- Prix Ed. Mailly de l'Academie Royale de Belgique (1972)
- Marin Drinov medal of the Academy of Science of Bulgaria (1987)
- Levallois medal of the International Association of Geodesy (1991)

and he is member of several scientific academies or organisations all over the world, as

- member of the Academy of Sciences of Finland (1974), Spain (1985), Netherlands (1988), Rumania (1992)
- „Fellow“ of the American Geophysical Union (1979)
- Honorary Professor of the Institute of Geodesy and Geophysics of the Academia Sinica of Wuhan/China (1979)
- „Associate“ of the Royal Astronomical Society, London (1986)
- Doktor-Ingenieur Honoris Causa of Technische Hochschule Darmstadt (1988)
- „Fellow“ of the International Association of Geodesy (1991)
- „Honorary Member“ of the European Geophysical Society (1994)
- Member of the „Academia Europea“ (1994)

Paul Melchior received many honorary distinctions, as e.g.

- Chevalier de l'Ordre „All Merito della Republica Italiana“ (1960)
- Officier de l'Ordre de Léopold II (1967)
- Chevalier de l'Ordre de Léopold (1967)
- Officier de l'Ordre du Mérite du Grand Duché de Luxembourg (1970)
- Officier de l'Ordre de la Couronne (1975)
- Commandeur de l'Ordre de Léopold II (1980)
- Officier de la Couronne de Chêne du Grand Duché de Luxembourg (1983)
- Croix civique de première classe de Belgique (1986)
- Grand Officier de l'Ordre de Léopold II (1987)
- Commandeur de l'Ordre du Mérite du Grand Duché de Luxembourg (1991)
- Grand Officier de l'Ordre du Mérite du Grand Duché de Luxembourg (1994)



**International Association of Geodesy
Commission V: EARTH TIDE COMMISSION**

President: Hans-Georg Wenzel

Vice-President: Shuzo Takemoto

Secretary: Olivier Francis

The Earth Tide Commission of the International Association of Geodesy awards the

EARTH TIDE COMMISSION MEDAL

for the first time at the 13th International Symposium on Earth Tides, July 22 - 25, Bruxelles 1997, to

Baron Professor Paul Melchior

for his outstanding contribution to international cooperation in earth tide research.

Bruxelles, July 22nd 1997

Hans-Georg Wenzel

**(Hans-Georg Wenzel)
President**

Shuzo Takemoto

**(Shuzo Takemoto)
Vice-President**

Olivier Francis

**(Olivier Francis)
Secretary**

Decisions taken at the 13th International Symposium on Earth Tides, July 22nd – 25th, Bruxelles 1997

by Hans-Georg Wenzel,

Geodätisches Institut, Universität Karlsruhe,
Englerstr. 7, D-76128 KARLSRUHE.

e-mail:wenzel@gik.bau-verm.uni-karlsruhe.de
<http://www-gik.bau-verm.uni-karlsruhe.de/~wenzel>

Abstract

The Earth Tide Commission of the International Association of Geodesy has held its 13th International Symposium on Earth Tides in Bruxelles from July 22nd to 25th, 1997. The Symposium was organized by Royal Observatory of Belgium, with Prof. Paul Pauet as chairman of the Local Organizing Committee, and Hans-Georg Wenzel, Shuzo Takemoto and Bernard Ducarme as convenors. It is my honour as president of the Earth Tide Commission to give below a summary of the decisions, which have been taken by the Earth Tide Commission at the closing session of the 13th International Symposium on Earth Tides, July 25th 1997.

1. Elections of officers

The Earth Tide Commission has elected at the 13th International Symposium on Earth Tides unanimously Prof. Dr. Shuzo Takemoto, Kyoto/Japan, as Vice-President, and Dr. Olivier Francis, Bruxelles/Belgium, as Secretary of the Earth Tide Commission for the period 1997 to 2000. Congratulations to Shuzo Takemoto and to Olivier Francis, and the best wishes for their future work.

2. Working Groups

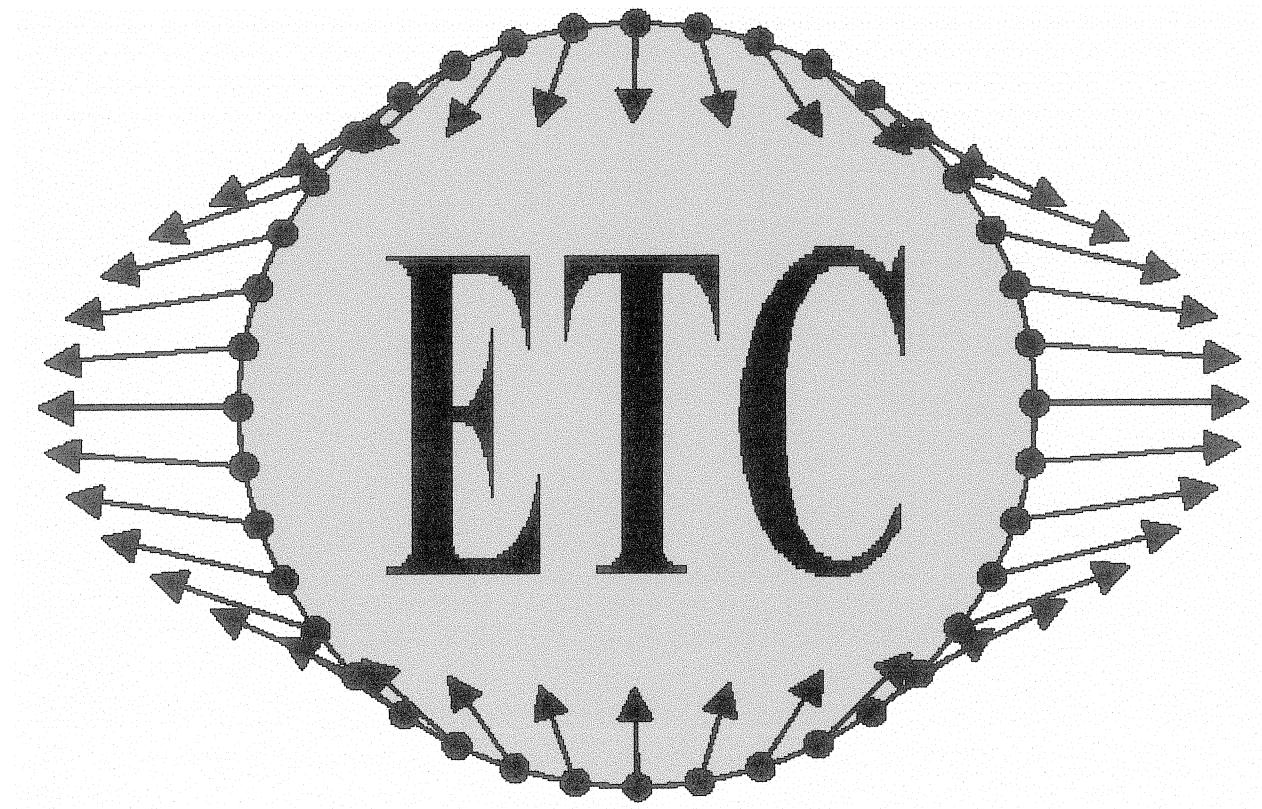
The Earth Tide Commission thanks all members and chairpersons of Working Groups which were active during the last period, for their fruitfull work. The Earth Tide Commission has decided at the 13th International Symposium on Earth Tides,

1. to close Working Group 1 "Theoretical Tidal Model" with chairwomen Veronique Dehant, Bruxelles/Belgium.
2. to close Working Group 2 "High Precision Tidal Data Processing" with chairman Gerhard Jentzsch, Jena/Germany.
3. to close Working Group 3 "Tidal Measurements and Geodynamic Research" with chairman Ricardo Vieira, Madrid/Spain.
4. to re-establish Working Group 4 "Calibration of Gravimeters" and has elected Michel Van Ruymbeke, Bruxelles/Belgium as chairman of this Working Group.

5. to prolong Working Group 5 "Global Gravity Monitoring Project" under chairman Bernd Richter, Frankfurt/Germany, for the period 1997 to 2000.
6. to establish the new Working Group 6 "Earth Tides in Space Geodetic Techniques" and has elected Harald Schuh, München/Germany, as chairman of this Working Group.
7. to establish Working Group 7 "Analysis of Environmental Data for the Interpretation of Gravity Measurements" and has elected Gerhard Jentzsch, Jena/Germany, as chairman of this Working Group.

3. Logo of the Earth Tide Commission

The Earth Tide Commission has decided at the 13th International Symposium on Earth Tides to adopt the following logo for the Earth Tide Commission, which shows the tidal forcing field due to the Moon at the surface of the Earth. There also exist a version of the logo in colours.



4. Award of the Earth Tide Commission Medal

The Earth Tide Commission has decided at the 13th International Symposium on Earth Tides to award the Earth Tide Commission Medal according to the following rules, which shall be included in the next edition of the Geodesist's Handbook:

- The Earth Tide Commission normally awards the Earth Tide Commission Medal to a scientist for her/his outstanding contribution to international cooperation in earth tide research, on the occasion of the International Symposium on Earth Tides. The candidate for the medal shall be elected by the steering committee of the Earth Tide Commission

(President, Vice-President, Secretary, and chairpersons of the working groups under the Earth Tide Commission). If a member of the steering committee is proposed as candidate, she/he has no voice or vote concerning the award of the medal. The winner of the medal shall receive free registration to the International Symposium on Earth Tides, at which the medal is awarded to her/him, and she/he shall receive a free copy of the proceedings of that Symposium.

5. Resolutions adopted by the Earth Tide Commission

The Earth Tide Commission has adopted at the 13th International Symposium on Earth Tides, July 22nd - 25th 1997, Bruxelles, the following resolutions:

(1) Recognising the importance of tilt measurements for local geophysical signals, the Earth Tide Commission encourages the further development of measuring devices for deep boreholes (< 1000 meters) to use the advantages of high resolution tilt sensors.

(2) Regarding the progress in the development of superconducting gravimeters, the Earth Tide Commission strongly recommends that operators of new and existing stations with superconducting gravimeters (SG) be encouraged to consider the advantages of

- (a) an excellent site, located away from cultural, geological and electrical noise, and
- (b) a high-rate, precise data recording system which samples every 10 s or less at a precision of 7.5 digits for the gravity signal and 5.5 digits for the pressure,
- (c) a timing accuracy of at least 10 msec,

to realize the benefits of new methods of data processing and interpretation.

(3) Recognizing that the testing of body tide and ocean loading models requires accuracies of at least 0.1% in amplitude and at least 0.05 degree in phase, the Earth Tide Commission recommends that for gravimeters this should be realized by applying appropriate calibration methods, e.g. inertial platforms, moving masses, state of the art absolute gravimeters, calibration lines. Furthermore, independent calibration methods should be compared to take care of systematic effects, and step response methods should be used for determining transfer functions.

(4) The Earth Tide Commission recommends that for tiltmeters and strainmeters absolute calibrations methods should be developed.

(5) Recognising the increase of the precision of recording gravimeters, the need to store and to exchange high rate data at intervals of e.g. 1 min, the Earth Tide Commission recommends that the PRETERNA format (Wenzel, H.-G.: Format and structure for the exchange of high precision tidal data, Bulletin d'Informations Mares Terrestres, vol. 121, 9097-9101, Bruxelles 1994) shall be used for storage and exchange of high precision tidal data.

(6) Referring to the increasing resolution and stability of tidal records and the still existing problem of modelling small scale air pressure effects in gravity, the Earth Tide Commission recommends that effects of short period local air pressure variations should be studied by applying a network of air pressure stations of e.g. 50 km diameter in addition to the station air pressure record.

(7) Realizing that many ocean tidal maps due to modelling problems in Arctic areas are only valid up to 65...70 deg N and that in Antarctic areas large ice shelves cause similar problems, and recognizing that tidal gravity measurements provide boundary conditions for the evaluation of

ocean tidal models by ocean tidal loading computations, the Earth Tide Commission recommends the establishment of state of the art gravity tide stations close or beyond the latitude of 65 deg N and on the Antarctic continent.

(8) Recognizing that in the centers of the continents still wide areas exist lacking reliable tidal information and regarding that tidal parameters in those areas are needed for the improvement of earth tide models because the effect of ocean tidal loading is small, the Earth Tide Commission encourages the establishment of gravity stations in areas like central Asia to achieve state of the art earth tide parameters.

(9) Realizing the progress achieved in the determination of tidal parameters from space geodetic techniques such as VLBI, SLR, GPS, and recognizing the complementary character of the information derived from space geodetic techniques with respect to gravity recordings, the Earth Tide Commission encourages a close cooperation of groups involved in space geodesy and tidal gravity studies regarding the determination of tidal deformation parameters, e.g. the FCN period and its Q-factor as well as the complex Love and Shida numbers at all tidal frequencies.

(10) Recognizing the influences of earth tidal deformation on the earth rotation parameters determined by space geodetic techniques, and realizing the effects of ocean and atmospheric loading on both types of measurements, the Earth Tide Commission recommends that ocean tidal and atmospheric loading models should be validated by space geodetic techniques as well as by surface gravity recordings.

(11) Recognizing the possibility of storage and retrieval of earth tide data for long time at the data bank of the International Center for Earth Tides (ICET), and realizing that already some records were lost by the data originator without having a copy at ICET, the Earth Tide Commission recommends that esp. gravity tidal data (including the necessary informations, e.g. air pressure, calibration table, calibration method, ...) should be sent to ICET for storage in the data bank.

(12) Recognizing the start of the "Global Geodynamics Project (GGP)" at July 1st 1997, the Earth Tide Commission encourages all contributing stations to continue their efforts during the next 6 years. The Earth Tide Commission is pleased that the International Center for Earth Tides is acting as the international data center for this project.

(13) The Earth Tide Commission acknowledges the establishment of working standards by Working Group 1 "Theoretical Tidal Model" (Dehant, V.: Report of the WG on theoretical tidal model. Bulletin d'Informations Marees Terrestres, vol. 127, 9716-9728, Bruxelles 1997) and recommends to apply these working standards in future work.

(14) On behalf of all participants in the 13th International Symposium on Earth Tides, the Earth Tide Commission thanks the Royal Observatory of Belgium, the Ministry of Scientific Research of Belgium, the Services for Scientific, Technical and Cultural Affairs of Belgium, the International Union of Geodesy and Geophysics (IUGG), the Belgian National Fund for Scientific Research, the Community of Brussels Capital, the Banking Company "Generale de Banque", and the Abilis Firm for their generous support to the Symposium.

The Earth Tide Commission thanks the Local Organizing Committee: Paul Paquet (chairman), Bernard Ducarme, Olivier Francis and Julie Barthelemy for their many efforts in making the 13th International Symposium on Earth Tides a great scientific success.

6. The 14th International Symposium on Earth Tides

The Earth Tide Commission acknowledges the receipt of an invitation to hold the 14th International Symposium on Earth Tides in Japan, either in Mizusawa or in Kyoto, depending on the local facilities. The Earth Tide Commission has decided to accept this invitation. In the past, the International Symposium on Earth Tides was held several times in the same year as the IAG Scientific Assembly, which caused different problems. Therefore, the President of the Commission proposed to hold the next International Symposium on Earth Tides either in the year 2000 or in the year 2002. The Earth Tide Commission has decided to hold the 14th International Symposium on Earth Tides in the year 2000 in Japan.

*Science Council of Japan
National Committee for Geodesy*

November 7th, 1997

Professor Hans-Georg Wenzel
President, IAG Commission V (Earth Tide Commission)
Geodätisches Institut,
Universität Karlsruhe
Englerstr. 7, D-761128 Karlsruhe
Germany

Dear Professor Wenzel:

On behalf of the National Committee for Geodesy, Science Council of Japan, I have the honour to officially invite the 14th International Symposium on Earth Tides to Japan in the year 2000.

We are now planning to hold the Symposium in Mizusawa in the summer season of 2000 under the auspicious of IAG Commission V, National Committee for Geodesy in Science Council of Japan, Geodetic Society of Japan and National Astronomical Observatory. We would appreciate if you would give us further advices to make the Symposium successful.

Yours sincerely,



Shuzo Takemoto
Chairman, National Committee for Geodesy,
Science Council of Japan
Professor, Department of Geophysics,
Graduate School of Science,
Kyoto University
Sakyo-ku, Kyoto 606-01,
Japan
Phone: +81-75-753-3911, Fax:+81-75-753-3917
e-mail:takemoto@kugi.kyoto-u.ac.jp

cc: Dr. Oliver Francis, Secretary of the Earth Tide Commission
Dr. Martine Feissel, President of the IAG Section V

TSoft: a new approach to the correction of raw gravity data

P. Vauterin

Royal Observatory of Belgium

Ringlaan 3, B-1180 Brussels Belgium

1. Introduction

Raw gravity data often contain undesired artifacts which may corrupt the analyses. These artifacts (usually) can be classified into four groups:

- **Spikes.** During a very short period in time, the signal deviates considerably from the expected value (usually during one or a few measurement points). These spikes can be due to instrumentation problems.
- **Earthquakes.** An (even very weak or distant) earthquake can cause very severe deviations of the signal, during periods of up to a few hours. If the goal of the analysis is not the earthquake itself (but e.g. the earth tides), it should be removed from the data as well.
- **Steps.** It sometimes occurs that the signal of a gravity meter suddenly changes without any geophysical reason (but e.g. due to instrumentation problems), and remains stable at the new value afterwards. Clearly, the accumulation of such steps can strongly influence the long-term drift behaviour.
- **Gaps.** Due to equipment failure, the time series of a registration may be interrupted at certain moments. Those interruptions may vary from one data point to several weeks.

It is clear that the presence of such events seriously decreases the quality of each analysis done on the signal. It is therefore of the utmost importance to correct them before proceeding with the analysis. In most circumstances, one should avoid introducing gaps in the data, because the absence of even one single raw data point may cause the absence of more than one day of data in the final (1 hour sample interval) data set, due to the anti-aliasing filter that must be applied when decimating the data. Moreover, gaps can seriously degrade the quality of certain analysis tools (e.g. fourier transforms). Therefore, it is usually preferable to correct events by interpolating the data, at least for short time periods.

2. Correction of artifacts in TSoft

The present Earth Tide data reduction packages offer two different approaches for the correction of artifacts: (1) a set of automatic routines that search events in the data and try to automatically correct each one, and (2) a software environment that enables the user to inspect the data and to correct each event manually.

In this article, we present a new software program, called TSoft, that unifies both approaches. The program automatically searches artifacts and proposes corrections for each one. The user then can visually inspect these proposals, remove them or change their properties, add new ones, and finally apply them on the data. The advantage of this approach is that it offers a fast, objective way of treating the data, while the user still has full control over the adjustments made, and can at any moment override them manually. The latter possibility is very important, because there will always be (strong) perturbations in complex situations that are not treated correctly by automatic algorithms.

In TSoft, the correction of the data is, whenever possible, done at the level of the residuals. This means that a model is subtracted from the observations, and that the obtained residuals are corrected. Afterwards, the corrected signal is restored by adding the model to the corrected residuals.

TSoft uses the concept of correctors for the removal of artifacts on a data channel. A corrector can be one of the following objects:

- A linear interpolation. This corrector replaces the data points during a certain time interval by a linear function.
- A cubic interpolation, which replaces the data by a third degree polynomial
- A step, which adds a constant value to all data points after a given moment in time
- A gap. This corrector removes all data points during a certain time period.

Each individual corrector can be in a un-applied or applied state. It is only in the second case that the data are actually modified according the action of the corrector. Figure 1 shows an example of each corrector, in un-applied state as well as in applied state.

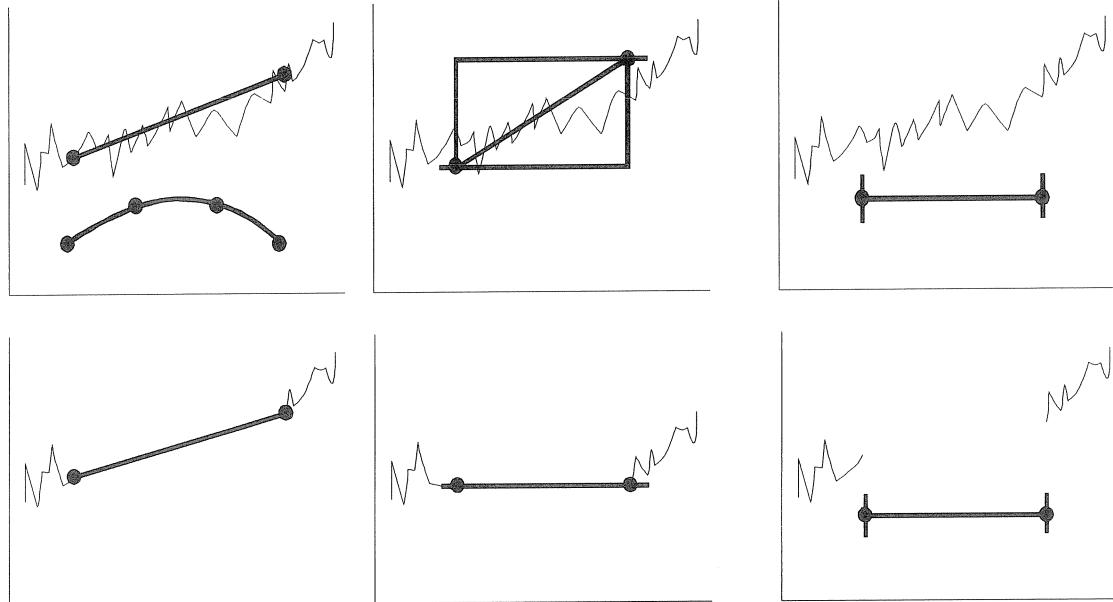
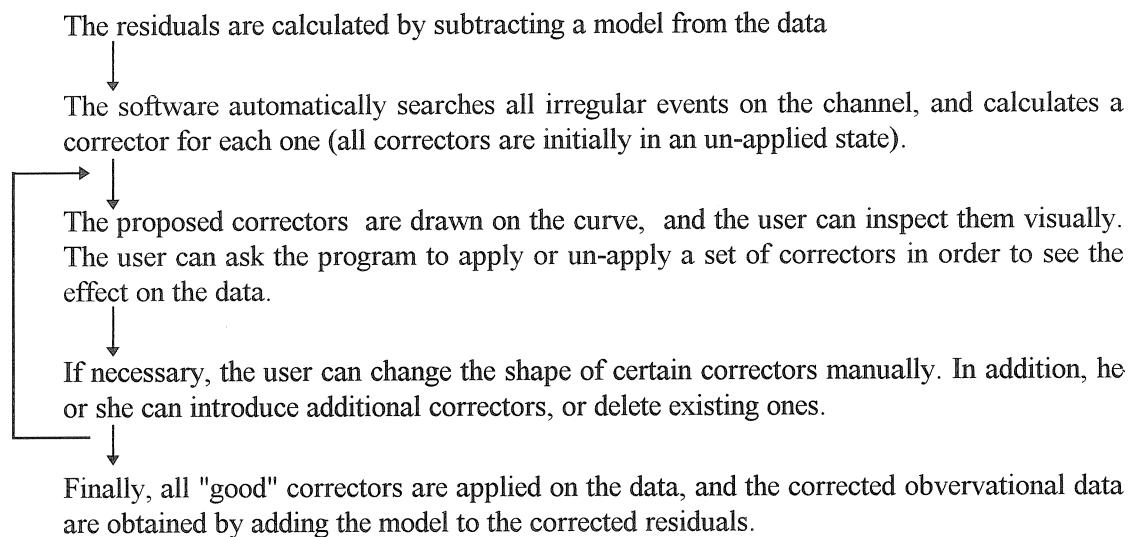


Figure 1. Graphical representation of the different correctors. Left: linear and cubic interpolations; middle: step; right: gap. The node points are drawn as black circles. The top row is in un-applied state, the bottom row is in applied state (the cubic interpolation is not drawn in the bottom row)

In general, the following flow chart is used when processing the data:



In the software, a corrector is represented graphically on the curve using a set of node points and connecting lines. Using the mouse, the user can change the shape and properties of each corrector by dragging one of the node points to a new position.

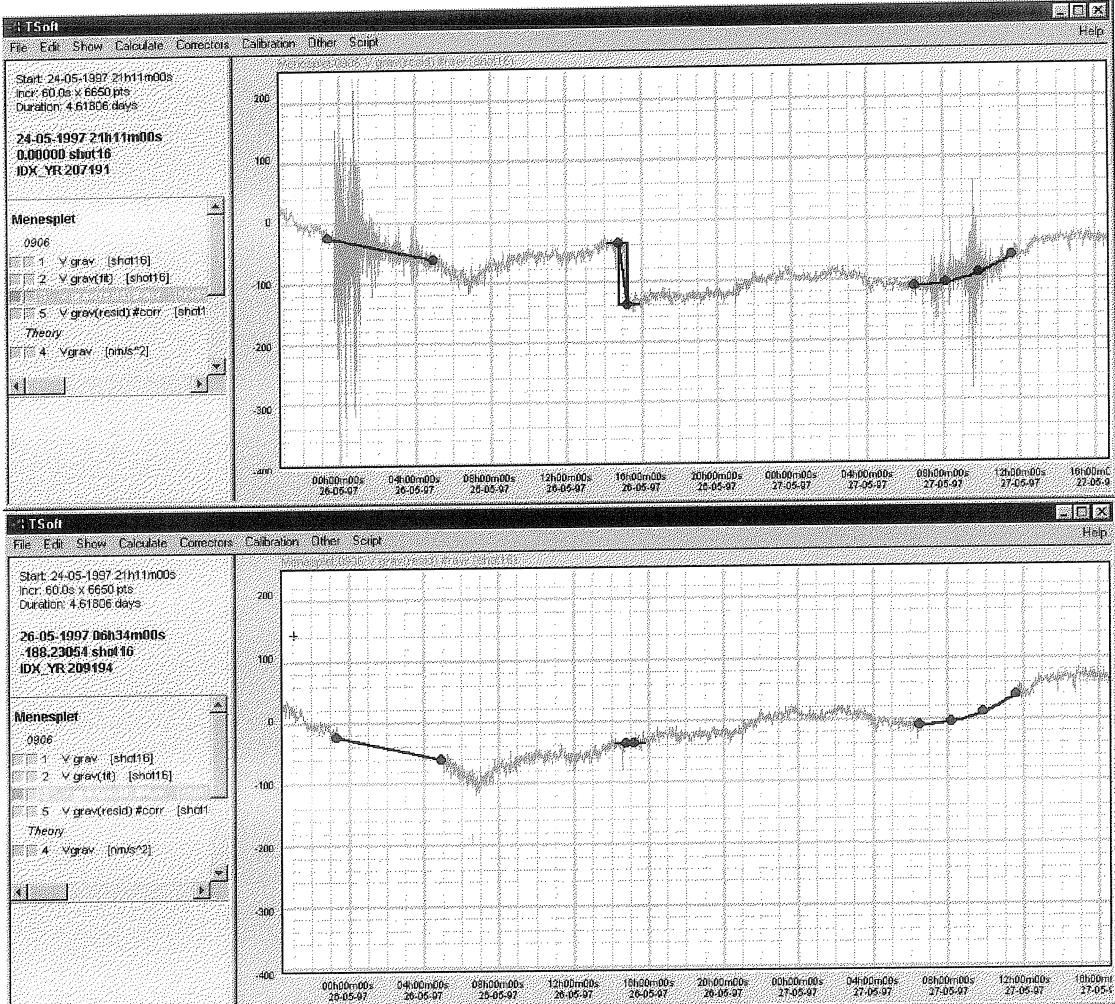


Figure 2. Computer display of the gravity residuals before and after application of the correctors.

Moreover, the program saves the complete information for each control together with the data in the file. As a consequence, the user is able to re-investigate and (if necessary) re-edit the corrections applied on the data at any future moment.

3. The algorithms for event detection

In this section, we give a brief outline of the algorithms used for the automatic detection of events. The data points are denoted by A_i (i ranging from 0 to $n-1$).

3.1 Spikes

The detection system uses the following parameters which can be adjusted by the user:

- Minimum deviation of a spike, D
- Window size W
- Spike envelope E
- Minimum spike / slope ratio F

The following sequence of steps is performed:

1. A low pass filter FL is applied on the data points. This filter has a total length of $2W-1$, and has coefficients that decrease linearly towards the end (e.g. for $W=5$, the filter points are

$1/25 \ 2/25 \ 3/25 \ 4/25 \ 5/25 \ 4/25 \ 3/25 \ 2/25 \ 1/25$). These filtered data points are stored in an intermediate channel B_i .

2. For each point i where the absolute value $|A_i - B_i| > D$, A_i is replaced by B_i . The same filter FL is applied a second time on A_i , and the result is again stored in B_i . This complete manipulation is repeated two times (which proves to be sufficient to have a good convergence). The reason for this step is that very aberrant points could bias the low pass channel B_i too much. Using this step, the spikes are already left out of the calculation of B_i . The final values of B_i are used for the statistics (see section 4)
3. All the zones on the channel where $|A_i - B_i| > D$ are searched on the signal. Each individual zone is enlarged at both edges with an number of points E . If two zones turn out to be neighbouring or even overlapping, they are merged into one single, larger zone.
4. For each zone, a linear interpolation corrector is created covering the whole zone, using the values of B_i at both ends.
5. For each interpolation, the maximum deviation from the interpolation d_{max} is calculated, as well as the absolute value of the difference between the start and end point, d_s . If $d_{max}/d_s < F$, the interpolation is rejected (because it likely to be a step).

3.2 Gaps

The algorithm uses the following set of parameters, which can be changed by the user:

- The interpolation type T , which can be either (1) linear or (2) cubic
- Window size W
- Polynomial degree d
- Maximum gap length L (in data points)

The following steps are performed:

1. All the gaps are detected.
2. For each gap, two polynomials of degree d are fitted, one (called P1) on the last W points before, and an other (called P2) on the first W points after the gap. If one of the polynomials can not be fitted (e.g. because the gap occurs at the end of the file), it is assumed to have a constant value which is equal to the closest value of the other polynomial.
3. If $T=1$, a linear interpolation is created using the value of P1 at the start of the gap, together with the value of P2 at the end of the gap. If $T=2$, a third degree polynomial interpolation is created, using the value of P1 at the start of the gap and its first derivative, together with the value of P2 at the end of the gap and its first derivative.

3.3 Steps

The algorithm uses the following set of parameters, which can be changed by the user:

- Minimum deviation D
- Window size W
- Exclude window size V

The algorithm performs the following steps:

1. At each point p_j of the curve, a multi-linear regression is performed using a first degree polynomial and a step function $S(t)$ ($S(t) = -0.5$ for points to the left of p_j , and $S(t) = +0.5$ for the other ones). This fit is performed inside a window of $2W+1$ points around the point p_j , excluding a small window of $2V+1$ points around p_j . This exclusion window is used in order to disregard intermediate points when a step is occurring more or less slowly. The regression coefficient of $S(t)$ is stored in a temporary channel B_i . This channel is used for the statistics (see section 4)
2. All the zones where $|B_i| > D$ are identified. Each zone is enlarged with an envelope of W points (because each step causes side lobes in B_i with opposite signs), and overlapping zones are merged.

3. For each zone, a step corrector is created having a step value which is the maximum of B_i inside that zone.

4. Statistical information

For the automatic detection of spikes and steps, it is possible to estimate the minimum deviation in a statistical way. For each data point of the channel, the deviation value (i.e. spike or step value) is calculated using the same algorithm as for the detection of the events. Using all these values, a distribution function of the parameter is established.

A channel that actually contains spikes or steps will have a number of “outliers” in this distribution, points that have a much larger deviation than can be explained by a gaussian probability distribution. Clearly, any statistical test concerning the optimum threshold value should be based on the “normal” data points. In order to obtain the distribution of these normal data points, the outliers are rejected using the following iterative procedure

1. A Gaussian model is fitted to the distribution function
2. All points lying in the upper or lower 0.02% are removed from the distribution.
3. Using the remaining points, a new Gaussian model is again fitted.

Steps 2 and 3 of this procedure is repeated until the parameters remain unchanged.

Using the resulting Gaussian model of the normal data points, a 3σ limit is used as a proposal for an optimum threshold value.

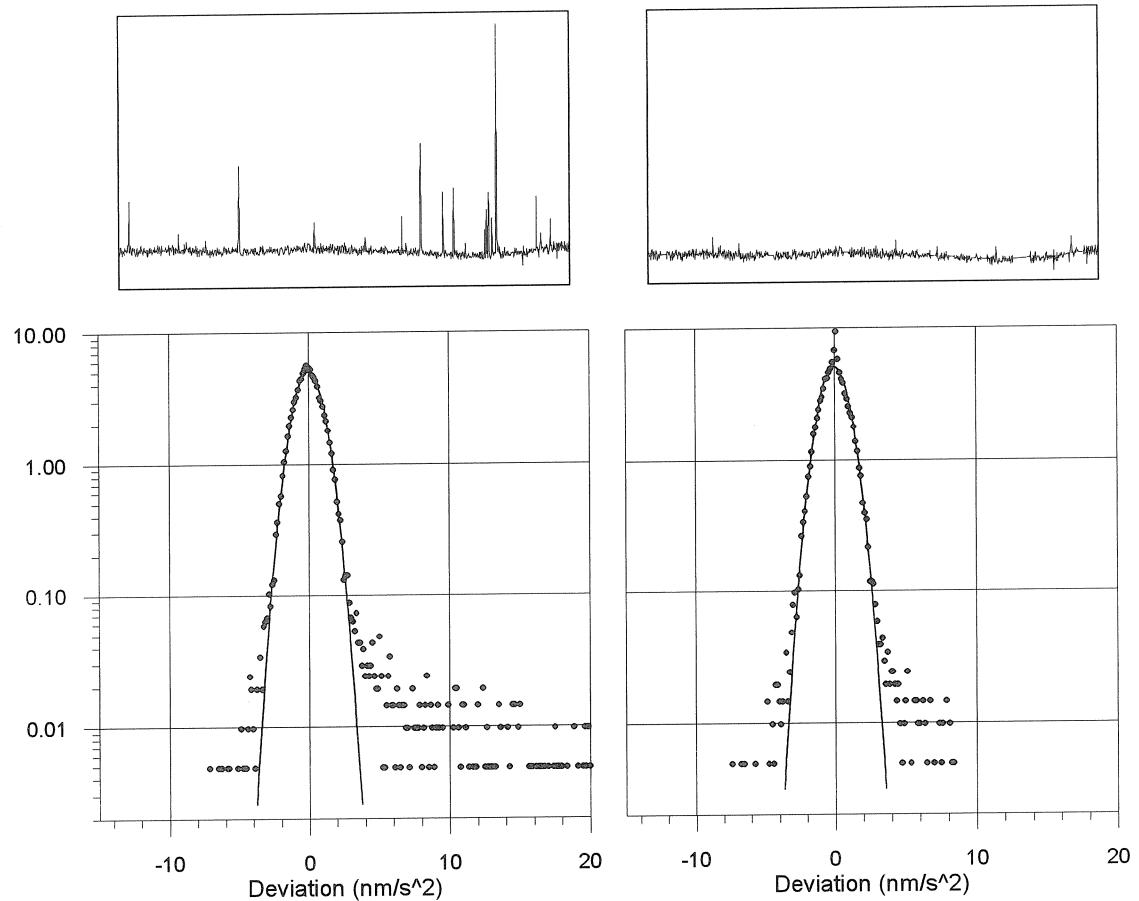


Figure 3. Top row: zoom on a sample set of residuals before (left) and after (right) correction of spikes. Bottom row: distribution function of spike values, based on the complete data set. The circles represent the distribution obtained from the observations, and the line corresponds to the Gaussian model for the “normal” points.

In Figure 3, we show an example of the estimated spike distribution function before and after correction of spikes. The left panel of this figure clearly shows that a Gaussian function is a

good model for the distribution of the “normal” data points. In this case, the outliers are biased towards positive values (as one can also conclude from the zoom on the raw residuals on top). The right panel shows the data after spike correction with an 8 nm/s^2 threshold value. The resulting distribution has an excess of deviations very close to zero, due to the interpolations that have been added and that contain no noise at all.

5. Conclusions

In this article, we presented a new approach to the correction of artifacts in gravity data, implemented in a program called TSoft. This system unifies automatic detection and manual processing into one single graphical and interactive environment. This program allows one to run automatic and objective algorithms for detection and correction of events. However, before the corrections are actually applied on the data, the user can first inspect their impact visually, and, if necessary, change their properties manually. It is also possible to delete existing corrections, or to add new ones.

The possibility to intervene manually in an automatic data correction system is a prerequisite for any high quality data processing system, because there will always be (strong) perturbations in complex situations that are not treated correctly by automatic algorithms. In TSoft, this manual intervention has been made as convenient and as flexible as possible. Even more important, the software allows one at any time to re-inspect and re-edit the corrections that have been made on a certain data set, because the corrections are saved together with the data.

The program TSoft runs on PC's with Windows3.11+Win32s, Windows 95 or Windows NT. It is public domain software and can be downloaded from the web site

http://www.oma.be/KSB-ORB/D1/EARTH_TIDES/TSOFT/tsoft.html,

or obtained from the author (email: Paul.Vauterin@oma.be)

Earthquakes and Tides at Campi Flegrei, Italy

Paul A. Rydelek
Center for Earthquake Research and Information
University of Memphis
3890 Central Avenue
Memphis, TN 38152

I. Selwyn Sacks
Department of Terrestrial magnetism
Carnegie Institution of Washington
5241 Broad Branch Rd.
Washington, DC 20015

Abstract

If earthquakes occurred when the effective stress exceeded some critical value, then faults that are primed and near failure should be susceptible to failure triggered by tidal stress. Evidence of tidal triggering of seismicity on earth, however, is inconclusive: global and large-regional studies report negative results (Knopoff [1964]; Simpson [1967]; Stothers [1990]) but some local studies (Ryall, et al. [1968]; Ulbrich, et al. [1987]) and especially those on volcanic zones (McNutt and Beavan [1981]; McNutt and Beavan [1984]; Rydelek, et al. [1988]) report positive correlations between the tide and seismicity. The inflation of the caldera at Campi Flegrei, Italy in 1982-1984 provided ideal conditions to study tidal triggering. Elastic models that were used to fit the deformation of the ground during inflation suggest that the tidal stress should have a large influence on the inflationary stress, which in turn should affect the seismic activity that accompanied the inflation. The lack of tidal triggering at Campi Flegrei is an unexpected result but one that could be explained by a failure threshold that is rate dependent.

Seismicity and Stress at Campi Flegrei

The Campi Flegrei (Phleorean Fields) volcanic zone, located 20 km west of Mt. Vesuvius, has a long history of tectonic unrest (Lirer, et al. [1987]). The episode of inflation in 1982-1984 produced an alarming 1.6 m of uplift near the town of Pozzuoli, Italy (Fig. 1a). A local seismic network monitors the activity at Campi Flegrei. Before the 1982-1984 inflation the seismic activity at Pozzuoli was low, but nine months after the onset of inflation the seismicity increased enormously and remained high for the duration of the seismic catalog used here,

which lists 8012 events $M \leq 3$ in 279 days. As determined by Pujol and Aster [1990], the seismicity was mainly constrained within a small volume beneath the uplift (see Figs. 1b and 2) and in the depth range 1-3 km. This huge increase in seismicity is undoubtedly related to the inflation of the caldera. Moreover, analysis of high quality seismograms by Aster and Meyer [1988] shows that the nature of faulting conforms to a near-surface pattern of tensile stress that is consistent with the general model of a pressurized magma chamber at depth (see Fig. 2).

The deformation of the ground (Fig. 1b) during inflation has been previously well modeled with a finite element elastic model (see Fig. 1c; Bianchi, et al. [1984]; Bianchi, et al. [1987]). This model takes into account the depth dependent temperature and pressure effects on elastic properties as well as the heterogeneous structure of the caldera revealed from seismic studies. Model results suggest that the stress rate at appropriate depths is the same order of magnitude as the solid-earth tide, and the laboratory-like conditions provided by the inflation enable a quantitative assessment of tidal triggering.

The temporal change in the stress field estimated from the model is shown in Figure 3 for several depths spanning the hypocenters of the earthquakes that occurred during inflation. The tidal stress at Pozzuoli, computed from tidal theory (Longman [1959]) with a seismologically constrained elastic earth model, is superimposed onto the inflationary stress in the figure. A certain scaling factor (1/6) is applied to the tidal stress to allow for the average reduction in the shear rigidity of the caldera that was estimated from the analysis of seismic travel times. It is clear from Figure 3 that the tide should significantly modulate the inflationary stress, which in turn should affect the seismicity, resulting in tidally triggered events (see Fig. 3 inset). This expectation, however, is based on several assumptions: (a) the model of inflation is valid, (b) the seismogenic stress from inflation is sufficiently smooth on the time scale of tidal stress variations and that inflationary and tidal stress can be superimposed, and most important (c) earthquakes occur when a critical level of stress is reached.

Analysis of catalog

We checked the seismic catalog from Pozzuoli for evidence of tidal triggering following a method by Schuster [1897] that is described in detail elsewhere (Heaton [1975]). Briefly, Schuster's method is designed to detect, and statistically evaluate whether there is a significant correlation between the times of

earthquake occurrence and tidal phase. Since tidal phase depends on the tidal stress used in Schuster's method, we chose the optimal combination of stress components for Coulomb failure on near-surface tensile fractures.

No evidence of significant tidal triggering was found in the catalog. We have estimated (Rydelek, et al. [1992]) that any tidal influence on the rate of seismicity from inflation is well below a 10% effect in the catalog. As a comparison, the Schuster method is sensitive enough to easily detect a diurnal modulation of about 5% in the catalog (Rydelek and Sacks [1989]) caused by missed events during the day when noise levels are higher on seismograms. The origin times of the events in the catalog were also spectrally analyzed, and although the spectrum did reveal a diurnal peak from the daily noise variation, no significant spectral peaks at tidal periodicities were found. Based on Figure 3, however, the tidal modulation of the inflationary stresses may be of order 30-50%, an amount that would certainly be easily detectable if the rate of seismicity were similarly affected.

Discussion and summary

The lack of tidal triggering suggests that one (or more) of the above assumptions is wrong. We discuss elsewhere (Rydelek, et al. [1992]) that a tidal influence may be too small to detect if the tidal scaling factor was at least another factor of 5 smaller (total of 1/30). This would seem to imply that the model used to estimate the inflationary stress is in error by about this same factor. The fact that the model is a good fit to the observed ground deformation in Fig. 1c argues that such a large error is unlikely and that assumption (a) is most likely correct. That the inflation is smooth in assumption (b) is based on the uplift record of Pozzuoli shown in Fig. 1a. In addition, De Natale and Zollo [1986] found that the spatial distribution of the events from the Pozzuoli catalog was very localized with an apparent stable rate of seismicity, and that no spreading was evident, unlike other swarm sequences. Since the seismicity is controlled by the inflation, such characteristics of the seismicity are consistent with a smooth and steady inflation.

The last assumption (c) of earthquakes occurring when a failure threshold has been exceeded is the most suspect. Indeed, a rate dependent threshold could explain the lack of tidal triggering in our results, and also shed light on the behavior of foreshocks and aftershocks. (The instantaneous stress drop from a nearby foreshock is usually sufficient to load a section of the mainshock fault

above failure, but mainshocks are often delayed by minutes to days and this varies from earthquake to earthquake.)

Consider a failure threshold that is normal for slow stress changes (i.e. inflation; tectonic) and earthquakes occur when the seismogenic stress exceeds this threshold. But suppose that the failure threshold is effectively higher for more rapid stress changes (e.g. the tide; foreshocks or aftershocks). Thus a certain increase in stress that caused failure when the stress changed slowly would now be ineffective in the stress changed rapidly and did not persist for a long time because the fault appears "stronger"; alternatively, the higher frequency stress is less efficient at producing failure. In other words, earthquakes would not necessarily occur when the stress exceeded a critical value for a short time only. If this frequency dependence is modeled as a single pole lowpass filter, and taking the inflation as the DC limit, then a filter time-constant of 20 hours would result in an attenuation of the dominant semidiurnal M₂ tide by the necessary factor of 1/5 (see above). But this time-constant is only a lower limit since tidal triggering is not observed.

The attenuation of a tidal influence at Pozzuoli is so large that time dependent failure seems unavoidable; this conclusion that is also consistent with observations of time delays between foreshocks and mainshocks. A possible explanation for time dependent failure comes from models in experimental rock mechanics used to explain fracture data (Freiman [1984]). Instead of the growth of a single crack, large-scale failure of a sample is found to occur after slow-growing microscopic cracks have formed in confined regions and then coalesced into a macroscopic fracture surface. The growth of microcracks is controlled by both the stress regime and the diffusion of chemical agents (e. g. water) into crack tips. Distinct stages of microcrack growth are observed (see Fig. 4a): an initial starting phase, followed by steady-state stress independent behavior, then rapid acceleration and coalescence into ultimate failure: Once past the initial stage that produces damage, the spreading rate of a crack is independent of the applied stress provided that a certain elevated level of stress (such as the inflation) drives the system. In this steady-state stage, the damage and recovery of the material are somewhat balanced, resulting in approximately constant crack velocity. Clearly, in this stage any additional stress, which does not generate new cracks (e.g. small tidal stress), will not significantly affect failure.

The material, however, does become effectively progressively weaker under long-term stress. Destressed patches are formed in wake of the fracture fronts

and the area of these patches will continually increase with time (see Fig. 4b). The region surrounding these patches is unbroken but highly stressed from internal loading, and therefore closer to failure. Diffusion appears to limit microcrack propagation to $\sim 10^{-3}$ m/sec or less. Therefore, cracks could extend up to 100 m in 20 hours, which seems more than enough to significantly reduce the effective locked surface of a fault zone, especially for small earthquakes.

To summarize, though the actual microscopic failure threshold is time independent, the reduction of effective area due to diffusion-limited effects causes faults to be weaker for long-term stresses. On the moon, where faults are quite dry, triggered seismicity is clearly observed (Lammlein, et al. [1974]).

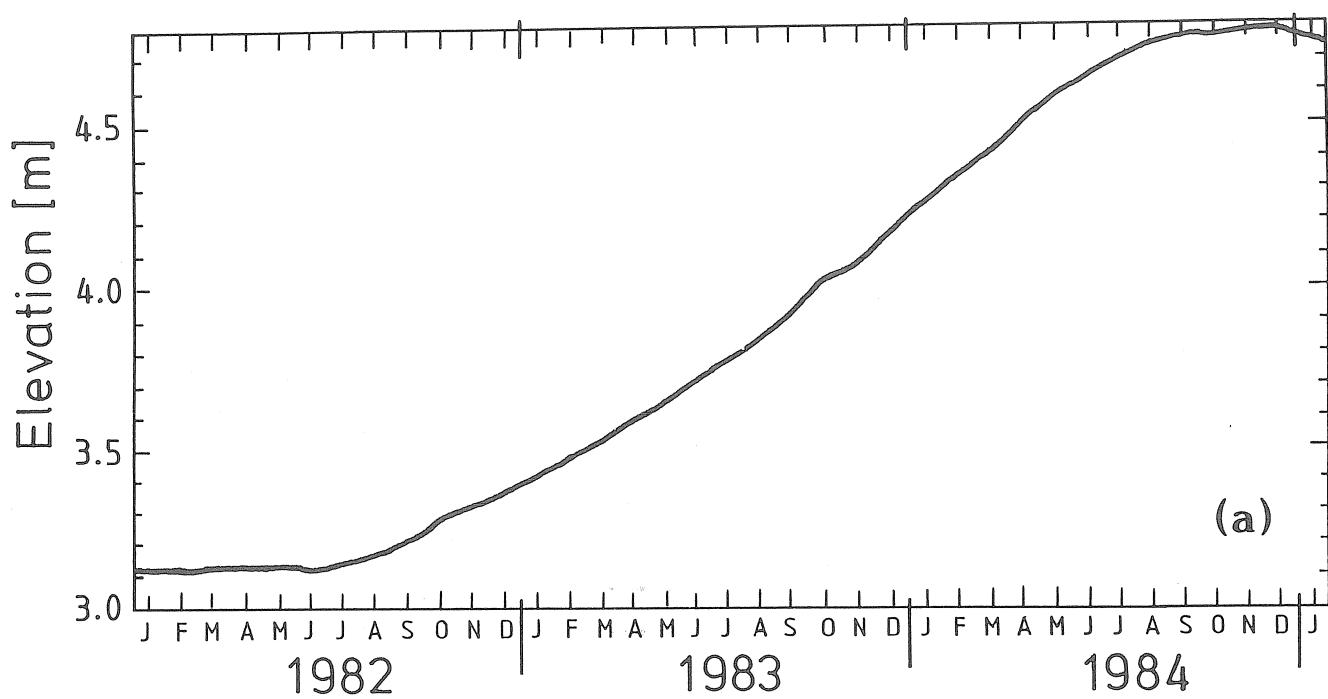


Figure 1a

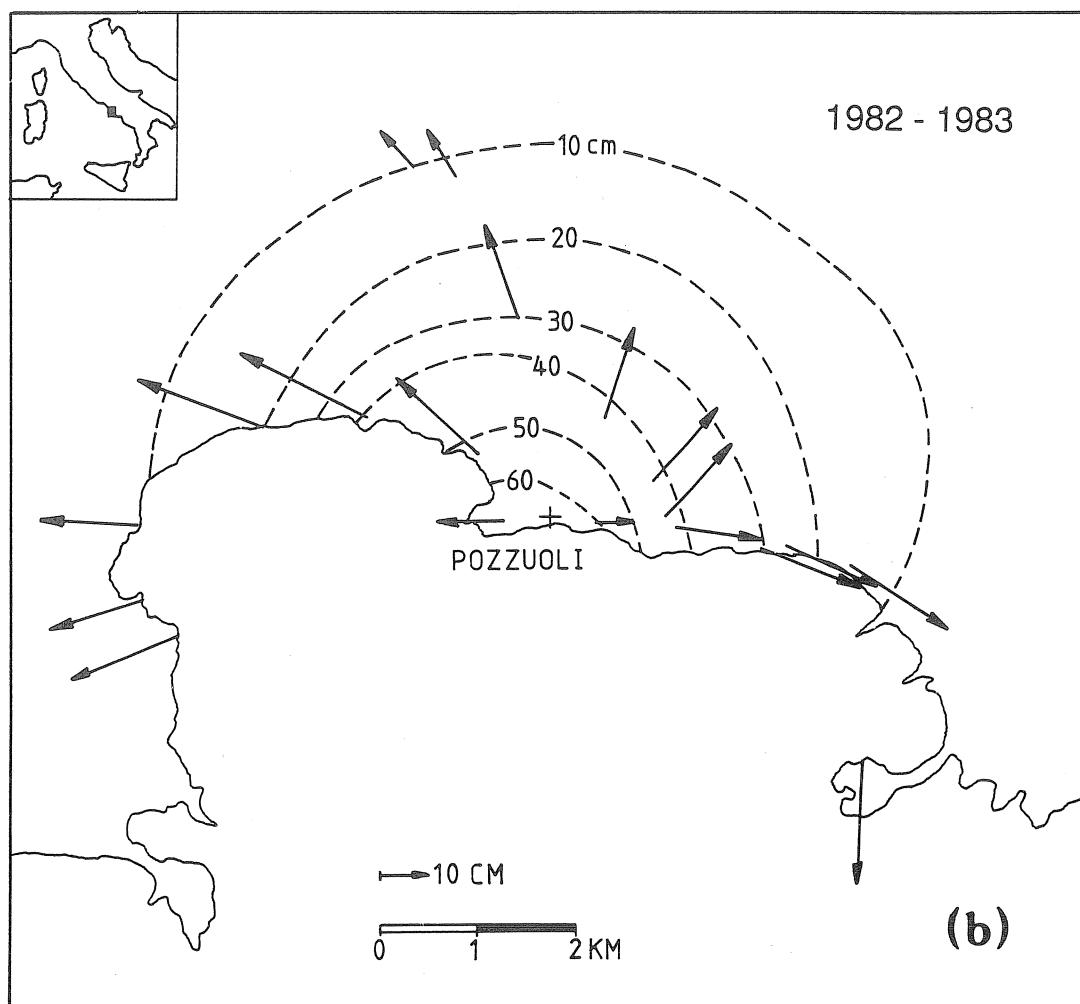


Figure 1b

Figure Captions

Figure 1. (a) Elevation of the Port of Pozzuoli during the 1982-1984 inflation at Campi Flegrei. Before November 1982, the seismic activity at Pozzuoli was less than moderate, but following a $M = 3$ earthquake in March 1983 the activity increased enormously. The seismic catalog used in this study is from July 1983 - May 1984 and contains 8012 events. (b) Map view of the ground deformation that occurred at Pozzuoli during the interval June 1982 - June 1983. (c) Cross-sectional view of the deformation. The horizontal and vertical displacements are the solid and open circles, respectively, and the dashed lines show the fit of Bianchi's finite element model (Bianchi, et al. [1984]). The abscissa is distance from the epicenter of the magma chamber (see Fig. 2).

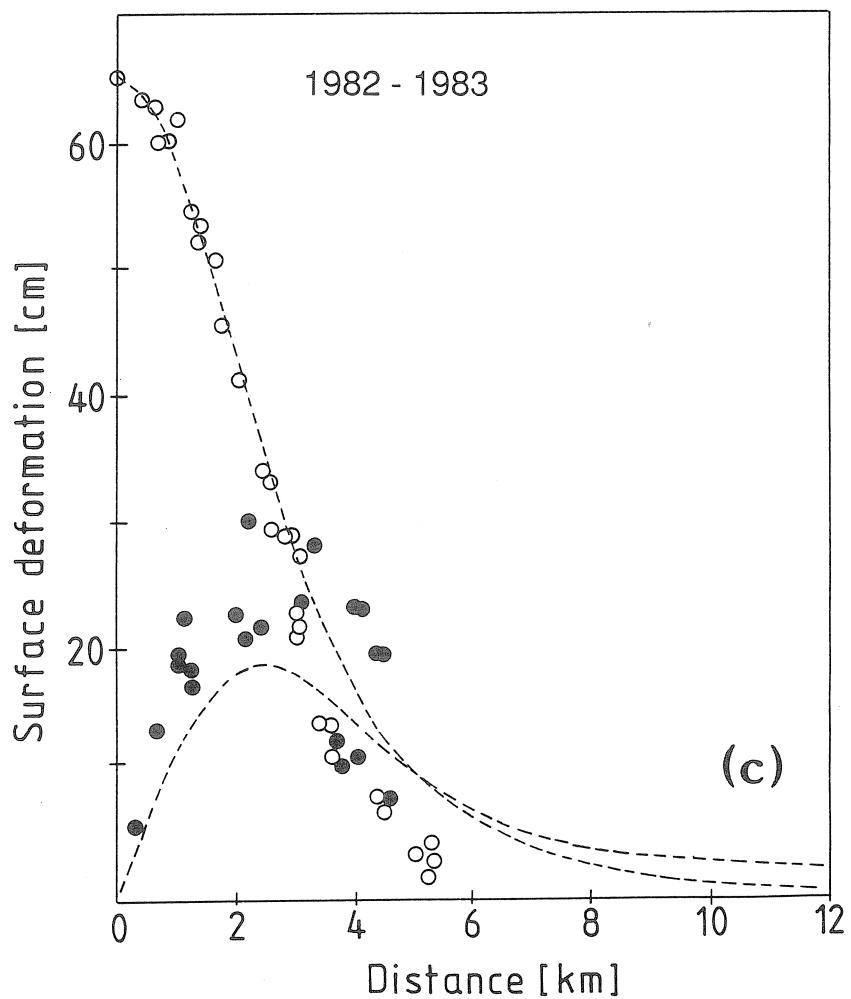


Figure 1c

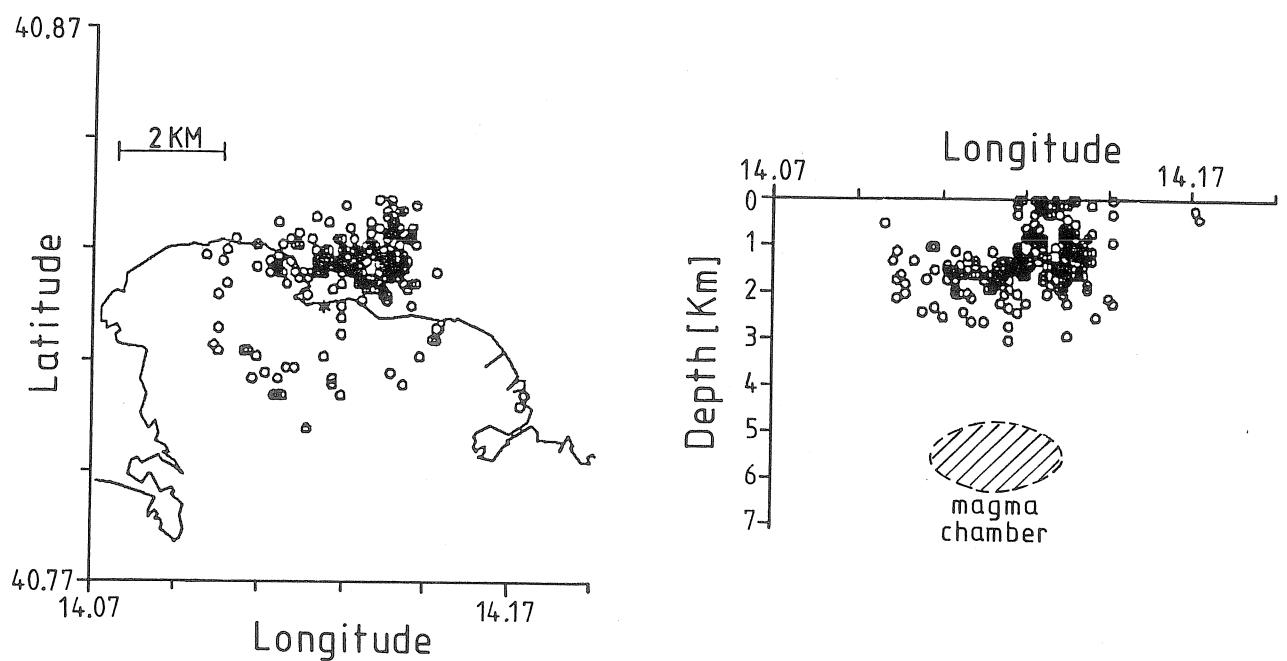


Figure 2

Figure 2. Hypocenters of 228 selected events from the Pozzuoli catalog, located by the method of joint hypocentral determination (Pujol and Aster [1990]). Location and size of the magma chamber from Bianchi's model (Bianchi, et al. [1984]) are drawn to scale. This model was used to estimate stress show in Fig. 3.

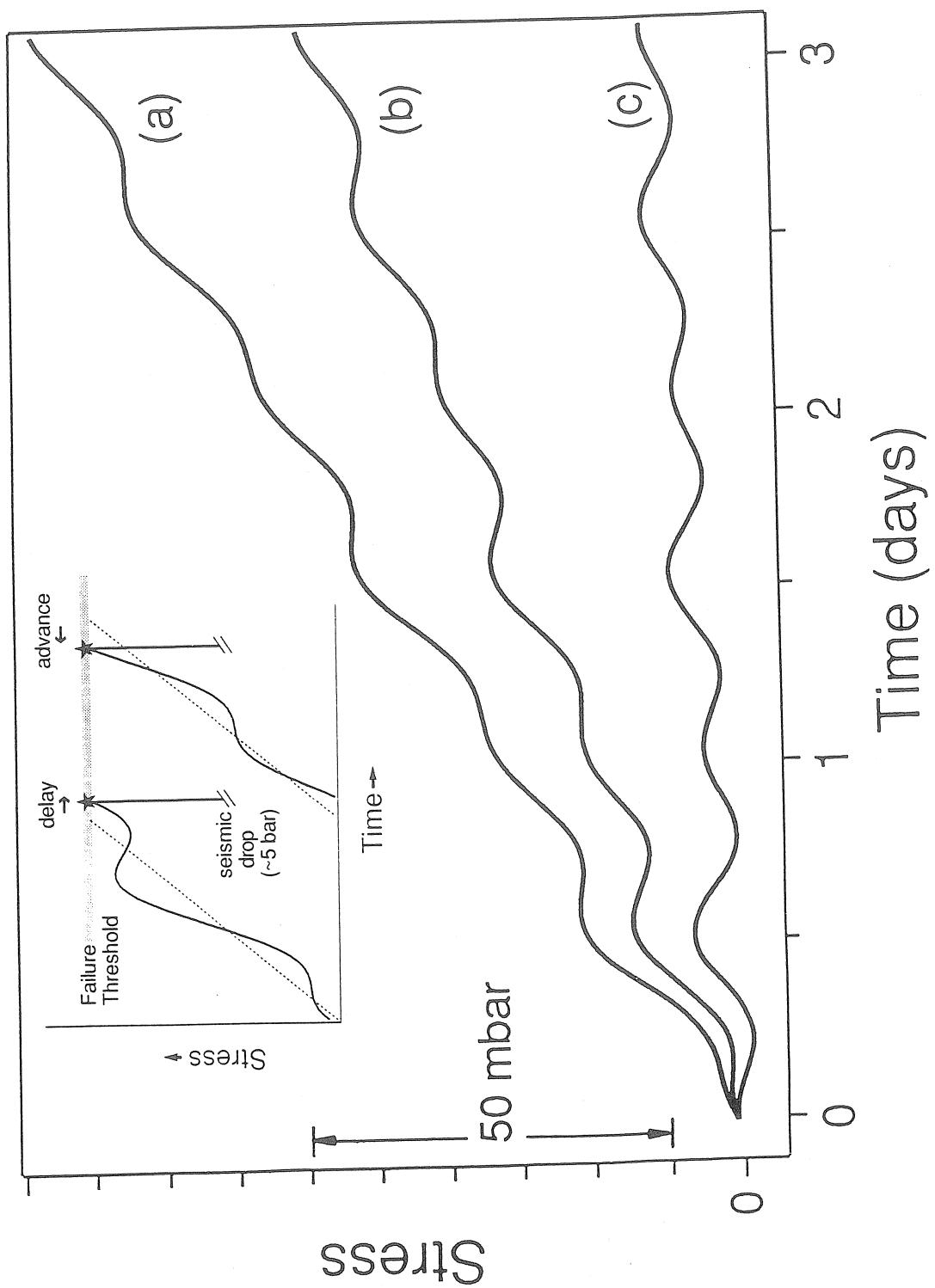


Figure 3

Figure 3. Superposition of the stress from inflation and the solid-earth tidal stress at Pozzuoli. Tidal stress is scaled by 1/6 and inflationary stress is drawn using rates inferred from Bianchi's model (Bianchi, et al. [1984]): (a) 11.3 bar yr^{-1} at a depth of 1.75 km, (b) 6.9 bar yr^{-1} near the surface, and (c) 1.3 bar yr^{-1} at a depth of 3.5 km. The lower stress rate at depth is a result of low rigidity in the model near the magma chamber. The depth of 1.75 km is close to the average hypocentral depth of 1.23 km of the seismicity at Pozzuoli. The inset shows tidal triggering. The dashed line is the stress from inflation and the solid curve is the inflation plus tide. Tidal stress may advance and delay earthquakes, thus modulating the average rate of seismicity from inflation.

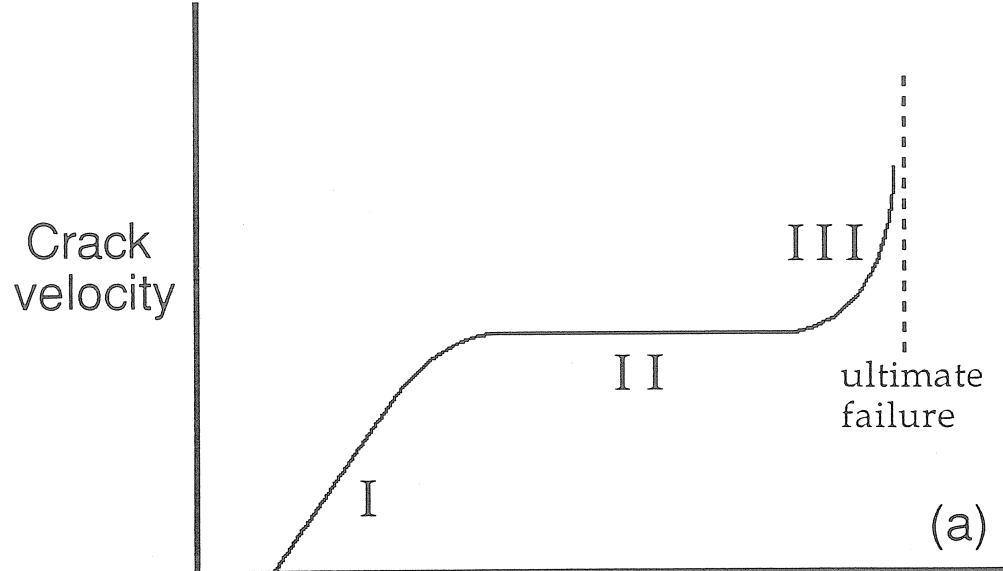


Figure 4a

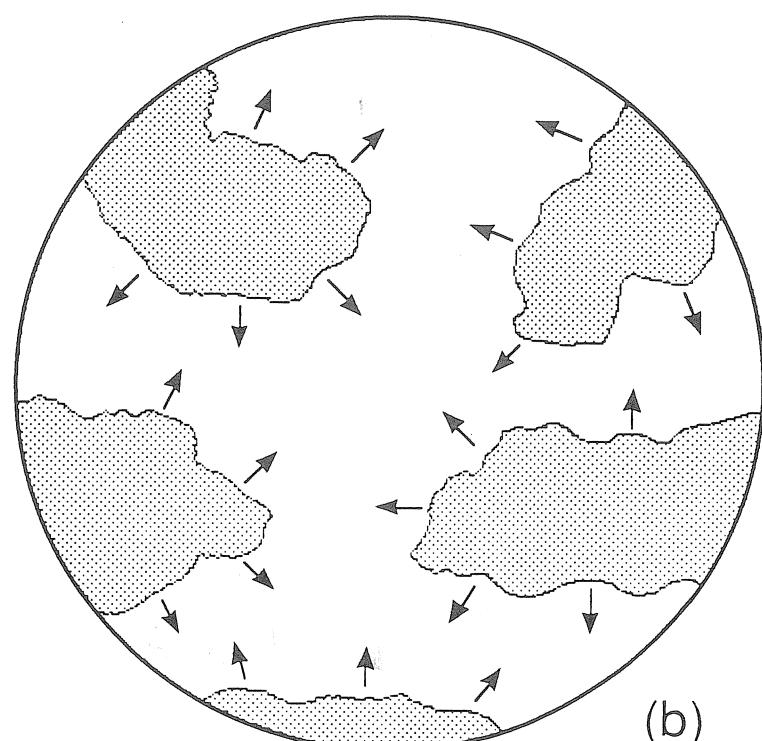


Figure 4b

Figure 4. (a) Schematic of the slow growth of cracks. Above a certain threshold level of stress, damage starts to occur in stage I and the crack velocity is proportional to the applied stress. In stage II, however, both damage and recovery occur and the crack velocity is roughly constant, i.e. independent of the intensity of the stress. Thus, additional small stress in stage II will not significantly affect the time to failure. As more and more microfractures coalesce the material becomes progressively weaker because the unbroken area decreases and macroscopic failure eventually occurs in stage III. (b) Section of a fault showing patches (hatched areas) where cracks have already spread and destressed some material. The remaining unbroken area is therefore more highly stressed and therefore is more likely to fail at a given level of stress.

References

- Aster, R. C. and R. P. Meyer (1988), Three-dimensional velocity structure and hypocenter distribution in the Campi Flegrei caldera, Italy,, *Tectonophysics*, **149**, 195-218.
- Bianchi, R., A. Coradini, C. Federico, G. Giberti, P. Lanciano, J. P. Pozzi, G. Sartoris and R. Scandone (1987), Modeling of surface deformations in volcanic areas: the 1970--1972 and 1982--1984 crises of Campi Flegrei, Italy,, *J. Geophys. Res.*, **92**, 14139-14150.
- Bianchi, R., C. Coradini, G. Federico, G. Giberti, G. Sartoris and R. Scandone (1984), Modeling of surface ground deformations in the Phlegraean Fields volcanic area, Italy,, *Bull. Volcanol.*, **47**, 321-330.
- Freiman, S. W. (1984), Effects of chemical environments on slow crack growth in glass and ceramics, *J. Geophys. Res.*, **89**, 4072-4076.
- Heaton, T. H. (1975), Tidal triggering of earthquakes, *Geophys. J. Roy. astr. Soc.*, **43**, 307-326.
- Knopoff, L. (1964), Earth tides as a triggering mechanism for earthquakes, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **54**, 1865-1870.
- Lammlein, D., G. V. Latham, J. Dorman, Y. Nakamura and M. Ewing (1974), Lunar seismicity, structure, and tectonics, *Rev. Geophys. Space Phys.*, **12**, 1-21.
- Lirer, L., G. Luongo and R. Scandone (1987), On the volcanological evolution of Campi Flegrei, *EOS*, **68**, 226-234.
- Longman, I. M. (1959), Formulas for computing the tidal accelerations due to the moon and sun, *J. Geophys. Res.*, **64**, 2351-2355.
- McNutt, S. R. and R. J. Beavan (1981), Volcanic earthquakes at Pavlof Volcano correlated with the solid earth tide, *Nature*, **294**, 615-618.
- McNutt, S. R. and R. J. Beavan (1984), Patterns of earthquakes and the effect of the solid earth and ocean load tides at Mount St. Helens prior to the May 18, 1989, eruption, *J. Geophys. Res.*, **89**, 3075-3086.
- Pujol, J. and R. Aster (1990), Joint hypocentral determination and the detection of low-velocity anomalies: an example from the Phlegraean Fields earthquakes, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **80**, 129-139.
- Ryall, A., J. D. VanWormer and A. E. Jones (1968), Triggering of microearthquakes by earth tides and other features of the Truckee, California earthquake sequence of September, 1966, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **58**, 215-248.

- Rydelek, P. A., P. A. Davis and R. Y. Koyanagi (1988), Tidal triggering of earthquakes swarms at Kilauea Volcano, Hawaii, *J. Geophys. Res.*, **93**, 4401-4411.
- Rydelek, P. A. and I. S. Sacks (1989), Testing the completeness of earthquake catalogues and the hypothesis of self-similarity, *Nature*, **337**, 251-253.
- Rydelek, P. A., I. S. Sacks and R. Scarpa (1992), On tidal triggering of earthquakes at Campi Flegrei, Italy, *Geophys. J. Int.*, **109**, 125-137.
- Schuster (1897), On lunar and solar periodicities of earthquakes, *Proc. Roy. Soc.*, **61**, 455-465.
- Simpson, J. F. (1967), Earth tides as a triggering mechanism for earthquakes, *Earth planet. Sci. Lett.*, **2**, 473-478.
- Stothers, R. B. (1990), A search for long-term periodicities in large earthquakes of Southern and Central California, *Geophys. Res. Lett.*, **17**, 1981-1984.
- Ulbrich, U., L. Ahorner and A. Ebel (1987), Statistical investigations on diurnal and annual periodicity and on tidal triggering of local earthquakes in Central Europe, *J. Geophys.*, **61**, 150-157.

High Accurate Tidal Data from a Gs 15 Gravimeter

Jaroslav Brož, Zdeněk Šimon
Research Institute of Geodesy, Topography and Cartography

Petr Vanka
Department of Geophysics, Charles University, V Holešovičkách 2,
CZ 180 00 Praha 8

Antonín Zeman
Faculty of Civil Engineering Czech Technical University in Prague , Thákurova 7,
CZ 166 29 Praha 6

Abstract: A twenty years series of measurement with the gravimeter Gs 15 No. 228 at the station 0930 Pecný gave the parameters of the tidal waves with a relatively high accuracy. After the analog recording device has been replaced by a digital one the inner accuracies of the resulting amplitude factors δ and phase lags κ are approaching the accuracies of superconducting gravimeters. A further amendment of the results might be expected from the application of a feedback system.

1. Introduction

At the Geodetic Observatory Pecný the tidal measurements with the gravimeter Gs 15 No. 228 have been performed since 1975 in cooperation between the Research Institute of Geodesy, Topography and Cartography and the Faculty of Civil Engineering of the Czech Technical University in Prague. The observation process with a special emphasis on the record calibration is described in (Brož et al.,1989), (Dittfeld et al.,1990), (Volkov et al.,1990).

The gravimeter Gs 15 No. 228 is equipped with a device for an electromagnetic record calibration. In 1976 it was completed with a firm analog recording device consisting of the voltage supplies for gravimeter, output signal amplifier, Butterworth filter with a time constant of approx. 16 s and of the Siemens Kompensograph III recorder.

With this analog device the measurements were carried out till 1995. The data, i.e. the hourly ordinates, from the twenty years period of measurements (1976 - 1995) were overall processed, see (Brož et al.,1996). The program ETERNA 2.1 (H.- G. Wenzel, University of Karlsruhe) was used for the tidal analysis. The influence of the air pressure variations was removed in the analysis and the Tamura's tidal potential development was used, see Annex 1. Only the data from 4555 days were used for the analysis because there were many gaps in the measurements (measurements at other stations, technical and technological reasons). Nevertheless, the accuracy of the results is high with respect to the used gravimeter. The RMS error of a measured ordinate resulting from the analysis is 4.745 nm s^{-2} and the RMS errors of the resulting parameters δ and κ of the tidal waves are only three times greater than those of twelve years series of measurements with the superconducting gravimeter GWR - T3 at the station Bruxelles (Melchior et al., 1995), see (Brož et al.,1995).

In 1995 the analog recording device of the data of the gravimeter No. 228 was replaced by a digital one. As we expected, the digital record brought a substantial increase of the accuracy of the results which will be shown in Chapt. 3.

2. Digital data acquisition system at the station Pecný

The digital acquisition system of the gravimetric and meteorological data at the station Pecný consists of three units: A/D converter, computer and time base.

The card AD18P (fa JanasCard, Praha) is used as an analog - digital converter. It consists of an A/D converter with an own processor and a 1 mA current supply. This supply enables to use the resistance sensors. The integral principle of the converter gives the possibility to change the integration range from 5 to 320 ms which corresponds to the resolution between 16 and 22 bits. The card uses an autocalibration and is galvanically separated from the computer. It has 16 single or 8 pseudodifferential inputs. With the simultaneous recording of the voltage and resistance sensors it is possible to connect 7 pseudodifferential inputs. The range of the A/D converter is ± 2.5 V. Till now the following channels are connected on the input of the card at the station Pecný:

gravity (gravimeter Gs 15 No. 228),
gravity (gravimeter LCR No. 137G),
air temperature at the station (Pt 100),
air temperature in the recording room (Pt 100),
air pressure (microbarometer SKIBA),
outer air temperature (HUMISTAR, Polovodiče, a.s. Praha),
outer air humidity (HUMISTAR, Polovodiče, a.s. Praha).

The signal of the gravimeter Gs 15 No. 228 is first amplified and filtered in the same way as with the analog recording system (Chapt.1) and parallelly recorded on the Kompensograph Siemens.

The converter is built into a PC IBM (processor i386 SX) and the data are stored on the harddisc (120 MB). The internal computer time is substituted by the DCF - 77 time signal. The receiver of the signal is connected to the computer through a serial port.

It was experimentally proved that for the gravimetric channels 20 bits resolution must be used while for the meteorologic channels 18 bits are sufficient. Thus we get the resolutions of 0.1 nm s^{-2} in the gravimetric data, 0.05°C in the temperature and 0.1 hPa in the air pressure. The system samples all channels every second and one-minute means are stored on the harddisc in 3 files. Two of them are the gravimetric files containing the date, time in hours and minutes of UTC, tidal ordinate in volts and air pressure in hectopascals. The third file contains the other data, i. e. temperature in Celsius degrees and relative humidity in per cent. These data are stored for each whole hour only. The one - minute data are simultaneously displayed on the monitor. Each midnight the data are moved from the harddisc to a floppydisc.

The gravimetric data are in the ETERNA 3.20 format (Wenzel, 1994), (Wenzel, 1995). Later on they are processed by the programs of H.-G. Wenzel PRETERNA (removing of the steps, spikes and gaps in the data and filtration to the one - hour data) and ETERNA 3.20 (tidal analysis). Because the PRETERNA program gives not the possibility to calibrate the data of the gravimeter with a time variable scale, the program REGDOS was compiled for the transformation of these data measured in volts to the values expressed in the acceleration units (nm s^{-2}).

In addition to the program of data sampling special programs for the record calibration and the instrumental damping determination were compiled. All the programs are written in the Pascal language which is implemented on the card AD18P.

3. Measurements in 1996, results

The measurements with the gravimeter Gs 15 No. 228 with a digital record were performed from December 18, 1995 to September 26, 1996. Uninterrupted data of 284 days were obtained. Beside the digital record a further important improvement was that the instruments were connected to 24V DC / 220V AC converters. So the disturbances caused by failures in the electric net were eliminated.

The analysis was performed by ETERNA 3.20 and associated programs (Chapt.2) in several variants. The main variant used the Tamura's tidal potential development and Pertsev's filter with 51 coefficients for the drift elimination. The influence of the air pressure variations was removed and tidal waves were divided into 15 groups in the range from diurnal to quarter - diurnal waves. The results are in the Annex 2. From the analysis we have received a RMS error of one tidal ordinate of 1.492 nm s^{-2} , the RMS errors of the tidal parameters δ and κ of the tidal waves from this nine - months measurement are less than the corresponding RMS errors from the twenty - years analog measurement.

There is no systematic difference between the amplitude factors δ from the new digital measurement and from the previous long - term analog recording. But the digital record is ahead of the analog one by approx. 25 s. Consequently, the phase lags κ are shifted to the positive values by 0.1° with the diurnal waves and by 0.2° with the semidiurnal waves. The κ value of the M2 wave is now -0.05° after the correction for the ocean tides. This corresponds better to the theory (Dehant and Zschau, 1989) than the earlier value -0.25° obtained from the analog record. With the analog record an exact timing of the tidal ordinates is not possible. At the recording speed 30 mm/h a systematic time shift of 25 s corresponds to 0.2 mm only. However, the digital record gave anomalous phases for the waves S2 and K2. The results of the twenty - years analog measurement and nine - month digital measurement are compared in Tab.1.

The high inner accuracy of the digital measurement stimulates us again to make a comparison with the results of a superconducting gravimeter. Therefore in Tab.1 also the results of a three - years measurement with the gravimeter TT 70 No. 018 at the station Potsdam are given. They were kindly made available to us by H.- J. Dittfeld (GeoForschungsZentrum, Potsdam). A comparison of the RMS errors of the parameters δ and κ of the tidal waves proves the qualities of the gravimeter Gs 15 No. 228. Nevertheless, a more exact conclusion cannot be made because both series of measurements are of essentially different lengths and the data of the Potsdam station have evidently been analysed by another variant of the program ETERNA with a different RMS error estimate.

Because the hourly ordinates of the superconducting gravimeter at Potsdam have also been made available by H. - J. Dittfeld we also removed from them a series of 284 days and analysed it exactly in the same way as the data of the gravimeter Gs 15 No. 228 by the ETERNA 3.20 program. Both results are compared in Tab. 2. We can see that the inner accuracy of the digital recording with the Gs 15 gravimeter is approximately only two times worse than the accuracy of a high quality measurement with a superconducting gravimeter at Potsdam in the range of diurnal and shorter waves. With the diurnal waves the ratio of RMS errors is even 1.5. So, we can conclude that in the investigated range the accuracy of the gravimeter Gs 15 No. 228 is comparable to the accuracy of a superconducting gravimeter. The amplitude spectra of the residuals after the adjustment for both gravimeters are in Fig.1.

The data of the gravimeter Gs 15 were also analysed in several other variants of the program ETERNA 3.20. In Tab. 3 the results of the analysis with the elimination of the air pressure influence and without it are compared. The elimination of the air pressure influence reduces the RMS errors two times on the average. With the main waves the changes of the δ

factors are of the order of 10^{-4} , obviously with exception of the S2 wave. With the small waves the changes may be of the order of 10^{-3} .

No significant difference was found between the results of the analysis based on the Tamura's tidal potential development on the one hand and CTED on the other, see Tab. 4.

All eight filters for the drift elimination included in ETERNA 3.20 were used for the analysis. The used filter influences the RMS error of one measured ordinate. The greatest value of 1.811 nm s^{-2} gives the Pertsev's filter with 37 coefficients, the smallest value of 1.217 nm s^{-2} is produced by the Wenzel's filter with 145 coefficients. Corresponding differences are in the RMS errors of the tidal parameters. The changes of the parameters δ may reach some units of 10^{-3} with some small waves. The quality of the filter is also expressed in the residual spectrum. A more perfect and sufficiently long filter eliminates better the noise on the low frequencies.

Although only a nine - months period of the digital measurements with the Gs 15 are available now we have tried to determine also some long - periodic waves. In Tab. 5 the results are compared with the results of the previous long - term analog measurements and with the results of the superconducting gravimeter at Potsdam. It is evident that with the Gs 15 gravimeter the length of the measurement is more important for the accuracy of the results than the accuracy of recording. Unfortunately, even a long - term measurement with this gravimeter cannot give a comparable accuracy of long - periodic waves to that of a superconducting gravimeter.

4. Conclusions

From the previous chapters it follows that at a good station with a good Gs 15 gravimeter and carefull maintenance it is possible to reach in the range of diurnal and shorter waves an accuracy of the results which is almost equal to that of the superconducting gravimeter.

Anyway, it concerns only an inner accuracy. The realistic accuracy of the determined amplitude factors δ depends above all on the accuracy of the record calibration. With regard to this the Gs 15 gravimeter has some advantages. As shown in (Brož et al., 1989) and (Dittfeld et al., 1990) it is possible to eliminate the influence of the non - linearity of the micrometer of the gravimeter and so reach an accuracy of 1×10^{-3} in the record calibration.

The accuracy of the phase lag determination depends on the accuracy of timing the tidal ordinates, which is no problem with the digital record, on the one hand and on the accuracy of the determination of the instrumental damping corrections on the other hand. An exact method for the determination of them described in (Wenzel 1994a) may be also used with a Gs gravimeter if it is equipped with an electromagnetic calibration device. This device gives also the possibility to complete the gravimeter with a feedback system (Orejana and Vieira, 1983) which promises a further increase of the quality of measurement.

References:

- BROŽ, J. - ŠIMON, Z. - DITTFELD, H.-J. - KOLENATÝ, E. (1989): Methods for Checking Micrometer Linearity with Askania Gravimeters. Study of the Earth Tides, Bull. No. 9. Hung. Geoph. Inst. „L. Eötvös“, Budapest.

BROŽ, J. - ŠIMON, Z. - ZEMAN, A. (1996): Tidal Station Pecný. Results of 20 Years of Observation with the Gravimeter Gs 15 No. 228. Proceedings of Research Work 1996. Research Institute of Geodesy, Topography and Cartography, Zdiby.

DEHANT, V. - ZSCHAU, J. (1989): The Effect of Mantle Inelasticity on Tidal Gravity: A Comparison between the Spherical and Elliptical Earth Model. *Geophys. Journ.* 97, 549-555.

DITTFELD, H.-J. - ŠIMON, Z. - VOLKOV, V.A. - BROŽ, J. - GRIDNEV, D.G. - CHOJNICKI, T. - SKALSKÝ, L. - VARGA, P. (1990): Methodische Anleitung für Gezeitenbeobachtungen mit Gravimetern. Study of the Earth Tides, Bull. No. 10. Hung. Geoph. Inst. „L.Eötvös“, Budapest.

MELCHIOR, P. - DUCARME, B. - FRANCIS, O. (1995): The Response of the Earth to Tidal Body Forces Described by Second and Third Degree Spherical Harmonics as Derived from a Twelve Years Series Measurements with the Superconducting Gravimeter GWR - T3 in Bruxelles. *Physics Earth and Planet. Interiors.*

OREJANA, M. - VIEIRA, R. (1983): Transforming an Askania Gs 15 Gravimeter into a Zero Gravimeter. Proceed. 9th Intern. Symp. Earth Tides, Schweizerbart'sche Verlagsbuchhandlung, Stuttgart.

VOLKOV, V.A. - DITTFELD, H.-J. - ŠIMON, Z. - BROŽ, J. - VARGA, P. - GRIDNEV, D.G. - SKALSKÝ, L. - CHOJNICKI, T. (1990): Metodicheskoe rukovodstvo po prilivnym nablyudeniyam s gravimetrami. Edice VÚGTK, č. 6., VÚGTK, Zdiby.

WENZEL, H.-G. (1994): Earth Tide Data Processing Package ETERNA 3.20. Marées Terrestres 120, 9019-9022.

WENZEL, H.-G. (1994a): Accurate Instrumental Phase Lag Determination for Feedback Gravimeters. Marées Terrestres 118, 8735-8752.

WENZEL, H.-G. (1995): Format and Structure for the Exchange of High Precision Tidal Data. Marées Terrestres 121, 9097-9101.

Table 1. Comparison of the results

Program ETERNA

Pertzev filter with 51 coefficients

Air pressure influence removed

Tamura potential development

Station Gravimeter Period Days Program Wave groups	Pecný Gs 15 No.228 - analog 76 04 22 - 95 03 26 4555 ETERNA 2.1 25	Pecný Gs 15 No.228 - digital 95 12 18 - 96 09 26 284 ETERNA 3.20 15	Potsdam TT 70 No. 018 92 06 30 - 95 08 01 1087 ETERNA 19			
Wave	δ	κ°	δ	κ°	δ	κ°
Q1	1.14456	-0.2664	1.14216	-0.2136	1.14745	-0.2365
	\pm 123	\pm 0.0613	\pm 91	\pm 0.0522	\pm 58	\pm 0.0290
O1	1.14790	-0.0074	1.14908	0.0944	1.15004	0.1346
	\pm 23	\pm 0.0117	\pm 18	\pm 0.0103	\pm 11	\pm 0.0055
M1	1.15139	0.1396	1.15312	0.2047	1.15283	0.4367
	\pm 298	\pm 0.1485	\pm 177	\pm 0.1017	\pm 142	\pm 0.0704
P1	1.14828	0.0724	1.14960	0.0701	1.15081	0.0556
	\pm 50	\pm 0.0252	\pm 32	\pm 0.0182	\pm 24	\pm 0.0119
K1	1.13484	0.0597	1.13541	0.1801	1.13741	0.2189
	\pm 17	\pm 0.0084	\pm 12	\pm 0.0069	\pm 8	\pm 0.0040
J1	1.15537	0.0698	1.15727	-0.0199	1.15599	0.2437
	\pm 298	\pm 0.1480	\pm 226	\pm 0.1298	\pm 142	\pm 0.0702
OO1	1.15195	0.0070	1.15106	-0.0833	1.15422	0.0408
	\pm 545	\pm 0.2712	\pm 639	\pm 0.3658	\pm 259	\pm 0.1285
2N2	1.15745	1.5586	1.16428	2.2724	1.16002	2.5413
	\pm 620	\pm 0.3068	\pm 248	\pm 0.1420	\pm 211	\pm 0.1041
N2	1.17708	1.5577	1.17772	1.7436	1.17635	2.0825
	\pm 82	\pm 0.0399	\pm 53	\pm 0.0302	\pm 34	\pm 0.0164
M2	1.18487	1.0273	1.18393	1.2155	1.18605	1.3682
	\pm 16	\pm 0.0076	\pm 10	\pm 0.0057	\pm 6	\pm 0.0031
L2	1.17758	0.8802	1.17568	0.2550	1.16789	0.9012
	\pm 556	\pm 0.2703	\pm 218	\pm 0.1248	\pm 228	\pm 0.1118
S2	1.17977	0.1430	1.18069	-0.0362	1.18511	0.1611
	\pm 34	\pm 0.0164	\pm 24	\pm 0.0138	\pm 14	\pm 0.0067
K2	1.17739	0.2244	1.17955	-0.0893	1.18642	0.4435
	\pm 124	\pm 0.0604	\pm 109	\pm 0.0625	\pm 51	\pm 0.0246
M3	1.02776	0.0280	1.06560	1.1813	1.07288	0.3491
	\pm 1156	\pm 0.6444	\pm 674	\pm 0.3861	\pm 348	\pm 0.1859
M4			0.47113	159.1991	0.36494	-33.0775
			\pm 0.51231	\pm 29.3517	\pm 0.26862	\pm 42.1745
m_o $nm s^{-2}$	4.745		1.492		0.931	
Air press.coef. $nm s^{-2}/hPa$	-3.2103 \pm 0.0206		-4.34468 \pm 0.03430		-3.34007 \pm 0.00594	

Table 2. Comparison of the gravimeters accuracy

Program ETERNA 3.20

Pertzev filter with 51 coefficients

Air pressure influence removed

Tamura potential development

Station Gravimeter	Pecný Gs 15 No. 228 digital		Potsdam TT 70 No. 018			
Period Days Wave groups	95 12 18 - 96 09 26 284 15		95 05 04 - 96 02 11 284 15		RMS errors ratio	
Wave	δ	κ°	δ	κ°	δ	κ°
Q1	1.14216 ± 91	-0.2136 ± 0.0522	1.14583 ± 58	-0.2907 ± 0.0333	1.6	1.6
O1	1.14908 ± 18	0.0944 ± 0.0103	1.14967 ± 11	0.1281 ± 0.0065	1.6	1.6
M1	1.15312 ± 177	0.2047 ± 0.1017	1.15609 ± 124	0.2092 ± 0.0712	1.4	1.4
P1	1.14960 ± 32	0.0701 ± 0.0182	1.15111 ± 21	0.1086 ± 0.0120	1.5	1.5
K1	1.13541 ± 12	0.1801 ± 0.0069	1.13700 ± 8	0.1812 ± 0.0045	1.5	1.5
J1	1.15727 ± 226	-0.0199 ± 0.1298	1.15906 ± 146	0.1857 ± 0.0838	1.5	1.5
OO1	1.15106 ± 639	-0.0833 ± 0.3658	1.15637 ± 484	-0.1380 ± 0.2772	1.3	1.3
2N2	1.16428 ± 248	2.2724 ± 0.1420	1.16405 ± 136	2.6061 ± 0.0778	1.8	1.8
N2	1.17772 ± 53	1.7436 ± 0.0302	1.18054 ± 29	2.0357 ± 0.0167	1.8	1.8
M2	1.18393 ± 10	1.2155 ± 0.0057	1.18597 ± 5	1.3509 ± 0.0031	2.0	1.8
L2	1.17568 ± 218	0.2550 ± 0.1248	1.17407 ± 110	0.6266 ± 0.0629	2.0	2.0
S2	1.18069 ± 24	-0.0362 ± 0.0138	1.18546 ± 13	0.1590 ± 0.0074	1.8	1.9
K2	1.17955 ± 109	-0.0893 ± 0.0625	1.18489 ± 58	0.4010 ± 0.0334	1.9	1.9
M3	1.06560 ± 674	1.1813 ± 0.3861	1.07244 ± 245	0.1621 ± 0.1403	2.8	2.8
M4	0.47113 ± 0.51231	159.1991 ± 29.3517	0.60887 ± 0.22574	-4.2240 ± 12.9347	2.3	2.3
m_o $nm s^{-2}$	1.492		0.681		2.2	
Air press.coef. $nm s^{-2}/hPa$	-4.34468 ± 0.03430		-3.21808 ± 0.01355		2.5	

Table 3. Comparison of the analysis results with and without air pressure influence elimination

Station Pecný	Gs 15 No. 228 digital
Period 95 12 18 - 96 09 26	284 days
Program ETERNA 3.20	Pertzev filter with 51 coefficients
Tamura potential development	15 wave groups

Wave	Air pressure influence				Difference	
	removed		not removed		RMS errors ratio	
	δ	κ°	δ	κ°	δ	κ°
Q1	1.14216	-0.2136	1.14174	-0.3968	0.00042	0.1832
	± 91	± 0.0522	± 246	± 0.1410	0.37	0.37
O1	1.14908	0.0944	1.14942	0.1366	-0.00034	-0.0422
	± 18	± 0.0103	± 48	± 0.0277	0.38	0.37
M1	1.15312	0.2047	1.14877	-0.1772	0.00435	0.3819
	± 177	± 0.1017	± 480	± 0.2750	0.37	0.37
P1	1.14960	0.0701	1.15231	0.1162	-0.00271	-0.0461
	± 32	± 0.0182	± 86	± 0.0494	0.37	0.37
K1	1.13541	0.1801	1.13582	0.2085	-0.00041	-0.0284
	± 12	± 0.0069	± 32	± 0.0185	0.38	0.37
J1	1.15727	-0.0199	1.15474	-0.0458	0.00253	0.0259
	± 226	± 0.1298	± 613	± 0.3513	0.37	0.37
OO1	1.15106	-0.0833	1.15920	-0.7182	-0.00814	0.6349
	± 639	± 0.3658	± 1729	± 0.9899	0.37	0.37
2N2	1.16428	2.2724	1.16257	2.2224	0.00171	0.0520
	± 248	± 0.1420	± 322	± 0.1847	0.77	0.77
N2	1.17772	1.7436	1.17623	1.7570	0.00149	-0.0134
	± 53	± 0.0302	± 69	± 0.0393	0.77	0.77
M2	1.18393	1.2155	1.18413	1.2172	-0.00020	-0.0017
	± 10	± 0.0057	± 13	± 0.0074	0.77	0.77
L2	1.17568	0.2550	1.17693	0.2964	-0.00125	-0.0414
	± 218	± 0.1248	± 283	± 0.1625	0.77	0.77
S2	1.18069	-0.0362	1.18699	0.3540	-0.00630	-0.3902
	± 24	± 0.0138	± 30	± 0.0169	0.80	0.82
K2	1.17955	-0.0893	1.18229	-0.0587	-0.00274	-0.0306
	± 109	± 0.0625	± 142	± 0.0813	0.74	0.77
M3	1.06560	1.1813	1.06694	1.4213	-0.00134	-0.2400
	± 674	± 0.3861	± 791	± 0.4531	0.85	0.85
M4	0.47113	159.1991	0.28087	123.1848	0.19026	36.0143
	± 0.51231	$\pm 29..3517$	± 0.59316	± 33.9864	0.86	0.86
m_o $nm s^{-2}$	1.492		2.747		0.54	

Table 4. Comparison of different tidal potential development effect

Station Pecný	Gs 15 No. 228 digital
Period 95 12 18 - 96 09 26	284 days
Program ETERNA 3.20	Pertzev filter with 51 coefficients
Air pressure influence removed	14 wave groups

Wave	Tamura		CTED		Difference RMS errors ratio	
	δ	κ°	δ	κ°	δ	κ°
Q1	1.14216	-0.2136	1.14386	-0.2063	-0.00170	-0.0073
	± 91	± 0.0522	± 93	± 0.0536	0.98	0.97
O1	1.14908	0.0944	1.14846	0.0843	0.00062	0.0101
	± 18	± 0.0103	± 18	± 0.0105	1.00	0.98
M1	1.15312	0.2047	1.15452	0.1375	-0.00140	0.0672
	± 177	± 0.1017	± 182	± 0.1045	0.97	0.97
P1	1.14960	0.0701	1.14993	0.0807	-0.00033	-0.0106
	± 32	± 0.0182	± 33	± 0.0187	0.97	0.97
K1	1.13541	0.1801	1.13525	0.1774	0.00016	0.0027
	± 12	± 0.0069	± 12	± 0.0070	1.00	0.99
J1	1.15727	-0.0199	1.15850	-0.0597	-0.00123	-0.0796
	± 226	± 0.1298	± 233	± 0.1333	0.97	0.97
OO1	1.15106	-0.0833	1.15585	-0.0348	-0.00479	-0.0485
	± 639	± 0.3658	± 658	± 0.3768	0.97	0.97
2N2	1.16428	2.2724	1.16664	2.0009	-0.00236	0.2715
	± 248	± 0.1420	± 240	± 0.1375	1.03	1.03
N2	1.17772	1.7436	1.17760	1.6985	0.00012	0.0451
	± 53	± 0.0302	± 51	± 0.0292	1.04	1.03
M2	1.18393	1.2155	1.18337	1.2014	0.00056	0.0141
	± 10	± 0.0057	± 10	± 0.0055	1.00	1.04
L2	1.17568	0.2550	1.17608	0.2903	-0.00040	-0.0353
	± 218	± 0.1248	± 211	± 0.1207	1.03	1.03
S2	1.18069	-0.0362	1.18091	-0.0333	-0.00022	-0.0029
	± 24	± 0.0138	± 23	± 0.0133	1.04	1.04
K2	1.17955	-0.0893	1.17906	-0.1552	0.00049	0.0659
	± 109	± 0.0625	± 105	± 0.0604	1.04	1.03
M3	1.06560	1.1813	1.06037	1.2327	0.00523	-0.0514
	± 674	± 0.3861	± 690	± 0.3953	0.98	0.98
m_o $nm s^{-2}$	1.492		1.493		1.00	
Air press.coef. $nm s^{-2}/hPa$	-4.34468 ± 0.03430		-4.32651 ± 0.03432		-0.01817 1.00	

Table 5. Longperiodical waves

Program ETERNA

Air pressure influence removed

Tamura potential development

Station Gravimeter Period Days Program Wave groups	Pecný Gs 15 No.228 - digital 95 12 23 - 96 09 23 262 ETERNA 3.20 16	Pecný Gs 15 No.228 - analog 76 05 27 - 95 02 07 2952 ETERNA 2.1 28	Potsdam TT 70 No. 018 92 06 30 - 95 08 01 1087 ETERNA 43			
Wave	δ	κ°	δ	κ°	δ	κ°
SA					2.03136	-33.0391
SSA					± 0.19112	± 5.3907
STA					1.17191	-8.3229
MM	1.19713 ± 0.26688	-12.1356 ± 14.4701	1.18685 ± 0.06009	2.1281 ± 2.9007	1.14190 ± 0.02674	0.9652 ± 1.3415
MF	1.13073 ± 0.11913	-4.1637 ± 6.8453	1.18278 ± 0.03173	1.8304 ± 1.5373	1.14952 ± 0.01412	0.6165 ± 0.7039
MTM	1.10478 ± 0.37015	-1.1799 ± 21.2983	1.12331 ± 0.16575	-2.5912 ± 8.4542	1.15789 ± 0.07376	0.5870 ± 3.6499
MSQM					1.03366 ± 0.46189	1.1782 ± 25.6026
	m_o $nm s^{-2}$	12.909	44.433		18.875	

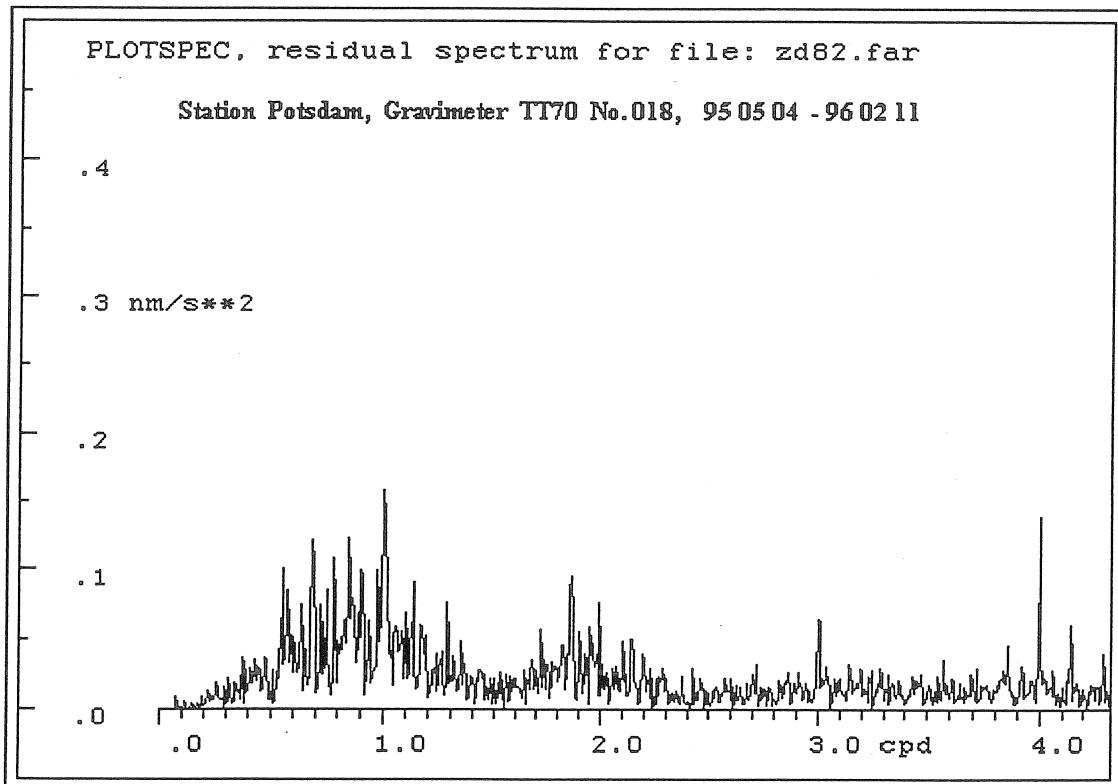
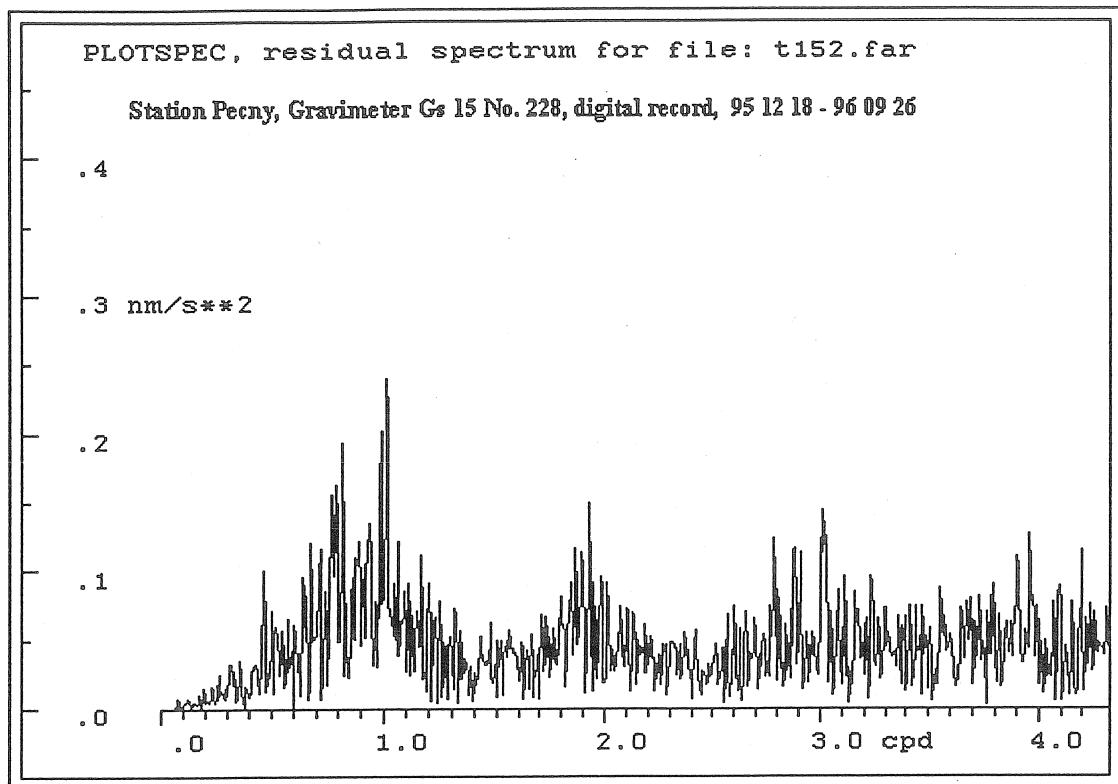


Fig.1. Amplitude spectra of the residuals

1PROGRAM ETERNA, VERSION 2.1 910316 FORTRAN 77.

GRAVIMETRIC EARTH TIDE STATION 0930 PECNY, CZECH REPUBLIC
RESEARCH INSTITUTE OF GEODESY, TOPOGRAPHY AND CARTOGRAPHY
49.92 N 14.78 E H 534 M P 2 M D 400 KM VERTICAL COMPONENT
GRAVIMETER ASKANIA GS15 - NO.228 (TECHNICAL UNIVERSITY PRAHA)
CALIBRATION: ELECTROMAGNETIC
INSTALLATION: S. HOLUB, Z. SIMON, J. BROZ
MAINTENANCE: J. BROZ, D. POLASKOVA
INSTRUMENTAL TIME LAG CORRECTED, WITHOUT INERTIAL CORRECTION

EPOCH : 1976. 4.22: 0 - 1995. 3.26:23

INITIAL EPOCH FOR TIDAL FORCE : 1984. 7. 1. 0
NUMBER OF RECORDED DAYS IN TOTAL : 4555.0
TAMURA 1987 TIDAL POTENTIAL USED.
WAHR-DEHANT-ZSCHAU INELASTIC EARTH MODEL USED FOR A PRIORI AMPLITUDES.
UNITY WINDOW USED FOR LEAST SQUARES ADJUSTMENT.
NUMERICAL FILTER IS PERTZEV 1959 WITH 51 COEFFICIENTS.

ESTIMATION OF NOISE BY FOURIER-SPECTRUM OF RESIDUALS

0.1 CPD BAND	9999.9999	NM/S**2	1.0 CPD BAND	.0718	NM/S**2
2.0 CPD BAND	.0489	NM/S**2	3.0 CPD BAND	.0456	NM/S**2
4.0 CPD BAND	.0435	NM/S**2			

ADJUSTED TIDAL PARAMETERS :

NO.	FROM	TO	WAVE	OBS. AMPL.	SIGNAL/	AMPL. FAC.	STDV.	PHASE LAG	STDV.
				NM/S**2	NOISE		DEGREE	DEGREE	
1	282	365	SIG1	10.828	150.7	1.15664	.00767	-.7309	.3801
2	366	406	Q1	67.097	934.0	1.14456	.00123	-.2664	.0613
3	407	424	R01	12.778	177.9	1.14754	.00645	-.1744	.3221
4	425	482	O1	351.464	4892.4	1.14790	.00023	-.0074	.0117
5	483	512	M1	27.725	385.9	1.15139	.00298	.1396	.1485
6	513	530	CHI1	5.292	73.7	1.14904	.01560	-.2059	.7778
7	531	535	PI1	9.563	133.1	1.14746	.00862	-.3599	.4304
8	536	547	P1	163.590	2277.2	1.14828	.00050	.0724	.0252
9	548	551	S1	3.074	42.8	.91202	.02132	-7.9299	1.3392
10	552	569	K1	488.669	6802.3	1.13484	.00017	.0597	.0084
11	570	573	PSI1	4.171	58.1	1.23787	.02132	.7451	.9867
12	574	585	PHI1	7.197	100.2	1.17364	.01171	.7657	.5719
13	586	606	THE1	5.309	73.9	1.15291	.01560	-.6222	.7754
14	607	626	J1	27.820	387.3	1.15537	.00298	.0698	.1480
15	627	731	OO1	15.179	211.3	1.15195	.00545	.0070	.2712
16	732	809	2N2	9.136	186.8	1.15745	.00620	1.5586	.3068
17	810	830	M12	10.931	223.5	1.14754	.00514	1.7254	.2564
18	831	855	N2	70.210	1435.3	1.17708	.00082	1.5577	.0399
19	856	880	NI2	13.421	274.4	1.18458	.00432	1.4601	.2088
20	881	936	M2	369.139	7546.2	1.18487	.00016	1.0273	.0076
21	937	975	L2	10.370	212.0	1.17758	.00556	.8802	.2703
22	976	982	T2	9.864	201.7	1.16369	.00577	-.0420	.2841
23	983	995	S2	171.003	3495.8	1.17977	.00034	.1430	.0164
24	996	1108	K2	46.399	948.5	1.17739	.00124	.2244	.0604
25	1109	1190	M3	4.058	88.9	1.02776	.01156	.0280	.6444

STANDARD DEVIATION 4.745 NM/S**2 DEGREE OF FREEDOM 98845
STANDARD DEVIATION OF WEIGHT UNIT 4.745 NM/S**2 DEGREE OF FREEDOM 98845

ADJUSTED METEOROLOGICAL OR HYDROLOGICAL PARAMETERS :

NO.	REGR.COEFF.	STDV.	PARAMETER
1	-4.28010	.02747	Air Pres., Torr

Program ETERNA, version 3.21 950117 Fortran 77, file: t152.prn

GRAVIMETRIC EARTH TIDE STATION PECNY NO.0930, CZECH REPUBLIC #
RESEARCH INSTITUTE OF GEODESY, TOPOGRAPHY AND CARTOGRAPHY, ZDIBY #
49.92 N 14.78 E H 534 M P 2 M D 400 KM VERTICAL COMPONENT #
GRAVIMETER ASKANIA GS15 - NO.228 (TECHNICAL UNIVERSIITY PRAHA) #
CALIBRATION ELECTROMAGNETIC; DIGITAL RECORD #
1995.12.19 - 1996.09.25 283 DAYS #
INSTALLATION: Z.SIMON, J.BROZ, P.VANKA; MAINTENANCE: J.BROZ #
CALIBRATED TO CZECH GRAVITY BASELINE #
INSTRUMENTAL LAG CORRECTED FOR 0.09 DEG O1 AND 0.18 DEG M2 #
WITHOUT INERTIAL CORRECTION #
#####

Summary of observation data : 19951218 80000...19960926160000
Initial epoch for tidal force : 1995.12.18. 0
Number of recorded days in total : 283.38

TAMURA 1987 tidal potential used.
WAHR-DEHANT-ZSCHAU inelastic Earth model used.
UNITY window used for least squares adjustment.
Numerical filter is PERTZEV 1959 with 51 coefficients.

Estimation of noise by FOURIER-spectrum of residuals
0.1 cpd band 99999.9990 nm/s**2 1.0 cpd band 0.0773 nm/s**2
2.0 cpd band 0.0553 nm/s**2 3.0 cpd band 0.0516 nm/s**2
4.0 cpd band 0.0477 nm/s**2 white noise 0.0446 nm/s**2

adjusted tidal parameters :

from [cpd]	to [cpd]	wave [nm/s**2]	ampl.	ampl.fac.	stdv.	ph. lead [deg]	stdv. [deg]
0.721500	0.906315	Q1	66.952	1.14216	0.00091	-0.2136	0.0522
0.921941	0.940487	O1	351.807	1.14908	0.00018	0.0944	0.0103
0.958085	0.974188	M1	27.766	1.15312	0.00177	0.2047	0.1017
0.989049	0.998028	P1	163.770	1.14960	0.00032	0.0701	0.0182
0.999853	1.011099	K1	488.893	1.13541	0.00012	0.1801	0.0069
1.013689	1.044800	J1	27.865	1.15727	0.00226	-0.0199	0.1298
1.064841	1.216397	O01	15.165	1.15106	0.00639	-0.0833	0.3658
1.719381	1.872142	2N2	11.091	1.16428	0.00248	2.2724	0.1420
1.888387	1.906462	N2	70.250	1.17772	0.00053	1.7436	0.0302
1.923766	1.942754	M2	368.847	1.18393	0.00010	1.2155	0.0057
1.958233	1.976926	L2	10.353	1.17568	0.00218	0.2550	0.1248
1.991787	2.002885	S2	171.139	1.18069	0.00024	-0.0362	0.0138
2.003032	2.182843	K2	46.479	1.17955	0.00109	-0.0893	0.0625
2.753244	3.081254	M3	4.208	1.06560	0.00674	1.1813	0.3861
3.791964	3.937897	M4	0.022	0.47113	0.51231	159.1991	29.3517

Adjusted meteorological or hydrological parameters:

no.	regr.coeff.	stdv.	parameter	unit
1	-4.34468	0.03430	airpress.	nm/s**2 /hPa

Standard deviation of weight unit: 1.492
degree of freedom: 6720
Standard deviation: 1.492 nm/s**2

ACTION RECIPROQUE GLOBALE DES MAREES
OCEANIQUES ET TERRESTRES.

B.A. Kagan

"Nouvelles et Problèmes de la Science, Hydrométéorologie
Léningrad 1977.

Introduction

En 1960 deux géophysiciens américains importants W. Munk et G. Macdonald, utilisant les données actuelles des observations télescopiques de la Lune et du Soleil, ont évalué la valeur de la dissipation de l'énergie de marée dans le système océan-Terre. Il y a huit ans Munk a tenté d'établir où va cette énergie. On a clarifié que plus de la moitié (à peu près 60%) de toute l'énergie de marée dissipée se produit dans la zone de shelf océanique, environ 20% se répand dans les ondes de marées internes et 3% dans les marées terrestres. Une concordance assez bonne des estimations astronomique et géophysique de la dissipation a été obtenue ce que Munk a appelé la foi dans le fait que la solution finale du problème sur le mécanisme de la dissipation de marée sera atteinte au cours des cinq prochaines années.

Cependant comme il arrive souvent dans notre siècle d'optimisme scientifique cette foi ne se justifie pas. Les recherches des dernières années ont amené à conclure de la nécessité d'un nouvel examen de pratiquement toutes les estimations existant précédemment. Les doutes dans leur exactitude sont apparus de suite après une révision de l'estimation astronomique de la dissipation de l'énergie de marée. Sa valeur était à peu près deux fois plus grande que celle trouvée par Munk et Macdonald. Non seulement on a découvert que l'estimation de Munk dépasse même assez fort les pertes réelles de l'énergie de marée sur le maintien des ondes internes. L'estimation de la dissipation de l'énergie de marée sur le shelf n'était pas non plus irréprochable. Tout cela a amené au fait que la discordance entre les estimations astronomique et géophysique n'a pas diminué mais par contre a sensiblement augmenté.

Une question se pose évidemment: comment expliquer cette discordance ? En effet, il est plus simple de supposer qu'elle est provoquée par les erreurs dans l'estimation des pertes de dissipation de l'énergie de marée. Cette hypothèse se justifie admirablement si la dissipation de l'énergie de marée dans le système océan-Terre n'est pas estimée par la méthode des composantes mais de n'importe quelle intégrale, disons de la méthode du moment des forces. Mais nous ne nous hâterons pas à nous réjouir. Une analyse attentive du budget de l'énergie de marée dans l'océan montre que nous n'avons pas tenu compte dans ce cas d'une circonstance importante: l'élasticité de l'écorce terrestre et le transfert qui en résulte de l'énergie provenant des marées océaniques et terrestres. La solution du problème de l'effet réciproque global des marées océaniques et terrestres donne la valeur de ce transfert d'énergie. Pour tout l'océan mondial elle est à peu près la moitié de l'estimation astronomique et dans une mesure importante s'équilibre par le travail accompli par les marées terrestres contre les forces extérieures. L'autre moitié caractérise la dissipation de l'énergie dans les marées océaniques. Elle n'est évidemment pas suffisante pour éliminer la divergence entre les estimations astronomique et géophysique. Ce fait même montre la nécessité de la recherche des autres causes de la divergence relevée.

Bien entendu, l'intérêt pour le problème de l'effet réciproque global des marées océaniques et terrestres ne se limite pas à ceux-ci. Nous rappelons les nouveaux résultats ayant trait à la structure des marées océaniques et des particularités de la répartition spatiale des déformations de marées du fond de la mer et de sa structure. Suite à un entretien avec le professeur M. Hendershott et de la communication de M. Parke lors de la session de printemps de l'Union Géophysique Américaine en 1976 il nous est devenu évident que des recherches analogues se font à l'Université de Californie.

L'auteur est heureux de remercier M. Hendershott pour cette utile information, R.G. Gordeyev et Ev. Poliakov dont la collaboration a aidé à l'écriture de ce travail, A.V. Niekraçov pour son examen des problèmes abordés dans celui-ci et A.Y. Douvamine pour ses précieuses remarques.

ACTION RECIPROQUE GLOBALE DES MAREES
OCEANIQUES ET TERRESTRES.

B.A. Kagan

"Nouvelles et Problèmes de la Science, Hydrométéorologie
Léningrad 1977.

1. Estimations astronomiques de la dissipation de l'énergie de marée dans le système océan-Terre.

Nous considérons que la surface de la Terre est couverte d'une couche d'eau de profondeur constante. S'il n'y avait pas de friction les crêtes de marée se répartiraient sur la ligne des centres de masses des deux corps agissant réciproquement (Terre et Lune) (fig. 1). La présence de la friction sur la planète perturbe cette symétrie en provoquant un retard des crêtes de marées par rapport au moment de culmination de l'astre perturbant. Cependant comme la vitesse de rotation de la Terre est plus grande que la vitesse angulaire de révolution de la Lune sur son orbite, la crête de marée se porte en avant de la Lune d'un certain angle. Ainsi la marée haute apparaît en chaque point de la Terre un peu après le moment de culmination de la Lune au méridien local.

La position asymétrique des crêtes de marées et par conséquent la différence dans la direction et l'amplitude des forces d'attraction de la Lune sur ces crêtes donne lieu à un moment de forces entre la Terre et la Lune. Ce moment ralentit la rotation de la Terre et accélère le mouvement de la Lune sur son orbite. L'énergie cinétique de rotation de la Terre dissipe partiellement mais transfère partiellement de l'énergie cinétique et potentielle vers le mouvement orbital de la Lune.

Nous établirons la dépendance entre le taux de dissipation \dot{E} de l'énergie de marée et l'accélération séculaire de la Lune \ddot{n} . Nous désignerons les masses de la Terre et de la Lune par les symboles M et m , leur distance moyenne et le moment d'inertie de la Terre par rapport à son axe de rotation par les symboles R et C . Nous rappellerons que le moment d'inertie C est déterminé par la répartition des masses à l'intérieur de la planète et dans une mesure connue la vitesse angulaire ω de sa rotation. La variation de cette dernière se répercute sur la figure de la planète : lors de la croissance de ω elle devient plus aplatie ce qui augmente le moment d'inertie. Si on considère la Terre comme un corps symétrique par rapport à son axe et si l'hypothèse analogue est faite en ce qui concerne la répartition des masses, alors la valeur de C est égale à peu près à $8,118 \times 10^{24} \text{ g cm}^2 (10^{37} \text{ kg m}^2)$.

Conformément à la troisième loi de Képler $n^2 R^3 = \text{const}$ (n est ici la vitesse angulaire moyenne du mouvement orbital de la Lune) et en différenciant cette expression par rapport au temps, nous obtenons

$$n\dot{R} = -\frac{2}{3} R\dot{n}. \quad (1)$$

Le moment de la quantité de mouvement de la Terre et de la Lune par rapport à leur centre de masses est égal à $Mm R^2 n/M + m$ ou (pour $m/M = 1/81.5$) $m R^2 n/1,012$ et le moment de la quantité de mouvement de la rotation propre de la Terre, si les axes de symétrie et de rotation coïncident, est $-C\omega$. Sur la base de la loi de conservation du moment de la quantité de mouvement dans

le système Terre-Lune l'action du moment des forces - L ralentissant la rotation de la Terre doit être équilibré par le moment des forces de signe opposé + L tendant à augmenter le moment orbital de la quantité de mouvement de la Lune. En d'autres termes :

$$-C\ddot{\omega} = \frac{m}{1,012} \frac{d}{dT} (R^2 n) = +L,$$

où comme en (1) les dérivées en fonction du temps newtonien ou des éphémérides (*) sont représentées par le point supérieur.

En faisant la différenciation en (2) et en substituant (1) nous trouverons

$$-\frac{mR^2}{3,037} \dot{n} = +L. \quad (3)$$

Connaissant L, on peut évaluer le travail + L ($\omega - n$) accompli par le moment des forces de marée lunaire par unité de temps. Ici ($\omega - n$) est la vitesse angulaire relative de la rotation de la Lune autour de la Terre. En moyenne, pour un cycle de marée, ce travail doit être égal à la dissipation - E de l'énergie des marées lunaires. Par conséquent - E = + L ($\omega - n$) d'où, à l'aide de (3), nous obtenons

$$-\dot{E} = -\frac{mR^2}{3,037} (\omega - n) \dot{n}. \quad (4)$$

Si l'on exprime maintenant \dot{n} en unités "/siècle²" et qu'on substitue les valeurs numériques des paramètres $m = 7.35 \cdot 10^{25}$ g, $R = 3.84 \cdot 10^{10}$ cm, $\omega = 7.29 \cdot 10^5$ s⁻¹, $n = 0.27 \cdot 10^{-5}$ s⁻¹ on aura finalement pour - E

$$-\dot{E} = -1,22 \cdot 10^{18} \dot{n} \quad \text{ergs/s} \quad (5)$$

L'accélération séculaire de la Lune \dot{n} peut être déterminée d'après les données des observations télescopiques de la Lune, du Soleil et de Mercure. D'après Spencer Jones [55] traitant les variations observées de la longitude moyenne de la Lune et du Soleil pour la période de 1680 à 1930,

$$-\dot{n} = (22 \pm 1,0) "/siècle².$$

En substituant cette valeur en (5) Munk et Mac Donald [10] ont obtenu une estimation de la dissipation de l'énergie des marées lunaires dans l'océan et le corps solide de la Terre:

$$-\dot{E} = 2.76 \cdot 10^{19} \text{ erg/s.}$$

(*) On le désigne habituellement par le symbole ET considéré comme une échelle homogène dynamique du temps, ne dépendant pas de la rotation de la Terre. Comme unité de temps des éphémérides on prend le siècle Julien comportant 36525 jours des éphémérides. Les données d'observations se rapportent à une échelle de temps hétérogène, appelé temps universel. L'hétérogénéité résulte de la variation de la vitesse de rotation de la Terre. La différence entre le temps des éphémérides et le temps universel depuis le début de la nouvelle ère est de quelques heures.

C'est l'estimation la plus souvent citée, étant presque classique; dans les quelques dernières années elle a été soumise à révision.

Ainsi d'après Stephenson [57] qui a examiné le travail de Fotheringham [30] et a complété dans celui-ci le matériel des observations de l'Antiquité des éclipses solaires par les données de l'Ancien Orient,

$$- \dot{n} = (33 \pm 4,6) \text{ "/siècle}^2.$$

Pour les éclipses solaires de durées les plus longues qui ont été observées à partir de 500 et dans la suite, Newton [49] a trouvé

$$- \dot{n} = (41,8 \pm 5,2) \text{ "/siècle}^2.$$

La toute dernière interprétation des anciennes éclipses solaires due à Muller et Stephenson [46] a donné $- \dot{n} = (37,5 \pm 5) \text{ "/siècle}^2$. Van Flandern [60] d'après les données de 15 années d'observation (commençant en 1955 *) des étoiles occultées par la Lune a obtenu $- \dot{n} = (52 \pm 16) \text{ "/siècle}^2$. En utilisant les observations méridiennes débutant en 1913, Osterwinter et Cohen [51] (**) sont arrivés à la conclusion que $- \dot{n} = (38 \pm 8) \text{ "/siècle}^2$.

Enfin, à partir de l'analyse des observations de 40.000 étoiles occultées par la Lune pour la période de 1943 à 1972, Morrison [45] a établi $- n = (42 \pm 6) \text{ "/siècle}^2$. Toutes ces estimations (on peut également trouver leur résumé dans le travail de Lambeck [41]) sont données dans la table ainsi que les valeurs calculées d'après la formule (5) de la dissipation de l'énergie de marée, les valeurs moyennes $- \dot{n}$, \dot{E} et l'estimation $- \dot{E}$ obtenue par Munk et Mac Donald [10]. La comparaison montre que les déterminations récentes de l'accélération de la Lune conduisent presque à une augmentation biquadratique de l'estimation des pertes dissipatrices de l'énergie de marée dans le système océan-Terre.

(*) Epoque à laquelle on a introduit l'échelle de temps atomique permettant d'éliminer l'influence des fluctuations irrégulières de la rotation de la Terre.

(**) Considérant les observations du passage au méridien du Soleil, de la Lune et des planètes.

Dissipation de l'énergie de marée dans le système océan-Terre d'après les résultats de la réduction des observations astronomiques.

Auteur	$\text{-}^{\circ}\text{n}''/\text{siècle}^2$	$\text{-}^{\circ}\text{E.}10^{19} \text{ erg/s}$
Anciennes observations	Stephenson [57]	$33 \pm 4,6$
	Newton [49]	$41,8 \pm 5,2$
	Muller et Stephenson [46]	$37,5 \pm 5$
Observations actuelles	Van Flandern [60]	52 ± 16
	Osterwinter et Cohen [51]	38 ± 8
	Morrison [45]	42 ± 6
	moyenne	-
		40,7
	Spencer Jones [55]	$22,4 \pm 0,88$
		2,76

Il est important de comprendre comment se répartit la dissipation de l'énergie de marée entre le corps solide de la Terre et l'océan.

2. Dissipation de l'énergie de marée dans le corps solide de la Terre.

Nous examinerons le cas extrême d'une Terre sans océan. Nous admettrons en première approximation que les marées terrestres sont décrites par une théorie quasi statique. Autrement dit nous considérerons que les déplacements radiaux de la surface de la Terre peuvent être représentés par la seconde harmonique sphérique et les effets de friction par l'introduction d'un angle de retard constant ϕ . Nous désignerons par W le travail accompli par la force de masse de potentiel U sur le volume de la sphère V . Alors en utilisant l'équation de continuité, nous avons

$$\frac{dW}{dt} \equiv \int_V \rho u \frac{\partial U}{\partial x} dV = \int_V \frac{\partial}{\partial x} (\rho u U) dV + \int_V U \frac{\partial \rho}{\partial t} dV, \quad (6)$$

où $u(x)$ est la vitesse du volume élémentaire de densité ρ au point de coordonnées spatiales x ; t étant le temps.

Si la Terre est incompressible ($\partial \rho / \partial t = 0$) la composante radiale de la vitesse $u \cdot n$ (n est la normale extérieure) à la surface S de la Terre est liée au déplacement radial ζ_b par la relation $u \cdot n = d\zeta_b / dt$, alors en vertu de (6)

$$\frac{dW}{dt} = \rho_e \int_S U \frac{d\zeta_b}{dt} dS, \quad (7)$$

où $\rho_e = 2,75 \text{ g/cm}^3$ est la densité moyenne de la croûte terrestre.

Dans les conditions indiquées de la théorie quasi statique nous proposerons par exemple que pour l'onde lunaire semi-diurne principale de la marée

$$\begin{aligned} U &= (1 + k_L) g A + \sin^2 \theta \cos \omega t; \\ \zeta_b &= h_L A + \sin^2 \theta \cos(\omega t - \varphi). \end{aligned} \quad (8)$$

U est ici le potentiel de gravitation total reliant le potentiel de marée, Ω_2 est le potentiel de gravitation complémentaire, provoqué par les déformations de l'écorce terrestre; $A^+ = 24.25$ cm est l'amplitude de la marée statique, $\zeta^+ = \Omega_2/g$ dans l'océan, $\sigma = 1,405 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ est la fréquence de l'harmonique étudiée (dans le cas donné M_2); g est l'accélération de la pesanteur prise comme constante dans toute la Terre; θ est la colatitude; k_2 et h_2 sont les nombres de Love caractérisant respectivement le rapport du potentiel complémentaire au potentiel de marée et le rapport de la hauteur de la marée terrestre par rapport à la marée océanique statique. Les valeurs des constantes k_2 et h_2 sont déterminées par les propriétés élastique et la densité de la matière à l'intérieur de la Terre, selon Gutenberg, $k_L = 0,302$, $h_L = 0,612$.

En substituant (8) en (7) nous trouverons (voir également [10])

$$\left\langle \frac{dW}{dt} \right\rangle = 2,4 \cdot 10^{20} \sin \varphi \cdot \text{erg/s} \quad (9)$$

où les crochets angulaires désignent l'opération de moyenne sur un cycle de marée.

Nous rappellerons maintenant que dans le cas considéré (quand il n'y a pas d'océan) le travail accompli par la Lune sur le corps solide de la Terre doit être équilibré par la dissipation d'énergie dans les marées terrestres. De plus pour les faibles valeurs de l'angle de retard $\sin \phi \approx \phi$, cet angle est lié au taux de dissipation $Q^{-1} = - \dot{E}/\sigma E_m$ de l'énergie de marée par la relation $\phi \approx Q^{-1}$ [15]. Si E_m est la valeur maximale de l'énergie dans les limites du cycle de marée. Alors au lieu de (9) nous avons :

$$- \dot{E} = 2,4 \cdot 10^{20} Q^{-1} (\text{erg/s}) \quad (10)$$

Ainsi, l'estimation de la dissipation dans les marées terrestres conduit à la détermination de la valeur de la fonction Q .

Selon les données sur l'amortissement des ondes sismiques et des oscillations propres de la Terre provoquées par les tremblements de terre, Q est égal à 450 pour la croûte terrestre et varie à peu près de 100 à 1000 dans les différentes profondeurs dans le manteau [7]. On admet maintenant que Q ne dépend pas de la fréquence ni de l'amplitude des déformations d'autant plus qu'on peut joindre les valeurs indiquées de Q aux oscillations de marées. Les recherches de laboratoire sur la dissipation dans les échantillons de roches [40] confirment en général cette hypothèse. Elles témoignent du fait que la valeur de Q ne dépend pas de la fréquence dans la région des basses fréquences et n'en dépend que peu ou pas du tout lors des oscillations à plus longues périodes. Q se comporte aussi de façon analogue par rapport à l'amplitude des déformations non seulement pour les ultimes valeurs faibles. Ainsi, quand l'amplitude relative devient plus grande que 10^{-6} , Q croît avec la croissance de l'amplitude.

Une dépendance de Q en fonction de l'amplitude des oscillations n'a pas été établie jusqu'à présent, bien qu'il existe certaines indications [3] qu'elle a un caractère non linéaire. Cette circonstance rend douteuse la possibilité de l'utilisation pour les marées terrestres des valeurs Q obtenues par la réduction des données des observations séismiques. Cependant on ne dispose de rien d'autre et c'est pourquoi on suppose habituellement que les valeurs caractéristiques de Q pour les ondes de marées sont comprises dans l'intervalle de 100 à 1000. Dans ces conditions la dissipation dans la croûte terrestre est la plus grande $2 \cdot 10^{18} \text{ erg/s}$ et le dissipateur principal de

l'énergie de marée pourrait être l'océan.

Apparemment les premiers qui ont obtenu cette conclusion sont Munk et Mac Donald [10]. Ils ont montré également que le calcul du travail effectué par la force de masse de potentiel U , pour toutes les couches internes et de l'effet de compressibilité peut doubler la valeur $-\dot{E}$ trouvée pour la croûte terrestre.

3. Dissipation de l'énergie de marée dans l'océan.

L'un des mécanismes de dissipation de l'énergie de marée dans l'océan est la friction. Dans ce cas pour l'estimation de $-\dot{E}$ on peut recourir à la formule

$$-\dot{E} = \rho_0 r \int_S \langle |u|^3 \rangle dS \quad \text{erg/s} \quad (11)$$

et aux données sur la vitesse u du courant de marée. r est ici le coefficient de friction introduit dans la loi quadratique de résistance; ρ_0 est la densité moyenne de l'eau de mer; S est la surface de l'océan mondial; les crochets angulaires désignent comme précédemment la moyennisation sur un cycle de marée. Ayant utilisé cette formule, Munk [48], Brosche et Sunderman [24] Gordeyev et co-auteurs [6] ont respectivement obtenu, pour la marée M_2 dans l'océan ouvert, les valeurs suivantes: $-\dot{E}$: 10^{18} , 2.10^{17} et 2.10^{16} erg/s. Sur base de l'estimation de Munk on a posé des mesures valables de la vitesse du courant de marée dans la couche concernée de l'océan mondial. Les estimations de Brosche et Sunderman et Gordeyev et co-auteurs étaient basées sur l'utilisation des résultats du calcul de la répartition spatiale de la vitesse du courant de marée dans l'océan barotropique mondial. La différence entre elles s'explique par le choix de différentes valeurs des paramètres introduits (coefficient de friction horizontale de turbulence et pas du réseau) lors du calcul de la vitesse. Cependant même si on fixe son choix sur la valeur maximale de la dissipation de l'énergie de marée dans l'océan ouvert, dans ce cas aussi $-\dot{E}$ est un peu plus petit que sa valeur astronomique. D'où il s'ensuit (voir [47] que la dissipation dans le système océan-Terre doit être assurée principalement en fonction du calcul de la décharge de l'énergie de marée dans la zone de shelf et du passage dans les ondes de marées internes.

La surface de la zone de shelf ($\sim 2.8.10^{17} \text{ cm}^2$) est à peu près d'un ordre plus petit que la surface ($30.5.10^{17} \text{ cm}^2$) de l'océan ouvert de profondeur dépassant 2000 m. Si on considère maintenant que les oscillations de marées sur le shelf et dans l'océan ouvert (à l'exception des régions de résonance locale) ne diffèrent pas fortement l'une de l'autre, alors les valeurs du travail accompli par la force génératrice de marée dans ces deux parties de l'océan se trouveront entre elles dans le rapport d'à peu près 1 à 10. Cependant comme on l'a montré plus haut, la dissipation de l'énergie de marée dans l'océan ouvert est excessivement faible. Par conséquent, toute l'énergie transmise à l'océan (on a en vue le cas des marées barométriques) doit se transférer dans la zone de shelf et se dissiper là. C'est pourquoi pour la zone de shelf l'expression doit être exacte

$$-\dot{E} = \rho_0 g \int_r \langle (\zeta - \zeta^+) w_n \rangle dT \quad \text{erg/s} \quad (12)$$

où le second membre caractérise la crête de marée de l'énergie au travers du bord Γ du shelf; \bar{E} comme précédemment se détermine à l'aide de (11) mais maintenant S est la surface du shelf; ζ et ζ^+ sont les oscillations de marées factices et statiques du niveau de l'océan; w_n est la composante normale par rapport à Γ du courant total.

De (11), (12) découlent deux procédés d'estimation de la dissipation de l'énergie de marée sur le shelf (tous deux ont été proposés par J. Taylor [58]. La première [formule 11] a été appliquée par Jeffreys [39] et Heiskanen [36] la seconde [formule (12)] par Miller [44]. Les résultats de leurs calculs sur la base desquels ont été posées les données des mesures directes de la vitesse et des oscillations de marées du niveau donnent respectivement $1,1 \cdot 10^{19}$, $1,9 \cdot 10^{19}$ et $1,7 \times 10^{19}$ erg/s, il apparaît ainsi que la partie principale de cette quantité d'énergie dissipée se produit sur une partie des mers de Behring, Okhotsk et Arafura, de la baie d'Hudson et du shelf de Patagonie.

Des estimations indiquées plus haut la dernière est considérée comme la plus valable. Toutefois il ne faut pas oublier qu'elle a été obtenue d'après les données d'observations non pas sur toute l'étendue de la zone de shelf mais uniquement sur des parties séparées. Selon l'avis de Miller [44] l'erreur probable de ses calculs est de $\pm 50\%$. Cependant les indications parvenues depuis peu témoignent de ce qu'elle est apparemment encore plus grande. Pour confirmer ce qui a été dit nous sommes en particulier d'accord avec le travail de Garett [31] dans lequel il a été indiqué que $9,9 \cdot 10^{17}$ erg/s se dissipe dans la baie de Fundy c'est-à-dire à peu près 3 fois plus que cela n'a été établi par Miller. Par contre, dans le golfe de Californie, d'après les données de Filloux [29] l'estimation de Miller exagère les pertes réelles d'énergie sur la friction d'à peu près 10 fois. De même dans la mer de Behring. Ici se dissipe selon Brosche et Sünderman [24] $0,28 \cdot 10^{18}$ erg/s contre $2,4 \cdot 10^{18}$ erg/s d'après Miller. Les désaccords comme on le constate sont suffisamment grands pour prendre inconditionnellement comme fiable l'estimation de la dissipation sur le shelf proposée par Miller.

Une seconde dépense de l'énergie de marée dans l'océan est liée aux ondes internes. L'estimation en revient à Munk [47] ($0,5 \cdot 10^{19}$ erg/s) et a été obtenue sur la base du modèle connu de Cox et Sandstrom [26] conformément auquel la formation d'ondes internes ayant la période de marée résulte de l'effet réciproque des ondes de marées barotropiques et des inégalités de méso échelle du fond océanique. Comme l'a montré Bell [22] la partie prédominante de l'énergie des ondes de marées internes est inclue dans l'intervalle des nombres de marées $/k/$ provenant de f/u_b à N_0/u_b . Ici f est le paramètre de Coriolis, N_0 est la fréquence de Brunt - Väisala, u_b est la vitesse du courant de marée dans la couche concernée de l'océan. Ainsi si le spectre d'une mesure des inégalités du fond océanique est proportionnel à $|k|^{-5/2}$, la densité \dot{e} du courant d'énergie pour les ondes internes s'écrit sous la forme

$$\dot{e} \approx 2\rho_0 f N_0 u_b \bar{h}^2 [1 + O(f^2/N_0^2)], \quad (13)$$

où \bar{h} est la hauteur quadratique moyenne des inégalités du fond de l'océan d'une échelle horizontale, moindre que u_b/f .

En choisissant comme valeurs type $\bar{h} \approx 17\text{m}$, $N_0 \approx 7 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, $u_b \approx 3 \text{ cm/s}$ et $f \approx 7 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, Bell trouve $e \approx 0,9 \text{ erg}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$. Les valeurs de la hauteur et de l'étendue horizontale des inégalités du fond de l'océan qu'il a prises correspondent aux caractéristiques des collines abyssales. Ces dernières d'après Menard [43] sont le plus souvent des formes du relief se

rencontrant au fond de l'océan mondial. Elles couvrent 80 à 85% de la surface du fond de l'océan Pacifique et une partie un peu moindre pour les autres océans. En posant à la suite de Bell que les collines abyssales occupent à peu près 75% de toute la surface du fond de l'océan mondial et en distribuant sur elle l'estimation obtenue plus haut, nous avons $- E = 0,25 \cdot 10^{19} \text{ erg/s}$.

Nous retiendrons également l'estimation [$e = 0,3 \text{ erg/(cm}^2 \text{ s)}$] d'Olbers [50] pour le spectre d'irrégularité du fond de l'océan proposé par Cox [25]. Après le recalculation sur toute la surface de l'océan mondial il donne $- E \approx 0,1 \cdot 10^{19} \text{ erg/s}$. Ainsi, la vitesse de transfert de l'énergie de marée dans les ondes internes est sensiblement moindre que l'estimation de Munk [47].

L'effet réciproque des ondes de marées barotropiques avec la pente continentale est un mécanisme important de la génération des ondes de marées internes. On peut obtenir une estimation grossière de la vitesse de crête de l'énergie de marée sur les ondes internes provenant de cette origine si on réfléchit par exemple de la façon suivante (voir [61]). Soit la vitesse de groupe v_{ng} des ondes internes par rapport à la vitesse de groupe des ondes de marées barotropiques comme $(h_n/H)^{(1/2)}$, où h_n est la profondeur équivalente de l'océan correspondant à n - ème mode interne, H étant la profondeur de l'océan. Alors la crête de l'énergie par les ondes de marées internes et la dissipation qui en résulte seront approximativement égales à

$$-\dot{E}_n \approx E_n \times \frac{\text{longueur de l'inclinaison} \times v_{ng}}{\text{surface de l'océan}} \quad (14)$$

où E_n est l'énergie n ème du mode interne.

D'après Wunsch [61] qui généralise les résultats de toutes les mesures existantes des ondes de marées internes, leur énergie est de 10 à 50% de l'énergie des marées de surface. On connaît à présent les deux estimations de ces dernières. L'une d'elles ($5 \cdot 10^{23} \text{ erg}$) a été obtenue par Munk et Mac Donald [10] dans l'hypothèse du caractère statique des marées océaniques, l'autre ($7 \times 10^{24} \text{ erg}$) a été obtenue par Hendershott [37] d'après les données de la solution numérique des équations de marées de Laplace. Comme nous le constatons elles diffèrent d'un ordre de grandeur l'une de l'autre. Si on convient que la première estimation correspond à la plus basse et la seconde à la limite supérieure des valeurs possibles de l'énergie des marées globales, alors l'énergie des ondes de marées internes doit être comprise dans l'intervalle de 5×10^{22} à $3,5 \cdot 10^{24} \text{ erg}$. En substituant la valeur limite supérieure de l'énergie en (14) et en supposant que toute cette énergie est concentrée dans le premier mode interne, nous trouverons $- E \approx 3,6 \cdot 10^{17} \text{ erg/s}$.

Les mesures instrumentales de la répartition verticale de la vitesse et de la température sur la pente continentale dans la région de la Nouvelle Angleterre [62] et de l'Ecosse [53] donnent en unités de longueurs de la pente $0,4 \cdot 10^7$ et $8 \cdot 10^7 \text{ erg/(cm.s)}$. Calculant sur toute la longueur ($\sim 0,3 \cdot 10^{10} \text{ cm}$) de la pente continentale de l'océan mondial nous avons $1,2 \cdot 10^{16}$ et $2,4 \cdot 10^{17} \text{ erg/s}$. Ainsi la dissipation d'énergie dans les ondes de marées internes est un peu plus petite que $- E$ pour les marées barotropiques dans la zone de shelf.

Nous ferons maintenant quelques sommes préliminaires. Selon les représentations actuelles, la dissipation dans le système océan-Terre atteint à peu près $5 \cdot 10^{19} \text{ erg/s}$. De cette quantité d'énergie dissipée sur une partie de la zone de shelf (si on croit à l'estimation de Miller) on arrive à

$1,7 \cdot 10^{19}$ erg/s encore $0,1 \cdot 10^{19} \div 0,25 \cdot 10^{19}$ erg/s sur une partie de l'océan ouvert. Somme toute environ $2 \cdot 10^{19}$ erg/s dissipe dans l'océan. Dans l'écorce et le manteau de la Terre - E ne dépasse pas $0,4 \cdot 10^{19}$ erg/s. En additionnant les deux derniers nombres nous obtenons pour la dissipation dans le système océan-Terre $2,4 \cdot 10^{19}$ erg/s. Elle est à peu près deux fois plus petite que l'estimation astronomique. On se demande comment expliquer cette divergence?

L'hypothèse que la cause de cette divergence découle des erreurs dans l'estimation des composantes séparées de la dissipation totale sera la plus simple au premier regard, proche de la vérité. On n'a pas exclu non plus une autre possibilité qui est la présence de certains foyers de dissipation de l'énergie de marée non pris en considération. Cependant nous n'anticiperons pas et nous examinerons le problème de l'action réciproque globale des marées océaniques et terrestres représentant, en dehors de tout autre, un intérêt par elle-même.

4. Position du problème sur l'action réciproque globale des marées océaniques et terrestres.

On sait que l'écorce terrestre possède non seulement de la viscosité mais aussi de l'élasticité. C'est pourquoi les forces génératrices de marées doivent perturber les déformations de marées. Celles-ci, par l'effet réciproque avec les marées océaniques conduisent à une variation aussi bien des marées océaniques que du potentiel gravitationnel terrestre et ainsi du potentiel total. Cependant la relation des marées terrestres et océaniques n'est pas à sens unique. Il y a aussi l'influence inverse des marées océaniques sur les déformations de marées terrestres. Cette influence se manifeste par trois mécanismes (voir par exemple [14, 18]: l'attraction de la Terre par les masses d'eau, sa flexion sous l'effet de la charge additionnelle et la variation du potentiel gravitationnel de la Terre lié aux déformations de l'écorce terrestre lors de la flexion.

Selon les estimations de Farrell [28] dans la zone côtière des continents, les variations de la force de pesanteur provoquées par les marées océaniques peuvent atteindre 10% de leurs valeurs statiques. A mesure de l'éloignement de la ligne côtière, l'influence des marées océaniques diminue mais ne disparaît pas complètement même dans les parties centrales des continents où les variations correspondantes de la force de pesanteur atteignent à peu près 1 à 2%. La réduction des résultats des mesures gravimétriques en témoignent, données par Pertsev [19] pour l'Europe Orientale et l'Asie Centrale avec co-auteurs [59] et Farrell [27] pour l'Amérique du Nord et Groten et Brenneke [33] pour l'Europe Occidentale, l'Asie Mineure et l'Afrique.

Il faut cependant rappeler que dans tous les travaux mentionnés, l'effet des marées océaniques a été estimé sur la base soit de cartes de marées empiriques obtenues par interpolation linéaire des valeurs côtières ou des îles et des constantes harmoniques, soit de cartes de marées calculées obtenues par intégration numérique de l'une ou l'autre modification des équations de marées de Laplace. Du point de vue de l'analyse de la structure spatiale des marées terrestres comme aussi les autres cartes possèdent une série de défauts. Le fait est que jusqu'à présent encore la possibilité de l'apport des mesures côtières standard de niveau pour décrire les marées dans l'océan ouvert n'est pas évidente. Ceci est en relation avec une perturbation des constantes harmoniques sur la côte et les îles à cause de la propagation des ondes de marées sur les shelves. Si de plus on tient compte du très faible

nombre de mesures directes du niveau dans l'océan ouvert alors il est en général difficile de juger de la sûreté des cartes de marées empiriques existantes.

En dehors de cela les imperfections des cartes de marées calculées sont dues à d'autres causes. La carte de marée de Bogdanov et de Magarik [2] utilisée par Pertsev et la carte de marée de Zahel [63] qui sont à la base des calculs de Grotten et Brenneke ont été obtenues sans le calcul des forces de gravitation des marées elles-mêmes (appelé effet d'auto-attraction) et de l'influence des marées terrestres déformant le fond de la mer, modifiant respectivement les amplitudes et les phases de la marée océanique. L'exception dans ce sens est la carte de marée de Hendershott [37] utilisée par Farrell. Nous reviendrons sur les résultats du calcul de Hendershott, mais dès à présent nous soulignerons que le problème des marées terrestres apparaît inséparablement lié avec le problème des marées océaniques et la solution de l'un ne peut être obtenue sans la solution simultanée de l'autre. Une attention particulière a été attirée sur cette circonstance dans la communication des discussions de l'American Geophysical Union en 1972 dans le cadre de la première conférence sur la géodésie, physique de la Terre et de l'océan (voir [56]).

Nous entamerons maintenant la description du processus de l'effet réci-proque entre les marées océaniques et terrestres. Si ζ_s et ζ_b désignent respectivement le déplacement de la surface libre et du fond de l'océan, le déplacement relatif ζ de la surface libre sera $\zeta = \zeta_s - \zeta_b$. Nous avons déjà rappelé que la perturbation du niveau provoque un accroissement de la masse de la colonne d'eau de section unitaire et par conséquent l'apparition d'une charge supplémentaire sur le fond de l'océan et sa flexion. En outre, la masse excédante de l'eau elle-même attire la Terre et par là même provoque des déformations supplémentaires de l'écorce terrestre. Nous représenterons ζ en série de fonctions sphériques. Alors, selon Munk et Mac Donald [10] le potentiel perturbateur répondant au n ème terme de cette série sera égal à $g\alpha_n \zeta_n$ et le déplacement du fond de l'océan résultant de l'effet combiné de la charge et de l'attraction sera $h'_n \alpha_n \zeta_n$. Ces déformations du fond provoquent à leur tour l'apparition d'un potentiel complémentaire $k'_n g \alpha_n \zeta_n$. Ici h'_n , k'_n sont les nombres de Love du n ème ordre (nombres de charge de Love), $\alpha_n = (3/(2n+1))(\rho_0/\rho_\infty)$, ρ_0/ρ_∞ est le rapport de la densité moyenne de l'eau de mer à la densité moyenne de la matière terrestre.

L'analyse spectrale des séismogrammes des séismes du Kamtchatka (1952) et du Chili (1960) a montré (voir [16, 23]) que la période maximale des oscillations propres de la Terre est de 53 à 57 min. c'est-à-dire qu'elle est beaucoup plus petite que la courte période (semi-diurne) de la force génératrice de marée. Ainsi, on peut considérer les marées terrestres comme statiques et provoquées par la force génératrice de marée de la déformation de la surface de la Terre et les variations de la force d'attraction terrestre qu'elles ont provoquées sont égales à $h_L \Omega_2/g$ et $k_L \Delta\Omega_2$, où comme précédemment, Ω_2 est le potentiel de marée, h_L et k_L sont les nombres de Love liés à l'action des forces de volume (leur valeur a été donnée plus haut).

Nous introduirons ensuite les déformations de marée ζ_b de la surface de la Terre

$$\zeta_b = h_L \zeta + \sum_n h'_n \alpha_n \zeta_n \quad (15)$$

et les variations du champ gravitationnel de la Terre provoquées par les

marées océaniques

$$\mathbf{G}^{(1)} = g \cdot \nabla \sum_n (1 + k'_n) \alpha_n \zeta_n \quad (16)$$

et par les marées terrestres

$$\mathbf{G}^{(2)} = g k_L \cdot \nabla \zeta + \dots \quad (17)$$

En tenant compte de (15) à (17) et de la représentation traditionnelle des forces des frictions pro-intégrées suivant la verticale depuis la surface de l'océan ($z = \zeta_s$) jusqu'au fond ($z = -H + \zeta_h$) les équations dynamiques des marées s'écrivent sous la forme (voir [13, 37])

$$\frac{\partial \mathbf{w}}{\partial t} = -g H \cdot \nabla (\zeta - \gamma_L \zeta^+ - \zeta^\oplus) + A \mathbf{w} + k_L \Delta \mathbf{w} - r \mathbf{w}; \quad (18)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\nabla \cdot \mathbf{w}, \quad (19)$$

où $\mathbf{w} = (\bar{u}H, \bar{v}H)$ est le vecteur flux total; \bar{u} , \bar{v} sont les composantes moyennes suivant la verticale de la vitesse du courant de marée dans la direction des axes λ et θ (λ est la longitude, θ est la colatitude) $H = H(\theta, \lambda)$ - la profondeur de l'océan; $\gamma_L = (1 + k_L - h_L)$ le facteur de réduction de Love;

$$\zeta^\oplus = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \zeta(\theta', \lambda') G(\theta', \lambda', \theta, \lambda) \sin \theta d\theta d\lambda$$

la fonction auxiliaire décrivant l'influence de la charge et l'auto attraction sur les marées dans l'océan. Elle représente une intégrale de surface avec noyau

$$G(\theta', \lambda', \theta, \lambda) = \sum_n (1 + k'_n - h'_n) \alpha_n \sum_m N_{nm}^{-1} P_n^m(\cos \theta) \times \\ \times P_n^m(\cos \theta') \begin{pmatrix} \cos m\lambda \cos m\lambda' \\ \sin m\lambda \sin m\lambda' \end{pmatrix}.$$

ici

$$N_{nm} = \begin{cases} 4\pi/(2n+1) & \text{при } m=0; \\ \frac{2\pi(n+m)!(n-m)!}{(2n+1)(n!)^2} & \text{при } m>0 \end{cases}$$

est le facteur normalisé, P_n^m est la fonction associée de Legendre. Les autres notations en (18), (19) sont: r et k_L les coefficients de la friction (*) et de la turbulente horizontale admise; A est la matrice de Coriolis

$$A = \begin{pmatrix} 0 & -f \\ f & 0 \end{pmatrix},$$

$f = 2\omega \cos \theta$ est le paramètre de Coriolis; ∇ et Δ sont les opérateurs gradient et laplacien sur la surface de la sphère de rayon a .

Ne pas confondre avec r en (11). On a pris ici une loi linéaire de résistance et c'est pourquoi r est la constante de mesure.

En adoptant l'équation (18) nous avons admis à la suite de Platzman [54] que dans tout le domaine des fréquences des oscillations forcées de marées, l'océan se comporte comme quasi homogène. En outre, nous avons supposé que $G^{(1)}$ et $G^{(2)}$ ne changent pas avec la profondeur. L'erreur résultant de cette hypothèse est d'ordre H/a , le même que l'ordre des autres termes rejetés en (18). Enfin lors de la description de la macro turbulence nous avons rejeté les termes en relation avec l'effet de courbure de la surface de la Terre. Les résultats des expériences numériques obtenues par Gordeyev et autres [5] ont servi de base à cet effet.

Sur cette base, les termes considérés n'exercent aucune influence sensible sur la formation des marées dans un océan limité au Nord et au Sud par les parallèles de 65°N et 70°S .

Les équations (18), (19) doivent être complétées par la condition aux limites sur le contour du littoral Γ de la région étudiée S

$$w|_{\Gamma}=0 \quad (20)$$

et par les conditions initiales. La nécessité dans ces dernières n'est plus de rigueur si les coefficients de friction et de turbulence horizontale adoptés sont considérés comme constantes numériques.

Cela permet de linéariser le problème et par cela même de considérer w , ζ et ζ_b comme des fonctions harmoniques du temps

$$\begin{Bmatrix} w \\ \zeta \\ \zeta_b \end{Bmatrix} = \text{Re} \begin{Bmatrix} \hat{w} \\ \hat{\zeta} \\ \hat{\zeta}_b \end{Bmatrix} e^{-i\sigma t}, \quad (21)$$

où σ est la fréquence de l'harmonique étudiée; w , ζ et ζ_b sont les amplitudes complexes de l'harmonique étudiée pour les fonctions correspondantes. Nous noterons que le rôle de la condition (21) est assuré par le caractère périodique des oscillations du potentiel des forces génératrices de marées (ou de la marée statique).

Ainsi, nous avons un système fermé (15), (18) à (21) pour la détermination des trois fonctions inconnues: w , ζ et ζ_b . On peut réécrire le système correspondant des équations pour les amplitudes complexes du flux total et des oscillations de marées du niveau de l'océan (nous conserverons ici les notations précédentes) sous la forme

$$(r - i\sigma)w - Aw - k_l \Delta w = -gH \cdot \nabla (\zeta - \zeta^+) + f; \quad (22)$$

$$-i\sigma\zeta + \nabla \cdot w = 0; \quad (23)$$

$$w|_{\Gamma}=0, \quad (24)$$

où $f = \gamma_L g H \cdot \nabla \zeta^+$ est le terme indépendant.

Le système (22) à (24) a une solution unique s'il remplit une des conditions suivantes

$$\min_S H - \frac{\mu}{2\delta} \max_{S_l} \Delta H > 0; \quad 8H^2 - \mu |\nabla H| > 0. \quad (25)$$

Ici $\delta = \min(\sin \theta) > 0$; $\mu = 4\pi a^2$ est l'estimation de la constante de l'inégalité de Fridrich; S_i est le nombre de points $(\theta, \lambda) \in S$ pour lesquels $\Delta H > 0$. La démonstration en est donnée dans l'annexe A.

5. Schéma par différences.

Nous chercherons une solution approchée du problème. Dans ce but nous remplacerons les dérivées contenues dans (22) à (24) par les différences analogues. Ainsi nous parvenons au problème suivant

$$(r - i\sigma) H \cdot \bar{v} - f H \cdot \bar{u} - k_l \Delta_h (H \cdot \bar{v}) = -g H \cdot (\zeta - \zeta^\oplus)_{\bar{\theta}} + f_v; \quad (26)$$

$$(r - i\sigma) H \cdot \bar{u} + f H \cdot \bar{v} - k_l \Delta_h (H \cdot \bar{u}) = -\frac{gH}{\sin \theta} (\zeta - \zeta^\oplus)_{\bar{\lambda}} + f_u;$$

$$-i\sigma \zeta - \operatorname{div}_h (H \cdot \bar{w}) = 0; \quad (27)$$

$$\bar{u}, \bar{v} |_{\Gamma_h} = 0, \quad (28)$$

où $w = (u, v)$; Δ_h et div_h sont les opérateurs différentiels de Laplace et de divergence déterminés sous la forme

$$\Delta_h \bar{w} = \frac{1}{a^2} \left[\frac{1}{\sin \theta} (\sin \theta \cdot \bar{w}_\theta)_{\bar{\theta}} + \frac{1}{\sin^2 \theta} \bar{w}_{\bar{\lambda}} \right];$$

$$\operatorname{div}_h \bar{w} = \frac{1}{a \sin \theta} [(\bar{v} \sin \theta)_\theta + \bar{u}_\lambda];$$

les indices inférieurs θ et λ désignent les relations de différences (non surlignés en avant, surlignés derrière); Γ_h est la frontière de la région du réseau S_h , approchant l'océan mondial; f_u, f_v sont les projections du vecteur f sur les axes horizontaux en λ et θ .

Nous introduirons l'opérateur B , déterminé par le membre gauche du système (26) ensuite nous éliminerons la fonction inconnue ζ de ce système à l'aide de (27) et nous multiplierons l'expression résultante par $\sin \theta$. Alors le système (26) s'écrira sous la forme

$$\sin \theta \cdot B \bar{w} + P \bar{w} = Q \bar{w} + F, \quad (29)$$

où P et Q sont des opérateurs linéaires différentiels déterminés par les égalités

$$P \bar{w} = \begin{cases} -i \frac{gH}{\sigma} \sin \theta \cdot [\operatorname{div}_h (H \cdot \bar{w})]_{\bar{\theta}}; \\ -i \frac{gH}{\sigma} \cdot [\operatorname{div}_h (H \cdot \bar{w})]_{\bar{\lambda}}; \end{cases}$$

$$Q \bar{w} = \begin{cases} -i \frac{gH}{\sigma} \sin \theta \cdot h^2 \sum_{S'_h} \operatorname{div}_h (H \cdot \bar{w}') \cdot [G(\theta', \lambda', \theta, \lambda)]_{\bar{\theta}} \sin \theta'; \\ -i \frac{gH}{\sigma} h^2 \sum_{S'_h} \operatorname{div}_h (H \cdot \bar{w}') \cdot [G(\theta', \lambda', \theta, \lambda)]_{\bar{\lambda}} \sin \theta', \end{cases}$$

ainsi $w' = w (\theta', \lambda')$, $F = f \sin \theta$

Si maintenant en (29) on passe aux opérateurs et aux fonctions matériels l'équation matricielle correspondante prend la forme

$$T \begin{pmatrix} \bar{w}_1 \\ \bar{w}_2 \end{pmatrix} = L \begin{pmatrix} \bar{w}_1 \\ \bar{w}_2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} F_1 \\ F_2 \end{pmatrix}, \quad (30)$$

où $T = B + C$

$$\begin{aligned} B \begin{pmatrix} \bar{w}_1 \\ \bar{w}_2 \end{pmatrix} &= \sin \theta \begin{cases} rH \cdot \bar{w}_1 + \sigma H \cdot \bar{w}_2 - A\bar{w}_1 - k_l \Delta_h (H \cdot \bar{w}_1); \\ rH \cdot \bar{w}_2 - \sigma H \cdot \bar{w}_1 - A\bar{w}_2 - k_l \Delta_h (H \cdot \bar{w}_2); \end{cases} \\ C &= \begin{pmatrix} 0 & iP \\ -iP & 0 \end{pmatrix}; \quad L = \begin{pmatrix} 0 & iQ \\ -iQ & 0 \end{pmatrix}; \\ \begin{pmatrix} \bar{w}_1 \\ F_1 \end{pmatrix} &= \text{Re} \begin{pmatrix} \bar{w} \\ F \end{pmatrix}; \quad \begin{pmatrix} \bar{w}_2 \\ F_2 \end{pmatrix} = \text{Im} \begin{pmatrix} \bar{w} \\ F \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

Dans l'annexe B on démontre que $K = T - L$ est un opérateur défini positif. La dernière circonstance garantit l'unicité de la solution du système (30) pour n'importe quel terme libre F .

Il convient de noter que la détermination positive de K donne en principe la possibilité d'utiliser n'importe quelle méthode d'itération existante. Nous appliquerons la méthode d'itération suivante

$$T\bar{w}^{k+1} = L\bar{w}^k + f, \quad (31)$$

dans laquelle tous les termes contenant la sommation sur S_h sont reportés dans la couche précédente (noté par l'indice supérieur k). Ici à l'inverse des notations introduites précédemment, $w = (w_1, w_2)$, $f = (F_1, F_2)$.

Nous réécrirons (31) sous la forme

$$\bar{w}^{k+1} = T^{-1}L\bar{w}^k + T^{-1}f \quad (32)$$

et nous nous servirons des estimations pour la norme des opérateurs T^{-1} et L (voir annexe B). Alors pour $\|T^{-1}L\|$ aura lieu l'estimation

$$\|T^{-1}L\| \leq \|T^{-1}\| \cdot \|L\| \leq \frac{4gN^2 \max_n (1 + k'_n - h'_n) \alpha_n \cdot \max_{S_h} H^2}{\sigma(ah)^2 \left(r \min_{S_h} H + \nu k_l \right)}, \quad (33)$$

où h est le pas angulaire du réseau; N et ν sont déterminés respectivement dans les annexes A et B.

De (33) résulte la condition suffisante de rencontre du processus d'itération (31). Elle a la forme de

$$\frac{4gN^2 \max_n (1 + k'_n - h'_n) \alpha_n \cdot \max_{S_h} H^2}{\sigma(ah)^2 \left(r \min_{S_h} H + \nu k_l \right)} < 1. \quad (34)$$

Nous soulignerons que ce processus ne s'accorde que lors de la conservation dans les équations du modèle des termes de dissipation.

Si la fonction \bar{w} est trouvée, la détermination des deux autres fonctions cherchées ζ et ζ_0 s'obtiennent par les formules (27) et (15). Ainsi la seconde de celles-ci s'écrit préliminairement sous la forme

$$\zeta_b = h_L \zeta + \frac{1}{i\omega} \sum_n h_n' \alpha_n \operatorname{div}_h w_n. \quad (35)$$

L'apport de cette formule permet de se rendre indépendant de la décomposition des oscillations de marées du niveau en série de fonctions sphériques et au lieu de celle-ci d'utiliser la décomposition pour la fonction w . Cette dernière ne subit pas de discontinuité en passant à zéro sur le contour limite et ensuite conserve partout (dans les limites des continents) la valeur nulle.

6. Estimation des résultats des expériences numériques.

Données de départ

L'intégration du système (31) avec la condition complémentaire de l'adhérence sur le contour littoral de l'océan a été effectuée par la méthode des absences minimales [12]. En tant qu'approximation zéro (pour $k = 0$) on a appliqué l'état de repos $w^0 = 0$. On a utilisé un réseau identique en latitude et longitude avec un pas de 5° dans chacune des directions. Le contour littoral du continent reliant l'Amérique du Nord et du Sud, l'Afrique, l'Eurasie et l'Australie a été approximé par des sections de méridiens et de parallèles, la rive de l'Antarctique suivant le parallèle 70° Sud. Au relief naturel du fond de l'océan a été substitué le champ de profondeur lissé emprunté au travail de Pekeris et Accad [52]. Le choix des nombres de Love a été tiré de l'article de Longman [42]. Les valeurs limites du degré n et de l'ordre m des fonctions associées de Legendre ont été supposées égales respectivement à 40 et 36 et les valeurs des coefficients de la friction et de turbulence horizontale attribués -10^{-8} s^{-1} et $10^{11} \text{ cm}^2/\text{s}$. Dans ce choix des paramètres du problème, pour atteindre la concordance de la solution, il a été nécessaire de faire 7 approximations pour la limite permise de l'accroissement relatif de la moyenne pour le domaine de l'énergie cinétique, égale à 10^{-5} .

Apparemment il ne sera pas inutile de donner quelques éclaircissements ayant trait à la valeur prise pour le coefficient de friction de la turbulence horizontale. Nous l'avons adopté plus grand que la valeur traditionnelle ($k_1 = 10^8 \div 10^9 \text{ cm}^2/\text{s}$) en tachant de réduire un peu le temps de calcul. Mais ce n'est pas important. Nous avons considéré son problème non dans la réalisation de la liste des cartes de marées que nous possédons déjà pour l'océan mondial mais dans l'étude du mécanisme de l'effet réciproque des marées océaniques et terrestres et son rôle dans la formation de ce phénomène naturel. Pour résoudre le problème indiqué, la valeur du coefficient de friction de la turbulence horizontale n'est pas essentielle.

Nous procéderons maintenant à l'analyse des résultats du calcul se rapportant à l'harmonique M_2 des forces génératrices de marées.

Marées océaniques. Les résultats du calcul des marées océaniques sans tenir compte et en tenant compte de leur effet réciproque avec les marées terrestres sont donnés sur les figures 2 et 3. La comparaison de ces figures montre que ces effets cités ne conduisent pas à une réorganisation fondamentale de la structure spatiale du phénomène. A ce propos il n'y a rien d'autre et il ne fallait pas s'attendre si dans le cas opposé il serait difficile d'expliquer pourquoi les résultats existants des calculs des marées dans l'océan mondial

[2, 5, 20, 38, 52, 63] ne sont pas, au moins en qualité, en contradiction avec les données d'observations.

D'autre part il convient de remarquer que dans des parties individuelles de l'océan mondial les variations des amplitudes et des phases de la marée océanique étaient très perceptibles. En particulier, le calcul de l'effet réciproque des marées océaniques et terrestres a amené à une augmentation presque universelle des amplitudes dans les latitudes moyennes et basses de l'océan Pacifique et de leur diminution dans l'océan Indien et dans l'Atlantique Nord. Evidemment ces variations ne dépassent pas 20% mais dans certaines régions par exemple dans les parties centrale et occidentale de l'océan Pacifique dans les secteurs Indien et de l'océan Pacifique, de l'océan Austral, dans la mer des Caraïbes et le golfe de Guinée, les amplitudes de la marée données sur les figures 2 et 3 diffèrent l'une de l'autre d'à peu près 1,5 à 2 fois.

L'heure d'apparition de la marée haute est indiquée par des lignes continues (en heures moyennes lunaires) par rapport au moment de culmination de la Lune au méridien de Greenwich, l'amplitude de la marée (en cm) par des lignes pointillées.

Cependant les variations les plus impressionnantes ont lieu pour les phases de la marée. Il est apparu que le calcul de l'effet réciproque a amené au développement des zones de noeuds ayant comme conséquence un déplacement sensible des systèmes amphidromiques. Il y en a pas mal d'exemples. Nous commencerons quand même avec l'océan Indien. Là l'attention se tourne sur la variation de l'orientation des zones de noeuds bordant la partie centrale de l'océan Indien depuis l'Est et l'Ouest. Cet amphidrome qui précédemment (fig. 2) se trouvait à proximité des Kerguelen, s'est déplacé maintenant (fig. 3) au Nord Ouest et se trouve au Sud de Madagascar. Simultanément a crû la région de l'influence du second amphidrome de rotation directe à la limite entre les océans Indien et Atlantique. Sur la figure 3 elle englobe en grande partie du secteur indien de l'océan Austral. Sur son autre partie prédomine encore un amphidrome de rotation directe situé au Sud de l'Australie. Son centre n'est également pas resté à l'endroit précédent et s'est déplacé vers l'Est de 10°.

Une carte analogue s'observe aussi dans l'océan Pacifique. Ici également les variations fondamentales des phases de la marée sont observées dans les zones de noeuds et dans les endroits où se forment les amphidromes. Nous indiquerons l'augmentation de la distance entre les trois amphidromes liés l'un à l'autre, se trouvant dans les limites d'une seule zone de noeud non loin de la limite Ouest de l'océan; sur le déplacement de l'amphidrome dans la partie Sud-est de l'océan Pacifique dans la région de l'île de Pâques; sur un petit déplacement en général de la zone de noeud Est et de sa conséquence qui est la transformation du système amphidromique dégénéré en un amphidrome de coordonnées du point amphidromique: 40° latitude Nord, 135 longitude Ouest.

Dans l'océan Atlantique il s'est produit un déplacement de la zone de noeud coupant l'Atlantique Sud, au Nord et l'accompagnant un déplacement dans la même direction de la chaîne des amphidromes reliés entre eux et de rotation opposée. On remarque également un certain déplacement des amphidromes des Caraïbes et du Nord Atlantique vers l'Ouest.

Avec cela s'épuisent essentiellement les différences des deux solutions numériques. Avec leur aide on a réussi à établir le fait que généralement favorable pour les simulations précédentes des marées dans l'océan mondial, que les variations importantes dans le régime des marées océaniques créées par

leurs effets réciproques avec les marées terrestres ont un caractère rapidement local et plus global (figures 4, 5).

Marées terrestres. Pour celles-ci la situation est tout à fait autre. Au lieu du champ attendu et presque homogène (il devrait en être ainsi si les marées terrestres n'étaient presque pas différentes des statiques). Nous verrons sur les figures 6, 7 l'alternance des zones dans lesquelles le rapport des amplitudes diffère sensiblement de l'unité, et la différence des phases de zéro.

Les différences les plus importantes entre marées terrestres et statiques sont observées dans les régions océaniques situées aux hautes latitudes des hémisphères Nord et Sud. Par exemple dans le secteur de l'océan Pacifique de l'océan Austral, le rapport des amplitudes varie de 0,7 à 1,7 et la différence des phases atteint 50° . De façon analogue dans la partie Nord Ouest de l'Atlantique le rapport des amplitudes est de 1,3 et la différence des phases de 15° . La particularité remarquée trouve sa cause non tant dans la croissance des marées que dans la dégénérescence des marées statiques. Cependant d'importantes différences entre les marées effectives et statiques se rencontrent aussi aux basses latitudes. La partie centrale de l'océan Pacifique et la région contiguë au littoral océanique du Mexique peuvent servir de confirmation. Dans les régions indiquées le rapport des amplitudes diminue jusqu'à 0,6 à 0,8 et la différence des phases varie dans les limites de -25° à 15° .

Dans l'autre partie de la surface de l'océan mondial les différences des marées terrestres et statiques ne sont pas aussi grandes mais suffisamment faibles qu'on puisse les ignorer complètement. Ici la gamme des variations est de 0,9 à 1,1 pour le rapport des amplitudes et de -5° à $+5^\circ$ pour la différence de phases. A une rare exception ces mêmes valeurs des caractéristiques envisagées ont lieu aussi sur les continents, ce qui est intéressant, avec l'éloignement de la côte elles tendent à leurs valeurs statiques mais pratiquement ne correspondent nulle part avec elles. L'existence de cette conformité, décelée d'abord par les mesures gravimétriques, s'explique exclusivement par l'influence des marées océaniques.

Echange d'énergie entre les marées océaniques et terrestres. Avant de procéder à cette évaluation, nous écrirons l'équation d'énergie de marée. En multipliant scalairement l'équation du mouvement (18) par $\rho_0 w$ et en joignant l'équation de continuité (19) nous avons

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\rho_0 \frac{\bar{u}^2 + \bar{v}^2}{2} H + \rho_0 \frac{g \zeta^2}{2} \right) &= -\rho_0 g \nabla \cdot w (\zeta - \gamma_L \zeta^+ - \zeta^\oplus) + \\ &+ \rho_0 g (\gamma_L \zeta^+ + \zeta^\oplus) \frac{\partial r}{\partial t} + \bar{w} \cdot F, \end{aligned} \quad (36)$$

où F est le vecteur liant les forces de friction et de turbulence horizontale appliquées.

Nous nous servirons de la détermination des fonctions ζ_h et ζ^+ et nous écrirons l'expression pour $(\gamma_L \zeta^+ + \zeta^\oplus)$ sous la forme

$$(\gamma_L \zeta^+ + \zeta^\oplus) = -\zeta_b + (1 + k_L) \zeta^+ + \sum_n (1 + k'_n) \alpha_n \zeta_n = -\zeta_b + U/g. \quad (37)$$

En substituant (37) en (36) après des transformations identiques nous trouverons

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left[\rho_0 \frac{\bar{u}^2 + \bar{v}^2}{2} H + \rho_0 g \left(\frac{\zeta^2}{2} + (\zeta + H) \zeta_b \right) \right] = \\ = -\rho_0 g \nabla \cdot w \left(\zeta + \zeta_b - \frac{U}{g} \right) + \rho_0 g (\zeta + H) \frac{d\zeta_b}{dt} + \\ + \rho_0 U \frac{\partial}{\partial t} (\zeta + H) + \bar{w} \cdot F. \end{aligned} \quad (38)$$

C'est aussi l'équation pour l'énergie de marée dans l'océan affectée par le fond élastique de l'océan. Dans celle-ci le terme du membre gauche caractérise la vitesse de la variation de l'énergie totale (plus le potentiel cinétique) le premier terme du membre de droite est l'énergie du courant d'onde, les autres sont le travail produit par unité de temps par rapport à la force de pression hydrostatique sur le fond de l'océan, à la force de masse de potentiel U et la force de frottement.

Nous intégrerons l'équation (38) sur la surface S de l'océan en fonction du temps au cours d'un cycle de marée. Tenant compte de la condition (20) et en admettant approximativement que $\dot{E} = - \int_S (w, F) dS$ (voir à ce sujet [6]) nous avons

$$-\dot{E} = \rho_0 g \int_S \left\langle \frac{U}{g} \frac{\partial}{\partial t} (\zeta + H) + (\zeta + H) \frac{d\zeta_b}{dt} \right\rangle dS. \quad (39)$$

D'où il résulte que la quantité d'énergie dissipée dans l'océan varie en fonction des propriétés de la surface considérée. Elle est égale au travail des forces génératrices de marées de potentiel Ω_2 pour ζ_b , $k_L = 0$ (Terre absolument rigide) et moins qu'elle si la Terre est considérée comme élastique et déformée par les marées. Dans ce cas la partie de l'énergie agissant dans l'océan se transmet à la Terre grâce au travail des forces de pression sur le fond. En général, la direction de transfert de l'énergie (de l'océan à la Terre ou dans la direction opposée) est fonction du déphasage entre les marées océaniques et terrestres. Il faut établir la direction et la valeur de ce transfert.

Désignons par Z et q l'amplitude et la phase des oscillations de marées relatives du niveau de l'océan et par Z_n et q_n - leurs valeurs répondant au n^{ième} terme de la décomposition de ζ en série de fonctions sphériques. Alors U et ζ_b peuvent être représentés sous la forme [voir (8)]

$$\begin{aligned} U &= (1 + k_L) g A^+ A \cos(\omega t - \alpha); \\ \zeta_b &= h_L A^+ B \cos(\omega t - \beta), \\ A &= \left[\left(\sin^2 \theta \cos 2\lambda + \sum_n a_n \cos q_n \right)^2 + \right. \\ &\quad \left. + \left(\sin^2 \theta \sin 2\lambda + \sum_n a_n \sin q_n \right)^2 \right]^{1/2}; \\ \alpha &= \operatorname{arctg} \frac{\sin^2 \theta \sin 2\lambda + \sum_n a_n \sin q_n}{\sin^2 \theta \cos 2\lambda + \sum_n a_n \cos q_n}; \\ a_n &= \frac{(1 + k'_n) \alpha_n Z_n}{(1 + k_L) A^+}, \end{aligned} \quad (40)$$

B et β sont obtenus en remplaçant a_n par $b_n = h'_n \alpha_n Z_n / h_L A$ et A , α respectivement; les autres notations sont classiques.

La substitution de (40) dans l'expression pour le travail accompli par la force de masse de potentiel U et par la force de pression sur le fond de l'océan, donne

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{dW_s}{dt} \right\rangle &\equiv \rho_0 \int_S \left\langle U \frac{\partial}{\partial t} (\zeta + H) \right\rangle dS = \\ &= -\frac{1}{2} \rho_0 g (1+k_L) \zeta A^+ \int_S AZ \sin(\alpha - q) dS; \end{aligned} \quad (41)$$

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{dW_b}{dt} \right\rangle &\equiv \rho_0 g \int_S \left\langle (\zeta + H) \frac{d\zeta_b}{dt} \right\rangle dS = \\ &= -\frac{1}{2} \rho_0 g h_L \zeta A^+ \int_S BZ \sin(q - \beta) dS. \end{aligned} \quad (42)$$

Les calculs faits d'après ces formules montrent que, en moyenne, pour un cycle de marée, l'océan reçoit $5,04 \cdot 10^{19}$ erg/s et restitue à la Terre $2,36 \cdot 10^{19}$ erg/s. On comprend que l'attribution de l'énergie aux marées terrestres ne doit pas s'observer partout. Et en effet comme on le voit par la figure 8, dans des régions distinctes de l'océan mondial a lieu un courant inverse de l'énergie. Il englobe presque tout l'océan Austral et les vastes espaces de la partie Nord de l'océan Pacifique et de l'Atlantique Nord.

Conformément à l'équation (39) la somme des expressions (41) et (42) doit caractériser par elle-même la dissipation de l'énergie de marée dans l'océan. En additionnant les valeurs données plus haut $\langle dW_s/dt \rangle$ et $\langle dW_b/dt \rangle$, nous obtenons $\dot{E} = 2,68 \cdot 10^{19}$ erg/s. Il est intéressant de comparer cette estimation avec celles trouvées par la méthode analogue (on a admis de l'appeler méthode du moment des forces) par d'autres auteurs. À présent nous connaissons sept estimations; trois de celles-ci ($2,1 \cdot 10^{19}$; $2,5 \cdot 10^{19}$ et $3,0 \cdot 10^{17}$ erg/s) ont été proposées respectivement par Heiskanen [36] Groves et Munk [34] et Hendershott [37] * les quatre autres ($10,2 \cdot 10^{19}$; $8,0 \cdot 10^{19}$; $13,0 \cdot 10^{19}$ et $14,2 \cdot 10^{19}$ erg/s) peuvent être obtenues en utilisant les résultats donnés par Pariiski et co-auteurs [17] et Kouznetsov [9] du calcul du moment des forces pour l'harmonique M_2 de la marée.

Dans la déduction de toutes ces estimations, à l'exception de celle trouvée par Hendershott, il n'a pas été tenu compte de l'échange des énergies entre les marées océaniques et terrestres. Par conséquent la non concordance avec les estimations données plus haut ** peut servir de critère supplémentaire de l'importance de cet échange dans le budget de l'énergie de marée de l'océan mondial.

* L'estimation donnée par Hendershott a été obtenue d'après les données de l'étape intercalaire de la solution du problème sur les marées dans le système océan-Terre et parce qu'on peut l'envisager seulement comme approximative.

** Elles diffèrent l'une de l'autre à cause du choix de l'information de départ différente sur les marées dans l'océan mondial. Cette explication ne se répercute pas sur les quatrième ($10,2 \cdot 10^{19}$ erg/s) et cinquième ($8,0 \cdot 10^{19}$ erg/s) estimations: pour leur déduction on a utilisé une seule et même carte de marée mais le potentiel des forces des masses dans le premier cas était considéré comme égal à Ω_2 , dans le second - U , écrit dans l'hypothèse de a_n , $b_n = 0$.

En revenant à l'analyse de la dissipation de l'énergie de marée dans le système océan-Terre nous remarquerons en premier lieu la circonstance suivante: grâce aux écarts des marées terrestres et du potentiel de gravitation par rapport à leurs valeurs statiques, le travail de la force de la pression hydrostatique sur le fond de l'océan devait s'équilibrer malgré la dissipation par le travail accompli par les marées terrestres contre les forces massiques. Et en effet, dans le cas examiné la valeur $\rho_e \int (U d\zeta_b / dt) dS$ (ici la région d'intégration englobe la surface de toute la Terre) est égale à $- 1,94 \cdot 10^{19}$ erg/s. La somme des deux estimations ($2,36 \cdot 10^{19}$ et $- 1,94 \cdot 10^{19}$ erg/s) donne la valeur de la dissipation de l'énergie de marée dans le corps solide de la Terre se montant à peu près à $0,4 \cdot 10^{19}$ erg/s. Enfin, cette estimation est obtenue de façon très imprécise en raison de la nécessité d'avoir affaire à une différence petite entre de grandes valeurs et de sa dépendance de la précision de la reproduction de la structure spatiale des marées océaniques et terrestres.

Toutefois elle a le signe nécessaire et un ordre correct (voir avec les estimations de- \dot{E} au paragraphe 2). Tenant compte de ce moment donnant de l'espoir nous formulerons nos estimations de la dissipation de l'énergie dans les marées océaniques barotropiques ($2,68 \cdot 10^{19}$ erg/s) et dans le corps solide de la Terre ($0,4 \cdot 10^{19}$ erg/s) avec l'estimation rappelée précédemment - \dot{E} dans les ondes internes ($0,25 \cdot 10^{19}$ erg/s). A la suite de quoi nous trouverons que dans le système océan-Terre doit dissiper environ $3,3 \cdot 10^{19}$ erg/s, c'est-à-dire à peu près 1,5 fois moins que ce que prédisent les données des observations astronomiques ($5 \cdot 10^{19}$ erg/s). Le problème est que cette divergence reste jusqu'à présent ouverte.

Conclusion

L'historique de l'étude de la dissipation de l'énergie de marée dans le système océan-Terre est très compliqué et rappelle un conte de détective inachevé dont le dénouement reste ainsi aussi inconnu au lecteur.

Comme toujours dans des cas semblables la situation permet quelques raisonnements différents. Les divergences entre les estimations astronomiques et géophysiques peuvent être expliquées par exemple par la non authenticité soit des estimations astronomiques soit géophysiques soit celles-ci et d'autres au lieu de celles prises. Cette explication s'appuie sur l'opinion posée par l'axiome que beaucoup d'estimations géophysiques et astronomiques sont provisoires. La grande divergence des données obtenues ici me confirme cette conclusion.

On peut supposer aussi d'autres explications, la plus simple de celles-ci est l'élimination injustifiée de la dissipation de l'énergie dans les ondes de marées par une autre périodicité (différente de l'onde M_2). Pour confirmer ce qui a été dit nous nous baserons sur Groves et Munk [34] selon lesquels la valeur de l'énergie de marée contenue dans les marées lunaires diurnes est au total seulement 3 fois moindre que dans les marées semi-diurnes. Le fait de négliger les dissipations dans les marées atmosphériques lunaires peut être une autre explication des divergences entre les estimations astronomiques et géophysiques.

Bien que cette possibilité apparaisse comme peu probable * cela ne mérite toutefois pas de la rejeter du calcul, étant donné l'état extrêmement insatisfaisant de nos connaissances sur les marées atmosphériques. Enfin, l'absence de calcul des mécanismes locaux de la dissipation (disons, le mécanisme de friction des blocs de l'écorce terrestre; voir à ce sujet [11]) peut être encore une cause des écarts imprévus des estimations astronomiques et géophysiques.

La situation n'est pas du tout claire dans l'ensemble mais elle se rapporte uniquement à la dissipation de marée. Par contre en ce qui concerne les estimations des effets d'actions réciproques des marées océaniques et terrestres et de l'échange des énergies entre elles nous ne doutons pas de leur exactitude.

L'exactitude de ces estimations ne se base pas seulement sur le fait qu'elles ont été obtenues tout-à-fait vraisemblables. Les résultats de nos calculs des variations de marées du niveau de l'océan et des déformations du fond de l'océan et de la surface du sol qui y sont liées n'étaient pas très sensibles au choix de la valeur du coefficient de la friction de turbulence horizontale. Cette dernière circonstance est également une raison non négligeable de leur emploi.

* En effet si on apporte les données des observations des variations de marées de la pression atmosphérique, répondant à l'harmonique lunaire semi-diurne des forces génératrices de marées et ensuite les décompose en série de fonctions sphériques, alors comme l'ont montré Haurwitz et Cowley [35] (voir également [21]) pour le terme principal de cette série on aura l'expression $55,2 \sin^3 \theta \cdot \cos(\sigma t - 7,5^\circ) (\mu b)$. La connaissant il n'est pas difficile d'obtenir une limite inférieure de la dissipation d'énergie dans les marées lunaires atmosphériques. Elle sera égale à peu près à $3 \cdot 10^{16}$ erg/s c'est-à-dire de trois ordres inférieure à l'estimation astronomique de la dissipation.

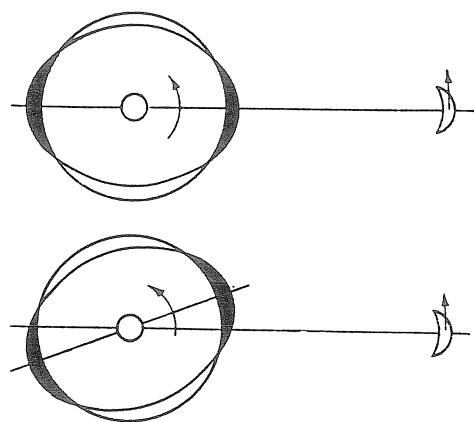


FIGURE 1.

Position des crêtes de marées en l'absence (en haut) et en présence (en bas) de frottement.

Le frottement de marée conduit à ce que la marée haute apparaît à une longitude qui a déjà traversé la ligne des centres Terre-Lune. On a indiqué par des petites flèches la direction de la rotation de la Terre et de la Lune.

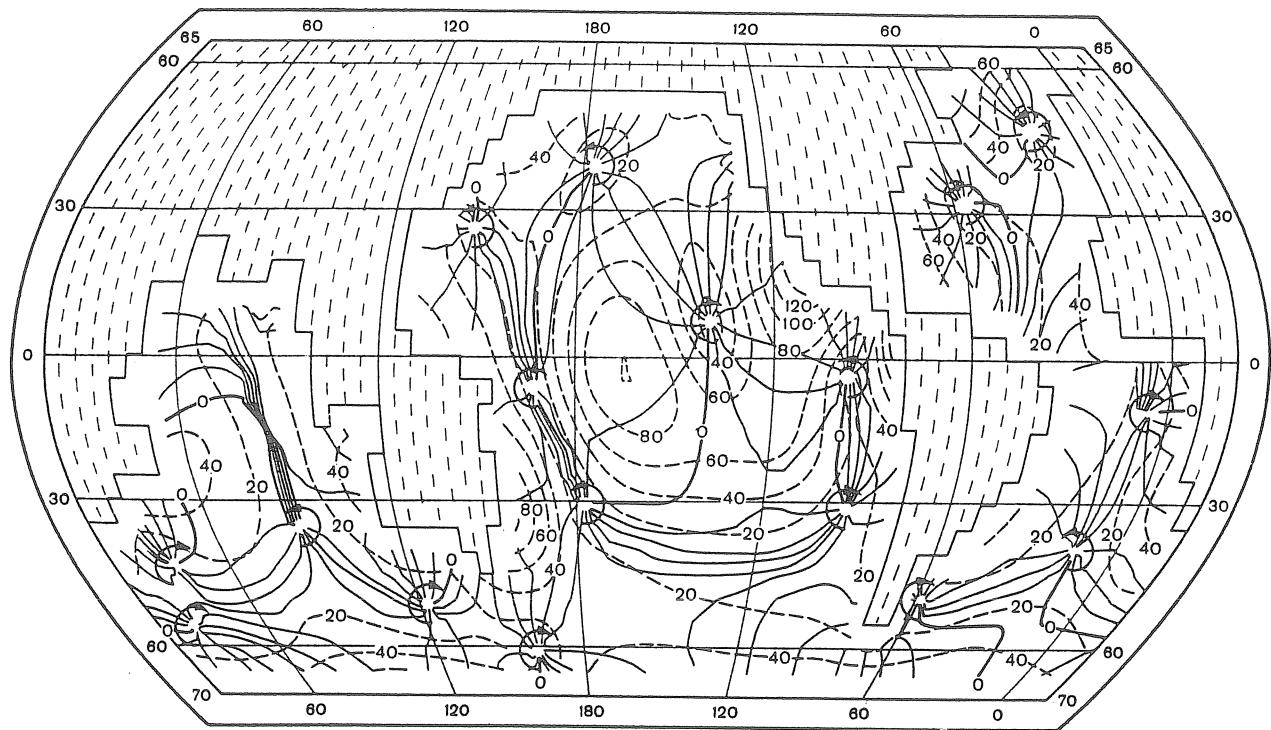


FIGURE 2

Carte des marées semi-diurnes (onde M_2) dans l'océan mondial calculées sans tenir compte du rôle de leur effet réciproque avec les marées terrestres d'après Gordeyev et autres [32].

Les lignes continues indiquent l'instant d'arrivée de la haute mer (en heures lunaires moyennes) par rapport au moment de la culmination de la Lune au méridien de Greenwich. L'amplitude de la marée (en cm) est indiquée par les lignes pointillées.

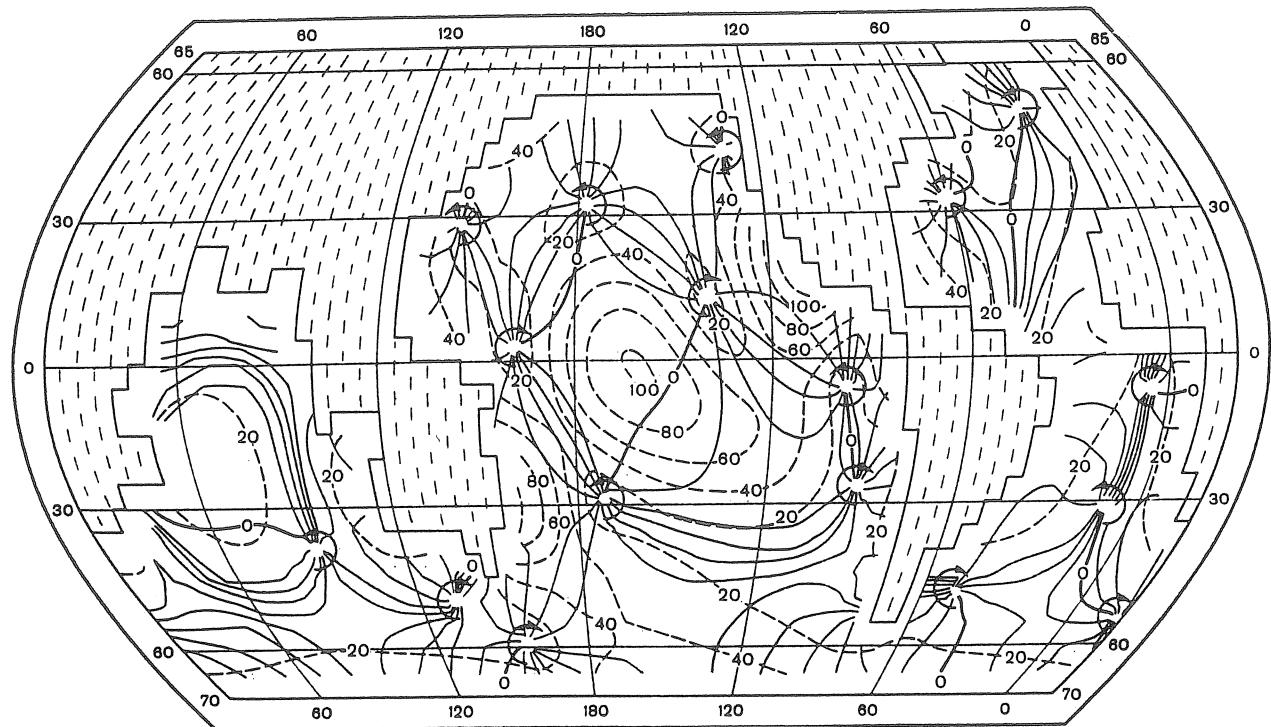


FIGURE 3.

Carte des marées semi-diurnes (onde M_2) dans l'océan mondial calculées en tenant compte des effets réciproques avec les marées terrestres, d'après Gordeyev et al. [4]. Explications voir sur la figure 2.

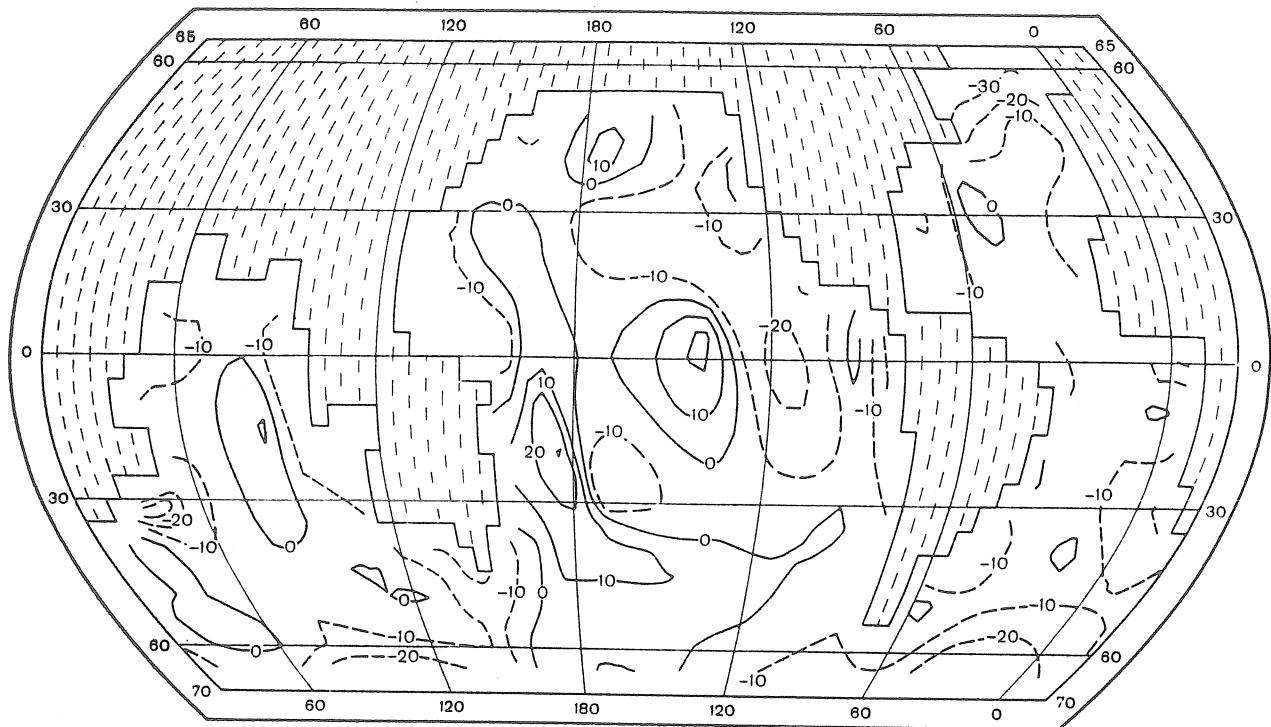


FIGURE 4.

Différence des amplitudes (en cm) des variations de marées du niveau de l'océan mondial calculées en tenant compte et sans tenir compte des effets de l'action réciproque des marées océaniques et terrestres.

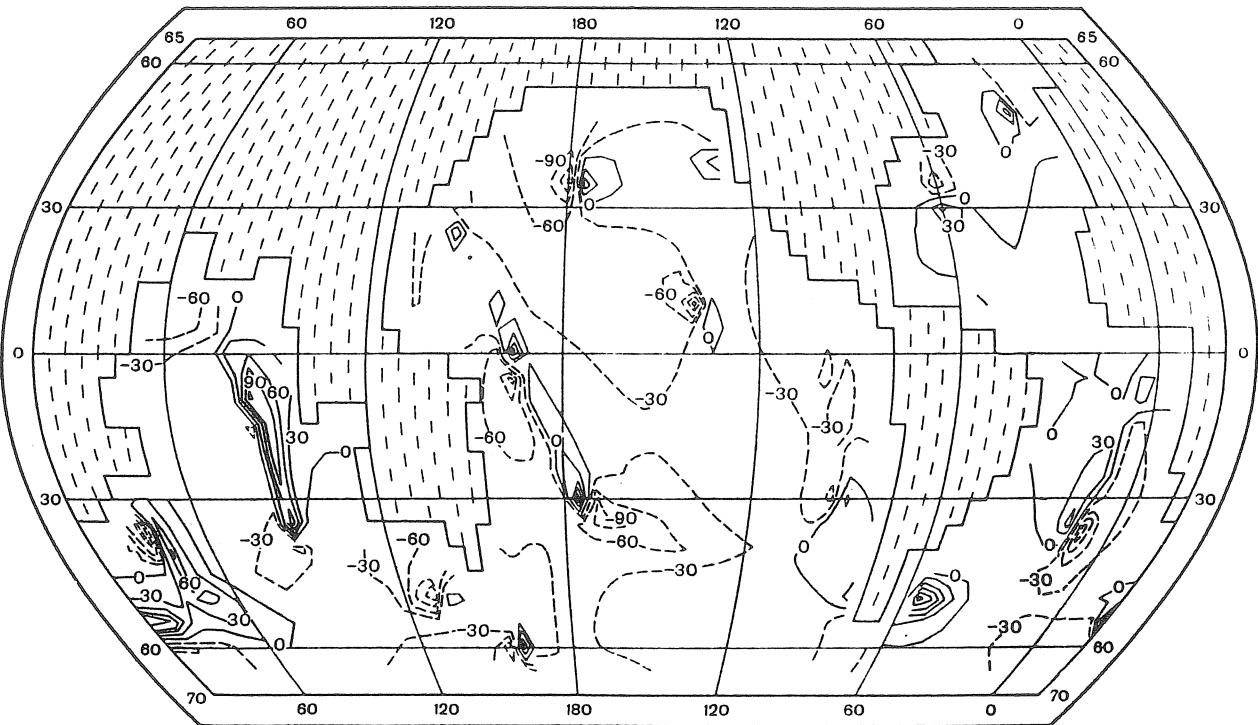


FIGURE 5.

Différences des phases (en degré) des variations de marées du niveau de l'océan mondial calculées en tenant compte et sans tenir compte des effets de l'action réciproque des marées océaniques et terrestres.

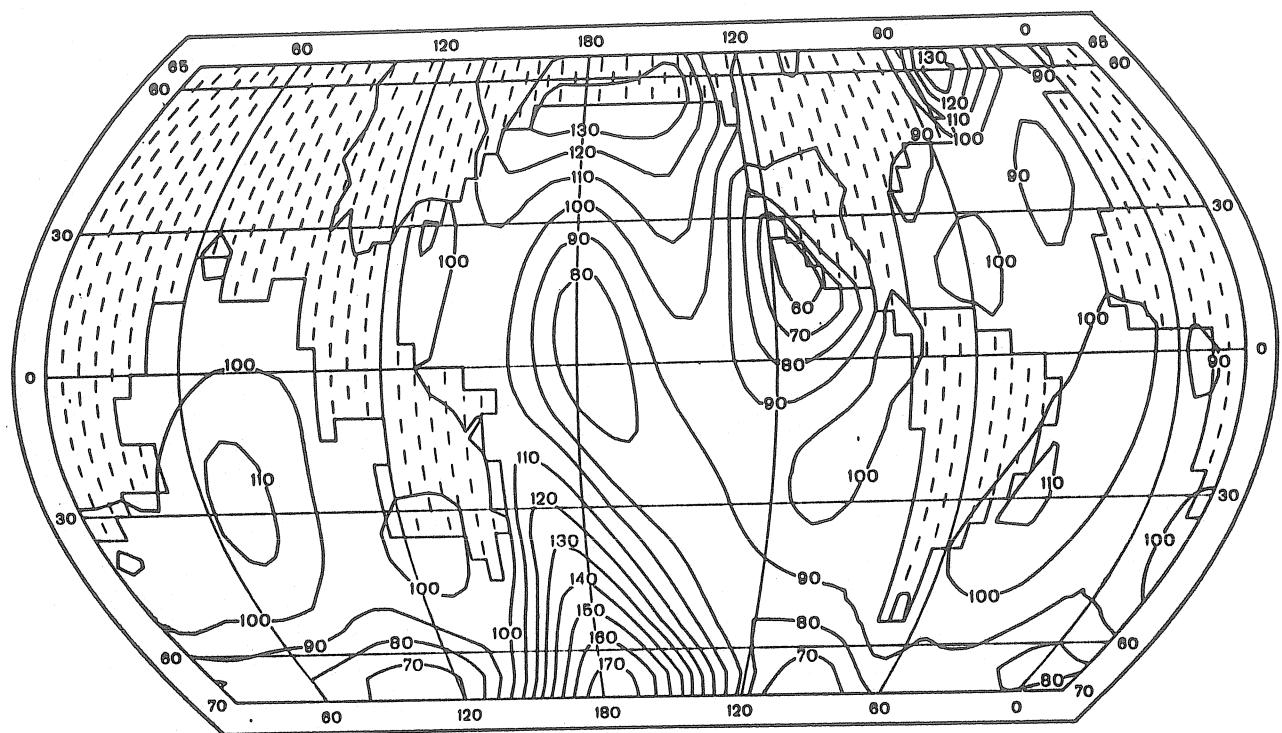


FIGURE 6.

Rapport des amplitudes des modes ($\zeta_b/k_L \zeta^+$) des marées terrestres et statiques (en pour-cents) d'après Kagan et Poliakov [8].

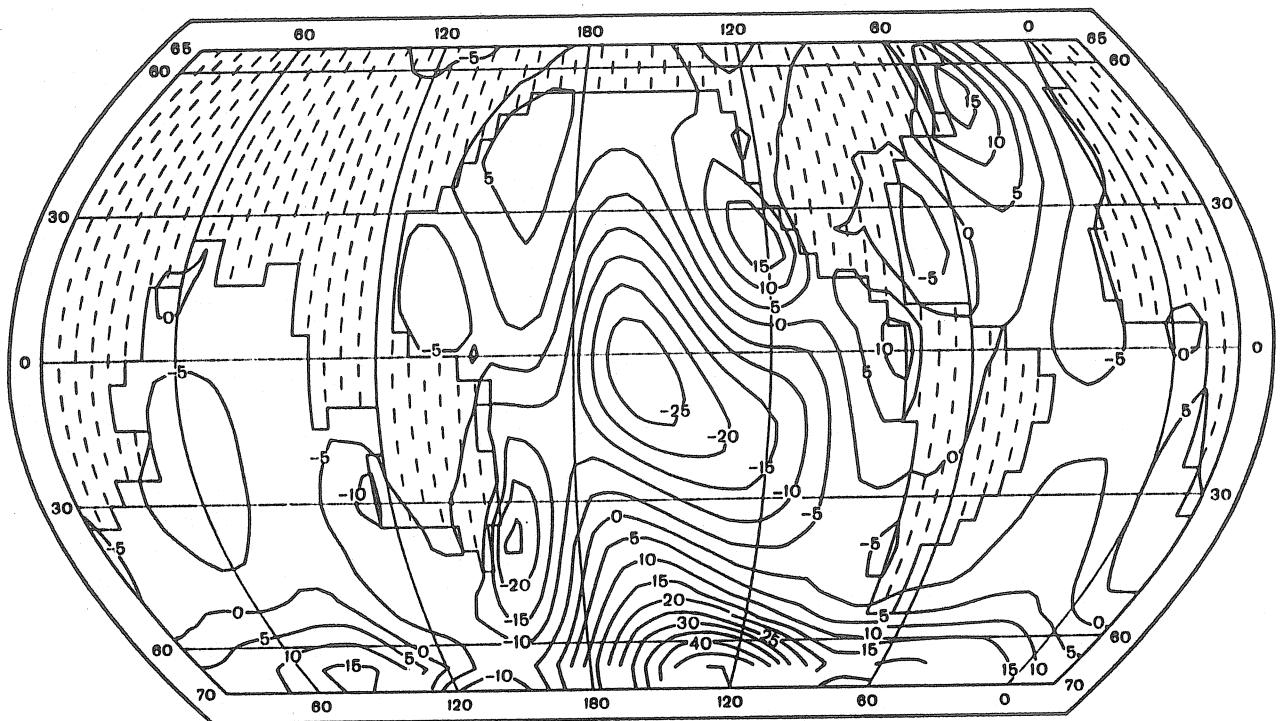


FIGURE 7.

Différence des phases de $\arg(\zeta_b/k_L \zeta^+)$ des marées terrestres et statiques (en degrés) d'après Kagan et Poliakov [8].

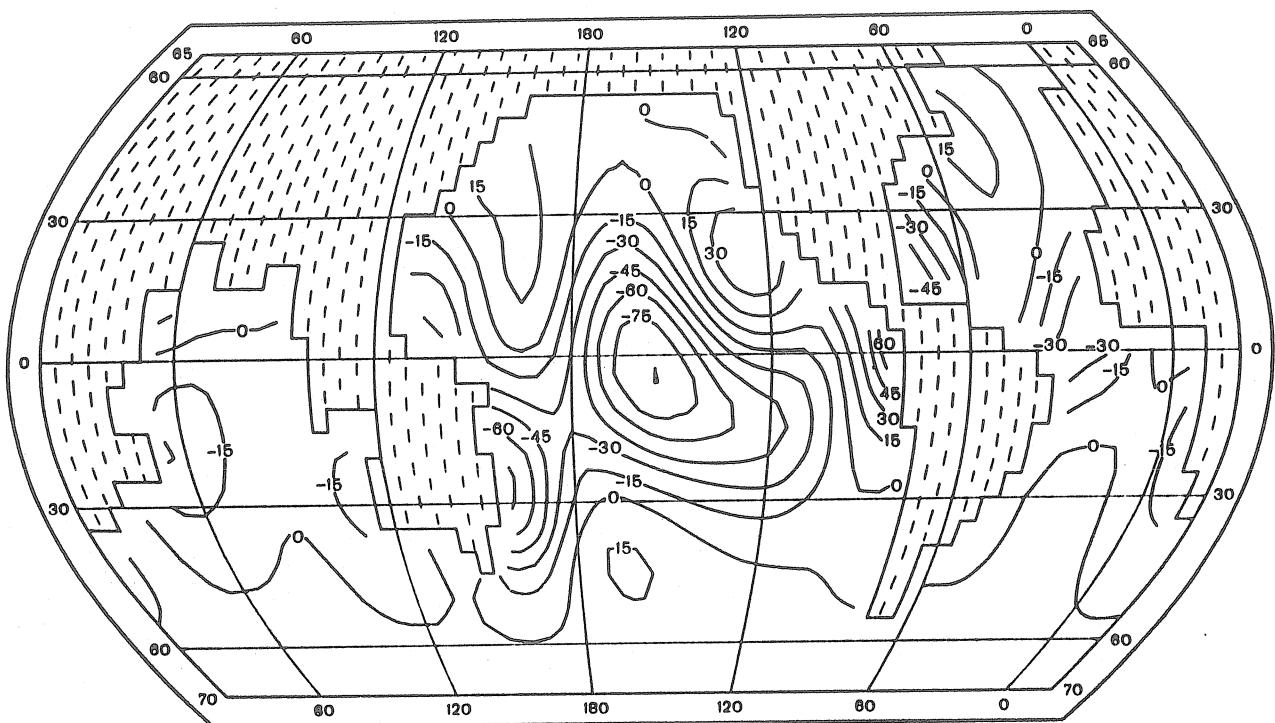


FIGURE 8.

Echange d'énergies (en erg / (cm². s)) entre les marées océaniques et terrestres.
Les valeurs négatives correspondent au passage de l'énergie de l'océan à la Terre, les positives - dans la direction opposée.

B.A. KAGAN

Annexes

A.. Preuve de l'unicité de la solution différentielle du problème

La solution du système (22) à (24) devra être comprise dans un sens généralisé. Autrement dit nous supposerons que les fonctions w et ζ satisfont à certains rapports intégraux découlant de façon naturelle des équations écrites.

Nous obtiendrons l'identité énergétique intégrale pour le système (22) à (24). Dans ce but nous multiplierons (22) par \bar{w}^* $\sin \theta$ (ici $\bar{w}^* = (\bar{u}^*, \bar{v}^*)$), les fonctions complexes conjuguées sont notées par une astérisque et ensuite l'expression résultante sera intégrée sur S .

Après certaines transformations, nous obtenons

$$\begin{aligned} & \int_S r |\bar{w}|^2 H dS - i\sigma \int_S H |\bar{w}|^2 dS - \int_S H A \bar{w} \cdot \bar{w}^* dS - \\ & - g \int_S (\zeta - \zeta^\oplus) \nabla \cdot (\bar{w}^* H) dS + \\ & + \frac{k_l}{a^2} \int_S \left[\frac{\partial}{\partial \theta} (\bar{w} H) \cdot \frac{\partial \bar{w}^*}{\partial \theta} + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} (\bar{w} H) \cdot \frac{\partial \bar{w}^*}{\partial \lambda} \right] dS = \\ & = \int_S f \cdot \bar{w}^* dS, \end{aligned} \quad (A.1)$$

où $dS = \sin \theta d\theta d\lambda$

Nous transformerons l'intégrale renfermant $(\zeta - \zeta^\oplus)$, en utilisant l'équation de continuité (23) et la détermination de la fonction ζ^\oplus . Si nous désignons par N , la limite supérieure de la sommation suivant n , alors

$$\begin{aligned} I_1 & \equiv \int_S (\zeta - \zeta^\oplus) \nabla \cdot (\bar{w}^* H) dS = -i\sigma \int_S (\zeta - \zeta^\oplus) \zeta^* dS = \\ & = -i\sigma \int_S |\zeta|^2 dS + i\sigma \sum_{n=0}^N (1 + k'_n - h'_n) \alpha_n \times \\ & \times \sum_m N_{nm}^{-1} \left(\left| \int_S \zeta P_n^m(\cos \theta) \cos m\lambda dS \right|^2 + \left| \int_S \zeta P_n^m(\cos \theta) \sin m\lambda dS \right|^2 \right). \end{aligned} \quad (A.2)$$

On peut recopier la dernière intégrale du premier membre de l'égalité (A.1).

$$\begin{aligned} I_2 & \equiv \frac{k_l}{a^2} \int_S \left[\frac{\partial}{\partial \theta} (\bar{w} H) \cdot \frac{\partial \bar{w}^*}{\partial \theta} + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} (\bar{w} H) \cdot \frac{\partial \bar{w}^*}{\partial \lambda} \right] dS = \\ & = \frac{k_l}{a^2} \int_S \left[H \left| \frac{\partial \bar{w}}{\partial \theta} \right|^2 + \frac{\partial H}{\partial \theta} \bar{w} \cdot \frac{\partial \bar{w}^*}{\partial \theta} + \right. \\ & \left. + \frac{1}{\sin^2 \theta} \left(H \left| \frac{\partial \bar{w}}{\partial \lambda} \right|^2 + \frac{\partial H}{\partial \lambda} \bar{w} \cdot \frac{\partial \bar{w}^*}{\partial \lambda} \right) \right] dS. \end{aligned}$$

(*) Nous avons suivi ici le travail de Gordeyev et autres [32].

Les parties réelle et imaginaire dans (A.1). En tenant compte que $\text{Re} I_1$ et $\text{Re}(\int_s H \bar{w} \cdot \bar{w}^* dS)$ sont nuls, nous arrivons à l'égalité

$$r \int_s H |\bar{w}|^2 dS + k_l \text{Re} I_2 = \text{Re} \left(\int_s f \cdot \bar{w}^* dS \right). \quad (\text{A.3})$$

Nous examinerons maintenant $\text{Re} I_2$. Pour elle la chaîne suivante des égalités est correcte

$$\begin{aligned} \text{Re} I_2 &= k_l \int_s \left[\frac{1}{a^2} \left(H \left| \frac{\partial \bar{w}}{\partial \theta} \right|^2 + \frac{H}{\sin^2 \theta} \left| \frac{\partial \bar{w}}{\partial \lambda} \right|^2 \right) - \frac{1}{2} \Delta H \cdot |\bar{w}|^2 \right] dS = \\ &= \frac{k_l}{a^2} \int_s \left[\left| \frac{\partial}{\partial \theta} (\bar{w} H^{1/2}) \right|^2 - \frac{1}{4H} \left(\frac{\partial H}{\partial \theta} \right)^2 |\bar{w}|^2 + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{\sin^2 \theta} \left(\left| \frac{\partial}{\partial \lambda} (\bar{w} H^{1/2}) \right|^2 - \frac{1}{4H} \left(\frac{\partial H}{\partial \lambda} \right)^2 |\bar{w}|^2 \right) \right] dS. \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

Pour estimer les dérivées entrant en (A.4) nous nous servirons de l'inégalité de Friedrich. A la suite de quoi nous obtenons que $\text{Re} I_2 > 0$ si une des deux conditions suivantes est réalisée

$$\min_s H > \frac{\mu}{2\delta} \max_{s_i} \Delta H; \quad 8H^2 > \mu |\nabla H|^2.$$

lors de la réalisation de ces conditions il résulte de (A.3) une estimation pour \bar{w}

$$\int_s |\bar{w}|^2 d\theta d\lambda \leq C_1 \int_s |f|^2 d\theta d\lambda. \quad (\text{A.5})$$

Sur sa base nous obtenons par (23) l'estimation pour la seconde fonction cherchée de ζ

$$\int_s |\zeta|^2 d\theta d\lambda \leq C_2 \int_s |f|^2 d\theta d\lambda, \quad (\text{A.6})$$

où C_1 et C_2 sont des constantes positives.

Les estimations de (A.5) (A.6) garantissent la solution non ambiguë du système (22) à (24).

B. Preuve de la solution non ambiguë du système (30)

Nous établirons avant tout quelques propriétés des opérations T et L .

Lemme 1. Si l'on utilise une des inégalités suivantes

$$\begin{aligned} v_1 &= \min_{s_h} H/\mu - \max_{s_{lh}} \Delta_h H/2\delta > 0; \\ v_2 &= \min_{s_h} D_h(\theta, \lambda) > 0, \quad (\theta, \lambda) \in S_h, \end{aligned} \quad (\text{B.1})$$

où

$$D_h = \frac{2H}{\mu} - \frac{1}{4\delta a^2} \left[(H^{1/2})_\theta^2 + (H^{1/2})_\lambda^2 + \right. \\ \left. + \frac{1}{\sin^2 \theta} ((H^{1/2})_\lambda^2 + (H^{1/2})_\theta^2) \right], \quad \delta = \min_{S_h} (\sin \theta).$$

Alors T est un opérateur déterminé positif, T^{-1} existe et ont lieu les estimations

$$(Tw \cdot w) > \left(r \min_{S_h} H + \nu k_l \right) \cdot \|w\|_{L^2(S_h)}^2; \quad (B.2)$$

$$\|T^{-1}\| < (r + \nu k_l)^{-1}, \quad (B.3)$$

où

$$\nu = \min(\nu_1, \nu_2); \quad w = (\bar{w}_1, \bar{w}_2); \quad \|w\|^2 = \|\bar{w}\|^2 = \|\bar{w}_1\|^2 + \|\bar{w}_2\|^2.$$

Nous examinerons la forme quadratique de la matrice T . Pour $(Tw \cdot w)$ on peut écrire l'égalité

$$(Tw \cdot w) = \operatorname{Re}(T\bar{w} \cdot \bar{w}) = rh^2 \cdot \sum_{S_h} H \sin \theta \cdot |\bar{w}|^2 + \operatorname{Re}(P\bar{w} \cdot \bar{w}) + \\ + \frac{k_l}{a^2} h^2 \cdot \operatorname{Re} \left[\sum_{S_h} \left(\sin \theta \cdot (\bar{w}H)_\theta \bar{w}_\theta^* + \frac{1}{\sin \theta} (\bar{w}H)_\lambda \bar{w}_\lambda^* \right) \right]. \quad (B.4)$$

Le second terme dans le second membre de (B.4) est nul. En effet en sommant par parties, nous obtenons

$$\operatorname{Re}(P\bar{w} \cdot \bar{w}) = \operatorname{Re} \left[i \frac{gh^2}{\sigma} \sum_{S_h} \left(\sin \theta \cdot \operatorname{div}_h(\bar{w}H) \cdot \operatorname{div}_h(\bar{w}^*H) \right) \right] = \\ = \operatorname{Re} \left[i \frac{gh^2}{\sigma} \sum_{S_h} \sin \theta \cdot |\operatorname{div}_h(\bar{w}H)|^2 \right] = 0.$$

On peut écrire le troisième terme dans le deuxième membre de (B.4) comme suit

$$J \equiv \frac{k_l h^2}{a^2} \cdot \operatorname{Re} \left[\sum_{S_h} \left(\sin \theta \cdot (\bar{w}H)_\theta \bar{w}_\theta^* + \frac{1}{\sin \theta} (\bar{w}H)_\lambda \bar{w}_\lambda^* \right) \right] = \\ = \frac{k_l h^2}{a^2} \cdot \sum_{S_h} \left\{ \sin \theta \cdot [(H(\theta+h, \lambda) + H(\theta, \lambda)) \cdot |\bar{w}_\theta|^2 + \right. \\ \left. + (|\bar{w}|^2)_\theta \cdot H_\theta] + \frac{1}{\sin \theta} [(H(\theta, \lambda+h) + H(\theta, \lambda)) \times \right. \\ \times |\bar{w}_\lambda|^2 + (|\bar{w}|^2)_\lambda \cdot H_\lambda] \right\} = \frac{k_l h^2}{2a^2} \cdot \sum_{S_h} [\sin \theta \cdot (H(\theta+h, \lambda) + \\ + H(\theta, \lambda)) \cdot |\bar{w}_\theta|^2 + \frac{1}{\sin \theta} (H(\theta, \lambda+h) + H(\theta, \lambda)) \cdot |\bar{w}_\lambda|^2 - \\ - \sin \theta \cdot a^2 \Delta_h H \cdot |\bar{w}|^2].$$

D'où et par l'inégalité de différence analogue de Friedrich lors de la réalisation de la première condition en (B.1) résulte le caractère positif de J. Si on réalise la seconde condition en ((B.1) pour J on aura l'estimation

$$\begin{aligned} J &> \frac{k_l h^2}{a^2} \cdot \sum_{S_h} \left\{ \sin \theta \cdot |(\bar{w} H^{1/2})_0|^2 + \frac{1}{\sin \theta} |(\bar{w} H^{1/2})_\lambda|^2 - \right. \\ &\quad - \frac{1}{2} |\bar{w}|^2 \cdot \left[\sin \theta \cdot \left((H^{1/2})_0^2 + (H^{1/2})_\lambda^2 \right) + \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{1}{\sin \theta} \left((H^{1/2})_\lambda^2 + (H^{1/2})_{\bar{\lambda}}^2 \right) \right] \right\} > k_l h^2 \cdot \sum_{S_h} D_h |\bar{w}|^2 > 0. \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

Il reste à établir les estimations des deux derniers termes $\operatorname{Re} (\bar{P} w \times \bar{w})$ et J en (B.4) et nous obtenons (B.2) par lequel s'ensuit la détermination positive de la matrice T. L'estimation (B.3) découle de l'inégalité $\|Tw\| \cdot \|w\| > (Tw \cdot w)$ et (B.2). Le lemme est démontré.

Lemme 2 La norme de l'opérateur L satisfait à l'inégalité

$$\|L\| \leq \frac{4gN^2}{\sigma(ah)^2} \max_n (1 + k'_n - h'_n) \alpha_n \cdot \max_{S_h} H^2. \quad (\text{B.6})$$

Avant tout nous portons notre attention sur le fait que $\|L\| \leq \|Q_1\|$ où $Q_1 = iQ$. C'est pourquoi il suffit d'obtenir l'estimation (B.6) pour $\|Q_1\|$. Nous démontrons que $Q_2 = -Q_1$ est un opérateur auto-conjugué non négatif. Pour cela nous vérifierons l'égalité

$$(Q_2 x \cdot y) = (x \cdot Q_2 y),$$

signifiant l'auto-conjugaison de Q_2 . Ici x, y sont les dérivées matérielles du vecteur de composantes (x_1, x_2) , (y_1, y_2) .

En faisant la somme plusieurs fois par parties et en changeant l'ordre de la sommation nous trouverons

$$\begin{aligned} (Q_2 x \cdot y) &= -\frac{gh^4}{\sigma} \sum_{S_h} \left\{ H \sin \theta \cdot y_1 \sum_{S'_h} [\operatorname{div}_h(Hx')] \times \right. \\ &\quad \times (G(\theta', \lambda', \theta, \lambda))_{\bar{\theta}} \sin \theta' \Big] + Hy_2 \sum_{S'_h} [\operatorname{div}_h(Hx')] \times \\ &\quad \times (G(\theta', \lambda', \theta, \lambda))_{\bar{\lambda}} \sin \theta' \Big] \Big\} = -\frac{gh^4}{\sigma} \sum_{S_h} \left\{ H \sin \theta \cdot x_1 \sum_{S'_h} [\operatorname{div}_h(Hy')] \times \right. \\ &\quad \times (G(\theta', \lambda', \theta, \lambda))_{\bar{\theta}} \sin \theta' \Big] + Hx_2 \sum_{S'_h} [\operatorname{div}_h(Hy')] \times \\ &\quad \times (G(\theta', \lambda', \theta, \lambda))_{\bar{\lambda}} \sin \theta' \Big] \Big\} = (x \cdot Q_2 y). \end{aligned}$$

Il s'ensuit le caractère non négatif de Q_2 par le rapport

$$\begin{aligned}
 (Q_2 \mathbf{x} \cdot \mathbf{x}) &= \frac{gh^4}{\sigma} \sum_{n=0}^N (1+k'_n - h'_n) \alpha_n \sum_m N_{nm}^{-1} X \\
 &\times \left[\left(\sum_{S_h} \operatorname{div}_h(H\mathbf{x}) \sin \theta \cdot P_n^m(\cos \theta) \cos m\lambda \right)^2 + \right. \\
 &\left. + \left(\sum_{S_h} \sin \theta \cdot \operatorname{div}_h(H\mathbf{x}) \cdot P_n^m(\cos \theta) \sin m\lambda \right)^2 \right] \geq 0. \\
 \end{aligned} \tag{B.7}$$

On peut estimer le premier membre de (B.7) en haut, en utilisant l'inégalité $\|\operatorname{div}_h(H\mathbf{x})\|^2 \leq 8(ah)^{-2}\|H\mathbf{x}\|^2$. Alors

$$|(Q_2 \mathbf{x} \cdot \mathbf{x})| \leq \frac{4gN^2}{\sigma(ah)^2} \max_n (1+k'_n - h'_n) \alpha_n \max_{S_h} H^2 \cdot \|\mathbf{x}\|^2. \tag{B.8}$$

et peut être pour Q_2 et cela signifie pour Q_1 et L l'estimation (B.6) est correcte.

Le lemme est démontré.

Il n'est pas difficile maintenant de démontrer que $K = T - L$ est un opérateur déterminé positif. Ce dernier montre la solution à un signe du système (30) pour n'importe quel terme libre. Cela découle immédiatement de la propriété d'auto-conjugaison de l'opérateur Q_1 désignant la réalisation de l'égalité $(L\mathbf{x} \cdot \mathbf{x}) = 0$, et du lemme 1.

Comments to the paper

,,ON THE DETERMINATION OF THE D AND SD EARTH TIDES GENERATED BY THE TIDAL POTENTIAL OF THE THIRD ORDER“ by
Venedikov, Vieira and de Toro, Bulletin d'Informations Mareés Terrestres vol. 126, 9635-9637, 1997.

by Hans-Georg Wenzel,
Geodätisches Institut, Universität Karlsruhe,
Englerstr. 7, D-76128 Karlsruhe, Germany.
e-mail: wenzel@gik.bau-verm.uni-karlsruhe.de
URL:<http://www-gik.bau-verm.uni-karlsruhe.de/~wenzel/>

The above cited paper contains an error in its title: The tidal potential of third order generates terdiurnal waves only, but no diurnal (D) or semidiurnal (SD) waves. The correct title should be „ON THE DETERMINATION OF THE D AND SD EARTH TIDES GENERATED BY THE TIDAL POTENTIAL OF THE THIRD DEGREE“.

Another comment refers to the first paragraph of the paper: „A successful separation and determination of W_3 is given in the paper (Melchior, Ducarme, Francis, 1995), further referred as MDF. The only preceding known attempt to obtain W_3 belongs to Dittfeld (1991).“ The above phrase suggests, that Dittfeld (1991) was not successfull in determining W_3 , but in fact he was the first who was able to determine the gravimetric transfer function for diurnal and semidiurnal waves of the third degree tidal potential by use of a very long gravity tide series observed with an Askania GS15 gravimeter at station Potsdam.

§3. lire :

Théorème (Karleman)

Si A est l'opérateur résultant de la résolution de Hilbert-Schmidt et le long de chaque rayon $\lambda = re^{i\theta}$ (θ étant fixé, $\theta \neq 0$, $\theta = \pi$) la relation suivante est correcte: $|R_\lambda(A)| = 0$ ($|\lambda|^{-1}$) pour de grands λ , alors le système $S(A)$ est complet en H .

