

5291

LE G E O D E S I E S P A T I A L E  
L I N T E R N A T I O N A L  
M A R S E I L L E

CONTRAT N° 81/2550

ETUDE DE LA CIRCULATION ET DE LA DYNAMIQUE DES GLACES

A PARTIR DES MESURES ALTIMÉTRIQUES

\_\_\_\_\_  
Michel LEFEBVRE  
\_\_\_\_\_

CENTRE NATIONAL D'ETUDES SPATIALES  
GROUPE DE RECHERCHE DE GEODESIE SPATIALE  
18, Avenue Edouard Belin  
31055 TOULOUSE CEDEX  
FRANCE

DEL 00 303

CONTRAT N° 81/2550

ETUDE DE LA CIRCULATION ET DE LA DYNAMIQUE DES GLACES

A PARTIR DES MESURES ALTIMÉTRIQUES

\_\_\_\_\_  
*Michel LEFEBVRE*  
\_\_\_\_\_

CENTRE NATIONAL D'ETUDES SPATIALES  
GROUPE DE RECHERCHE DE GEODESIE SPATIALE  
18, Avenue Edouard Belin  
31055 TOULOUSE CEDEX  
FRANCE

G. O. B.		
N° : 676		
Date : 10.3.83		
Stige	Atq	Qualit.
D/COD	<i>Just</i>	
RAP		
GGGM		
ELGM/M	<i>X</i>	<i>L. Loubserae</i>
EOs	<i>Just</i>	
TDI		
BNDO	<i>Just</i>	
SEO		
DAF		
CCz		
RP		

REF. : ML/MM/83.034/CT/GRGS

Toulouse, le 18 janvier 1983

IFREMER-DERO/EL



0EL00303

Toulouse, le 18 janvier 1983

Contrat N° 81/2550

ETUDE DE LA CIRCULATION OCEANIQUE ET DE LA DYNAMIQUE DES GLACESA PARTIR DES MESURES ALTIMETRIQUESI - OBJECTIFS DE L'ETUDE -

I.1. Lors du précédent contrat, on avait dégagé les caractéristiques principales des mesures effectuées avec l'altimètre.

On avait identifié les contributions des différents paramètres qui entrent en jeu pour une contribution de l'altimétrie à différents thèmes.

Dans la présente étude, on a étudié plus à fond :

- les thèmes de recherche en donnant à chaque fois que cela était possible les résultats préliminaires à l'aide des données Seasat et Geos 3, l'état actuel des modèles, l'utilisation possible des mesures altimétriques dans des modèles existant ou à développer, l'identification des mesures complémentaires spatiales ou non spatiales nécessaires à l'interprétation quantitative,
- les spécifications de missions altimétriques futures, qu'il s'agisse de celles liées à la mission ou qu'il s'agisse des caractéristiques de l'instrument principal (altimètre) ou d'instruments directement associés (système(s) de positionnement précis, radiomètre, télémétrie, unité de gestion).

On a également dégagé les caractéristiques principales des banques de données et algorithmes associés.

Il est clair que les études ont été faites à partir des données Geos 3 et Seasat et qu'une adaptation doit être faite pour les missions futures.

I.2. Contexte de l'étude

Deux faits majeurs sont venus bouleverser dans un sens positif l'étude entreprise.

I.2.1. En Juin 1981, le GRGS et la division Observation de la Terre ont présenté au nom de la communauté française un projet baptisé POSEIDON (Premier Observatoire Spatial d'Etudes Intensives de la Dynamique des Océans et de la Nivosphère). Ce projet a été soumis en réponse à un appel d'offres pour une expérience passager sur SPOT N ( $N \geq 2$ ).

POSEIDON a été présenté en septembre 1981 au séminaire des Arcs organisé par le CNES. Il a reçu un accueil très favorable. Le Comité des Programmes Scientifiques du CNES l'a recommandé en priorité.

Un premier rapport de phase A a été établi en décembre 1981.

Cette proposition POSEIDON a deux liens très étroits avec la présente étude.

a) La proposition découle directement des études entreprises lors du précédent et du présent contrat.

b) Une grande partie des résultats se retrouve dans le document POSEIDON de Septembre 1981 et dans le rapport de phase A, ci-joint en annexe.

Le présent rapport se contentera de reprendre les points importants et de souligner les résultats acquis et les problèmes identifiés.

I.2.2. En Avril 1982, le projet ERS 1 (Earth Remote Sensing N° 1) a fait l'objet d'une approbation de la plupart des états membres de l'ESA pour une étude phase B1. Un passage en phase B2 est prévu fin 1983. Le lancement est prévu en 1987.

ERS 1 est essentiellement un satellite expérimental et préopérationnel qui a pour mission essentielle l'étude de l'état de la mer. Lancé sur une orbite héliosynchrone à une altitude de 777 kilomètres (initialement 660). ERS 1 a pour charge utile :

- un instrument baptisé AMI, combinaison d'un scattéromètre et d'un radar à ouverture synthétique en bande C, ayant plusieurs modes de fonctionnement. Outre l'imagerie, l'AMI doit permettre de mesurer le champ de vent, et le champ des vagues,

- un altimètre de la classe Seasat dont l'objectif est de mesurer la hauteur des vagues et le vent au nadir mais qui peut contribuer à la détermination du champ turbulent.

Certaines études effectuées sont communes à ERS 1 et POSEIDON, le fonctionnement au-dessus des glaces notamment.

Par ailleurs, plusieurs français participent directement (dans les groupes d'experts de l'Agence Spatiale Européenne) ou indirectement (en support fonctionnel de l'ASE à Toulouse) aux études liées à ce projet.

I.3. On peut classer les études selon deux axes : les thèmes de recherches et les paramètres caractéristiques de la mission.

I.3.1. Thèmes de recherche

Missions principales

- A - Circulation océanique
  - A1 - Circulation océanique de type turbulent
  - A2 - Variations saisonnières
  - A3 - Circulation moyenne.
  
- B - Etat de la mer (voir autre contrat)
  - B1 - Hauteur significative des vagues
  - B2 - Vent au nadir
  - B3 - Houle
  
- C - Dynamiques des glaces
  - C1 - Glaces de mer
  - C2 - Topographie des calottes polaires

Missions complémentaires

- D - Géophysique interne
  - D1 - Géoïde marin
  - D2 - Surveillance des zones actives
  
- E - Aide à la cartographie

Mission opérationnelle

- F - Dissémination du temps

I.3.2. Paramètres liés à la mission

a) Orbite

- caractéristiques
- échantillonnage

b) Géoïde

- état actuel
- spécifications pour une mission océanographique
- perspectives futures

c) Trajectoire

- état de l'art
- spécifications pour mission océanographique
- propositions

d) Marées

- effet stroboscopique sur la période apparente
- effets sur l'orbite
- stratégie proposée.

e) Erreurs instrumentales

- calibration interne
- calibration externe
- échelle de temps
- erreurs dues à l'attitude.

f) Propagation

- contenu en eau et en vapeur d'eau : le problème du radiomètre
- modélisation de l'effet ionosphérique.

g) Erreurs provenant du milieu réfléchissant

- biais électromagnétique dû à l'état de la mer
- réponse de la glace
- réponse de la Terre.

II - DEROULEMENT DE L'ETUDE : POINTS FORTS -

Plusieurs chercheurs et ingénieurs ont participé aux différentes études.

II.1. Banque de données

II.1.1. La banque de données altimétriques Seasat établie par Claude Brossier a fait l'objet de nombreuses demandes. Des sorties spécifiques notamment graphiques ont été développées et mises en service en fonction des besoins des utilisateurs.

Donnons à titre d'exemple le logiciel conversationnel établi par Yves Ménard pour l'étude de la variabilité océanographique. Ce logiciel permet l'élimination des points aberrants et la constitution de fichiers "propres" pour les études de la variabilité.

II.1.2. Les données Seasat d'Oakhanger ont été réutilisées du Groenland et sur les côtes de France sur un passage répétitif passant des Landes à la Gironde puis sur Oleron, Ré, Saint Gilles, l'Embouchure de la Loire et traversant la Bretagne.

Un logiciel a été écrit pour analyser les impulsions retour au rythme de 10 points par seconde - ceci afin de pouvoir mieux étudier l'influence de la réponse du milieu (types de terrain, glaces de mer et glaces polaires) mais aussi de l'influence des variations de CAG même au dessus des océans (parfois plusieurs dbs de différence).

II.1.3. Les données Geos 3 ont été enfin reçues -après correction d'erreurs de quantification. Un logiciel spécifique a été développé.

Une comparaison avec les données Seasat a été entreprise par C. Brossier dans une zone test (bancs de Coringe).

Il apparaît que si le bruit est comme on s'y attendait plus fort, la précision des profils après filtrage est excellente et elle vient compléter la couverture Seasat.

Le problème principal est la mauvaise qualité de l'orbite. Un recalage à l'aide des données Seasat est parfois possible par comparaison de profils proches.

Plus intéressant et plus efficace sera la combinaison -quand c'est possible- des deux types de données par calibration aux points de croisement pendant les périodes de recouvrement.

Il devrait enfin être possible de recalibrer une orbite Geos 3 à l'aide de mesures laser (disponibles) et/ou doppler (pas disponibles pour l'instant) avec un modèle de potentiel spécialisé.

La couverture des données Geos 3 est dans certaines zones excellentes. Les figures tirées de [1] en donnent une certaine idée. Dans certaines zones, on dispose de près de 3 ans de données !.

## II.2. Variabilité de la circulation

Yves Ménard a poursuivi les études entreprises dans plusieurs voies.

II.2.1. Rappelons qu'il a eu le premier l'idée d'utiliser la propriété de répétitivité pour éliminer les effets du géoïde. Cette méthode lui a permis de déterminer les valeurs de la variabilité dans la zone du Gulf Stream et du Kuro Shivo.

Utilisant les données de Seasat lors du dernier mois, on ne peut avoir accès qu'à la variabilité sur une période de 3 jours - la grille étant de 900 kilomètres -.

Le maillage étant lâche, on a accès à la variabilité que le long de la trace avec contrôles aux points de croisement où on a accès à la variabilité le long de 2 traces presque perpendiculaires.

L'étude systématique de ces points de croisement permet -ainsi que l'a suggéré J. Gonella- de distinguer les signatures de la variabilité des grands courants -ou des "gyres" de retour- (meandering) et de la variabilité due à un courant tourbillonnaire.

II.2.2. Y. Ménard a également étudié les facteurs pouvant intervenir sur la variabilité et notamment :

- la répétitivité : la pente du géoïde perpendiculaire à la trace peut atteindre 5 à 10 centimètres/kilomètres. Il faut donc que la répétitivité soit meilleure qu'un kilomètre. Il peut être difficile ou impossible d'effectuer des moyennes statistiques : les zones de fort gradient du géoïde coïncident souvent avec la présence de montagnes sous-marine dont la surcharge n'est que partiellement compensée. Ces mêmes monts sous-marins sont également la cause principale de l'activité tourbillonnaire. Il est donc difficile de décorréler les 2 phénomènes,

- les erreurs dues à la trajectoire, aux marées et aux effets de de précision atmosphérique peuvent être pris en compte par les ajustements polynomiaux sans affecter la variabilité,

- des corrections sont effectuées pour tenir compte de la hauteur des vagues. Cependant la dissymétrie - géométrie mais aussi physique - entre les creux et les crêtes produit un effet important mal modélisé. Les erreurs de modélisation demeurent la source principale d'erreur sur la détermination de la variabilité mesoéchelle.

Cette erreur est toutefois proportionnelle à la hauteur des vagues. Un choix judicieux des conditions "calmes" permet en partie de s'affranchir de cette erreur.

Les résultats d'Yves Ménard ont été publiés :

- dans un article des Annales de Géophysique [2],
- dans sa thèse de Docteur Ingénieur, soutenue en Avril 1982 à Toulouse [3],
- dans un article au Journal of Geophysical Research [4], accepté pour publication dans le 2ème numéro spécial consacré à Seasat et qui paraîtra en Janvier 1983.

Yves Ménard a entrepris l'étude de la variabilité de la circulation périantarctique en coopération avec N. Daniaud de la Météorologie Nationale qui travaille actuellement au Laboratoire d'Océanographie Physique au Muséum, N. Daniaud a dépouillé l'ensemble des trajectoires de bouées de la PEMG dans la zone du courant périantarctique. Yves Ménard dépouille l'ensemble des passages Seasat dans la même zone. Le dépouillement n'est pas terminé. Outre, le nombre de mesures, il y a dans cette zone un problème spécifique d'élimination des données utiles : il s'agit des mesures effectuées sur la glace de mer.

Il est d'ores et déjà confirmé que la variabilité est très importante et que les cellules de variabilité sont liées à la bathymétrie.

### II.3. Circulation moyenne et variations saisonnières

II.3.1. L'accès aux variations saisonnières nécessite la détermination précise de la trajectoire -les ondulations statiques dues au géoïde étant éliminées par différence en utilisant la propriété de répétitivité.

Les travaux effectués sur la détermination de la trajectoire ont été essentiellement de 3 types :

- a) - étude bibliographique des résultats obtenus sur les satellites Seasat et Starlette,
  - études sur le système Tranet : projet MEDOC 1,
- b) - propositions précises de système de trajectographie,
- c) - études sur la précision de ces systèmes par simulation.

a) Les études sur l'analyse des systèmes existant se sont faites essentiellement sur 2 points :

- analyse et compréhension des résultats obtenus par Marsh et Williamson sur Starlette [5] et Seasat [6].

Les conclusions convergent : le problème clé à résoudre est celui de la modélisation des forces gravitationnelles qu'il s'agisse des irrégularités du potentiel de gravité ou des forces dues aux marées terrestres et océaniques. Dans les deux cas, on s'est efforcé d'obtenir des modèles améliorés. Partant d'un modèle connu, on utilise l'ensemble des données de poursuite pour améliorer un certain nombre de coefficients du potentiel. Ce nouveau modèle est utilisé ensuite pour la détermination de la trajectoire.

Dans le cas de Starlette, J. Marsh a utilisé 4 ans de mesures laser. Il a déterminé un modèle spécialisé dit PGS1331 et 17 coefficients de marée océanique.

Il obtient sur les différences obtenues par recouvrement entre 2 arcs consécutifs des écarts quadratiques moyens de 10, 20 et 30 centimètres sur les composantes radiales, transverses et le long de la trace.

Dans le cas de Seasat, l'utilisation de données US Band (doppler de précision, 1 cm/seconde mais avec une bonne couverture) associée aux données laser permet d'obtenir une succession de modèles améliorés baptisés PGS 1 à PGS 4. La précision des modèles peut cette fois être estimée par les différences radiales aux points de croisement des orbites montantes et descendantes.

Par ailleurs, l'utilisation dans la détermination de la trajectoire (mais pas dans le modèle de potentiel) de données doppler de type TRANET 1 à partir d'un réseau de 35 stations, permet d'obtenir une amélioration notable (d'un facteur 2 !) de la précision radiale. Actuellement de l'ordre de 50 centimètres, elle pourrait être améliorée d'un facteur 2 si, les données doppler étaient utilisées dans le calcul du modèle.

Par ailleurs, l'analyse en cours des données du satellite Transit 670921 par R. Biancale, observé pendant MEDOC 1 (77-80) confirme que les erreurs dues aux champs de gravité sont prépondérantes. Ces effets dus aux simples et doubles résonances aux harmoniques zonaux, aux principales ondes de marées océaniques apparaissent nettement.

b) Plusieurs systèmes ont été proposés pour la détermination de la trajectoire du satellite POSEIDON (et plus généralement d'un satellite équipé d'altimètre).

On a considéré dans ces systèmes la spécificité des missions océaniques.

Les systèmes doivent répondre à un double objectif :

- trajectoire radiale avec une précision subdécimétrique (après amélioration des modèles).

Plus récemment un système doppler simple trajet, dérivé de l'approche du système ARGOS (doppler simple trajet, émetteur au sol, collecte des données à bord avec une seule échelle de temps) mais bénéficiant des améliorations du système TRANET 2 (OUS stables, récepteurs performants, pilotage des récepteurs a été proposé. Il répond à un triple souci :

- performances du système,
- coût minimal,
- système sol automatique et maniable.

Ce système baptisé DORIS (Détermination d'Orbite et Radiopositionnement Intégrés par Satellite) semble adapté aux missions de circulation. Le nombre des stations sol peut être très grand.

c) Les études de système par simulation ont été entreprises en parallèle :

- P. Pinet, stagiaire de l'IPG Strasbourg a étudié la restitution par méthode géométrique pure [8]. Les résultats montrent que la méthode ne donne des résultats satisfaisants qu'en visibilité de plusieurs stations et dans de bonnes configurations géométriques. Cela ne représente pas un cas réaliste au dessus des océans.

F. Nouel et M. Bergé [9] ont étudié par simulation et par méthode semi-dynamique la précision radiale des versions du système HASP et confirmé que les erreurs de potentiel étaient les plus importantes.

Enfin plus récemment, F. Nouel et D. Zobler ont entrepris des études plus globales en utilisant sur place le programme d'analyse de covariance ORAN du GSFC (Goddard Space Flight Center). Ceci permet des études de sensibilité plus globales au nombre de stations, à la précision de mesures, aux modèles....

### II.3.2. La détermination de la circulation moyenne nécessite la connaissance du géoïde.

Les problèmes concernant l'état des connaissances sur le géoïde, les améliorations futures qu'elles viennent de mesures spatiales ou de mesures classiques ont fait l'objet d'un exposé synthétique exhaustif de G. Balmino, Directeur du BGI (Bureau Gravimétrique International) à l'Ecole d'Eté d'Océanographie Spatiale. Le rapport correspondant [10] est joint.

Il montre en particulier l'impact du projet de détermination en géoïde à partir d'un gradiomètre embarqué (projet GRADIO) ou des méthodes de poursuite de satellite par satellite par doppler, soit entre deux satellites en orbite basse (projets SLALOM en Europe, GRAVSAT aux USA) soit entre un satellite haut et un satellite bas. Cette dernière méthode a été utilisée avec succès lors des expériences entre le satellite géostationnaire ATS-6 et le satellite Geos 3 équipé d'un altimètre. Les résultats obtenus par J. Marsh et R. Williamson [11] dans le Pacifique sont remarquables.

Il mettent également en évidence le rôle joué par la répétitivité de l'orbite. Un satellite quelconque présente toujours une répétitivité approchée qui se traduit par une quasi résonance avec certaines harmoniques du potentiel terrestre de degré et d'ordre élevé. Ce phénomène considéré comme une source d'erreur. M. Lefebvre a proposé d'utiliser la propriété de répétitivité. Dans le cas des satellites équipés d'altimètre la précision est de  $\pm 1$  kilomètre tous les N jours (pour Spot N = 26). Il y a résonance aigue avec le champ de gravité qui se traduit par des perturbations à moyenne et longue période mais aussi par la possibilité de reconstruire directement la signature des accélérations perturbatrices -reproductible- avec une grande précision.

Ceci pose le problème de la représentation du potentiel de gravité. La décomposition en séries de Fourier semble bien adaptée.

Ces problèmes ont été étudié par J.M. Lemoine [11] dans son rapport de stage de fin d'études d'Ingénieur ENSAE, effectué au GRGS. O. Essafi [12] a examiné de façon préliminaire la détermination du champ de gravité spécialisé dans ce cas spécifique.

Enfin, M. Lefebvre et C. Brossier ont mis en évidence la possibilité d'utiliser l'altimètre au dessus de zones de calibration pour améliorer la détermination de l'orbite - en particulier, au-dessus des calottes polaires. La différence entre distances radiales au-dessus des zones polaires pour des passages répétitifs caractérise les erreurs d'orbites. Les marées terrestres pouvant être modélisées au niveau centimétrique, on dispose ainsi d'une méthode simple et complémentaire pour améliorer la qualité de la trajectographie. La théorie correspondante sera mise en oeuvre ultérieurement.

#### II.2.4. Les marées

Le problème des marées a été traité à part. Il représente en effet un problème particulier.

a) La détermination des marées présente un grand intérêt :

- certaines composantes de marées sont directement liées à la dissipation d'énergie dans les océans et également dans le système Terre-Lune,
- les marées en pleine mer sont relativement mal connues ; bien que les modèles soient en progrès constant on ne dispose de données que par les enregistrements de marégraphes cotiers. Si, la technique des capteurs fond de mer a beaucoup progressé et a permis des progrès marquants : le nombre, la durée, la répartition géographique et la stabilité des instruments posent encore des problèmes,
- la détermination des différentes composantes de la circulation océanique requiert qu'on puisse soustraire l'ensemble des composantes dues aux marées avec une précision subdécimétrique.

Il est possible et souhaitable de déterminer les marées :

- par leurs effets sur l'orbite des satellites,
- ou à partir des mesures altimétriques.

Ceci a été mis en oeuvre par Pierre Mazzega [12] qui a déterminé la marée M2 dans l'Océan Indien en analysant les données altimétriques du satellite Seasat pendant 1 mois. La décomposition des écarts aux points de croisement en harmoniques sphériques liés aux coefficients de marée a permis de déterminer une carte complète de M2. La comparaison avec la détermination de Schwiderski montre un accord remarquable.

Il est évident qu'avec un lot de données réduit (série temporelle de 26 jours) et une orbite de précision métrique (1 à 2 mètres), il est impossible de déterminer les marées cotières mais les études de Le Provost sur la Manche ont montré qu'une longue série temporelle permettrait de résoudre le problème.

P. Mazzega a étendu l'étude de M2 à l'ensemble des océans. Une détermination a été obtenue pour chacun des bassins océaniques. Le raccordement entre bassins pose problème et n'est encore résolu.

b) La plupart des satellites équipés d'altimètres et dont le lancement est prévu au cours de la prochaine décennie posent un problème particulier : l'orbite est héliosynchrone. Il y a donc par effet stroboscopique un artefact des marées solaires en particulier S2 et S1 donnent une composante fixe sur la topographie de l'océan. Il faut donc connaître les marées solaires avec une grande précision par d'autres méthodes :

- améliorations des modèles existant,
- implantation de nombreux marégraphes fonds de mer en des points critiques :
  - a) - par rapport aux modèles de marées (lieux d'amplitude maximale),
  - b) - par rapport aux missions altimétriques (lieux de points de croisement fixes des orbites montantes et descendantes),
- détermination des marées lunaires par altimétrie : détermination concomitante des paramètres de friction des marées. Introduction de ces paramètres dans les modèles globaux et amélioration correspondante induite sur les marées solaires,
- détermination de S2 and S1 à partir de plusieurs satellites héliosynchrones si ceux-ci sont déphasés. En principe, 3 satellites héliosynchrones sont nécessaires.

On peut également utiliser les mesures d'un satellite non-héliosynchrone pour déterminer les marées solaires et appliquer les résultats aux satellites sur orbite héliosynchrone.

S. Daillet [13] a fait une étude exhaustive du problème des effets stroboscopiques et des perturbations orbitales.

#### IV - AUTRES MISSIONS

##### III.1. Missions géophysiques

##### III.1.2. Géoīde marin

Le géoīde marin calculé par altimétrie d'abord à partir des données Geos 3 pris des données Seasat s'est révélé d'une grande précision et a permis l'étude quantitative des propriétés des structures internes océaniques.

Il s'agit notamment des propriétés mécaniques de la lithosphère déduites de l'effet de la surcharge des montagnes sous-marines, de l'étude des marges continentales, des zones de subduction et des zones de fracture.

On trouvera ci-joint [14] un résumé exhaustif d'Anny Cazenave.

On notera que ce type d'études a fait l'objet de nombreuses publications et notamment en France. On notera également :

- que les études peuvent se faire au niveau de profils ou au niveau de surface. Dans ce dernier cas, on peut être limité par l'échantillonnage insuffisant dans certaines régions (un échantillonnage meilleur que 20 kilomètres serait souhaitable),
- que la mauvaise connaissance de la trajectoire n'est pas rhédibitoire : le processus de minimisations aux points de croisement permet d'obtenir d'une surface moyenne avec un écart quadratique aux noeuds de l'ordre de 15 centimètres (avec les réserves de densité de mesure mentionnées plus haut),
- que les méthodes d'analyse sont mises au point dans les régions où des données sismiques et bathymétriques existent et qu'elles peuvent ensuite être utilisées dans d'autres régions où seules existent des données altimétriques avec un potentiel de découvertes important. On a pu ainsi découvrir des montagnes sous-marines et même une zone de subduction dans le Pacifique Sud.

Il faut signaler la détermination du géoïde marin dans la Méditerranée réalisée par des chercheurs du Cerga et du Laboratoire de Villefranche sur Mer [15], l'interprétation géophysique étant entreprise avec le GRGS Toulouse et notamment Marc Souriau et Pierre Genthon.

#### Surveillance des zones actives

Les systèmes de positionnement radiofréquence proposés permettant de réaliser une mission géophysique de détermination des mouvements autour des zones actives. La proposition d'études faite par Marc Souriau [16] indique les spécifications et les objectifs scientifiques d'une telle mission.

Annie Souriau a étudié dans le contexte du projet MEDOC avec l'aide de M. Etchegorry et A. PiuZZi le positionnement de la station de Djibouti.

### Missions d'étude des glaces polaires

L'altimétrie permet d'obtenir des résultats importants dans deux domaines.

#### a) L'étude des glaces de mer

Les variations du Contrôle Automatique de gain permettent d'avoir accès à la limite des glaces de mer. Une analyse plus attentive des impulsions retour doit permettre d'avoir accès à une estimation de la concentration de la glace de mer (par l'étude de la rugosité) et peut être à l'épaisseur.

b) L'étude de la topographie des calottes polaires entreprise lors des études précédentes a été poursuivie activement :

- meilleure compréhension des propriétés géométriques (ondulations, structures en terrasses) ou physiques (rugosité de surface) de la surface,
- meilleure compréhension du fonctionnement du "tracker" d'ERS 1 et des procédures dites de "retracking" permettant par une réanalyse de l'impulsion retour d'améliorer la détermination des mesures de distance et des mesures de la surface (déconvolution bidimensionnelle). Ces études ne font l'objet du présent contrat que pour une faible part. Elles se poursuivent dans le cadre d'un contrat d'études avec l'Agence Spatiale Européenne.

Le résumé des études, des résultats obtenus par C. Schgounn et des problèmes à résoudre est joint à ce rapport [17].

### Missions au-dessus des terres

Entreprises dans le cadre du contrat précédent avec les données Geos 3 par J. Rougerie [18] stagiaire IGN, ces études ont été reprises avec les données brutes de Seasat reçues à la station d'Oaklanger par C. Brossier et M. Lefebvre. Un passage particulièrement intéressant et répétitif a été étudié. Il passe sur la Méditerranée, sur le Sud de la Gironde et le long des côtes françaises en passant sur l'île d'Oléron, l'île de Ré, Saint Gilles, l'estuaire de la Loire, la Bretagne, la Manche, l'Irlande, l'Atlantique et le Groenland.

L'étude attentive du fonctionnement du "tracker" permet de comprendre ce qui se passe dans les transitions océan-terre et de concevoir pour le futur un instrument permettant le fonctionnement au-dessus des terres (mission cartographique) mais surtout le fonctionnement connecté sur les zones cotières permettant ainsi l'utilisation de l'altimètre sur ces zones. La demande est très vive et par ailleurs les études de Le Provost ont prouvé le potentiel de ces mesures dans ces zones.

## POSEIDON

### I - OBJECTIFS GENERAUX - CONTEXTE -

I-1 - L'ÉTUDE DE L'ÉVOLUTION DU CLIMAT PASSE PAR UNE MEILLEURE CONNAISSANCE DES TROIS COMPOSANTES "FLUIDES" ENTOURANT LA TERRE : L'ATMOSPHERE, LA CRYOSPHERE (GLACES POLAIRES ET GLACES DE MER) ET L'HYDROSPHERE OCÉAN, ET LEURS INTERACTIONS.

IL FAUT, EN PARTICULIER, CONNAÎTRE LES TRANSPORTS DE MASSE ET DE CHALEUR LIÉS À CHACUNE DE CES COMPOSANTES.

I-2 - LA CONNAISSANCE DE L'ATMOSPHERE À L'ÉCHELLE SYNOPTIQUE A PROGRESSÉ CONSIDÉRABLEMENT GRÂCE AU PROGRAMME GARP (GLOBAL ATMOSPHERIC RESEARCH PROGRAM) AVEC TROIS COMPOSANTES : LE SEGMENT SPATIAL (SATELLITES MÉTÉOROLOGIQUES), LA MESURE DES DONNÉES IN-SITU (COLLECTÉES SOUVENT PAR SATELLITE) ET UN EFFORT MAJEUR DE MODÉLISATION RENDU MAINTENANT POSSIBLE PAR LA MISE EN OEUVRE DE MÉTHODES NUMÉRIQUES SOPHISTIQUÉES SUR DE GROS CALCULATEURS.

I-3 - IL EST MAINTENANT NÉCESSAIRE ET POSSIBLE D'ENTREPRENDRE UN EFFORT ANALOGUE POUR LA CONNAISSANCE DE LA DYNAMIQUE DES OCÉANS ET DES CALOTTES POLAIRES.

C'EST NÉCESSAIRE : L'ÉNERGIE ACCUMULÉE DANS LES OCÉANS EST IMPORTANTE ET JOUE UN RÔLE DE VOLANT ET DE RÉGULATION. PAR AILLEURS, LES ÉCHANGES THERMIQUES ENTRE L'OCÉAN ET L'ATMOSPHÈRE NE PEUVENT ÊTRE ÉTUDIÉS SÉRIEUSEMENT SI UNE DES COMPOSANTES EST PEU OU MAL CONNUE TOUT AU MOINS À LA MÊME ÉCHELLE.

C'EST POSSIBLE : UNE DES DIFFICULTÉS MAJEURES DE LA MODÉLISATION OCÉANIQUE VIENT DU PROBLÈME OBSERVATIONNEL : LES OCÉANS ET CALOTTES POLAIRES COUVRENT 70 % DE LA SURFACE DU GLOBE MAIS L'IMPLANTATION DE STATIONS D'OBSERVATION MÊME À LA SURFACE EST DIFFICILE VOIRE IMPOSSIBLE TOUT AU MOINS À L'ÉCHELLE SYNOPTIQUE -LE MILIEU POSE DE PLUS DES PROBLÈMES SUPPLÉMENTAIRES-.

DANS LES 5 DERNIÈRES ANNÉES, DES EFFORTS DE RECHERCHE ET DÉVELOPPEMENT TECHNOLOGIQUE ONT PERMIS DE MONTRER QU'IL ÉTAIT POSSIBLE D'AVOIR DES BOUÉES DÉRIVANTES, DES FLOTTEURS ET DES SONDEURS ACCOUSTIQUES EN PROFONDEUR, DES MARÉGRAPHES FONDS DE MER PERFORMANTS ET STABLES.

LE SYSTÈME ARGOS A FAIT SES PREUVES ET A JOUÉ UN RÔLE INDIRECT IMPORTANT DANS LE DÉVELOPPEMENT DE L'INSTRUMENTATION EN SURFACE OU À L'INTÉRIEUR DU MILIEU.

ENFIN, LE SATELLITE SEASAT MALGRÉ SA BRÈVE DURÉE DE VIE (100 JOURS) A DÉMONTRÉ QUE LES TECHNIQUES DE TÉLÉDÉTECTION HYPERFRÉQUENCE EMBARQUÉE PERMETTAIENT DE DÉTERMINER À L'ÉCHELLE SYNOPTIQUE :

- LE CHAMP DE VENT AVEC UNE PRÉCISION DE 15° EN DIRECTION ET 1 MÈTRE/SECONDE EN VITESSE,
- LA HAUTEUR DES VAGUES (MER DU VENT ET HOULE),

- LA LIMITE DES GLACES DE MER ET LEUR CONCENTRATION,
- LA TOPOGRAPHIE DYNAMIQUE DE L'OCÉAN C'EST-À-DIRE LES VARIATIONS DU NIVEAU DE LA MER DIRECTEMENT LIÉES À LA CIRCULATION PROFONDE ET AUX MARÉES.

I-4 - IL EST DONC POSSIBLE MAINTENANT D'ENVISAGER L'ÉQUIVALENT DU GARP EN OCÉANOGRAPHIE ET C'EST CE QUE LES EXPERTS VENUS DE DIFFÉRENTS HORIZONS VEULENT PROPOSER POUR LA PÉRIODE 85-95 SOUS L'ÉGIDE DU CCCO (COMMITTEE ON CLIMATE CHANGES AND THE OCEAN). L'EXPÉRIENCE BAPTISÉE WOCE (WORLD OCEAN CIRCULATION EXPERIMENT) A POUR OBJECTIF LA DESCRIPTION TRIDIMENSIONNELLE DE LA CIRCULATION OCÉANIQUE. WOCE, COMME GARP, EST BASÉ SUR 3 COMPOSANTES :

- UN SEGMENT SPATIAL PERMETTANT

- LA MESURE DU CHAMP DE VENT À LA SURFACE -UN DES MOTEURS DE LA CIRCULATION PAR LA TECHNIQUE - DIFFUSIOMÉTRIE EMBARQUÉE (CHAMP DE PLUSIEURS CENTAINES DE KILOMÈTRES),
- LA MESURE DES VARIATIONS DU NIVEAU DE LA MER QUI REPRÉSENTE LA COMPOSANTE BAROTROPE DE LA CIRCULATION (INTÉGRALE VERTICALE DU CHAMP DE DENSITÉ) PAR ALTIMÉTRIE.

- UN SEGMENT "SOL" COMPORTANT

- DES BOUÉES DE SURFACE MESURANT LES PARAMÈTRES DE SURCE ET DE PROFIL DE TEMPÉRATURE EN PROFONDEUR,
- DES FLOTTEURS IMMERGÉS À DIFFÉRENTS NIVEAUX COLLECTANT DES MESURES, REMONTANT PÉRIODIQUEMENT À LA SURFACE POUR RETRANSMETTRE LEURS DONNÉES ET ÊTRE LOCALISÉES,

- DES SYSTÈMES ACCOUSTIQUES PERMETTANT LA MESURE DES CHAMPS DE DENSITÉ À PARTIR DES TEMPS DE PROPAGATION,
- DES CAPTEURS DE PRESSION FOND DE MER,
- DES COURANTOMÈTRES,
- ET BIEN SUR, DES NAVIRES DE RECHERCHE EFFECTUANT DES MESURES HYDROGRAPHIQUES SUR DES TRANSECTS RECTILIGNES À TRAVERS UN OCÉAN. CES MESURES EFFECTUÉES DEPUIS PLUSIEURS DÉCENNIES CONSTITUENT JUSQU'À PRÉSENT LE MATÉRIAU ESSENTIEL DES MODÈLES.

LE RÔLE DE SYSTÈME DE COLLECTE ARGOS -ÉVENTUELLEMENT AMÉLIORÉ- EST ESSENTIEL.

- UN SEGMENT "MODÉLISATION" INTÉGRANT L'ENSEMBLE DES MESURES PRÉCÉDENTES.

EN CE QUI CONCERNE LE SEGMENT SPATIAL, LE PROGRAMME WOCE ÉTAIT BASÉ ESSENTIELLEMENT (RÉUNION DE APPLETON, JANVIER 1981)

- POUR LE VENT : SUR LES MESURES DU SCATTÉROMÈTRE DU SATELLITE NOSS ET ACCESSOIREMENT SUR CELLES DU SATELLITE EUROPÉEN ERS 1,
- POUR LA TOPOGRAPHIE DYNAMIQUE SUR LE SATELLITE TOPEX (TOPOGRAPHY EXPERIMENT).

POUR DES RAISONS CONJONCTURELLES

- NOSS A ÉTÉ SUPPRIMÉ (AU PROFIT DE PROGRAMMES MILITAIRES ÉQUIVALENTS),

- TOPEX EST AJOURNÉ ET NE SERA SUREMENT PAS EN "NEW START" AVANT 1985 (C'EST-À-DIRE POUR UN LANCEMENT EN 1988).

LE SCHÉMA POSSIBLE ET RÉALISTE EST LE SUIVANT :

- ERS 1 -ÉQUIPÉ D'UN DIFFUSIOMÈTRE POUR LA MESURE DU VENT ET D'UN ALTIMÈTRE PERMETTANT LA MESURE DE LA HAUTEUR DES VAGUES REMPLACE NOSS,
- LE PROJET POSEIDON REMPLACE, AU MOINS PARTIELLEMENT, LE PROJET TOPEX, (MOYENNANT UN EFFORT SUPPLÉMENTAIRE POUR RÉSOUDRE LES PROBLÈMES LIÉS À L'HÉLIOSYNCHRONISME).

## II

II-1 - LE PROJET POSEIDON CONSISTE À EMBARQUER SUR SPOT 2 UN ALTIMÈTRE HYPERFRÉQUENCE ET DES SYSTÈMES ASSOCIÉS (SONDEUR VERTICAL RADIOMÉTRIQUE, SYSTÈME DE POSITIONNEMENT) EN EXPÉRIENCE PASSAGER.

LA PROPOSITION A ÉTÉ FAITE EN RÉPONSE À L'APPEL D'OFFRES POUR DES EXPÉRIENCES PASSAGER EN PRÉPARATION AU SÉMINAIRE SCIENTIFIQUE DES ARCS.

PRÉSENTÉE AUX ARCS, CETTE PROPOSITION A ÉTÉ REÇUE FAVORABLEMENT ET A FAIT L'OBJET D'UNE RECOMMANDATION POUR UNE ÉTUDE PHASE A ACCÉLÉRÉE PAR LE COMITÉ DES PROGRAMMES SCIENTIFIQUES DU CNES.

CETTE ÉTUDE PHASE A AVAIT PLUSIEURS OBJECTIFS :

- ÉTUDIER PLUS EN DÉTAIL CERTAINS POINTS DE FAISABILITÉ,
- ÉTUDIER LES INTERFACES TECHNIQUES ET CALENDAIRES AVEC LE PROJET SPOT,
- ESTIMER LE COÛT ET PROPOSER UN PLAN DE DÉVELOPPEMENT,
- AFFINER LES OBJECTIFS DE LA MISSION,

LA PREMIÈRE PARTIE DE CE RAPPORT RAPPELLERA LES DIFFÉRENTS OBJECTIFS DU PROJET TELS QU'ILS AVAIENT ÉTÉ DÉFINIS AUX ARCS, APRÈS EXAMEN DES COMMUNAUTÉS INTÉRESSÉES.

POUR ÉTUDIER LA MISSION EN PHASE A, UN CERTAIN NOMBRE DE SOUS-GROUPES -POUR L'INSTANT INFORMELS- ONT ÉTÉ CONSTITUÉS. CHACUN D'ENTRE EUX S'EST RÉUNI AU MOINS UNE FOIS ET LES PARTICIPANTS AUX RÉUNIONS ONT PERMIS PAR LEURS COMMENTAIRES EN SÉANCE ET PAR LEURS CONTRIBUTIONS ÉCRITES D'AFFINER LES OBJECTIFS DE LA MISSION.

CES CONTRIBUTIONS DONT LA LISTE EST DONNÉE CI-DESSOUS SONT DONNÉES EN ANNEXE DANS LEUR INTÉGRALITÉ. ELLES TÉMOIGNENT DE L'INTÉRÊT EXTRÊMEMENT VIF MANIFESTÉ PAR LA COMMUNAUTÉ SCIENTIFIQUE. LE NIVEAU DES INTERVENTIONS TÉMOIGNE ÉGALEMENT DE LA MATURITÉ DE CETTE COMMUNAUTÉ, DE SA VOLONTÉ D'ABORDER LES PROBLÈMES GLOBAUX DE GÉOPHYSIQUE DE L'OcéAN ET DE CERTAINS PROBLÈMES NOUVEAUX EN GÉOPHYSIQUE INTERNE. UN CERTAIN NOMBRE D'EFFORTS DÉJÀ FAITS OU EN COURS SUR LE DÉVELOPPEMENT DE BOUÉES DÉRIVANTES, DE COURANTOMÈTRES, DE FLOTTEURS IMERGÉS EN PROFONDEUR S'EN TROUVERAIENT VALORI-

SÉS ET POURRAIENT PRENDRE TOUTE LEUR DIMENSION. BIEN ENTENDU L'EXISTENCE D'ARGOS CONSITUE UN ATOUT DE POIDS DANS CETTE SYNERGIE GLOBALE. CECI VIENT AU MOMENT OÙ LE MINISTÈRE DE LA RECHERCHE ET DE LA TECHNOLOGIE A ANNONCÉ SON INTENTION D'UNE RESTRUCTURATION DE LA RECHERCHE FONDAMENTALE EN OCÉANOGRAPHIE SOIT DANS LE CADRE DE L'INAG, SOIT DANS LE CADRE DU CNRS (CRÉATION D'UN INSTITUT DE RECHERCHE OCÉANOGRAPHIQUE (?)).

PARMI LES POINTS INTÉRESSANTS, IL FAUT NOTER LE PROJET DIOGENE MIS EN OEUVRE PAR LE LMD ET LE LOP.

CE PROJET A POUR OBJECTIF L'ÉTUDE DE LA CIRCULATION PROFONDE. IL CONSISTE À PLACER À PLUSIEURS NIVEAUX DES FLOTTEURS IMMERGÉS EFFECTUANT UNE SÉRIE DE MESURES DE MISES EN MÉMOIRE ET REVENANT PÉRIODIQUEMENT À LA SURFACE -À L'AIDE DE LARGUAGE DE LEST- POUR TRANSMETTRE LEURS DONNÉES ET ÊTRE LOCALISÉES PAR ARGOS.

UN PROJET SIMILAIRE EST MENÉ AUX U.S.A.. ON IMAGINE QUE LA MISE EN OEUVRE DE L'ORDRE DE 1 000 DE CES FLOTTEURS SEAIT TOTALEMENT COMPLÉMENTAIRE DE POSEIDON ET CONSTITUERAIT UN DES POINTS FORTS D'UNE EXPÉRIENCE GLOBALE (ACCÈS À LA CIRCULATION TRIDIMENSIONNELLE). L'ALTIMÈTRE PEUT DU RESTE PERMETTRE UN CHOIX JUDICIEUX DES IMPLANTATIONS DES FLOTTEURS.

OUTRE ARGOS, LE PROJET DIOGENE ET LE DÉVELOPPEMENT DE BOUÉES (COB, MÉTÉOROLOGIE NATIONALE, LMD), IL FAUT CITER D'AUTRES POINTS FORTS :

- LA DÉFINITION DE 2 PROGRAMMES DE RECHERCHE OCÉANOGRAPHIQUE RÉGIONAUX, L'UN CONSACRÉ À LA DYNAMIQUE DES ZONES ÉQUATORIALES (PROGRAMME FOCAL), L'AUTRE CONSACRÉ

A L'ÉTUDE DE LA DYNAMIQUE DES MOYENNES LATITUDES (TOPOGULF), DONT LA COMPLÉMENTARITÉ AVEC LE PROJET POSEIDON ET WOCE EST ÉVIDENTE. À TITRE D'EXEMPLE DURANT FOCAL, DES CAPTEURS DE PRESSION DE FONDS DE MER SERONT PLACÉS PAR D. CARTWRIGHT (IOS) ET DEVRAIENT PERMETTRE DE RÉSOUDRE PARTIELLEMENT LE PROBLÈME DES MARÉES. LA PARTICIPATION ACTIVE DE L'ORSTOM À CES PROGRAMMES CONSITUE UN DES POINTS FORTS.

- LA DÉFINITION DU PROGRAMME SCIENTIFIQUE DES TAAF EST EN COURS. ON VOIT TOUTE L'IMPORTANCE QUE POURRAIT REVÊTIR UN TEL PROGRAMME EN CONJONCTION AVEC POSEIDON ET NOTAMMENT POUR LA CONNAISSANCE DE LA CIRCULATION PÉRIANTARCTIQUE DANS LA LIGNE DES TRAVAUX DE TCHERNIA ET DU DÉPLOIEMENT DES BOUÉES LORS DE LA PEMG. ON PEUT CITER L'EXISTENCE DE SITES PERMANENTS, L'UTILISATION JUDICIEUSE DU MARION DUFRESNE (MOUILLAGE FONDS DE MER, LEVÉS HYDROGRAPHIQUES DANS DES ZONES TESTS) ET ....

- LES EFFORTS DE CENTRE D'ÉTUDES ARCTIQUES ET DE L'UNIVERSITÉ DE BREST POUR ÉLARGIR LEUR CHAMP DE RECHERCHE À LA TÉLÉDÉTECTION DANS LE CADRE D'UNE COOPÉRATION BILATÉRALE AVEC LA NORVÈGE.

- L'EXPÉRIENCE ACQUISE EN SENSEURS HYPERFRÉQUENCES PAR LA DIVISION OBSERVATION DE LA TERRE DU CNES ET LEUR MISE EN OEUVRE AVEC LE GDTA ET L'IFP (VIGIE, RAMSES).

- CETTE EXPÉRIENCE POURRA ÊTRE MISE À PROFIT LORS DES EXPÉRIENCES MIZEX (MARGINAL ICE ZONE EXPERIMENT) EN COOPÉRATION INTERNATIONALE EN 2 ÉTAPES (83-84 ET 86-87).

- LES CAROTTAGES EFFECTUÉS DANS L'ANTARCTIQUE -EN PARTICULIER POUR LES ÉTUDES CLIMATIQUES- AINSI QUE D'AUTRES MESURES EFFECTUÉES PAR LE LGGE PERMETTENT DE PROPOSER DES MODÈLES D'ÉVOLUTION DES GLACES ANTARCTIQUES.

- LA CRÉATION D'UN GROUPE DE MODÉLISATION SOUS LA RESPONSABILITÉ DE C. LE PROVOST DE L'IMG GRENOBLE.

- L'EXISTENCE GRÂCE À UNE ACTION INCITATRICE DE LA DGRST COORDONNÉE PAR LE CNEXO ET AVEC LE SUPPORT DU CNES ET LE CONCOURS DE L'IFP ET DU CNRS, D'UNE COMMUNAUTÉ DE JEUNES INGÉNIEURS CHERCHEURS AYANT ACQUIS PAR LE TRAITEMENT DES MESURES SEASAT LA PHYSIQUE DE BASE ET L'EXPÉRIENCE EN TRAITEMENT DES MESURES DE SENSEURS HYPERFRÉQUENCES.

- L'ORGANISATION PAR LE CNES D'UN ECOLE D'ÉTÉ INTERNATIONALE POUR CONTRIBUER À LA CRÉATION D'UNE COMMUNAUTÉ PRÊTE À S'ATTAQUER AUX PROBLÈMES GLOBAUX.

- L'EXISTENCE À LANNION ET SURTOUT À BREST D'ÉQUIPES DE RECHERCHE (COB, MÉTÉOROLOGIE NATIONALE) EN MÉTÉOROLOGIE MARINE ET EN CLIMATOLOGIE DES ÉTATS DE MER, UTILISANT DES MODÈLES ET AYANT UNE BONNE APPRÉHENSION DES PARAMÈTRES MESURÉS EN TÉLÉDÉTECTION.

- LE DÉMARRAGE DE LA GÉOCHIMIE MARINE À L'IPG PARIS AVEC LES RELATIONS EVIDENTES AVEC LA CIRCULATION GLOBALE.

- LES LIAISONS POSSIBLES AVEC L'HYDROTHERMALISME DES SOURCES PROFONDES ?

- L'ANALYSE DES STRUCTURES INTERNES DE LA TERRE À PARTIR DES ANOMALIES DU GÉOÏDE AU GRGS TOULOUSE AVEC UNE COOPÉRATION RÉCENTE AVEC DES ÉQUIPES DE GÉOPHYSIQUE (GÉOPHYSIQUE MARINE NOTAMMENT).

- L'INTÉRÊT CROISSANT DES GÉOPHYSICIENS FRANÇAIS POUR L'UTILISATION DES MESURES GLOBALES DE VARIATIONS DE POSITIONNEMENT DANS LES ZONES ACTIVES SUR DES EXTENSIONS DE 100 A

500 KILOMÈTRES. CETTE UTILISATION PEUT ÊTRE ENVISAGÉE D'ORES ET DÉJÀ DANS LES ZONES OÙ LES ÉQUIPES FRANÇAISES ONT EFFECTUÉ DE NOMBREUSES CAMPAGNES DE MESURES ET PROPOSENT DES MODÈLES (AFARS, ARC EGEN).

- L'EXISTENCE DU BIH (BUREAU INTERNATIONAL DE L'HEURE) EN FRANCE ET SON INTÉRÊT EN LIAISON AVEC LE LPTF (LABORATOIRE PRIMAIRE TEMPS FRÉQUENCE) POUR LA DISSÉMINATION DE L'HEURE AVEC UNE EXACTITUDE DE 10 À 50 NANOSECONDES.

A TITRE D'EXEMPLE, ON TROUVERA, CI-DESSOUS, LES PARTICIPANTS AUX RÉUNIONS ET AUX GROUPES MISSION :

- DÉCEMBRE À TOULOUSE, DYNAMIQUE DES OCÉANS :

- J. GONELLA, J. GASCARD, C. WUNSCH, J.F. MINSTER,  
J. MERLE, GASECKI, P. MAZZEGA, Y. MENARD, C. BROSSIER,

ÉTAT DE LA MER

- A. CAVANIE, L. LAVANANT, N. MOGNARD, P. QUEFFEULOU,  
Y. LEBORGNE.

- DÉCEMBRE LOP (PARIS)

- POGGI, GASCARD, TCHERNIA, N. MOGNARD, W. CAMPBELL.

- 5 JANVIER 1982, IPG PARIS

- FRANCHETEAU, COURTILLOT, MINSTER, LE PICHON, PATRIA,  
A. CAZENAVE, C. BOUCHER, C. LECOCQ, M. SOURIAU,

- 18 DÉCEMBRE, IGN PARIS (CARTOGRAPHIE)

BAUDOUIN, DUCHER, PIUZZI, BOUCHER, LECOQ

- 30 JANVIER 1982, BIH PARIS

- B. GUINOT, RUTEMAN.

CERTAINS CHERCHEURS N'ONT PU ÊTRE CONTACTÉS À TEMPS MAIS  
ONT MANIFESTÉ LEUR INTÉRÊT.

ENFIN, NOTONS QUE CE PROJET A ÉTÉ PRÉSENTÉ AU CNFGG ET  
FAIT L'OBJET D'UNE RECOMMANDATION TRÈS VIVE. UN DES ATTRAITES  
DE LA TECHNIQUE ALTIMÉTRIQUE EST QU'IL RASSEMBLE DE FAÇON  
NATURELLE GÉODÉSIENS, GÉOPHYSICIENS ET OCÉANOGRAPHES, LES  
SIGNAUX SONT SUPERPOSÉS ET LES THÈMES COMPLÉMENTAIRES.

POSEIDON SE PRÉSENTE DONC COMME UNE MISSION PLURIDISCIPLINAIRE EN SCIENCES DE LA TERRE. RAPPELONS LA LISTE DES MISSIONS :

A - DYNAMIQUE DES OCEANS

- A1 - CHAMP TURBULENT
- A2 - VARIATIONS DE LA CIRCULATION MOYENNE
- A3 - CIRCULATION MOYENNE

B - ETAT DE LA MER

(VENT, MER DU VENT, HOULE)

C - DYNAMIQUE DES GLACES

- C1 - DYNAMIQUE DES GLACES DE MER
- C2 - VOLUME DES CALOTTES POLAIRES

D - GEOPHYSIQUE

- D1 - GÉOÏDE MARIN ET STRUCTURES INTERNES
- D2 - DYNAMIQUE DES ZONES ACTIVES ET TECTONIQUE

E - AIDE A LA CARTOGRAPHIE

- E1 - PROFILS ALTIMÉTRIQUES
- E2 - REDUCTION DU NOMBRE DE POINTS D'APPUI

F - DISSEMINATION ECHELLE DE TEMPS

## A - DYNAMIQUE DES OCEANS

### A.1 - CHAMP TURBULENT

L'IMPLANTATION DE BOUÉES ET LE SUIVI DE LEURS MOUVEMENTS DANS L'ATLANTIQUE NORD (EXPÉRIENCE MODE) A AMENÉ UNE DES DÉCOUVERTES DE L'OCÉANOGRAPHIE MODERNE L'EXISTE D'UNE ACTIVITÉ TOURBILLONNAIRE IMPORTANTE : LE TRANSPORT D'ÉNERGIE CORRESPOND EST ÉGAL OU SUPÉRIEUR À CELUI DU FLUX MOYEN.

LE SPECTRE DE VARIABILITÉ S'ÉTEND DE QUELQUES JOURS À QUELQUES MOIS ET L'ÉCHELLE SPATIALE DE QUELQUES DIZAINES À QUELQUES CENTAINES DE KILOMÈTRES.

IL EST DEvenu FONDAMENTAL DE CONNAÎTRE DE MANIÈRE QUANTITATIVE LA VARIABILITÉ DITE DE TYPE MÉSOÉCHELLE. L'ALTIMÉTRIE PERMET D'OBTENIR UNE IMAGE SYNOPTIQUE QUASI INSTANTANÉE DE LA CIRCULATION PROFONDE. IL EST IMPOSSIBLE AVEC UN SEUL ALTIMÈTRE DE RÉSOUDRE CORRECTEMENT LES PROBLÈMES D'ÉCHANTILLONAGE SPATIO-TEMPOREL.

ÉTANT DONNÉ L'ORBITE DE SPOT, ET LE DÉPLACEMENT MOYEN DES TOURBILLONS, POSEIDON PERMETTRA D'APPRÉHENDER DE MANIÈRE PRESQUE IDÉALE LES MOUVEMENTS AUX ÉCHELLES MOYENNES (100 KM, 1 MOIS) TRÈS ÉNERGÉTIQUES ET TRÈS CARACTÉRISTIQUES DES LATITUDES HAUTES ET MOYENNES.

N.B. : ERS 1 DANS SA CONFIGURATION ACTUELLE PERMETTRAIT L'ÉTUDE DES VARIATIONS TEMPORELLES RAPIDE AUX VOISINAGES DES GRANDS COURANTS (AVEC UNE ÉCHELLE SPATIALE ÉVIDEMMENT LÂCHE).

## CONDITIONS À REMPLIR POUR CETTE MISSION

- PRÉCISION ALTIMÉTRIQUE (TOUTES ERREURS COMPRISES) DE L'ORDRE DE 5 CENTIMÈTRES. CECI SIGNIFIE EN PARTICULIER L'ADJONCTION D'UN SONDEUR VERTICAL POUR MESURER PAR RADIOMÉTRIE LE CONTENU EN EAU ET EN VAPEUR D'EAU. LES ERREURS DE MODÉLISATION DE CE PARAMÈTRE ONT LE MÊME SPECTRE QUE LES TOURBILLONS,

- UNE RÉPÉTITIVITÉ DE L'ORDRE DE 1 KILOMÈTRE POUR NE PAS CONFONDRE LES VARIATIONS DES COURANTS AVEC LES VARIATIONS APPARENTES DUES À LA PENTE DU GÉOÏDE (UNE ÉTUDE RÉCENTE DU PROFESSEUR R. KOCH POUR L'ESA MONTRE QU'IL EST PEUT ÊTRE POSSIBLE DE RELACHER CETTE CONTRAINTE).

LA PRÉCISION REQUISE EST LIÉE À L'OBJECTIF DE DÉTERMINATION QUANTITATIVE (CONDITIONS AUX LIMITES DE MODÈLES) ET NON DE SIMPLE DÉTECTION (CAS DE SEASAT).

### A.2 - VARIATIONS DE LA CIRCULATION MOYENNE

IL S'AGIT DE MOUVEMENTS SAISONNIERS OU DE VARIATIONS INTERANNUELLES AFFECTANT L'ENSEMBLE D'UN BASSIN OCÉANIQUE OU D'UNE RÉGION.

LE SPECTRE TEMPOREL EST DANS LA GAMME QUELQUES SEMAINES À QUELQUES ANNÉES.

LA DIFFÉRENCE ESSENTIELLE EST DUE AU FAIT QUE C'EST L'ORBITE QUI SERT DE RÉFÉRENCE.

DANS LE CAS A.1, IL Y A DÉCORRÉLATION AVEC LES PERTURBATIONS SUR L'ORBITE.

ICI, AU CONTRAIRE, IL Y A CORRÉLATION SPATIALE. IL FAUT DONC CONNAÎTRE L'ORBITE AVEC UNE PRÉCISION SUBDÉCIMÉTRIQUE SUR PLUSIEURS MILLIERS DE KILOMÈTRES.

CECI NÉCESSITE ABSOLUMENT L'ADDITION D'UN SYSTÈME DE POURSUITE SPÉCIALISÉ. ON TROUVERA DANS LA PARTIE TECHNIQUE UNE ÉTUDE DES PERFORMANCES REQUISES POUR UN TEL SYSTÈME.

D'UNE MANIÈRE GÉNÉRALE, L'IDÉE EST D'AVOIR UN SYSTÈME RADIOFRÉQUENCE (TOUT TEMPS) PERMETTANT UNE COUVERTURE TRÈS DENSE ET DONC LA DÉTERMINATION D'UN MODÈLE DE FORCES ADAPTÉ AU SATELLITE.

CECI PEUT ÊTRE FACILITÉ PAR LA PROPRIÉTÉ DE RÉPÉTITIVITÉ DE L'ORBITE : LE SATELLITE DÉCRIT LE CHAMP DE GRAVITÉ DE LA TERRE DE LA MÊME MANIÈRE. PAR ACCUMULATION D'ARCS, IL EST POSSIBLE DE RESTITUER LE MODÈLE DE FORCES AVEC UNE PRÉCISION COMPATIBLE AVEC L'ORBITE SUBDÉCIMÉTRIQUE.

ACTUELLEMENT, LES ÉTUDES EN COURS SEMBLANT MONTRER QU'IL FAUDRAIT DISPOSER DE 50 À 70 STATIONS RÉPARTIES À LA SURFACE DU GLOBE POUR ARRIVER AU RÉSULTAT. LA PRÉCISION DE MESURE DEVANT ÊTRE DE 10 À 20 CENTIMÈTRES, LES BIAIS ÉTANT INFÉRIEURS À 10 CENTIMÈTRES. EN DEHORS, DES SIMULATIONS, TROIS FAITS SONT ENCOURAGEANTS :

- L'OBTENTION PAR J. MARSH POUR LE SATELLITE STARLETTE D'UN MODÈLE SPÉCIALISÉ PERMETTANT UNE PRÉCISION EFFECTIVE DE 10 CENTIMÈTRES MALGRÉ LA COUVERTURE MÉDIOCRE.

- LA CONFIRMATION DE LA PROPRIÉTÉ DE RÉPÉTITIVITÉ À L'AIDE DES MESURES DE VITESSE RELATIVE ENTRE ATS-6 ET GEOS 3,

- LES PROMESSES D'ORBITE SUBDÉCIMÉTRIQUE POUR LES SATELLITES TRANSIT NOVA À TRAÎNÉE COMPENSÉE AVEC DES MESURES DOPPLER AMÉLIORÉES (OSCILLATEURS AU RUBIDIUM).

EN CE QUI CONCERNE LA MISSION :

- LA DURÉE DU PROGRAMME : 10 ANS SOUHAITABLES, 5 ANS DÉSI-  
RABLES , CONSTITUE UN PARAMÈTRE IMPORTANT.

IL EXISTE PAR RAPPORT À LA SOLUTION PRÉCONISÉE PAR TOPEX  
3 PROBLÈMES QU'IL CONVIENDRAIT D'APPROFONDIR EN PHASE B.

A) ORBITE\_HÉLIOSYNCHRONE

CETTE ORBITE INTRODUIT UN "ALIASING" AVEC LES MARÉES SOLAI-  
RES DIURNES OU SEMI-DIURNES QUI APPARAISSENT COMME DES TERMES  
CONSTANTS SUPPLÉMENTAIRES.

PLUSIEURS SOLUTIONS SONT À L'ÉTUDE POUR PALLIER CETTE  
DIFFICULTÉ :

- AMÉLIORATION DES MODÈLES EN PARTICULIER PAR LA MISE EN  
PLACE DE MARÉGRAPHES FONDS DE MER DANS LES ZONES OU L'INCERTI-  
TUDÉ EST LA PLUS GRANDE, DE MARÉGRAPHES DANS LES ÎLES (AVEC  
COLLECTE DANS LE CAS DE STATIONS AUTOMATISÉES),

- AMÉLIORATION DES MARÉES LUNAIRES ET INFÉRENCE SUR LE  
SPECTRE DES MARÉES SOLAIRES (CALCUL DES COEFFICIENTS DE FRIC-  
TION), UTILISATION SOIT SIMULTANÉE, SOIT ULTÉRIEURE DE DON-  
NÉES D'ALTIMÈTRE EMBARQUÉES SUR DES SATELLITES D'INCLINAISON  
DIFFÉRENTE (GEOSAT, TOPEX) OU SUR DES SATELLITES HÉLIOSYNCHRO-  
NES MAIS DÉPHASÉS (ERS 1 ?, SPOT 3).

B) ORBITE PLUS BASSE (835 KILOMÈTRES)

DANS LE CAS DE TOPEX, LE CHOIX DE L'ALTITUDE A ÉTÉ DICTÉ PAR LA DIMINUTION DE L'INFLUENCE DES FORCES NON GRAVITATIONNELLES (ERREUR RÉSIDUELLE NÉGLIGEABLE) ET GRAVITATIONNELLES. DANS CE DERNIER CAS, ON N'EST PAS ARRIVÉ À UNE SOLUTION SATISFAISANTE.

DANS LE CAS DE POSEIDON, LE CHOIX DE L'ALTITUDE DE L'ORBITE EST IMPOSÉ. ON COMPENSE PAR LA DENSITÉ DES MESURES RADIOFRÉQUENCES. LES FORCES DE FROTTEMENT PEUVENT TOUTEFOIS CRÉER UN PROBLÈME POUR LA DÉTERMINATION DES FORCES GRAVITATIONNELLES.

C) ORBITE QUASI-POLAIRE

LES ANGLES DE CROISEMENT SONT PLUS AIGUS D'OÙ UNE DÉGRADATION DANS LE CALCUL DES VITESSES DE COURANT SI ON UTILISE LA MÉTHODE DE MINIMISATION DES POINTS DE CROISEMENT.

POUR POSEIDON, NOUS PENSONS QUE CETTE MÉTHODE -MALGRÉ SON EFFICACITÉ APPARENTE- EST DANGEREUSE AU NIVEAU SUBDÉCIMÉTRIQUE - ET QUE LA FINESSE DE LA GRILLE ET LA QUALITÉ ESCOMPTE DE L'ORBITE DEVRAIENT PERMETTRE UNE DÉTERMINATION ISOTROPE.

A.3 - CIRCULATION MOYENNE

ELLE NÉCESSITE LA CONNAISSANCE D'UNE SURFACE DE RÉFÉRENCE : LE GÉOÏDE, AVEC UNE PRÉCISION DE QUELQUES CENTIMÈTRES. DEUX APPROCHES SONT POSSIBLES :

- L'UNE CONSISTE À DÉTERMINER LES ANOMALIES DE GRAVITÉ À COURTE LONGUEUR D'ONDE ( $1^\circ \times 1^\circ$ ) COMME LE PRÉVOIT LE PROJET

GRADIO ET À EN DÉDUIRE LE CHAMP À MOYENNE LONGUEUR D'ONDE.

- L'AUTRE CONSISTE À CALCULER LE CHAMP DE GRAVITÉ À L'ALTITUDE DU SATELLITE RELATIVEMENT À DES SATELLITES PLUS HAUTS (GPS, VIKING). CETTE MÉTHODE A ÉTÉ PRATIQUÉE DANS L'EXPÉRIENCE ATS G/GEOS 3. POSEIDON AVEC LA GRILLE FINE POURRAIT PEUT ÊTRE PERMETTRE UNE TELLE APPROCHE ET DÉTERMINER UNE EXCELLENT GÉOÏDE EN SURFACE À MOYENNE RÉOLUTION.

- LES COMPARAISONS GEM 9 (MODÈLE PAR SATELLITE) SURFACE ALTIMÉTRIQUE GEOS 3 PUBLIÉES RÉCEMMENT SONT PLUS QU'ENCOURAGEANTES.

EN TOUT ÉTAT DE CAUSE : LES MESURES ALTIMÉTRIQUES, OU LA SURFACE ÉQUIVALENTE SERONT CONSERVÉES ET REUTILISÉES DÈS L'OBTENTION D'UN MEILLEUR GÉOÏDE.

## B - ETAT DE LA MER

LES PARAMÈTRES QUE PEUT MESURER L'ALTIMÈTRE SONT :

- LE VENT AU NADIR,
- LA HAUTEUR SIGNIFICATIVE DES VAGUES.

CECI SUR DES PROFILS DE PLUSIEURS MILLIERS DE KILOMÈTRES BIEN RÉPARTIS À LA SURFACE DE L'OCÉAN.

DES RÉSULTATS RÉCENTS MONTRENT :

- QUE L'ÉTUDE DE LA VARIATION DU MODULE DU VENT À L'ÉCHELLE DE 3 JOURS EST SIGNIFICATIVE ET INTÉRESSANTE POUR LES VENTS DU TYPE ALIZÉS, MOUSSONS, QUARANTIÈMES RUGISSANTS,
- QUE LA HAUTEUR SIGNIFICATIVE DES VAGUES PERMET DE RECALER LES MODÈLES DE MÉTÉOROLOGIE MARINE,
- QUE LES SAUTS BRUSQUES DE HAUTEUR DE VAGUES APPARAISSENT, NON PRÉVUS PAR LES MODÈLES MAIS CONFIRMÉS PAR LES DONNÉES BATEAUX. LA PRÉVISION DE CES PHÉNOMÈNES EST ESSENTIELLE. LES OBSERVATIONS ALTIMÉTRIQUES FOURNISSENT LES CONTRAINTES NÉCESSAIRES,
- ENFIN, IL EST POSSIBLE DE CALCULER PAR MODÈLE LA MER DU VENT (À PARTIR DU VENT) ET D'EN DÉDUIRE ENSUITE LA HAUTEUR DES HOULES GÉNÉRÉES ET LEUR PROPAGATION À TRAVERS TOUT UN OCÉAN (DE LA ZONE PÉRIANTARCTIQUE À TRAVERS L'ATLANTIQUE).

OUTRE LA MÉTÉOROLOGIE MARINE, ON PEUT ABORDER L'ÉTUDE SÉRIEUSE DE LA CLIMATOLOGIE DES ÉTATS DE MER.

POSEIDON N'EST PAS SPÉCIALISÉ POUR CET OBJECTIF. MAIS UNE ÉTUDE RÉCENTE DE L. LAVANANT A MONTRÉ L'INTÉRÊT D'UN COUPLAGE ERS 1 - POSEIDON. SELON LE PHASAGE DE DÉPART ON PEUT SOIT COMPLÉTER DE FAÇON SIGNIFICATIVE LA COUVERTURE TEMPORELLE ( 6 HEURES), SOIT OBTENIR DES MESURES DE L'ALTIMÈTRE DE POSEIDON EN RECOUVREMENT SPATIAL DES MESURES DU CHAMP DE VENT D'ERS 1, SOIT ÉCHANTILLONER UNE MÊME ZONE (DÉPRESSION) AVEC DEUX ALTIMÈTRES LÉGÈREMENT DÉCALÉS EN TEMPS.

D'AUTRE PART, LES HRV DE SPOT PERMETTENT UNE IMAGERIE DE LA SURFACE DE LA MER ET SOUS CERTAINES INCIDENCES LA DÉTERMINATION DIRECTE DU SPECTRE DES VAGUES ET HOULES (SI LES CONDITIONS DE VISIBILITÉ LE PERMETTENT).

ENFIN, COMME L'A MONTRÉ CAVANIE DES TRAVAUX RÉCENTS BASÉS SUR UNE MEILLEURE APPRÉHENSION PHYSIQUE DES PROPRIÉTÉS DE LA RÉFLEXION DEVRAIENT PERMETTRE D'ABORDER LA CONNAISSANCE D'AUTRES PARAMÈTRES (ASSYMETRIE PAR EXEMPLE).

## C - DYNAMIQUE DES GLACES

C'EST DANS CE DOMAINE QUE LES SUGGESTIONS LES PLUS INTÉRESSANTES ONT ÉTÉ FAITES PAR LES EXPERTS.

### C.1 - GLACE CONTINENTALE

- ÉTABLISSEMENT D'UNE CARTE TOPOGRAPHIQUE DE L'ANTARCTIQUE PERMETTANT L'INTERPRÉTATION DES RÉSULTATS DES CAROTTAGES À GRANDE PROFONDEUR (SPÉCIFIQUEMENT DANS L'AXE DUMONT D'URILLE - VOSTOK ENTRE 80 ET 150° Est),

- ALTITUDE DE LA SURFACE ET PENTE MOYENNE,
- DÉLIMITATION DE LA FRONTIÈRE GLACE OCÉAN ET DE SES VARIATIONS,
- VITESSE SUPERFICIELLE PAR LOCALISATION D'UN CERTAIN NOMBRE DE BALISES DÉPOSÉES EN SURFACE,

CECI DEVRAIT POUVOIR ÊTRE FAIT PAR DES BALISES ARGOS, LES MOUVEMENTS ÉTANT DE PLUSIEURS DIZAINES À PLUSIEURS CENTAINES DE MÈTRES PAR AN ET LES BALISES ARGOS AYANT PROUVÉ LEUR SURVIE AUX CONDITIONS SPÉCIFIQUES,

- DÉTERMINATION DU VENT CATABATIQUE

- ALTITUDE DE LA SURFACE ET PENTE MOYENNE,
- RUGOSITÉ MOYENNE,

- DÉTERMINATION DU VOLUME DE GLACE PAR VARIATIONS DE LA HAUTEUR : CECI EST UN OBJECTIF IMPORTANT AU POINT DE VUE CLI-

MATRIQUE MAIS TRÈS AMBITIEUX ET QUI NÉCESSITE UNE CONNAISSANCE ENCORE MEILLEURE DE L'ORBITE ET UNE RÉPÉTITIVITÉ DE QUALITÉ ACCRUE.

LES ZONES OÙ UNE TELLE MESURE SONT SIGNIFICATIVES / MODÈLE SONT BIEN IDENTIFIÉES, IL PEUT ÊTRE INTÉRESSANT DE SE SITUER NON SUR LES PARTIES CENTRALES MAIS SUR LES BORDS.

PRÉCISIONS DEMANDÉES :

- ALTITUDE  $\pm$  1 MÈTRE, RÉOLUTION 1 KILOMÈTRE,
- PENTE DE LA SURFACE MEILLEURE QUE  $10^{-3}$ ,
- RUGOSITÉ DE LA SURFACE (RMS) 10 CENTIMÈTRES (INTERVALLE 0-5 MÈTRES).

GLACES DE MER :

- DÉLIMITATION DE LA FRONTIÈRE DE GLACE DE MER OCÉAN LIBRE D'OÙ VARIATIONS DANS L'ESPACE ET LE TEMPS DE L'ÉTENDUE DE LA GLACE,
- DÉLIMITATION DES POLYNIAS,
- RUGOSITÉ DE LA SURFACE,
- DÉPLACEMENT DE BALISES DÉPOSÉES SUR LA GLACE (PRÉCISIONS 20 M/MOIS),
- LES HÉTÉROGÉNÉITÉS DE CETTE COUVERTURE DE GLACE : COUVERTURE, ÉPAISSEUR CONCENTRATION : LES PARAMÈTRES RÉSULTENT DE L'EFFET DYNAMIQUE DES MOUVEMENTS DE MASSES FLUIDES ADJACENTES, DE L'EFFET THERMODYNAMIQUE LIÉ AUX ÉCHANGES ATMOSPHÈRE OCÉAN GLACE.

ON OBTIENT DES INFORMATIONS ESSENTIELLES SUR LA CIRCULATION OCÉANIQUE SOUS-JACENTE. MAIS IL EST NÉCESSAIRE D'AVOIR EN ADDITION DES DONNÉES RADIOMÉTRIQUES MICROONDES (CF. ERS 1 ?). THÈMES IDENTIFIÉS OÙ LA COMPÉTENCE ET L'INTÉRÊT FRANÇAIS SONT IDENTIFIÉS :

- CIRCULATION PÉRIANTARCTIQUE ENTRE 60 ET 70° S (SUITE TRAVAUX TCHERNIA ET JEANIN),

- SUIVI DES COURANTS POLAIRES LE LONG DES CÔTES DU LABRADOR, PERMETTANT L'ÉTUDE DE LA FORMATION DES EAUX PROFONDES DE L'HÉMISPHERE NORD. PLUS SPÉCIFIQUEMENT, LES PROBLÈMES SUIVANTS SONT IDENTIFIÉS.

#### GLACES

- FAIBLE EXTENSION DU PACK DEVANT LA TERRE ADÉLIE,

- FORTE EXTENSION DU PACK AU NORD DE LA MER DE WEDDELL ET DE LA MER DE ROSS.

#### CIRCULATION

- OBSERVATION DES 3 CELLULES DE CIRCULATION IDENTIFIÉES À PARTIR DE LA DÉRIVE D'ICEBERGS,

- OBSERVATION DES CELLULES DE CIRCULATION SYNOPTIQUES EN LIAISON AVEC LES EAUX PROFONDES : POLYNIAS, ÉROSION DE LA GLACE, TRANSFERTS DE CHALEUR OCEAN ATMOSPHERE,

- CIRCULATION ENTRE 55 ET 90 EST (BORDÉE À L'EST PAR LE PLATEAU DES KERGUELEN) : DIVERGENCE ET DÉPART DE CIRCULATION VERS L'OUEST ET L'EST.

REMARQUES

- LA COUVERTURE TRÈS FINE DE POSEIDON EST UN AVANTAGE MAJEUR POUR CE TYPE D'ÉTUDE,

- L'ADJONCTION D'UN IMR SUR ERS 1 EST HAUTEMENT SOUHAI-TABLE,

- LES EXPÉRIENCES MIZEX AURONT UNE CONTRIBUTION SIGNI-FICATIVE.

LA ENCORE LES IMAGES OBTENUES PAR LES HRV DE SPOT POUR-RAIENT CONSTITUER UNE APPOINT ESSENTIEL.

IL EST EN EFFET DIFFICILE D'ATTEINDRE LA TOPOGRAPHIE DES GLACES CONTINENTALES AVEC L'ALTIMÈTRE SEUL ÉTANT DONNÉE LA LARGEUR DE LA TACHE AU SOL PAR RAPPORT AUX DÉRIVÉES DE TERRAIN. L'OBTENTION DE CARTOGRAPHIE MÊME PEU FRÉQUENTE SUFFIRAIT.

SOUS RÉSERVE D'UNE ESTIMATION PLUS DÉTAILLÉE, LES IMAGES OBTENUES SUR LE GROENLAND MONTRENT QUE LA CARTOGRAPHIE DES ZONES POLAIRES EST POSSIBLE 80 % DE TEMPS. IL S'Y AJOUTE BIEN SUR LES CONTRAINTES MÉTÉOROLOGIQUES.

N.B. : LE SAR D'ERS 1 DONNERA DES IMAGES TOUT TEMPS MAIS NE DONNERA RIEN SUR L'ANTARCTIQUE ET PAS SUR TOUT L'ARCTIQUE.

## D - GEOPHYSIQUE

### D.1. - CONTRIBUTION DE L'ALTIMÈTRE À LA GÉOPHYSIQUE

LA SURFACE MOYENNE DU NIVEAU DE LA MER REPRÉSENTE, AU SIGNAL Océanographique PRÈS, QUI PEUT-ÊTRE FILTRÉ OU DÉTERMINÉ DE FAÇON CONCOMITANTE, LE GÉOÏDE.

L'ÉTUDE DU GÉOÏDE PAR ALTIMÈTRE, PERMET - SPÉCIALEMENT POUR LES COURTES ET MOYENNES LONGUEUR D'ONDE - (DE 100 À 1000 À 2000 KILOMÈTRES) - L'ÉTUDE DES STRUCTURES INTERNES .

TOUTES LES STRUCTURES TECTONIQUES DONNENT DES SIGNATURES PARTICULIÈRES SUR LE GÉOÏDE, ET FOURNISSENT DES CONTRAINTES TRÈS PUISSANTES SUR LES MODÈLES :

- . RHÉOLOGIE DE LA LITHOSPHERE,
- . CONTRACTION THERMIQUE,
- . CONVECTION DANS LE MANTEAU,
- . TOPOGRAPHIE SOUS-MARINE ET DÉTECTION DES MONTS SOUS-MARINS.

L'ÉTUDE DES ZONES DE FRACTURE, DES ZONES DE SUBDUCTION , DES MARGES CONTINENTALES, DES DORSALES PEUT ET EST ENTREPRISE.

PAR AILLEURS, LA BATHYMÉTRIE MODIFIE L'HYDRODYNAMIQUE DES COURANTS OCÉANIQUES.

## APPORT DE POSEIDON

SEASAT A PERMIS UNE COUVERTURE DE 100 KM À L'ÉQUATEUR. POUR CERTAINES ÉTUDES UNE GRILLE DE 10 x 10 KM SERAIT INDISPENSABLE. UN MÉLANGE DES DONNÉES SEASAT ET POSEIDON AUGMENTERAIT DE FAÇON TRÈS SENSIBLE LA COUVERTURE PERMETTANT AINSI L'ÉTUDE DE STRUCTURES BIDIMENSIONNELLES MAIS AUSSI L'UTILISATION DE PROFILS PLUS VARIÉS.

DÈS QUE LE PHASAGE DE SPOT SERA PRÉCISÉ IL SERA POSSIBLE DE DÉTERMINER LES ZONES LES MIEUX COUVERTES PAR UNE COMBINAISON SEASAT-POSEIDON.

IL SEVRIT ÊTRE POSSIBLE EN FIN DE VIE DE MODIFIER TRÈS LÉGÈREMENT LA PÉRIODE POUR DES DURÉES DE QUELQUES MOIS ET D'OBTENIR AINSI UN MAILLAGE DE 10 x 10 KILOMÈTRES - QUI SERAIT SUFFISANT POUR OBTENIR UN GÉOÏDE MARIN "PARFAIT". LA MÉTHODE DE MINIMISATION DES POINTS DE CROISEMENT EST ICI TOUT À FAIT ACCEPTABLE ET DOIT PERMETTRE D'ACCÉDER À UN GÉOÏDE DE PRÉCISION MEILLEURE QUE 20 CENTIMÈTRES CE QUI SEMBLE SUFFISANT POUR LES OBJECTIFS ACTUELS.

## D.2. - CONTRIBUTION DU POSITIONNEMENT PRÉCIS À LA GÉOPHYSIQUE

LE POSITIONNEMENT RELATIF AVEC UNE PRÉCISION DE QUELQUES CENTIMÈTRES CONSTITUE UN APPORT MAJEUR À CERTAINS PROBLÈMES MODERNES DE GÉOPHYSIQUE.

- À L'ÉCHELLE GLOBALE : LA MESURE DES MOUVEMENTS DE PLAQUES PAR VLBI OU LASER PEUT APPORTER UNE CERTAINE CONTRIBUTION.
- PLUS INTERESSANTES SONT LES ÉTUDES À L'ÉCHELLE RÉGIONALE (100 À 2000 KM)

- . ZONES DE SUBDUCTION
- . ZONES D'OUVERTURE
- . ZONES DE COULISSAGE (FAILLES TRANSFORMANTES)
- . ZONES DE COLLISION

LES ORDRES DE GRANDEUR PEUVENT ÊTRE DE QUELQUES DÉCIMÈTRES SUR PLUSIEURS ANNÉES.

L'IMPORTANCE DE CES MESURES POUR LA COMPRÉHENSION DES CAUSES DE GRANDS SÉISMES EST ÉVIDENTE : LE RISQUE SISMIQUE DÉCROIT SI UNE PARTIE DE LA DÉFORMATION EST DUE À UN FLUAGE LENT MESURABLE PAR LES TECHNIQUES GÉODÉSQUES.

PAR AILLEURS RES RÉCURRENCES DANS LES SEISMES SONT DÉCÉLÉES : ELLES SONT LIÉES À LA NON RIGIDITÉ DES PLAQUES DONT LES MOUVEMENTS SONT ÉGALEMENT ACCESSIBLES :

- À L'ÉCHELLE LOCALE (EX : RÉGION DE DJIBOUTI) LES MOUVEMENTS SONT IMPORTANTS. LES TECHNIQUES SPATIALES PEUVENT ÊTRE PLUS FACILES À METTRE EN OEUVRE ET SURTOUT PERMETTENT UNE MEILLEURE SURVEILLANCE PERMANENTE. ELLES NE NÉCESSITENT PAS DE VISION DIRECTE.

#### - APPLICATION A POSEIDON -

LA DISPONIBILITÉ DE BALISES HASP PERMET UNE DENSIFICATION SUR DES DISTANCES DE 100 À 500 KILOMÈTRES OU PLUS ET PERMET LE CALCUL DES DÉFORMATIONS GLOBALES.

IL EST SOUHAITABLE QUE LES BALISES SOIENT AUTOMATISÉES MAIS SURVEILLÉES. UNE MOBILITÉ GRANDE ET UNE FAIBLE CONSOMMATION SONT DES ATOUTS MAJEURS.

- PROJET CONCRET

UNE IMPLANTATION SUR LES SITES DE L'ARC EGEEEN PERMETTRAIT UNE PARTICIPATION ACTIVE À L'OPÉRATION WEGENER DANS UNE RÉGION CERTES COMPLEXE, MAIS OÙ DES MODÈLES - BASÉS SUR DES DONNÉES EXISTANTES - SONT PROPOSÉS PAR DES CHERCHEURS FRANÇAIS.

- PERSPECTIVES -

LA MISE À LA DISPOSITION DE BALISES PERMETTANT LE POSITIONNEMENT PRÉCIS SUBDÉCIMÉTRIQUE AVEC DES RÉSEAUX DENSES (20 À 50 STATIONS) REPRÉSENTE UNE POSSIBILITÉ UNIQUE DANS LE DOMAINE DE LA NOUVELLE TECTONIQUE. LES POSSIBILITÉS DE DÉCOUVERTES INNATENDUES SUR LES DÉFORMATIONS ET LE COMPORTEMENT DES PLAQUES NON RIGIDES NE SONT PAS À EXCLURE.

E - AIDE A LA CARTOGRAPHIE SPOT

LA CARTOGRAPHIE À L'AIDE DES H R V PASSE PAR PLUSIEURS NIVEAUX. CETTE CARTOGRAPHIE EST POSSIBLE PAR LES MÉTHODES CLASSIQUES DE PHOTOGRAMMÉTRIE PERMETTANT À L'AIDE DE POINTS D'APPUI DE S'AFFRANCHIR DES ERREURS SUR L'ORBITE ET SUR L'ATTITUDE.

L'APPORT DE POSEIDON SE SITUE À PLUSIEURS NIVEAUX :

- FOURNITURE DE POINTS D'APPUI SUPPLÉMENTAIRES BIEN INTÉGRÉS DANS LE SYSTÈME ET RECUEILLIS EN TEMPS RÉEL,
- DIMINUTION DU NOMBRE DE POINTS D'APPUI NÉCESSAIRE (D'UN FACTEUR 2 À 5) DANS LES ZONES DIFFICILEMENT ACCESSIBLES,
- PRÉCISION CARTOGRAPHIQUE ABSOLUE (SYSTÈME GLOBAL MONDIAL)

- UTILISATION DE LA LOCALISATION DES POINTS D'APPUI  
POUR LA CARTOGRAPHIE DE NIVEAU 4.

DANS CE CAS LA LOCALISATION DU SATELLITE À QUELQUES MÈTRES PRÈS ET DES POINTS D'APPUI À QUELQUES MÈTRES POUR LA PLANIMÉTRIE ET L'ALTIMÈTRE SONT SUFFISANTES ET EXTRÊMEMENT UTILES.

- CONCLUSION -

L'APPORT DIRECT DE L'ALTIMÈTRE (PROFILS) NÉCESSITE UNE ÉTUDE COMPLÉMENTAIRE. LES PROFILS DEVANT ÊTRE RÉANALYSÉS AVANT DE POUVOIR ÊTRE UTILISÉS DE MANIÈRE EFFICACE. L'APPORT SERA PLUS OU MOINS IMPORTANT SELON LA NATURE DE LA TOPOGRAPHIE ET LA DIFFICULTÉ D'EFFECTUER LES CORRECTIONS. LES EXPÉRIENCES EFFECTUÉES PAR SEASAT SONT ENCOURAGEANTES.

L'APPORT DE POSEIDON SERAIT INTÉRESSANT DANS LES ZONES PEU CONNUES OU PEU ACCESSIBLES ET DIMINUERAIT DE FAÇON SENSIBLE LES TRAVAUX DE TERRAIN PRÉPARATOIRES (D'UN FACTEUR 2 À 5).

L'APPORT SERAIT PRÉCIEUX POUR LA CARTOGRAPHIE DE NIVEAU 4.

## F - SYNCHRONISATION

LES BESOINS EN SYNCHRONISATION PRÉCISE - DE L'ORDRE DE 10 NANOSECONDES - SONT DE PLUS EN PLUS NOMBREUX.

(A) - COMPARAISONS D'ÉTALONS ATOMIQUES ( $10^{-13}$  -  $10^{-14}$ , PEUT-ÊTRE DE  $10^{-16}$  DEMAIN) À DISTANCE PERMETTANT :

(B) - UTILISATION POUR CERTAINES APPLICATIONS SCIENTIFIQUES : VLBI, RELATIVITÉ

(C) - UTILISATION POUR LES SYSTÈMES SPATIAUX ACTUELS (GPS) ET FUTURS DE TRAJECTOGRAPHIE ET DE RADIONAVIGATION (SYSTÈMES ANTI-COLLISION, FORAGE OFFSHORE).

ACTUELLEMENT CHAQUE SATELLITE DU GPS GLOBAL POSITIONNING SYSTEM) EST ÉQUIPÉ DE 2 RUBIDIUMS ET DE 2 CÉSIUMS. UNE POLITIQUE ACTIVE DE RECHERCHE ET DÉVELOPPEMENT POUR LES MASERS A HYDROGÈNE EST MENÉE.

(D) - UTILISATION POUR LA TÉLÉCOMMUNICATION NUMÉRIQUE : RÉSEAUX SYNCHRONISÉS ENTIÈREMENT NUMÉRIQUES.

EXEMPLE : RÉSEAU À 1,5 MBT/SEC, LE MAINTIEN DE LA SYNCHRONISATION À 1 BIT PRÈS SUR 1 JOURNÉE NÉCESSITE LE CONTRÔLE DE LA STABILITÉ À  $10^{-11}$

LES LIAISONS SATELLITES ÉTABLIES SELON LE MODE DE L'ACCÈS MULTIPLE PAR RÉPARTITION DANS LE TEMPS (AMRT) EXIGENT UNE SYNCHRONISATION EN TEMPS DE 10 NANOSECONDES.

PLACE DE POSEIDON

LES SYSTÈMES OPÉRATIONNELS ACTUELS NE PERMETTENT PAS DE FAIRE MIEUX QUE 200 NANOSECONDES : IL FAUT MOYENNER LES MESURES SUR 2 MOIS POUR QUE LE BRUIT DE LA COMPARAISON SOIT INFÉRIEUR AU BRUIT DES ÉTALONS DE TEMPS.

LES LIAISONS PAR SYMPHONIE OU LASSO ONT L'EXACTITUDE REQUISE MAIS SONT LOURDES ET LIMITÉES À UN NOMBRE RÉDUIT D'UTILISATEURS.

SI LE GPS EST DISPONIBLE, IL FOURNIRA UNE EXACTITUDE DE 50 À 100 NANOSECONDES, ET PEUT-ÊTRE 10 NANOSECONDES EN MODE SIMULTANÉ.

SI LE GPS N'EST PAS ACCESSIBLE - OU LIMITÉ AU MODE SIMPLE - POSEIDON CONSTITUERAIT UN SYSTÈME TRÈS ADAPTÉ AUX CONDITIONS SUIVANTES :

- EXACTITUDE : ENTRE 10 ET 50 NANOSECONDES,
- RÉCEPTEURS SIMPLES
- 1 MESURE PAR JOUR AU MINIMUM
- TRANSMISSION DU RECALAGE TEMPS-SATELLITE UTC

UN TEL SYSTÈME N'EST TOUTEFOIS INTÉRESSANT QUE SI LA DURÉE DE VIE DU PROGRAMME EST D'AU MOINS 10 ANS.

- CONCLUSIONS -

- 1) - POSEIDON PERMET DE RÉALISER UNE MISSION PLURIDISCIPLINAIRE EN SCIENCES DE LA TERRE,
- 2) - ASSOCIÉ À ERS 1 ET ARGOS, IL PEUT CONSTITUER LE NOYAU D'UNE EXPÉRIENCE MONDIALE EN OCÉANOGRAPHIE (WOCE)
- 3) - L'ALTIMÈTRE D'ERS 1 NE REMPLIT PAS DANS SA CONCEPTION ACTUELLE LES OBJECTIFS DE VARIATIONS SAISONNIÈRES ET INTERANNUELLE DE LA DYNAMIQUE DES OCÉANS.
- 4) - LA COMBINAISON DES 2 ALTIMÈTRES DE POSEIDON ET ERS 1 PEUT PERMETTRE UNE AMÉLIORATION SENSIBLE DE 2 MISSIONS :
  - . ETAT DE LA MER : UN PHASAGE JUDICIEUX D'ERS 1 EST NÉCESSAIRE,
  - . DYNAMIQUE DU CHAMP TURBULENT : IL FAUT S'ASSURER DE LA RÉPÉTITIVITÉ DE LA TRACE D'ERS 1 ET Y ADJOINDRE UN RADIOMÈTRE (SONDEUR VERTICAL). POSEIDON DONNERAIT ALORS LE CHAMP GLOBAL (GRILLE 100 KILOMÈTRES), ERS 1 LES VARIATIONS TEMPORELLES RAPIDES.
- 5) - TOUTE MISSION DYNAMIQUE DES OCÉANS REQUIERT LA CONNAISSANCE DU CHAMP DE VENT PAR DIFFUSIOMÈTRE,
- 6) - POSEIDON OFFRE LES AVANTAGES SUIVANTS :
  - . UTILISATION DES POSSIBILITÉS TECHNIQUES OFFERTES AU PASSAGER SPOT,
  - . VALORISATION DE LA MISSION PRINCIPALE SPOT EN FACILITANT ET EN AMÉLIORANT LA MISSION CARTOGRAPHIQUE,

- . UTILISATION DES INSTRUMENTS DE SPOT POUR COMPLÉ-  
METER LES RECHERCHES SUR L'ÉTAT DE LA MER ET LA  
DYNAMIQUE DES GLACES,
- . SPOT EST UN PROGRAMME QUI OFFRE LA POSSIBILITÉ  
D'ÉTUDES SUR PLUSIEURS ANNÉES VOIRE UNE DÉCENNIE,
- . LE SYSTÈME DE POSITIONNEMENT PRÉCIS PERMET  
D'EFFECTUER DES MISSIONS GÉOPHYSIQUES DE PREMIÈRE  
IMPORTANCE
- . LE CHOIX DU SYSTÈME À IMPULSION PERMET UNE DISSE-  
MINATION OPÉRATIONNELLE DE TEMPS\FRÉQUENCE.  
CET OBJECTIF PRENDRA UNE IMPORTANCE ACCRUE DANS  
LES SYSTÈMES DE NAVIGATION ET CERTAINS SYSTÈMES DE  
TÉLÉCOMMUNICATION.

- PROBLEMES MISSION A ETUDIER EN PHASE B -

(A) - AMÉLIORATION DES MODÈLES DE MARÉE. IMPLANTATION DE MARÉGRAPHES FOND DE MER OU SUR DES ILES.

(B) - POSITIONNEMENT SUBDÉCIMÉTRIQUE : LIMITE EXACTE DE L'EXTENSION DU MODÈLE DE FORCES EN TENANT COMPTE DU FROTTEMENT ATMOSPHÉRIQUE,

- IMPLANTATION DU RÉSEAU (NOMBRE, CHOIX DES SITES),

(C) - AMÉLIORATION DES MODÈLES IONOSPHERIQUES

(D) - PHASAGE D'ERS 1,

(E) - ETUDE QUANTIFIÉE DE L'APPORT À LA MISSION CARTOGRAPHIQUE,

(F) - CONCEPT DES BALISES ACCEPTABLE POUR LES MISSIONS GÉOPHYSIQUE,

(G) - CONTRAINTES SUR L'HORLOGE DE BORD POUR LA MISSION SYNCHRONISATION,

(H) - COMPLÉMENTARITÉ AVEC LES MESURES IN SITU

(I) - ÉTAT DES MODÈLES : SPÉCIFICATIONS SUR L'ÉCHANTILLONNAGE SPATIO-TEMPOREL DES MESURES,

(J) - ÉTUDE DES POSSIBILITÉS DE CALCUL DU GÉOÏDE (APPROCHE GRADIO, APPROCHE PERTURBATION),

## CONTRIBUTION DE L'ALTIMETRIE A LA GEOPHYSIQUE

La mesure directe des variations de hauteur de la surface océanique par les techniques altimétriques n'a pas seulement un intérêt marqué pour l'océanographie mais aussi pour la géophysique. Bien que ce dernier aspect constitue un objectif scientifique secondaire de la mission POSEIDON, il contribue incontestablement à la valoriser.

En l'absence de courants, marées, vagues etc, la surface libre des océans se confond avec celle du géoïde terrestre et les irrégularités de cette surface témoignent de la distribution complexe des masses à l'intérieur de la terre, en particulier d'hétérogénéités latérales.

Au cours des quelques dernières années, une cartographie directe très précise du géoïde dans les régions océaniques a été obtenue grâce aux satellites américains GEOS 3 et SEASAT, munis d'un altimètre embarqué (fig.1). Outre les ondulations à grandes longueurs d'onde -  $\gg 4000$  km -, bien visibles sur les cartes du géoïde obtenu par les méthodes de perturbations orbitales de satellites, le géoïde altimétrique révèle des anomalies à courtes et moyennes longueurs d'onde (entre 100 km et 1 000 - 2 000 km), remarquablement corrélées avec les grandes structures tectoniques des fonds océaniques : dorsales, zones de subduction, chaînes volcaniques sous-marines, zones de fractures, marges continentales, etc. Chacune de ces structures donne une signature particulière sur le géoïde comme l'illustrent quelques exemples (figures 3,4,5) .

De nombreuses études récentes ont montré que l'information altimétrique constitue une contrainte très utile sur les modèles de la lithosphère océanique. Donnons quelques exemples de thèmes de recherche :

### Rhéologie de la lithosphère océanique

L'interprétation des anomalies du géoïde associées aux monts sous-marins ou chaînes volcaniques sous-marines indique que la lithosphère supérieure se comporte, avec une bonne approximation, comme une plaque mince élastique capable de supporter, pendant plusieurs millions d'années, la charge due aux montagnes sous-marines.

Cette approche permet d'estimer la rigidité de la lithosphère, son épaisseur élastique, le niveau des contraintes dans le manteau supérieur, et de proposer des modèles rhéologiques de la lithosphère. Jusqu'ici un tout petit nombre de monts sous-marins ont été étudiés. Il est vraisemblable que la réponse flexurale de la lithosphère apparaîtra plus complexe lorsqu'un grand nombre de cas sera considéré. Il serait intéressant, notamment, de mettre en évidence des variations avec la taille de la charge, avec la durée d'application des contraintes, etc...

### Contraction thermique de la lithosphère

A mesure que la lithosphère se refroidit, elle subit une contraction thermique, qui, associée aux effets de pression hydrostatique, influe sur la profondeur du fond de l'océan et sur la profondeur des isothermes dans la lithosphère. Deux modèles thermiques simples ont été proposés pour expliquer la subsidence du plancher océanique et la diminution du flux de chaleur avec l'âge de la plaque. Dans l'un des modèles, assimilant la lithosphère à une couche limite thermique à la surface d'un manteau en convection, l'épaisseur de la lithosphère croît en suivant une loi en racine carré de l'âge. L'autre modèle propose que la position de l'isotherme correspondant à

la température du solidus est maintenue à une profondeur constante. Les deux modèles prédisent essentiellement les mêmes comportements de la profondeur du fond océanique, du flux de chaleur, et de la variation de la hauteur du géoïde pour des âges compris entre 0 et  $\sim 50$  millions d'années. Pour des âges supérieurs, les observations du flux de chaleur et de la profondeur sont compatibles avec un modèle de plaque approchant une épaisseur constante. On a réalisé récemment que les mesures altimétriques au dessus des dorsales et des zones de fractures, pourraient apporter une contrainte très utile à ce problème grâce à leur grande précision.

L'utilisation des mesures altimétriques devrait permettre en particulier de déterminer plus précisément l'épaisseur de la plaque (les estimations basées sur les mesures de flux de chaleur et de profondeur restent incertaines par un facteur 2) et de préciser l'âge auquel la lithosphère arrête de s'épaissir. Ceci a des implications importantes sur les modèles de convection dans le manteau supérieur.

De nombreuses autres utilisations de ces données sont envisagées, pour des études liées à la comparaison entre dorsales à expansion rapide et dorsales à expansion lente ou encore comme indicateur de l'expansion assymétrique des dorsales, etc...

#### Convection dans le manteau

Le moteur de la tectonique des plaques est encore inconnu mais la convection dans le manteau terrestre sans nul doute joue un rôle majeur. L'étude de la convection a surtout

été abordée par des modélisations théoriques ou par des expériences de laboratoire à toute petite échelle. Cependant, les modalités de la convection restent encore largement incomprises. On ne sait pas par exemple si la convection affecte le manteau supérieur seulement (jusqu'à 700 km), toute la profondeur du manteau ou même s'il y a 2 échelles de convection. Jusqu'ici les tentatives pour relier la convection aux anomalies à grandes et moyennes longueurs d'onde du champ de gravité sont restées infructueuses. Il est possible que la méconnaissance de ces dernières soit en cause. La détermination très précise des anomalies régionales du géoïde (1 000 - 4 000 km) grâce à l'altimétrie par satellite permet d'espérer contraindre un peu mieux les modèles de convection par des observations de surface, en utilisant en particulier l'information altimétrique au niveau des zones de subduction.

#### Topographie sous-marine et détection de monts sous-marins

Les monts sous-marins sont généralement associés à des anomalies du géoïde de quelques mètres d'amplitude et d'extension horizontale quelques dizaines de km, rendant le géoïde comparable à une "image" de la topographie sous-marine. L'examen de profils altimétriques a permis de détecter plusieurs cas de montagnes sous-marines non indiquées sur les cartes bathymétriques, en particulier dans les régions où les profils bathymétriques sont trop espacés. Dans d'autres cas, l'emplacement de monts sous-marins a été jugé incorrect de plusieurs dizaines de km. L'utilisation des mesures altimétriques pour la détection systématique des monts sous-marins a plusieurs intérêts :

- en géophysique, car leur volume total est une indication de l'activité volcanique sous-marine. Ils permettent en outre de déterminer l'état des contraintes dans la lithosphère,

- en océanographie, car la présence d'une montagne sous-marine perturbe les courants océaniques donnant lieu à des ondes internes de grande amplitude, pouvant contribuer à un mélange entre couches océaniques profondes et superficielles.

### Conclusion

Une cartographie complète de la terre sera obtenue avec l'altimètre de POSEIDON. L'espacement entre deux profils sera de 110 km à l'équateur. La couverture correspondante est bien adaptée aux études géophysiques régionales. Cependant elle n'est pas assez fine si des études à caractère local sont envisagées. Le long d'un profil altimétrique individuel, la résolution au sol est d'environ 10 km. Une situation idéale serait évidemment d'avoir un espacement entre profils du même ordre de grandeur. Ceci permettrait, par exemple, d'étudier des structures très locales (d'extension horizontale quelques dizaines de km) ou d'établir des coupes transversales très précises de grandes structures à direction privilégiée nord-sud, c'est à dire de même direction que les profils altimétriques (ex. la dorsale atlantique).

La couverture altimétrique réalisée avec le satellite SEASAT est analogue à celle de POSEIDON. Un phasage astucieux de l'orbite initiale de POSEIDON permettrait d'obtenir -en mélangeant l'ensemble des mesures altimétriques disponibles- un maillage très serré dans certaines régions océaniques. Toutefois, l'orbite initiale de SPOT2 (POSEIDON) devra être identique à celle de SPOT1, laquelle sera fixée tardivement sur la base de contraintes techniques. Il est donc encore trop tôt pour recenser les régions du globe faisant l'objet d'une couverture altimétrique très fine.

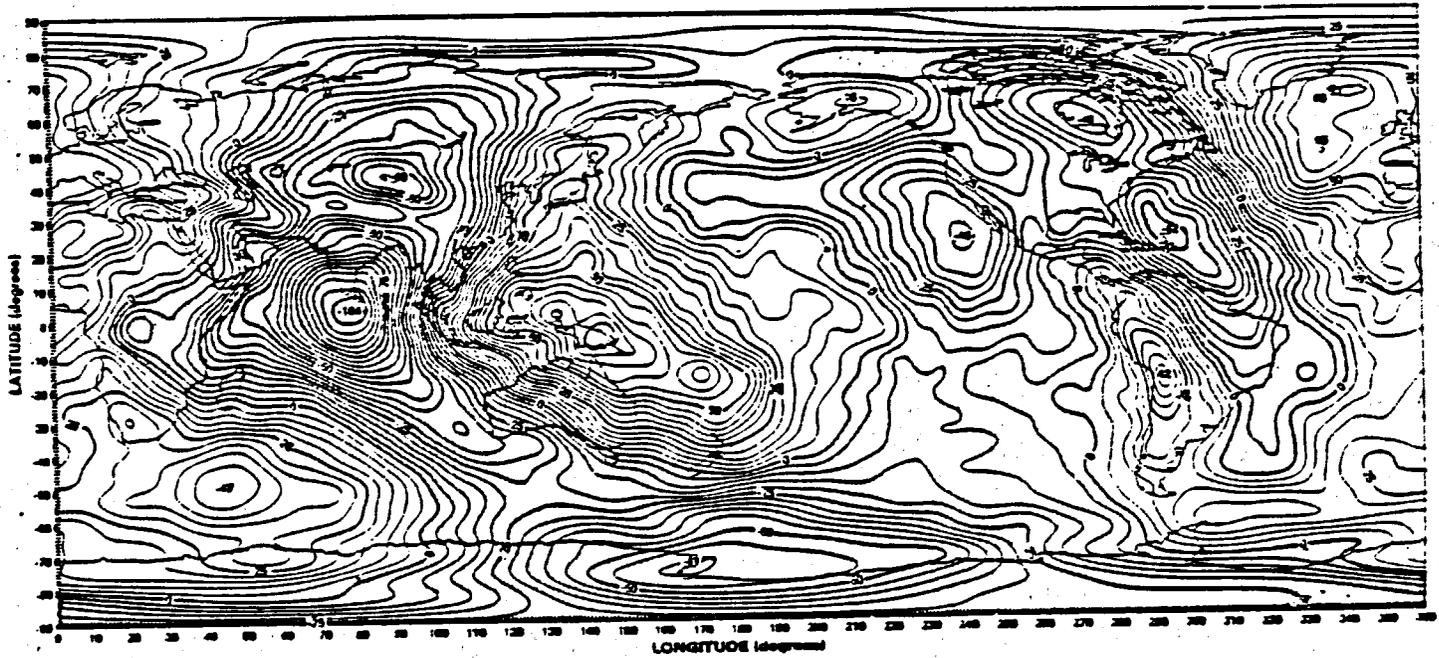


Figure 1. Geoïde terrestre calculé à partir du modèle de potentiel  
GEM10 du GSFC (NASA).

18 DAYS - JULY 28 TO AUGUST 15, 1978  
1° GRID, 2M CONTOUR  
# - 6378140 M. | - 298 255

### MEAN SEA SURFACE TOPOGRAPHY BASED UPON SEASAT ALTIMETER DATA

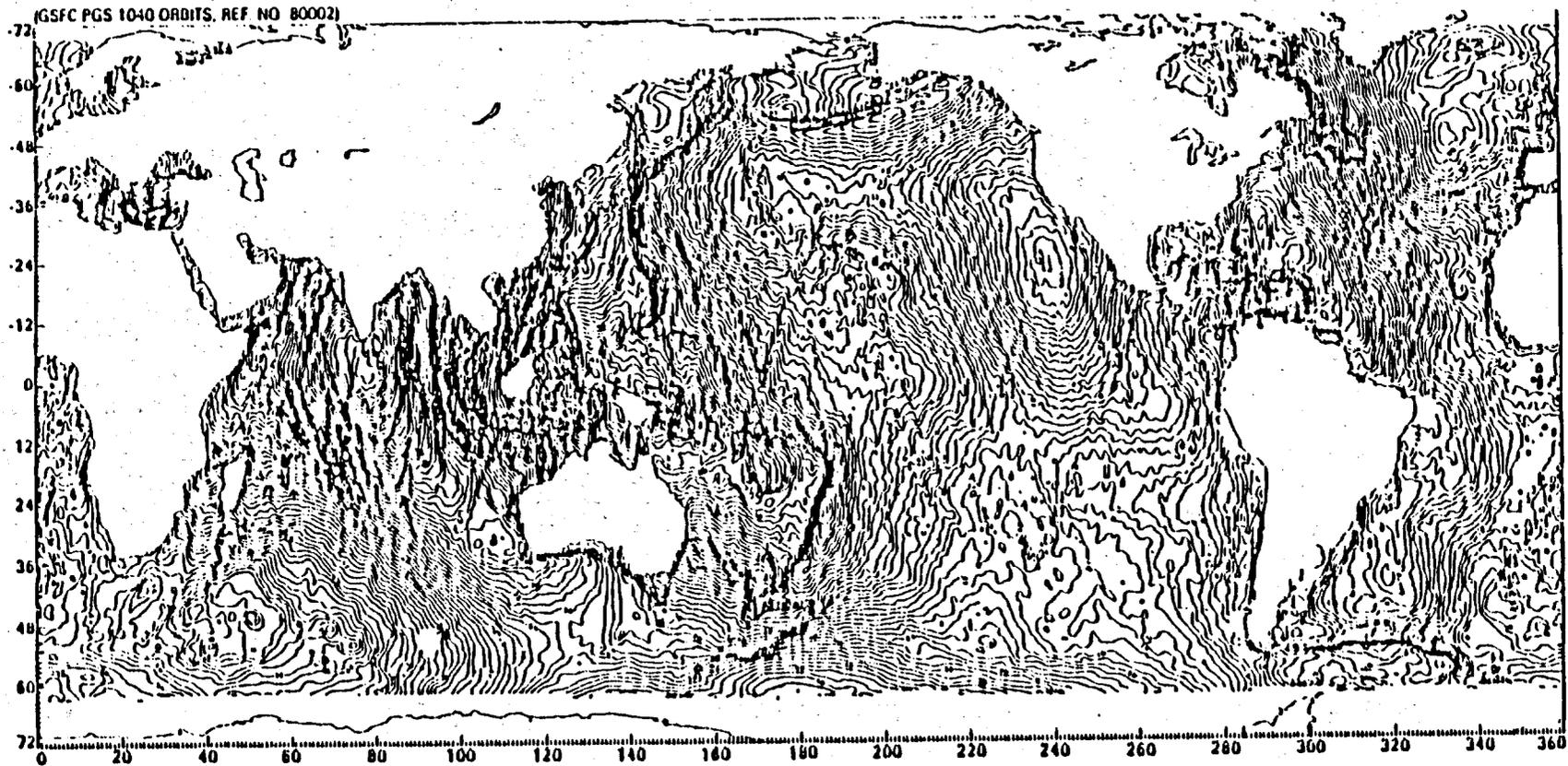


FIGURE 2 : Géoïde altimétrique (satellite SEASAT)

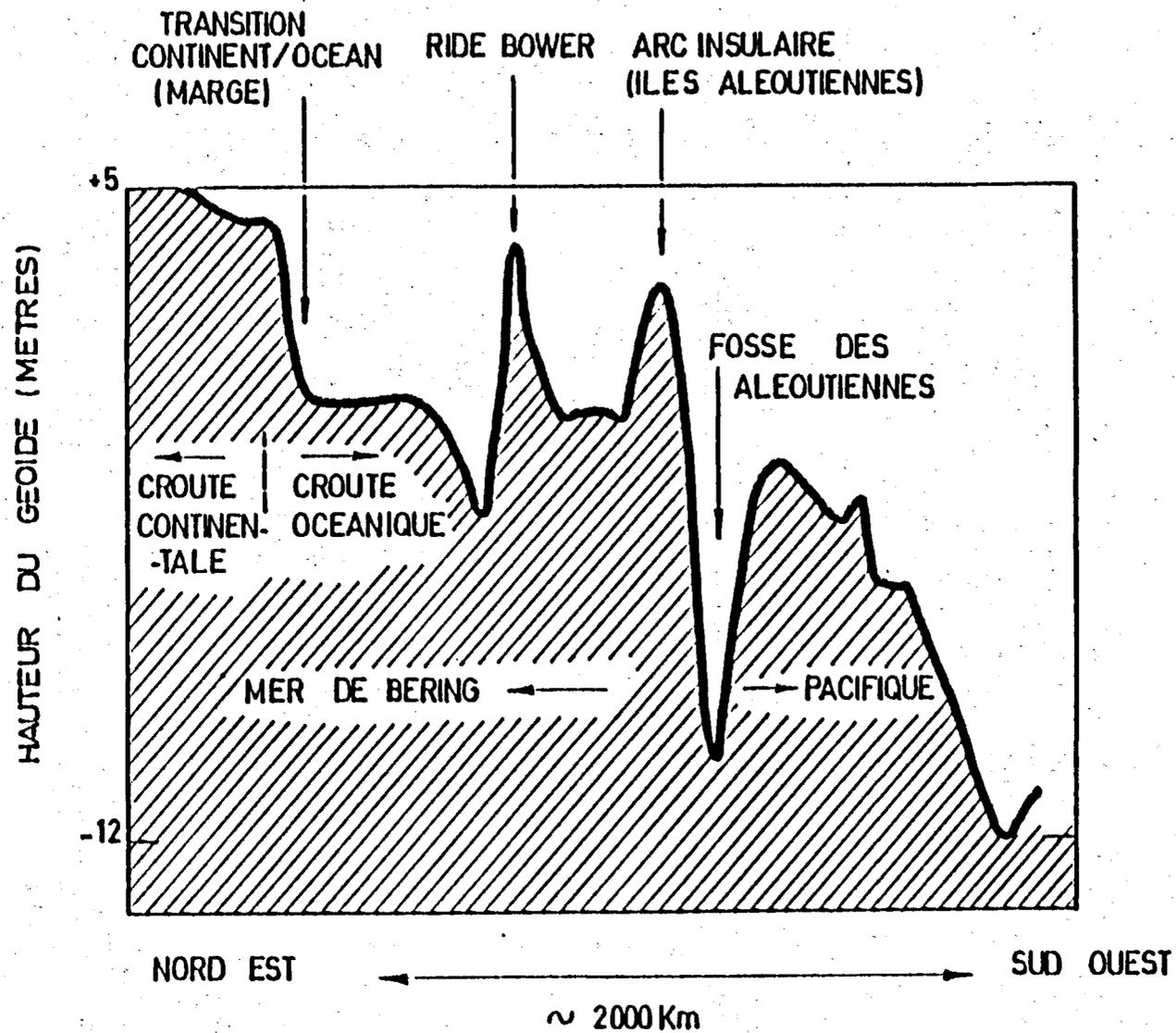


Figure 3. Profil altimétrique SEASAT  
Pacifique nord.

Hauteur du Geoïde (m)

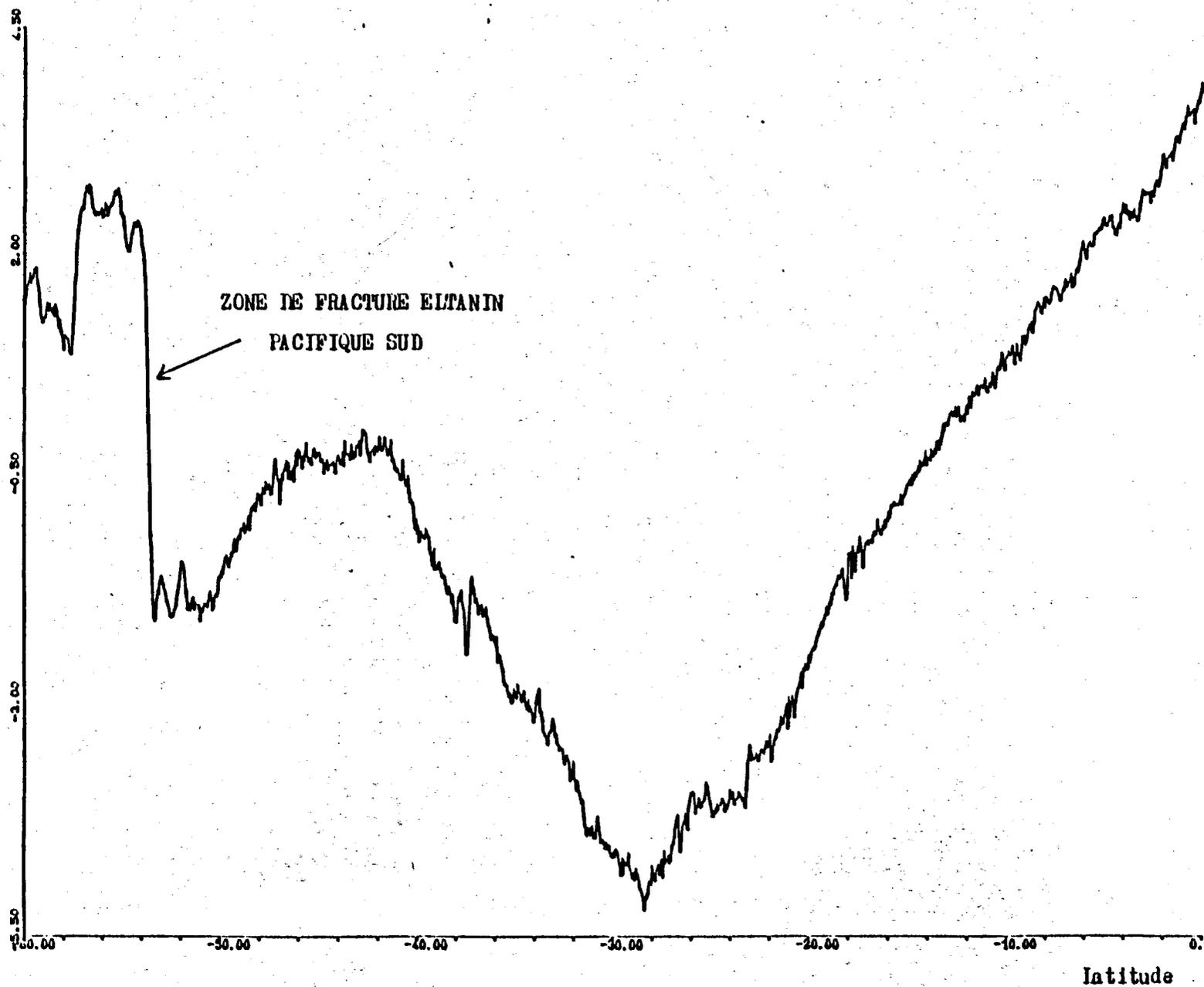


Figure 4. Profil altimétrique SEASAT  
Pacifique sud.

Hauteur du Geoïde (m)

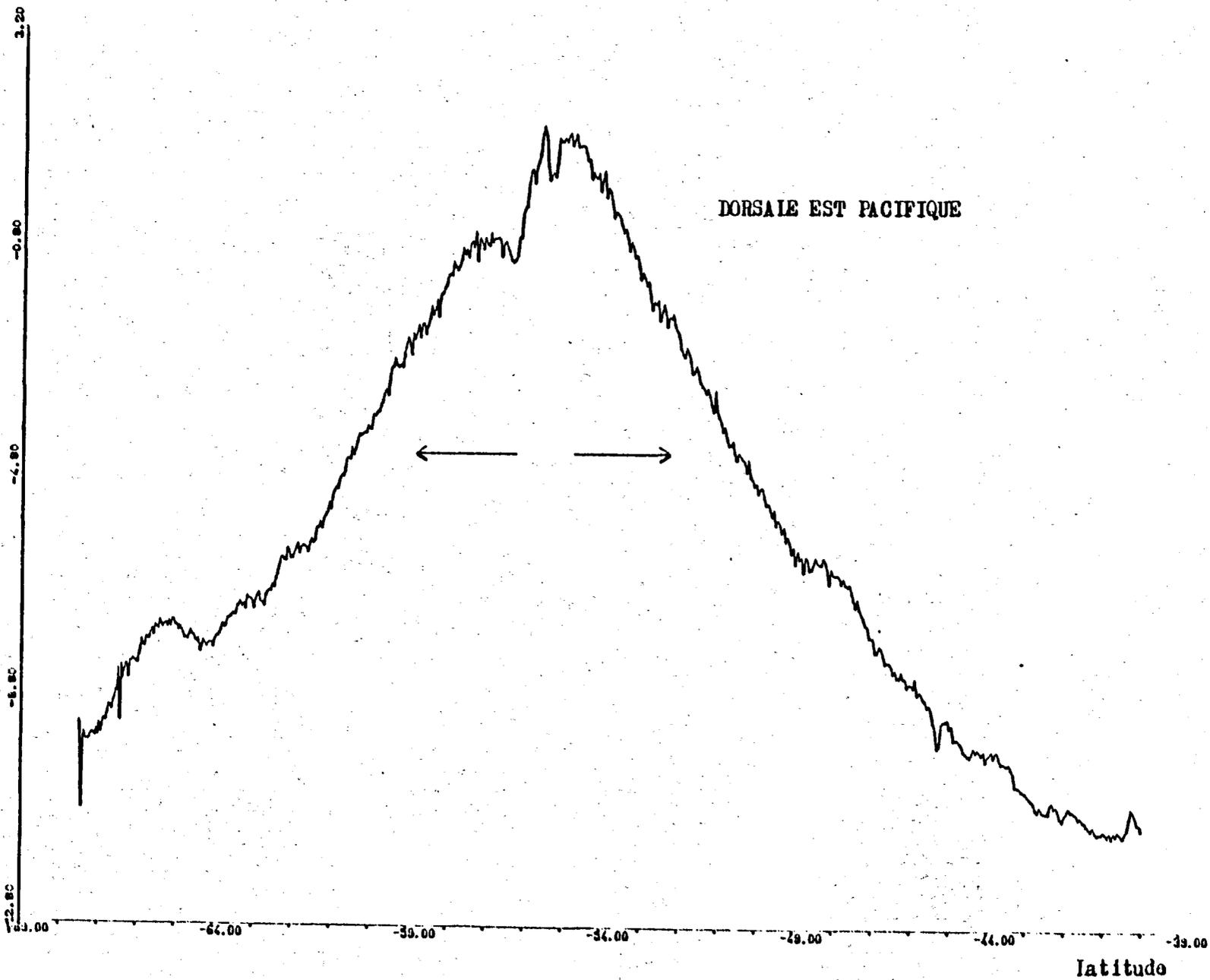


Figure 5. Profil altimétrique SEASAT  
Pacifique sud.

Hauteur du Geoid (m)

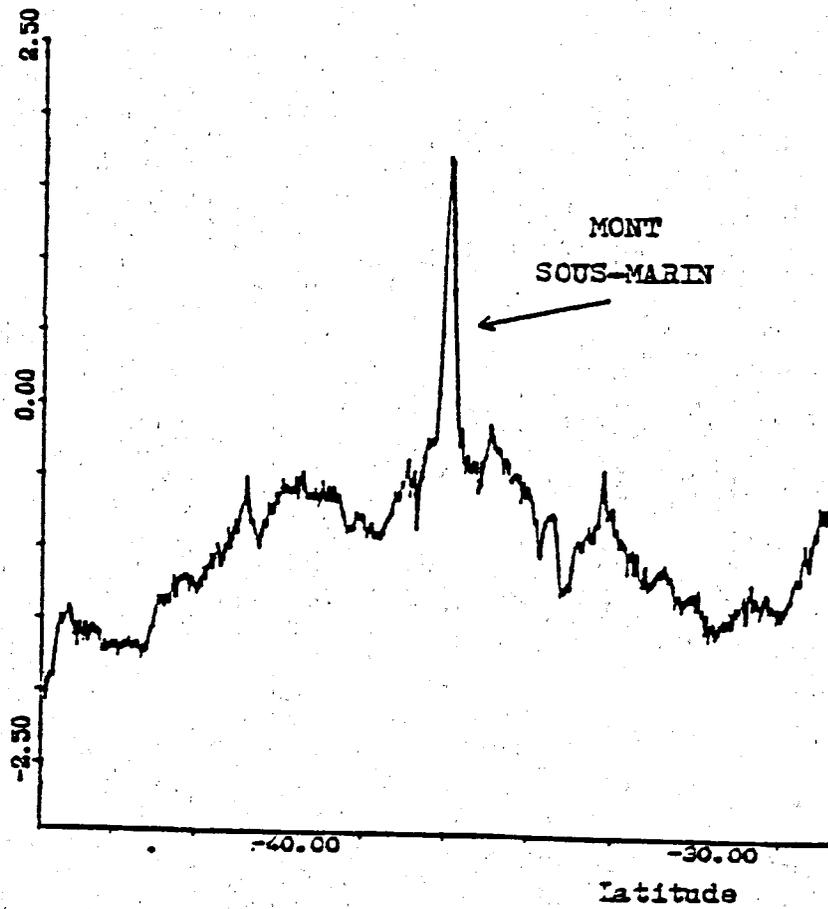


Figure 6. Profil altimétrique SEASAT  
Pacifique.

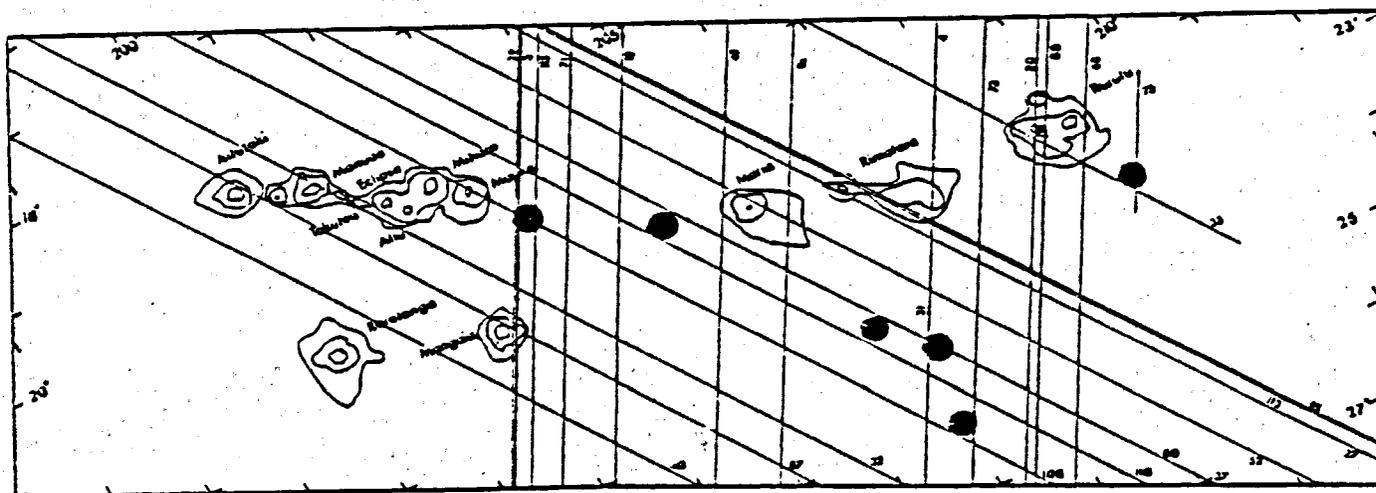
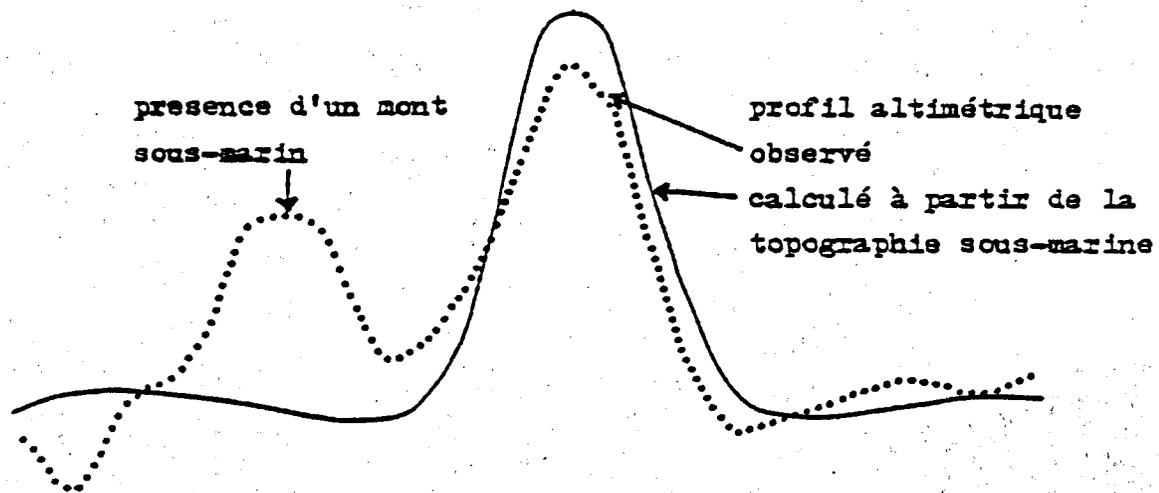


Figure 7. Monts sous-marins dans le Pacifique central  
absents sur les cartes bathymétriques et  
détectés sur les profils altimétriques (cercles  
pleins noirs).

**SEASAT ALTIMETER DATA  
JULY 28-AUG. 15, 1978 (18 DAYS)**

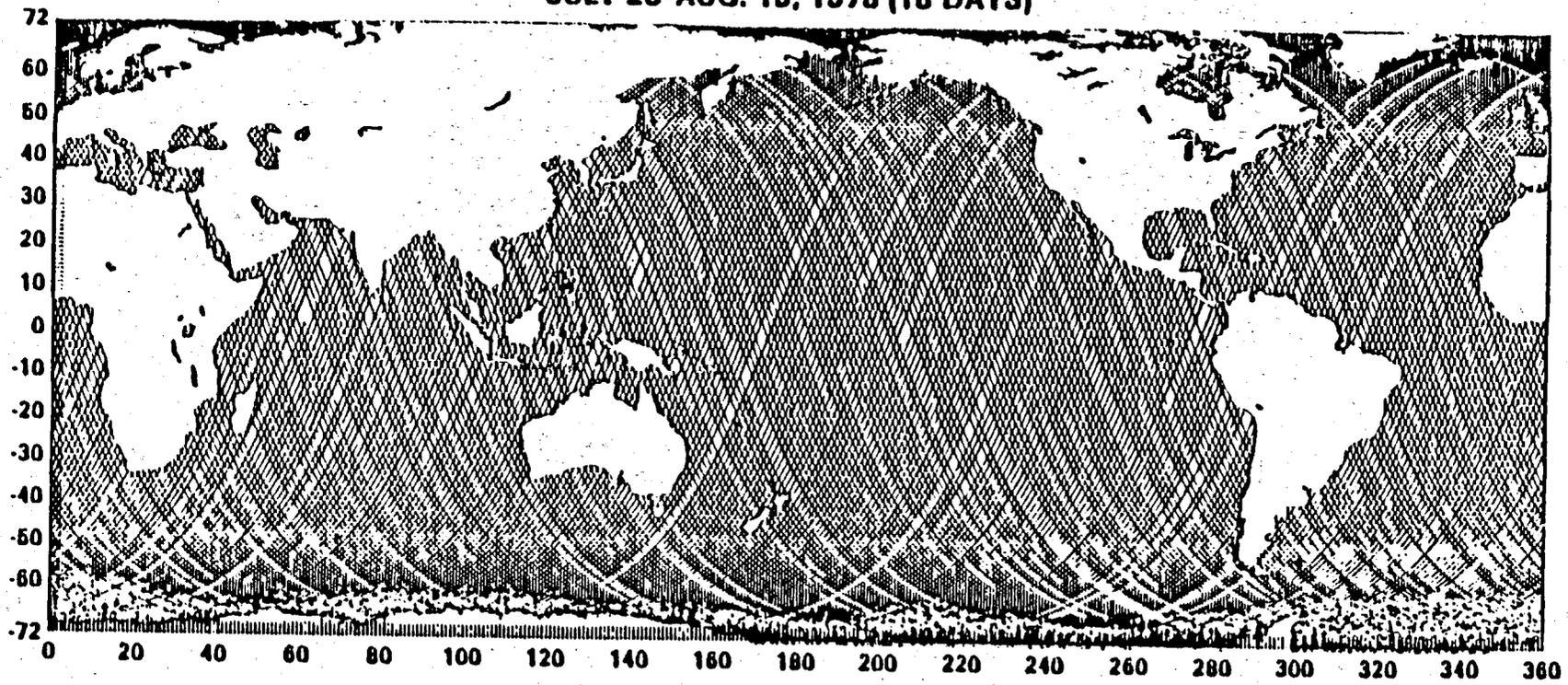


Figure 8. Couverture altimétrique de SEASAT

PROJET " P O S E I D O N "

---

OBJECTIFS SCIENTIFIQUES DU POSITIONNEMENT PRECIS EN GEOPHYSIQUE

INTERNE

Avec une précision décimétrique ou subdécimétrique sur les mesures de distance, la géodésie spatiale est maintenant capable d'apporter des données intéressantes les géophysiciens de la Terre solide. Avant d'aborder les thèmes généraux de recherche, il convient de rappeler brièvement les spécificités des différentes techniques de positionnement.

I. TECHNIQUES

Il existe 3 techniques de mesure de distance.

I.1. Interférométrie à longue base (V.L.B.I.). On utilise 2 radiotélescopes pointés sur des sources extragalactiques pour définir la distance entre les capteurs. C'est une technique très précise (précision quelques centimètres) utilisant un référentiel astronomique. Les instruments de haute technologie sont utilisés prioritairement par les astronomes ; Toutefois, des stations géodésiques spécifiques dites "transportables" avec des antennes de quelques mètres ont été construites aux Etats Unis. Elles ont permis de mesurer des variations de distance de 15 cm entre 1974 et 1977 de part et d'autre de la faille de San Andreas (Nasa conférence publication 2115). De par sa qualité et sa complexité technique, il faut envisager un réseau VLBI comme un étalonnage des distances intercontinentales. Ceci nécessite par ailleurs une étude complémentaire sur la stabilité locale des points de mesure, étude qui peut-être abordée par d'autres techniques.

I.2. Mesure de distance par laser. On fait une mesure de distance par laser sur un satellite spécialisé (Lageos, Starlette) servant de réflecteur passif. Avec des modèles de potentiel spécialisés on peut obtenir dans des cas favorables une précision de 5 cm. Cette technologie, moins lourde que la précédente, va servir de support au programme Crustal Dynamics de la NASA (Announcement of opportunity n° OSTA 80-2). Les Pays Bas et la RFA construisent 2 stations mobiles laser et dans le cadre du projet WEGENER couvrant la Méditerranée orientale, envisagent une campagne de mesures comportant 12 points en 1983-1984 avec répétition en 1987-1988. Il s'agit essentiellement d'échantillonner les mouvements de la zone de subduction (plongement de la lithosphère dans le manteau terrestre) de l'Arc Hellenique, générant une grande sismicité sur l'ensemble de la Grèce. Ce projet est parti du programme Crustal Dynamics.

Il existe une contrainte sur les mesures par laser, c'est l'absence de couverture nuageuse.

I.3. Mesures Doppler. C'est une technique légère à partir de satellites actifs qui a permis de suivre le mouvement du pôle (expérience MEDOC). Une amélioration sensible de sa précision dans le cadre du projet POSEIDON permettrait de pallier les limitations des méthodes précédentes puisque c'est une technique tout temps, avec des équipements moins coûteux donc plus nombreux et éminemment transportables.

## II. THEMES GENERAUX DE RECHERCHE

Hormis la géodésie terrestre dont la portée est limitée (une centaine de km) et quelques résultats sur la faille de San Andreas, c'est un domaine entièrement vierge. Les objectifs de recherche dépendent de l'échelle de mesure. On peut distinguer 3 niveaux.

### II.1 Echelle globale

C'est l'échelle de la tectonique globale. Si le mouvement des plaques est continu à l'échelle de l'année, comme on sait qu'il l'aît à l'échelle du million d'années, on peut espérer le mettre en évidence par des mesures de distances entre plaques qui présentent les vitesses relatives les plus grandes, par exemple entre une station au centre de la plaque Pacifique et une au centre du continent Nord américain. Il faut éviter les zones de contact où le schéma des plaques rigides ne s'applique plus. Dans tous les cas une grande précision est nécessaire. C'est un domaine bien adapté aux techniques VLBI et laser.

### II.2. Echelle régionale

Les frontières de plaques au sens large sont susceptibles de présenter des déformations. La mesure de ces déformations au cours du temps pourrait donner des renseignements précieux sur le dynamisme du mouvement des plaques. Contrairement à la cinématique, ce domaine est encore purement spéculatif. A l'échelle de 100 à 1000 km, inaccessible à la géodésie terrestre tout reste à découvrir mais il reste pour cela une triangulation (couverture) suffisante. Dans les zones actives telles que zones de subduction (plongement de la lithosphère), zones de coulissage (failles transformantes telles que la faille de San Andreas) et zones de collision continent-continent (par exemple Inde-Asie), on peut s'attendre à des variations significatives de distance sur plusieurs années (cf. quelques décimètres pour la faille de San Andréas) qui seraient accessibles aux mesures laser et doppler.

L'importance de ces mesures pour maîtriser la cause des grands séismes est évidente. En particulier, le risque sismique décroît si une partie de la déformation est due à un fluage lent ; ce processus n'est accessible que par des mesures géodésiques.

### II.3. Echelle locale

La figure ci-jointe (Ruegg & coll., 1980) représente la région de Djibouti, zone d'ouverture active. Les variations de distance en mètres mises en évidence par 2 campagnes géodésiques à 5 ans d'intervalle avant et après une crise volcanique (Nov. 78) montrent qu'on est loin de la précision nécessaire à la mesure du mouvement des plaques. Certes, ces résultats sont obtenus par géodesie terrestre, mais la mise en oeuvre de la technique spatiale serait plus rapide et plus souple puisqu'elle ne nécessite pas de vision directe entre les noeuds du réseau, les deux techniques pouvant en fait être complémentaires.

### III. SPECIFICATIONS POUR LE PROJET POSEIDON

---

Compte tenu des développements techniques cités, par ailleurs, il apparaît souhaitable de construire un système atteignant une précision relative décimétrique sur quelques centaines de km. Un ensemble minimum de 20 balises permettrait des études à caractères régional, sur des zones actives. Si les balises présentent un automatisme complet, c'est-à-dire qu'elles ne nécessitent aucune manipulation après leur mise en place, on peut les confier à la surveillance de personnes ou d'organismes sans aucune compétence dans ce domaine ; un faible encombrement et une faible consommation sont bien sûr des atouts supplémentaires parce que les sites intéressants sont souvent loin de toute infrastructure. Après une période probatoire, l'utilisation des balises POSEIDON sur les sites du projet MEGENER (Arc hellénique, méditerranée orientale), permettrait d'étudier une région européenne comportant des mouvements mesurables avec une forte sismicité. Ce cadre permettrait aussi des comparaisons opérationnelles avec la technique laser.

### - CONCLUSIONS -

---

La détermination des déplacements et des déformations affectant la croûte terrestre à l'échelle globale est encore à l'état de projet (programme Crustal Dynamics). Cependant la précision actuelle des mesures rend maintenant ces ambitions réalisables. Ces données seront d'un intérêt majeur pour la tectonique actuelle au plan fondamental (mécanismes en jeu) aussi bien qu'au plan de l'application (génése des séismes). Enfin des résultats imprévisibles peuvent apparaître dans la mesure où la modélisation des forces tectoniques est encore peu contrainte par les données que nous possédons actuellement.

La technique doppler permet une grande souplesse d'utilisation et une couverture dense permanente que ne permet pas les techniques VLBI et Laser. Elle est donc bien adaptée à l'étude des zones actives et à l'échelle régionale et à la vérification de l'homogénéité du comportement régional de la lithosphère dans les zones supposées stables.

## CONTRIBUTION DE L'ALTIMETRIE A LA GEOPHYSIQUE

La mesure directe des variations de hauteur de la surface océanique par les techniques altimétriques n'a pas seulement un intérêt marqué pour l'océanographie mais aussi pour la géophysique. Bien que ce dernier aspect constitue un objectif scientifique secondaire de la mission POSEIDON, il contribue incontestablement à la valoriser.

En l'absence de courants, marées, vagues etc, la surface libre des océans se confond avec celle du géoïde terrestre et les irrégularités de cette surface témoignent de la distribution complexe des masses à l'intérieur de la terre, en particulier d'hétérogénéités latérales.

Au cours des quelques dernières années, une cartographie directe très précise du géoïde dans les régions océaniques a été obtenue grâce aux satellites américains GEOS 3 et SEASAT, munis d'un altimètre embarqué (fig.1). Outre les ondulations à grandes longueurs d'onde -  $\gg 4000$  km -, bien visibles sur les cartes du géoïde obtenu par les méthodes de perturbations orbitales de satellites, le géoïde altimétrique révèle des anomalies à courtes et moyennes longueurs d'onde (entre 100 km et 1 000 - 2 000 km), remarquablement corrélées avec les grandes structures tectoniques des fonds océaniques : dorsales, zones de subduction, chaînes volcaniques sous-marines, zones de fractures, marges continentales, etc. Chacune de ces structures donne une signature particulière sur le géoïde comme l'illustrent quelques exemples (figures 3,4,5) .

De nombreuses études récentes ont montré que l'information altimétrique constitue une contrainte très utile sur les modèles de la lithosphère océanique. Donnons quelques exemples de thèmes de recherche :

### Rhéologie de la lithosphère océanique

L'interprétation des anomalies du géoïde associées aux monts sous-marins ou chaînes volcaniques sous-marines indique que la lithosphère supérieure se comporte, avec une bonne approximation, comme une plaque mince élastique capable de supporter, pendant plusieurs millions d'années, la charge due aux montagnes sous-marines.

Cette approche permet d'estimer la rigidité de la lithosphère, son épaisseur élastique, le niveau des contraintes dans le manteau supérieur, et de proposer des modèles rhéologiques de la lithosphère. Jusqu'ici un tout petit nombre de monts sous-marins ont été étudiés. Il est vraisemblable que la réponse flexurale de la lithosphère apparaîtra plus complexe lorsqu'un grand nombre de cas sera considéré. Il serait intéressant, notamment, de mettre en évidence des variations avec la taille de la charge, avec la durée d'application des contraintes, etc...

### Contraction thermique de la lithosphère

A mesure que la lithosphère se refroidit, elle subit une contraction thermique, qui, associée aux effets de pression hydrostatique, influe sur la profondeur du fond de l'océan et sur la profondeur des isothermes dans la lithosphère. Deux modèles thermiques simples ont été proposés pour expliquer la subsidence du plancher océanique et la diminution du flux de chaleur avec l'âge de la plaque. Dans l'un des modèles, assimilant la lithosphère à une couche limite thermique à la surface d'un manteau en convection, l'épaisseur de la lithosphère croît en suivant une loi en racine carré de l'âge. L'autre modèle propose que la position de l'isotherme correspondant à

la température du solidus est maintenue à une profondeur constante. Les deux modèles prédisent essentiellement les mêmes comportements de la profondeur du fond océanique, du flux de chaleur, et de la variation de la hauteur du géoïde pour des âges compris entre 0 et  $\sim 50$  millions d'années. Pour des âges supérieurs, les observations du flux de chaleur et de la profondeur sont compatibles avec un modèle de plaque approchant une épaisseur constante. On a réalisé récemment que les mesures altimétriques au dessus des dorsales et des zones de fractures, pourraient apporter une contrainte très utile à ce problème grâce à leur grande précision.

L'utilisation des mesures altimétriques devrait permettre en particulier de déterminer plus précisément l'épaisseur de la plaque (les estimations basées sur les mesures de flux de chaleur et de profondeur restent incertaines par un facteur 2) et de préciser l'âge auquel la lithosphère arrête de s'épaissir. Ceci a des implications importantes sur les modèles de convection dans le manteau supérieur.

De nombreuses autres utilisations de ces données sont envisagées, pour des études liées à la comparaison entre dorsales à expansion rapide et dorsales à expansion lente, ou encore comme indicateur de l'expansion assymétrique des dorsales, etc...

#### Convection dans le manteau

Le moteur de la tectonique des plaques est encore inconnu mais la convection dans le manteau terrestre sans nul doute joue un rôle majeur. L'étude de la convection a surtout

été abordée par des modélisations théoriques ou par des expériences de laboratoire à toute petite échelle. Cependant, les modalités de la convection restent encore largement incompréhensibles. On ne sait pas par exemple si la convection affecte le manteau supérieur seulement (jusqu'à 700 km), toute la profondeur du manteau ou même s'il y a 2 échelles de convection. Jusqu'ici les tentatives pour relier la convection aux anomalies à grandes et moyennes longueurs d'onde du champ de gravité sont restées infructueuses. Il est possible que la méconnaissance de ces dernières soit en cause. La détermination très précise des anomalies régionales du géoïde (1 000 - 4 000 km) grâce à l'altimétrie par satellite permet d'espérer contraindre un peu mieux les modèles de convection par des observations de surface, en utilisant en particulier l'information altimétrique au niveau des zones de subduction.

#### Topographie sous-marine et détection de monts sous-marins

Les monts sous-marins sont généralement associés à des anomalies du géoïde de quelques mètres d'amplitude et d'extension horizontale quelques dizaines de km, rendant le géoïde comparable à une "image" de la topographie sous-marine. L'examen de profils altimétriques a permis de détecter plusieurs cas de montagnes sous-marines non indiquées sur les cartes bathymétriques, en particulier dans les régions où les profils bathymétriques sont trop espacés. Dans d'autres cas, l'emplacement de monts sous-marins a été jugé incorrect de plusieurs dizaines de km. L'utilisation des mesures altimétriques pour la détection systématique des monts sous-marins a plusieurs intérêts :

- en géophysique, car leur volume total est une indication de l'activité volcanique sous-marine. Ils permettent en outre de déterminer l'état des contraintes dans la lithosphère,

- en océanographie, car la présence d'une montagne sous-marine perturbe les courants océaniques donnant lieu à des ondes internes de grande amplitude, pouvant contribuer à un mélange entre couches océaniques profondes et superficielles.

### Conclusion

Une cartographie complète de la terre sera obtenue avec l'altimètre de POSEIDON. L'espacement entre deux profils sera de 110 km à l'équateur. La couverture correspondante est bien adaptée aux études géophysiques régionales. Cependant elle n'est pas assez fine si des études à caractère local sont envisagées. Le long d'un profil altimétrique individuel, la résolution au sol est d'environ 10 km. Une situation idéale serait évidemment d'avoir un espacement entre profils du même ordre de grandeur. Ceci permettrait, par exemple, d'étudier des structures très locales (d'extension horizontale quelques dizaines de km) ou d'établir des coupes transversales très précises de grandes structures à direction privilégiée nord-sud, c'est à dire de même direction que les profils altimétriques (ex. la dorsale atlantique).

La couverture altimétrique réalisée avec le satellite SEASAT est analogue à celle de POSEIDON. Un phasage astucieux de l'orbite initiale de POSEIDON permettrait d'obtenir -en mélangeant l'ensemble des mesures altimétriques disponibles- un maillage très serré dans certaines régions océaniques. Toutefois, l'orbite initiale de SPOT2 (POSEIDON) devra être identique à celle de SPOT1, laquelle sera fixée tardivement sur la base de contraintes techniques. Il est donc encore trop tôt pour recenser les régions du globe faisant l'objet d'une couverture altimétrique très fine.

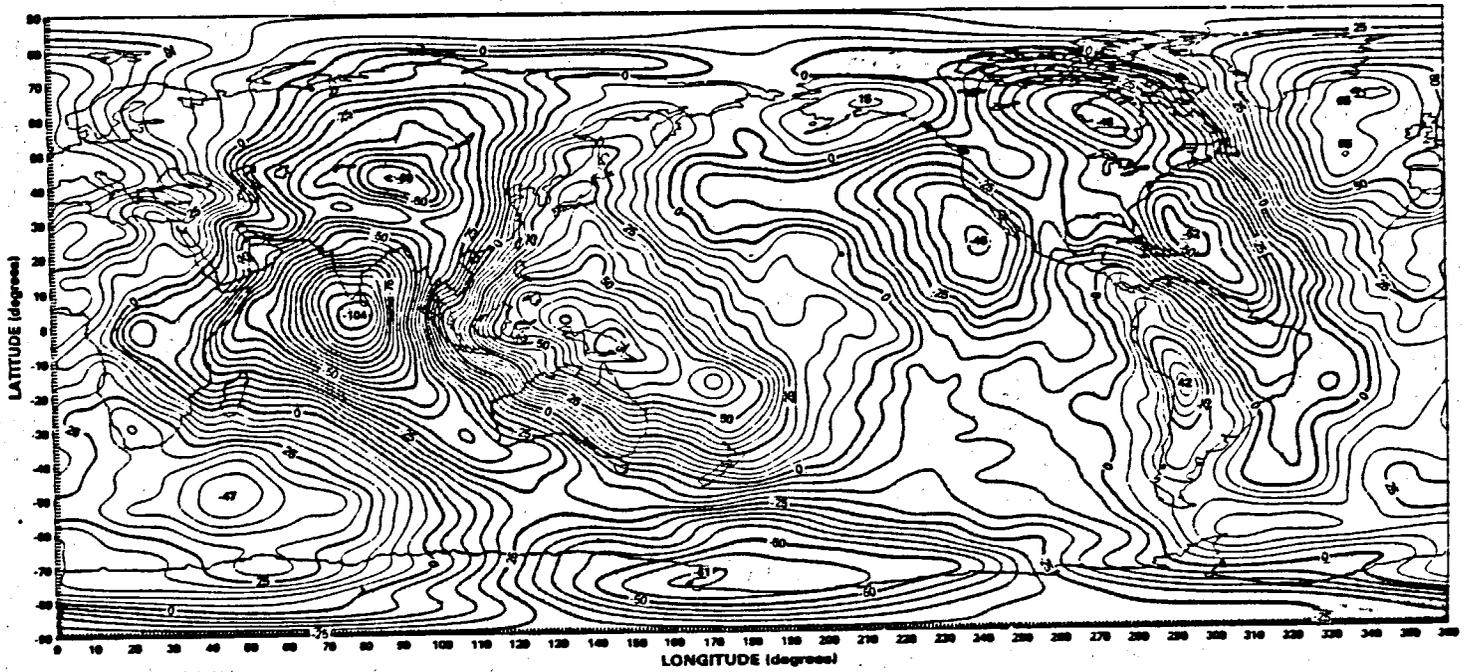


Figure 1. Geoïde terrestre calculé à partir du modèle de potentiel GEM10 du GSFC (NASA).

18 DAYS—JULY 28 TO AUGUST 15, 1978  
1° GRID, 2M CONTOUR  
aa = 6378140 M,  $f = 298\ 255$

### MEAN SEA SURFACE TOPOGRAPHY BASED UPON SEASAT ALTIMETER DATA

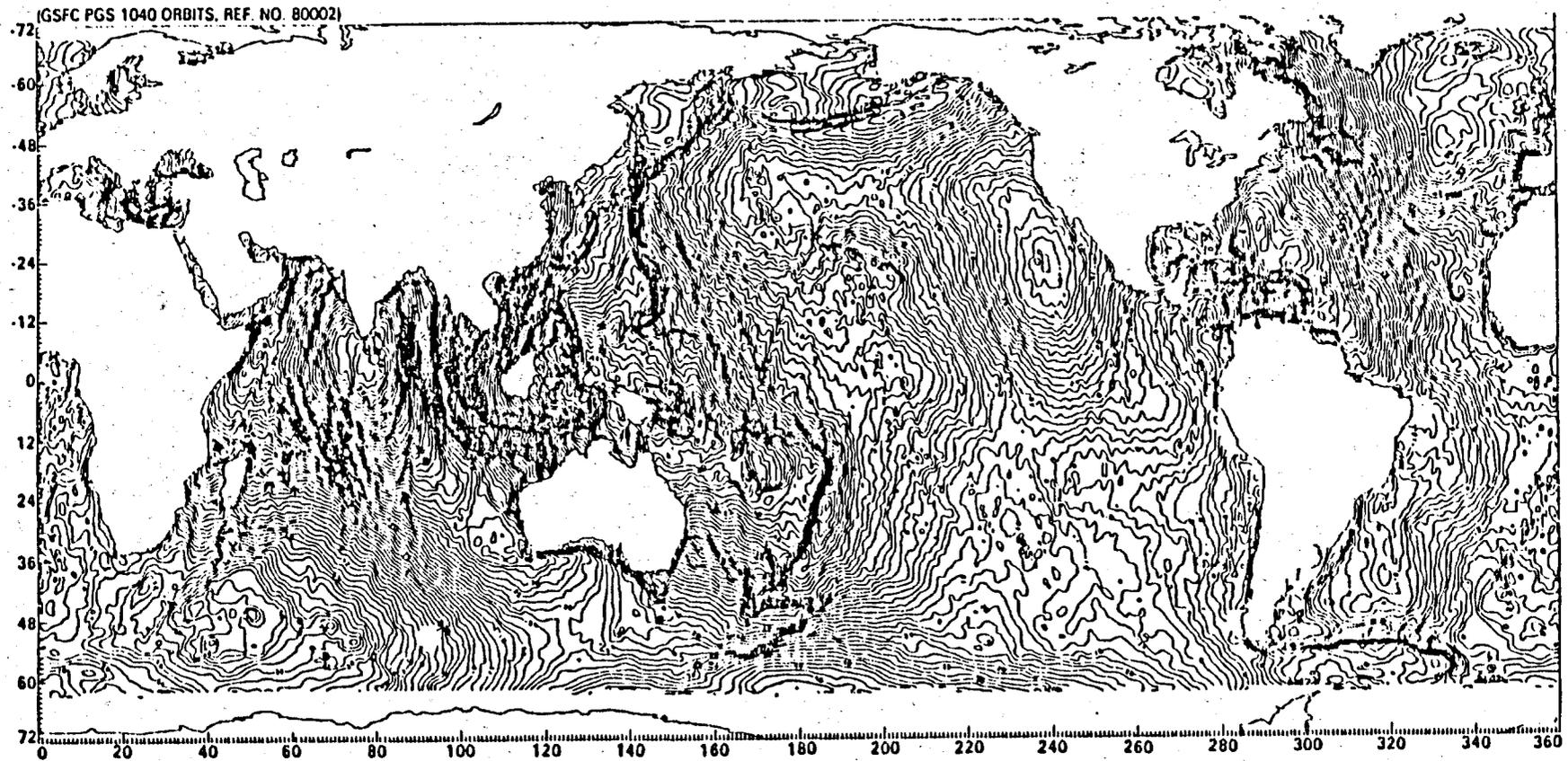


FIGURE 2 : Géoïde altimétrique (satellite SEASAT)

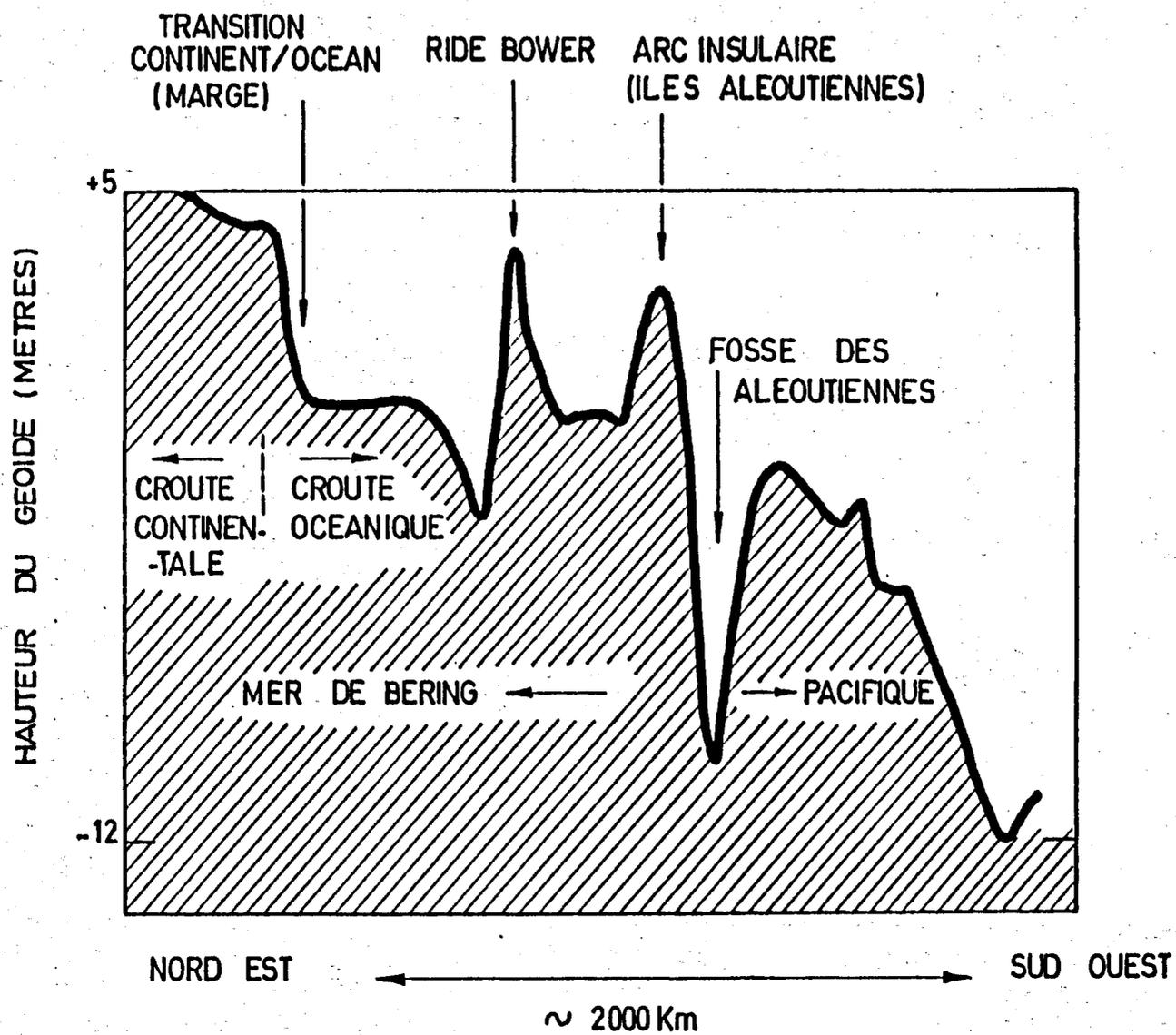


Figure 3. Profil altimétrique SEASAT  
Pacifique nord.

Hauteur du Geoïde (m)

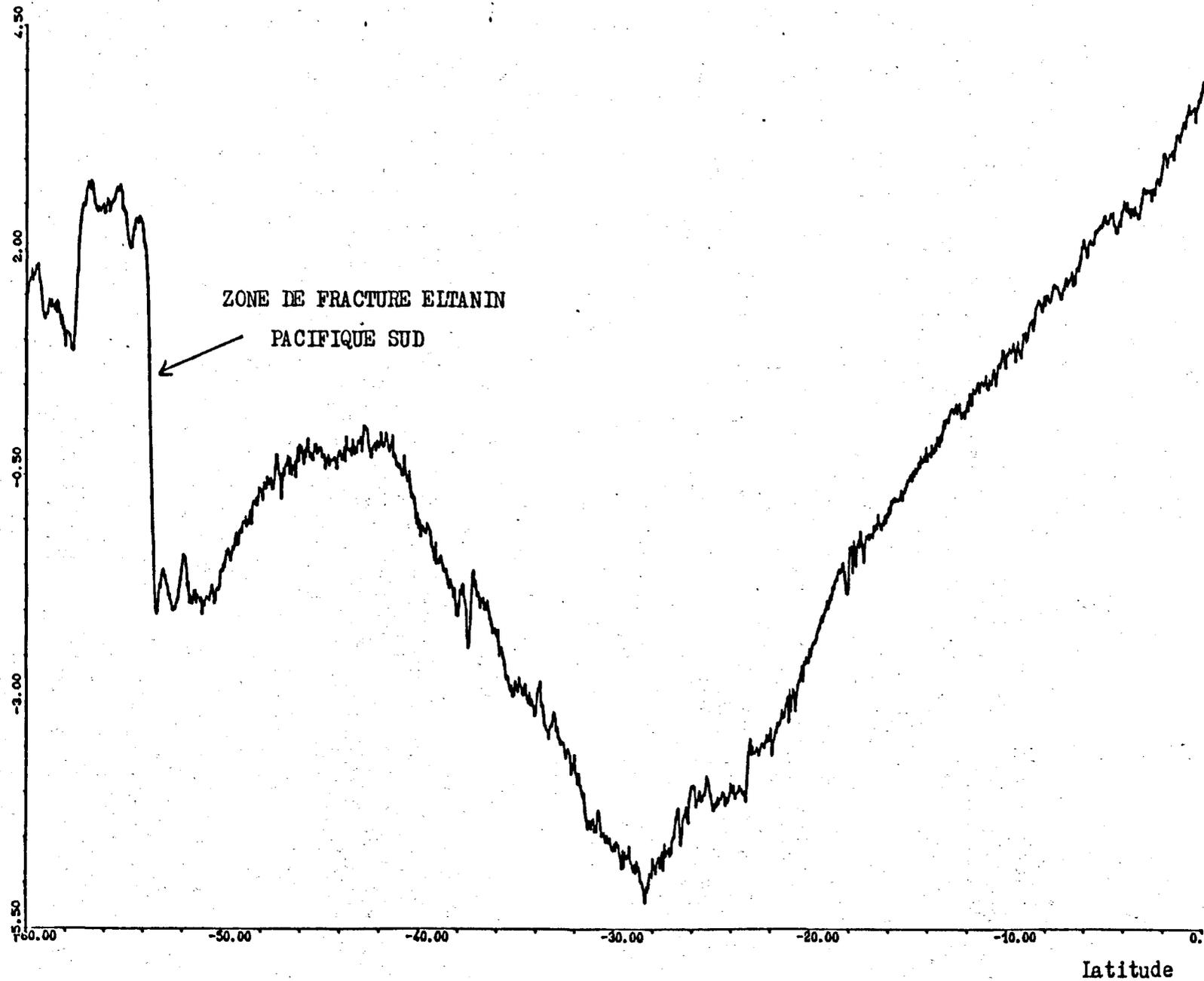


Figure 4. Profil altimétrique SEASAT  
Pacifique sud.

Hauteur du Geoïde (m)

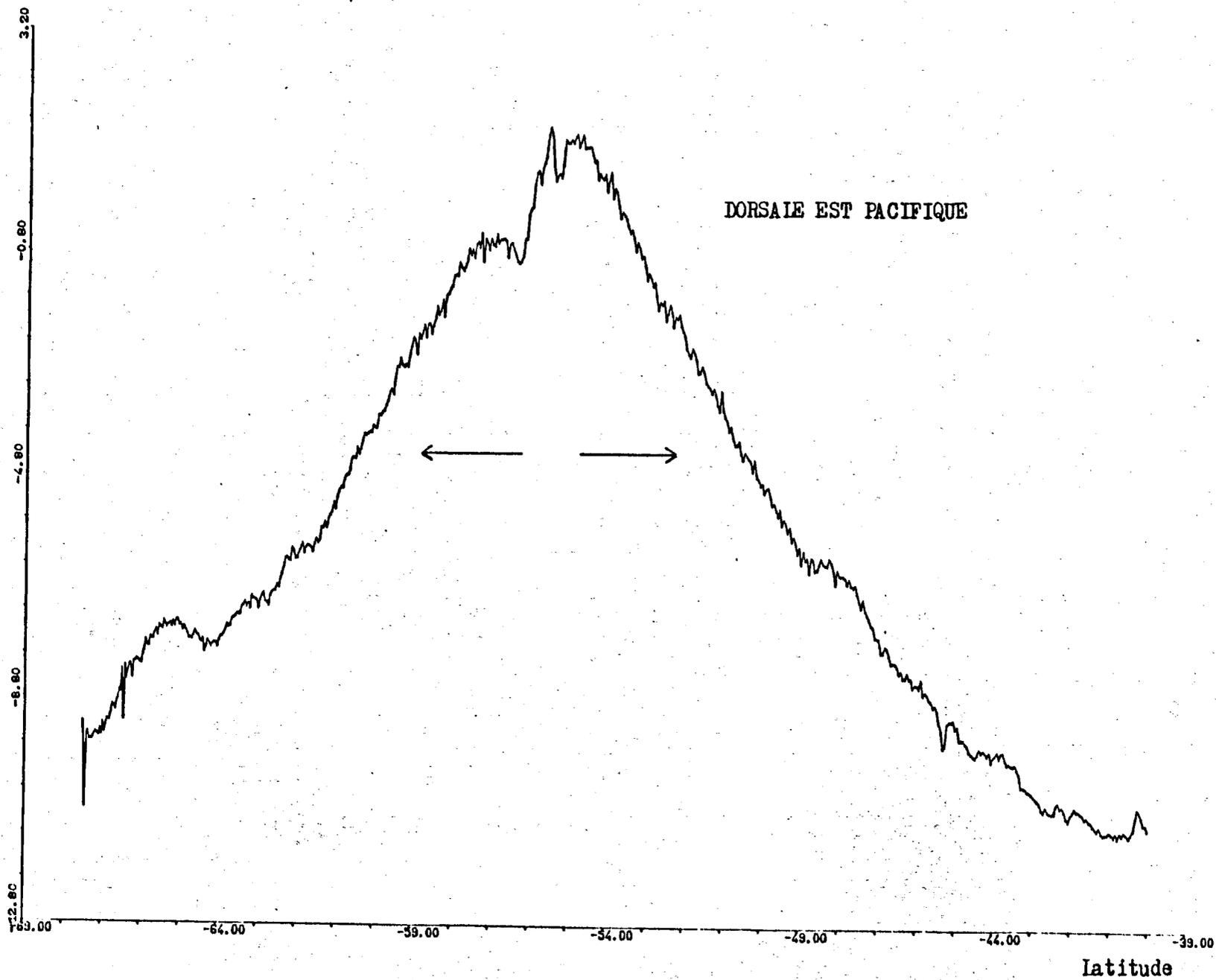


Figure 5. Profil altimétrique SEASAT  
Pacifique sud.

Hauteur du Geoïde (m)

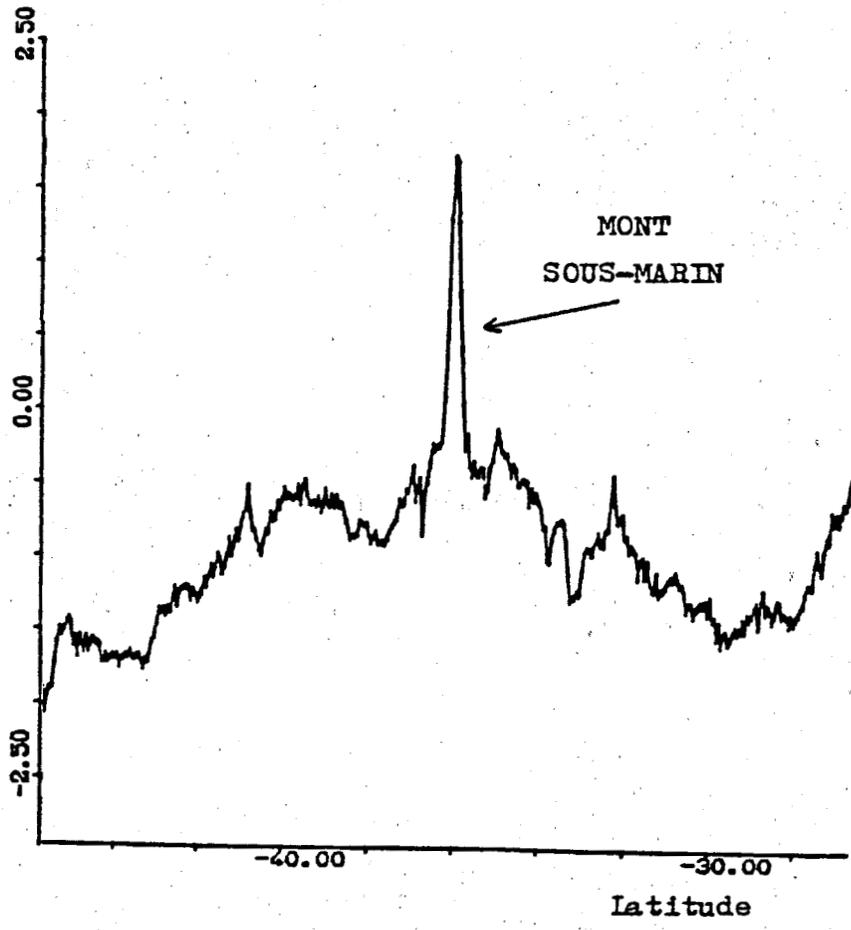


Figure 6. Profil altimétrique SEASAT  
Pacifique.

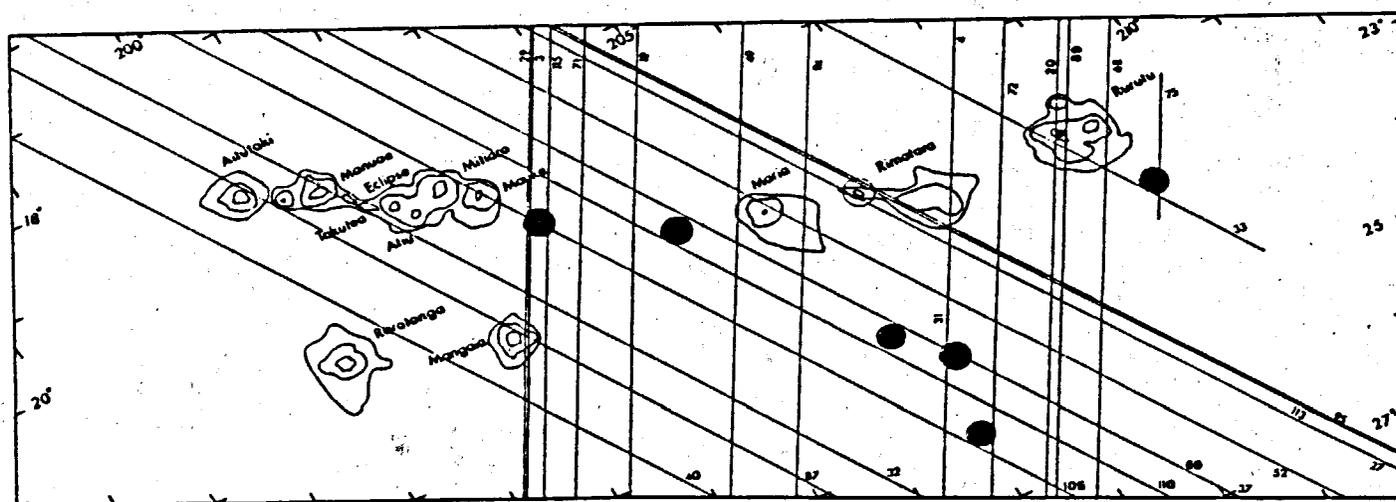
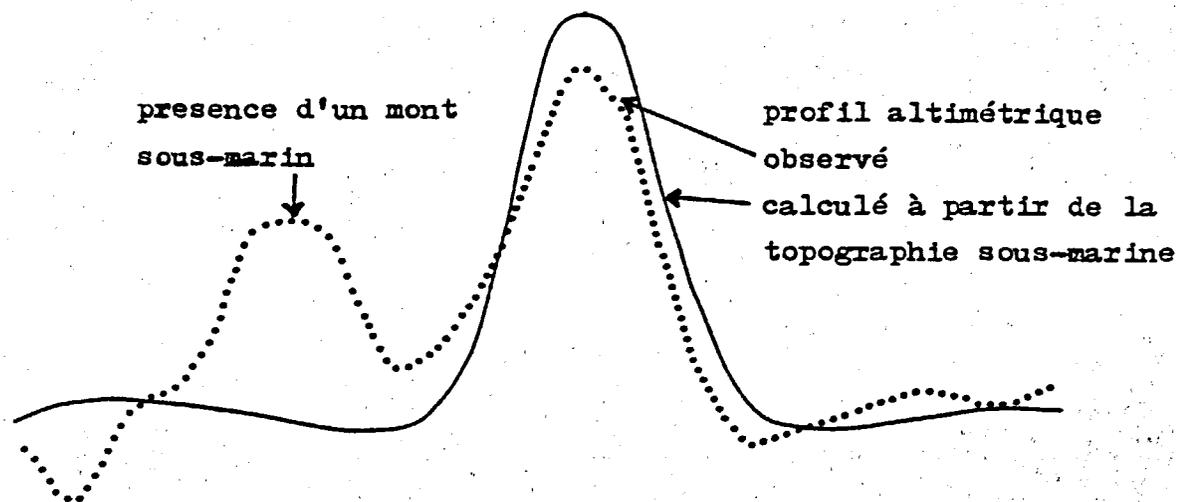


Figure 7. Monts sous-marins dans le Pacifique central absents sur les cartes bathymétriques et détectés sur les profils altimétriques (cercles pleins noirs).

**SEASAT ALTIMETER DATA**  
**JULY 28-AUG. 15, 1978 (18 DAYS)**

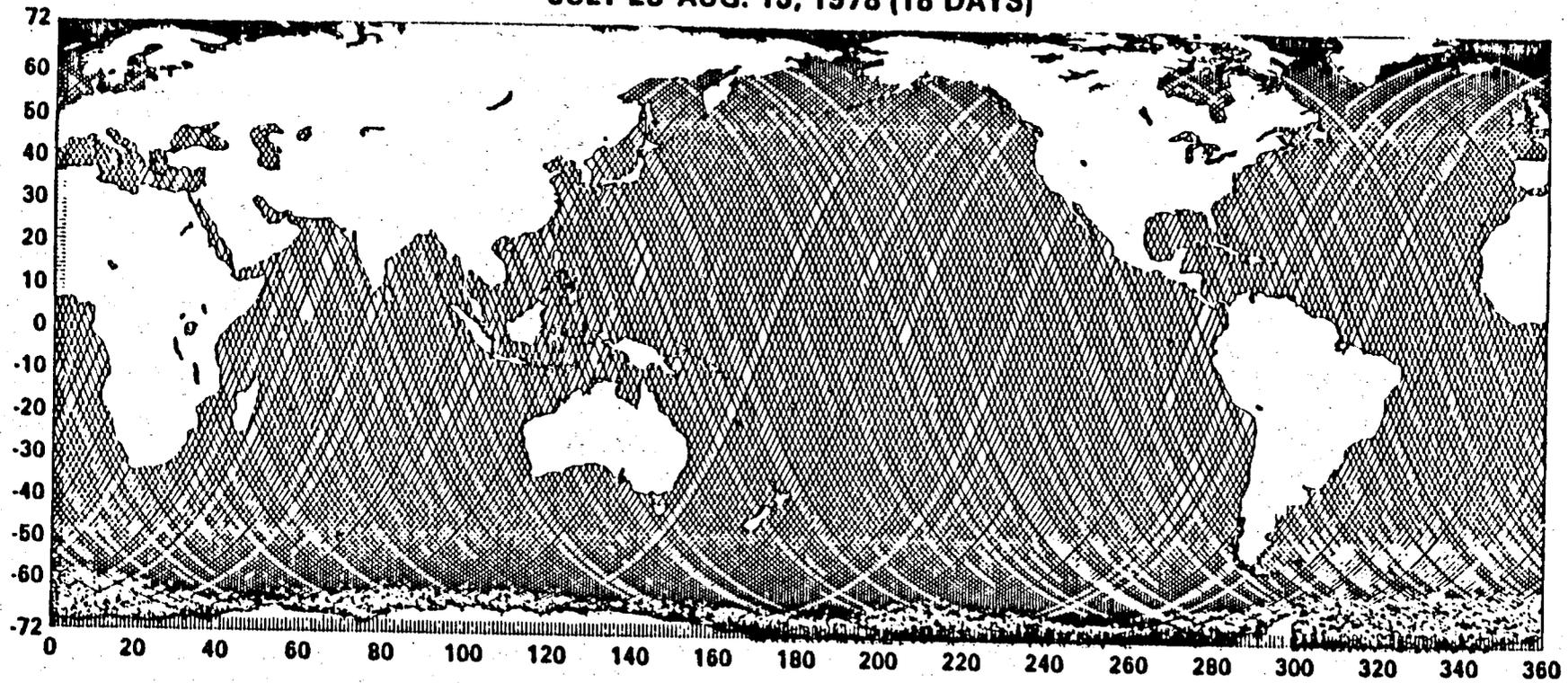


Figure 8..Couverture altimétrique de SEASAT

OBSERVATION OF EDDY FIELDS IN THE NORTH WEST ATLANTIC AND NORTH WEST PACIFIC  
BY SEASAT ALTIMETER DATA

Yves MENARD

Groupe de Recherches de Géodésie Spatiale, France

**Abstract.** Sea level variability, related to the eddy field activity, can be calculated from repeating tracks of altimetric data, such as the SEASAT 3-day repeat data (September 13 to October 10, 1978). If we consider the eddy field in geostrophic balance, the geostrophic relation gives the surface eddy velocities. Also, an estimation of the eddy kinetic energy can be deduced under the assumption of quasi-isotropy of the velocity variability. This approach is used in the North West Atlantic and North West Pacific through the processing of SEASAT data. High variability of sea surface topography (up to 20 cm) and high eddy kinetic energy (800 to 1,600  $\text{cm}^2/\text{s}^2$ ) are detected in the vicinity of the Gulf Stream and the Kuroshio. Power spectra of the observed sea level fluctuations give wavelengths ranging from 100 to 900 km for time scales between 3 and 25 days. Maps of sea surface topography variability and eddy kinetic energy are presented and discussed.

#### Introduction

Geostrophic equilibrium is a first order solution of the primitive hydrodynamic equations. The two principle geostrophic components of the oceanic circulation are a quasi-stationary large scale component reflecting the mean flow and a mesoscale eddy component (100-1,000 km). In the upper layer (20-50 m) the nongeostrophic Ekman drift, which directly responds to the varying wind system, is superposed on the geostrophic ocean currents. Satellite remote sensing of the ocean provides an efficient mean of studying the space and time partition of the mesoscale eddy activity.

It is difficult to obtain a synoptic picture of the ocean circulation only by classic in-situ measurements. Recently, a new approach was proposed by satellite-borne techniques, particularly the radar altimeter. Previous results (Cheney and Marsh, 1981 ; Douglas and Gaborsky, 1979 ; Leitao et al., 1978; Mather et al., 1979, Rizos, 1980) have shown that altimetric data analysis allows determination of dynamic heights of the sea surface with respect to a precise reference geoid (figure 1). From the sea surface slope thus obtained, the geostrophic current velocity can be calculated. Unfortunately, the geoid is not defined over the Earth with sufficient accuracy to apply this method systematically. Most of the errors in the geoid have wavelengths similar to the oceanic features (Cazenave and Lefebvre, 1980)

However, the analysis of repeating tracks of altimetric data permits observation of eddy field activity by studying the variations of the sea level, without using a reference geoid (Mather et al., 1979 ; Gordon and Baker, 1980 ; Menard, 1981). Error sources such as the orbit trajectory, tides, barotropic effects, or wave heights are large scale compared with mesoscale ocean phenomena and are mostly absorbed by a polynomial fit.

In this paper, attention has been restricted to the SEASAT data during the period when SEASAT had a repetitive track every 3 days from September 13 to October 10, the so-called Bermuda orbit. The ocean areas focused upon are the North West Atlantic and the North West Pacific which are energetic zones where mesoscale sea level variability is strong (over 20 cm), particularly in the vicinity of the Gulf Stream and the Kuroshio currents.

Along each satellite track the sea level fluctuations were successively computed with respect to the mean level with a precision of 5 cm. Then, the eddy geostrophic velocity and the eddy kinetic energy have been derived. Calculation of power spectra of the sea level variations profiles gives the wavelengths associated with variability in the range of 100 km to 900 km for time scales between 3 days and 25 days. Finally, maps of sea surface topography variability and maps of eddy kinetic energy were drawn.

#### SEASAT altimeter data

The SEASAT satellite was launched on June 28, 1978 and operated until October 10, 1978. The satellite orbit was nearly circular with a period of 101 min., an inclination of  $108^\circ$  and an altitude of 800 km.

The initial orbit produced altimetric coverage with a grid size of approximately  $1.5^\circ$  and the repeating tracks were not closely collinear (deviation of 18 km between the nearest passes). The orbit was later modified so that during September 13 to October 10, the Bermuda orbit, the grid size was 900 km at the equator and 700 km at the mid latitudes. These passes were repeated within 3 km every 3 days producing sets of 8 or 9 collinear passes.

All the data analysed in this study concern the Bermuda orbit. The data giving the sea surface height with respect to a reference ellipsoid are spaced at 1 second intervals and are the average of the satellite measurements made each 0.1 s. A time interval of 1 s corresponds to a distance of 7 km on the ocean surface. The internal root mean square precision of the SEASAT altimeter for 1s averaged data was 5 to 8 cm. Other sources of error have been addressed by Tapley and Born (1979) or Wunsch and Gaposchkin (1980). Some well known errors can be eliminated from the raw data. These include instrument corrections and atmospheric corrections (ionospheric and tropospheric corrections).

Other errors sources principally affecting long wavelengths compared to the oceanic mesoscale are not so well known and, in the future, will require better models and complementary external measurements. These are errors due to orbit, tides, atmospheric pressure. Most of these are easily absorbed by a first or second degree polynomial fit. There is also a sea state bias in the altimeter measurement because more radar power is reflected by the troughs than from the crests of the waves. This error, estimated between 5% and 10% of significant waveheight, has a large scale component which can be filtered by a polynomial fit. But it has also a more inconvenient mesoscale component which nevertheless has not dramatic consequences, because having amplitudes under the noise level (less than 4 cm), for low sea states as encountered during the measurement period over the two studied area (Menard, 1982).

The ground tracks are shown in figures 2 and 3 which also depict schematically the circulation in the North West Atlantic and North West Pacific (from Stommel, 1965 and Kawai, 1972). In the two regions, strong mesoscale fluctuations are principally generated by the Gulf Stream current in the Atlantic and the Kuroshio current in the Pacific. This is reflected by the presence of energetic cold or warm eddies near the current fronts, the meandering of the fronts, and variations of the sea surface slope. These phenomena have been detected by oceanic in-situ measurements, buoy trajectories or, more recently, by satellite techniques (Richardson et al., 1979).

#### Analysis of data

Dynamic height of the surface  $H_d$  with respect to a geoid is : (figure 1)

$$H_d = H - H_g$$

in which  $H$  is the altimetric measurement of the sea level and  $H_g$  is the geoid height, both referred to the same ellipsoid.

If the effects of the tides, atmospheric pressure and wave height are eliminated from the altimetric measurement, the dynamic height  $H_d$  results from the total oceanic circulation which is composed of two principle geostrophic components :

- a large scale component associated with the quasi-permanent mean circulation, which can be considered time-independent for time-scales smaller than a few months,
- a mesoscale component (100-1000 km) associated with the eddy circulation, which is time-dependent and appears at surface by sea height changes or eddy dynamic heights (Dantzler, 1976).

If altimeter passes are collinear, the eddy height  $\Delta H^i$  can be written for each repetitive measurement  $i$ , as follows :

$$\Delta H^i = H^i - H_m$$

in which  $H^i$  is the altimetric measurement and  $H_m$  is the mean level height (mean of all the repetitive measurements,  $\frac{\sum H^i}{n}$ ). The time independent effects of the gravity field and mean circulation are present in the two terms ( $H^i$  and  $H_m$ ) and are thus eliminated.

Then, the sea level variance  $\sigma_H^2$  ( $\sigma_H$  being the standard deviation or the variability) is defined by :

$$\sigma_H^2 = \frac{\sum_{i=1}^n (\Delta H^i)^2}{n}$$

$n$  being the number of repetitive observations.

In the same way, if we consider the geostrophic current surface velocity, we have :

$$\vec{V} = \langle \vec{V} \rangle + \Delta \vec{V}$$

in which  $\langle \vec{V} \rangle$  is the mean velocity and  $\Delta \vec{V}$  a deviation from the mean associated to the eddy flow, that by analogy we will call eddy velocity.

This eddy velocity  $\Delta \vec{V}$  can be determined in the cross satellite track direction  $Oy$  : the eddy heights  $\Delta H^i$  being known along each repeating satellite track  $i$  of direction  $Ox$ , the geostrophic relation gives :

$$\Delta v_y^i = \frac{g}{f} \frac{\partial \Delta H^i}{\partial x}$$

$\Delta v_y^i$  is the component of the eddy velocity in the cross track direction,  $g$  is the gravitational acceleration and  $f$  the Coriolis parameter.

Then, the velocity variance  $\sigma^2(v_y)$  in the same direction  $Oy$  is defined by :

$$\sigma^2(v_y) = \frac{\sum_{i=1}^n (\Delta v_y^i)^2}{n}$$

To compute the surface eddy kinetic energy it is necessary to know the velocity variance in the two directions  $Ox$  and  $Oy$  :

$$E_e = \frac{1}{2} \left( \sigma^2(v_x) + \sigma^2(v_y) \right)$$

The analysis of altimetric data gives the velocity variance only in the crosstrack direction (except at the crosspoints where both components are determined). Thus, to obtain an estimate of

the eddy kinetic energy, we assume that the velocity variance is isotropic i.e. :

$$\sigma^2 (v_x) = \sigma^2 (v_y) = \sigma_v^2$$

Then :

$$E_e = \sigma_v^2$$

This calculation was made along each SEASAT satellite track with arcs of 1,800 km of maximum length (computer limitation). Each set of 7, 8 or 9 repetitive passes (according to the number available) was edited, and processed after obvious bad measurements had been eliminated.

All the stages of the analysis are illustrated by figure 4.

a) The altimetric measurements of the sea surface are interpolated to obtain one point each  $0.1^\circ$  in latitude. The mean level is then calculated at each point (figure 4a),

b) the repetitive passes are adjusted on the mean by a second degree polynomial least square fit to absorb the long wavelength errors : tides, atmospheric pressure, wave height and orbit which is a very large scale error (over 10,000 km) (Wunsch and Gaposchkin, 1980). The differences between each repetitive pass and the mean pass are computed and smoothed to arrive at the final diagram of the eddy heights (figure 4b),

c) the standard deviation of eddy height is calculated along the track and smoothed to give the curve of the variability of the sea surface topography (figure 4c),

d) the filter used to smooth the eddy height curves gives also the slope between two successive measurement points at intervals of  $0.1^\circ$  in latitude (corresponding to a rough interval of 10 km). The derivative so determined is introduced in the geostrophic relation to obtain the smoothed curves of eddy velocity (figure 4d),

e) the calculation of the velocity variance gives an estimate of the eddy kinetic energy (figure 4e),

f) after the data are resampled at 20 km intervals, the power spectra of the eddy height curves are calculated by computing the Fourier transform of the autocorrelation. The mean power spectrum is shown in figure 4f.

This spectrum is white at wavelengths shorter than 60 km, which suggests that this region, under 60 km, represents the system noise. This limit is coherent with the Rossby radius of about 50 km under which the geostrophic assumption is not appropriate.

Thus, the use of a 7 point-median filter (corresponding to a filter window of approximately 60 km) in the numerical processing is justified to efficiently reduce the noise level without compromising the sea surface signature. On the other hand, the amplitude decreases at wavelengths larger than about 600 km. This represents the effect of the second degree polynomial fit used to filter the long wavelength errors. A second degree was preferred to a first degree polynomial because it is more efficient to absorb the large scale errors without affecting the 100-600 km oceanic mesoscale. This filtering problem is discussed in more details in a previous study (Menard, 1982).

In addition to the large scale errors, other errors can affect the data due to the imperfect repetition of the passes. The SEASAT repeat tracks fall within 3 km of each other. The imperfection of the repetition can introduce erroneous residual heights in the variability analysis due to cross-track geoid gradients. The magnitude of these errors varies according to the geoid complexity of the studied area, but we can consider that on a scale of 3 km it is significant (more than 5 cm) only for steep geoid gradients (as for example the Bermuda Islands) which are exceptional in the studied area.

A good indication of the precision of the results is given by the differences observed at the profile crosspoints. The differences of sea level variability at the crosspoints are overall between 2 and 10 cm in the two areas, with a root mean square difference of 5 cm. Also, the crosspoint comparisons of the velocity variance allow a test of the validity of the isotropy assumption (at this latitude the ascending and descending tracks are nearly perpendicular). The differences range between 20 and 300  $\text{cm}^2 / \text{s}^2$  and the r.m.s. difference is about 100  $\text{cm}^2 / \text{s}^2$  near the noise level, if we reject two exceptional values of 600  $\text{cm}^2 / \text{s}^2$ . These relatively small values of 5 cm and 100  $\text{cm}^2 / \text{s}^2$  show that this analysis method is sufficiently accurate for determination of mesoscale energy.

#### Power spectra and length scales

The strongest fluctuations were observed along the tracks which crossed the Gulf Stream and the Kuroshio currents. These are due mainly to meandering of the fronts and the presence of eddies. As an example, figure 4 shows a section which crosses the Gulf Stream at approximately 39° N. Between 35° and 40° N we see topography variability of 20 to 26 cm, a velocity variability of about 40 cm/s and an eddy kinetic energy of 1,200 to 1,500  $\text{cm}^2 / \text{s}^2$ . These high values are typical of intense eddy activity in this region: the length scales affected by these disturbances are between 300 and 600 km.

A better statistical estimation of the wavelengths associated with these fluctuations is obtained from the mean power spectra of the residual eddy heights (figure 4f). This process was achieved along 6 profiles having significant signal in each studied area.

The results are shown in figure 5a. For the two areas, the energy peaks are between 300 and 900 km (profile A5 in the N.W. Atlantic being particularly energetic). This also shows up in the mean power

spectrum of each area averaged over all the 6 individual power spectra (figure 5b). In the N.W. Atlantic note an energy peak at wavelengths of 550 km, with a magnitude higher than in the N.W. Pacific where maximum amplitude is reached for wavelengths ranging between 700 and 900 km.

Bernstein and White (1974, 1977) have calculated isotherm power spectra over the North Pacific from XBT temperature data sampled for each one or two months during about one year. The time scales approached by the temperature data and the 3 days sampled altimeter data are different. But the energies displayed by these two data sets increase in the same proportion between 200 and 800 km. Figure 5c shows the Bernstein and White (1977) isotherm spectrum in the N.W. Pacific (west of 170° W). It is in a good agreement with the resulting eddy height spectrum obtained from SEASAT data in N.W. Pacific.

In addition, Gordon and Baker (1980) have calculated power spectra of sea height changes in N.W. Atlantic (75° W - 60° W, 23° N - 42° N) using 5 sets of 3 GEOS 3 collinear passes separated by 37 days to nearly 1 year. They found similar results : energy peaks near 500 km and an equivalent slope from 200 to 500 km. The only serious difference is that they are an order of magnitude smaller compared to the SEASAT results, but this is probably due to the differences in sampling and time partition between the two data bases.

Dantzler (1976) has calculated structure functions of dynamic eddy heights from historical data and from selected hydrographic stations during the Mid-Ocean Dynamics Experiment. He found in the N.W. Atlantic and N.W. Pacific energy peaks at half length scales between 150 and 250 km. But the regions in the vicinity of the Gulf Stream and the Kuroshio were excluded so that the amplitude is also relatively small by comparison with the SEASAT results.

#### Maps of mesoscale eddy activity

The maps in figures 6 to 9 show the spatial distribution of eddy activity in terms of sea level variability and eddy kinetic energy. They were drawn from the 14 profiles analysed in each area.

As mentioned earlier, the altimetric coverage of SEASAT provided a grid of about 700 km at mid-latitudes. The large gaps of coverage make it difficult to construct continuous maps over a given region. Numerical methods could be used, but none of these methods is really satisfactory for regional studies like the present case. We therefore chose simply to produce hand-countoured maps. This introduces some personal interpretation, (but any fully automated method will also create some obvious artifacts). This interpretation can be questionable in some unsampled areas, stressed in figures 6 to 9 by question-marks, where we have considered a likely subjective drawing from the mean progression of the nearest curves. A sampling of 0.5° in latitude was selected for the drawings.

a) Sea surface topography variability

The map of the N.W. Atlantic (figure 6) was presented by Menard (1981). Several features of high variability reaching 24 cm in some cases, were concluded to be attributable to :

- meandering of the Gulf Stream ( $38^{\circ}$  N -  $39^{\circ}$  N),
- presence of energetic eddies in the region of return flow ( $\approx 36^{\circ}$  N in latitude),
- separation of Gulf Stream in two North and South branches between  $50^{\circ}$  W and  $45^{\circ}$  W in longitude,
- fluctuations of a quasi-permanent anticyclonic eddy of about 500 km in diameter in the Newfoundland basin ( $42^{\circ}$  W,  $43^{\circ}$  N),
- coastal tides of the bay of Fundy ( $66^{\circ}$  W,  $44^{\circ}$  N).

On the map of the N.W. Pacific, we note that variability is smaller than in the N.W. Atlantic (the power spectra give the same indication). We find strong variability near the Kuroshio and more particularly between the Kuroshio front and the Oyashio front (figure 3) which is a confluence zone where eddy activity is important. The intensity of this variability between 10 and 20 cm is of the same order as the mean monthly variability found near the Kuroshio by Wyrcki (1975). The return flow region south of the Kuroshio is also characterized by high variability reaching 20cm. In this zone, as in the region of the return flow of the Gulf Stream, there are many energetic cold eddies detected by temperature measurements (both satellite and in-situ) or buoy trajectories (Cheney, 1977 ; Cheney et al., 1980).

In the southern part of the map, between  $145^{\circ}$  and  $165^{\circ}$  in longitude, an interesting east-west strip of variability having an amplitude of up to 12 cm is located just north of the Marcus Wake Seamounts. This may be an example of the hydrodynamic influence of bathymetry on the ocean surface circulation. In the same way, the map of the N.W. Atlantic shows high variability, reaching 25 cm, centered around  $26^{\circ}$  N  $53^{\circ}$ W, near the Corner Seamounts, where Richardson et al. (1979) found intense eddy activity from buoy trajectories.

On the other hand, the mid-Atlantic ridge or the Emperor seamount chain and their strong bottom topography variations does not seem to influence the surface circulation. The variability decreases rapidly east of  $40^{\circ}$ W. longitude in the N.W. Atlantic and east of  $165^{\circ}$  E longitude, in the N.W. Pacific. This sharp transition in eddy regime in the two regions between west and east was stressed by various authors, Parker (1971) in the Atlantic, Bernstein and White (1977) in the Pacific, or Wyrcki et al. (1976), in both.

## b) Eddy kinetic energy

The energy maps (figure 8,9) show close agreement with the topography variability maps. High energy is principally located near the current fronts ( $800 - 1,600 \text{ cm}^2 / \text{s}^2$  in the N.W. Atlantic,  $800 \text{ cm}^2 / \text{s}^2$  in the N.W. Pacific) and in the region of return flow (up to  $800 \text{ cm}^2 / \text{s}^2$  in the N.W. Atlantic,  $400 - 800 \text{ cm}^2 / \text{s}^2$  in the N.W. Pacific).

These maps show the distribution of eddy energy for a limited period. They are not directly comparable to the maps of time-mean eddy energy given by Wyrтки et al. (1976) or Hager (1977) from ship drift data between 1900 and 1972. In some energetic areas estimates of energy by ship drift can be an order of magnitude smaller than those computed from drifter trajectories (Kirwan et al., 1976).

However, as shown by Wyrтки's North Atlantic map (reproduced in fig. 10) both altimetric and ship drift maps of eddy energy are quite similar with regard to magnitude and spatial distribution. This suggests that the eddy activity is preponderant and that it is concentrated independent of time scales, in local areas where ocean circulation is strong.

## Conclusion

The two analyses presented here for the N.W. Atlantic and the N.W. Pacific demonstrate the ability of the radar altimeter to map the eddy field (considered in geostrophic balance) in terms of eddy height, sea level variability, eddy velocity or eddy kinetic energy. Until now, there has been no technique to synoptically map, ocean-wide mesoscale structures. Satellite altimetry gives a quasi-instantaneous view of the sea surface. Thus, this technology may permit study of the evolution of variability in time and in space and determination of the effects of wind stress.

SEASAT data are restrictive in time (one month of repeat-track data) and in space (mi-latitude grid size of 700 km). In spite of this, regional as well as global studies (Cheney et al., 1981) can be achieved. More accurate orbit determination and the use of numerical models of tides and general circulation, along with a better estimation of errors due to wave height, may provide the improved accuracy necessary to detect long wavelength variability. Future altimeter missions, in conjunction with simultaneous oceanographic missions, should allow a systematic study of the eddy fields.

## Acknowledgements

This work was performed as part of the activities of the Surge group and was supported by a contract (79/2058) between the "Centre National pour l'Exploitation des Océans" and "the Centre National d'Etudes Spatiales" represented respectively by the "Centre Océanologique de Bretagne" and the "Groupe de Recherches de Géodésie Spatiale". I greatly appreciate the scholarship from the "Centre National de la Recherche Scientifique". I want to thank, for helpful discussions, M. LEFEBVRE of G.R.G.S. and J. GONELLA of "Laboratoire d'Océanographie Physique" and the other scientists who have made useful remarks about this work. I thank, for his help, C. BROSSIER of G.R.G.S. who manages the bank of SEASAT data provided by the Jet Propulsion Laboratory, and for the computer assistance P. ROUCHER, L. CASTEL and M.C. GENNERO of "Informatique Internationale".

## References

- Bernstein R.L. and W.B. White, Time and length scales of baroclinic eddies in the Central North Pacific Ocean, J. Phys. Oceanogr., 4, 613-624, 1974.
- Bernstein R.L. and W.B. White, Zonal variability in the distribution of eddy energy in the mid-latitude North Pacific Ocean, J. Phys. Oceanogr. 7, 123-126, 1977
- Cazenave A and M. Lefebvre., Undulations in the altimeter derived geoid : geophysical studies, in Oceanography from space, J. GOWER ed., Plenum Press, 933-939, 1981
- Cheney R.E., Synoptic observations of the oceanic frontal system east of Japan, J. Geophys. Res., 82, 5459-5468, 1977
- Cheney R.E., P.L. Richardson and K. Nagasaka., Tracking a Kuroshio cold ring with a free drifting surface buoy, Deep-sea Res. 27A, 641-654, 1980
- Cheney R.E. and J.G. Marsh, Seasat altimeter observations of dynamic ocean topography in the Gulf Stream region, J. Geophys. Res., 84 (C1), 473-483, 1981
- Cheney R.E., J.G. Marsh and V. Grano, Global mesoscale variability from Seasat collinear altimeter data, EOS Trans. Am. Geophys. Un., 298, 1981 (Abstract).
- Dantzler H.L., Geographic variations in intensity of the North Atlantic and North Pacific oceanic eddy fields, Deep-sea Res. 23, 783-794, 1976.
- Douglas B.C., and P.D. Gaborisky, Observation of sea surface topography with GEOS 3 altimeter data, J. Geophys. Res. 84, B8, 3893-3896, 1979

- Gordon A.L. and T.N. Baker, Ocean transients as observed by GEOS 3 coincident orbits, J. Geophys. Res., 85, C1, 502-506, 1980
- Hager J.G., Kinetic energy exchange in the Gulf Stream, J. Geophys. Res., 82, 1718-1724, 1977
- Kawai H., Hydrography of Kuroshio extension, in Kuroshio : Physical aspects of the Japan Current, Stommel H. and Yoshida K. editors, University of Washington Press, Seattle, 1972.
- Kirwan A.D., JR. G. Mc Nally and J. Coehlo, Gulf Stream kinematic inferred from a satellite-tracked drifter, J. Phys. Oceanog. 6, 750-755, 1976.
- Leitao C.D., N.E. Huang and C.C. Parra, Large scale Gulf Stream frontal study using GEOS 3 radar altimeter, J. Geophys. Res. 83, (C9), 4673-4682, 1978.
- Mather R.S., C. Rizos and R. Coleman, Remote sensing of surface ocean circulation with satellite altimetry, Science, 205 (4401), 11-17, 1979.
- Menard Y., Etude de la variabilité de la topographie dynamique des océans à l'ouest de la dorsale médio-atlantique entre 30°N et 55° N en latitude, Ann. Geophys. 37, (1) 99-106, 1981
- Menard Y., Teledetection de la surface dynamique des océans par l'altimétrie. Application à l'étude du champ turbulent géostrophique dans l'Atlantique N.W. et le Pacific N.W., - Thèse Docteur Ingénieur, Université P. Sabatier, Toulouse, 1982.-
- Richardson P.L., J.J. Wheat, D. Bennett, Free drifting buoy trajectories in the Gulf Stream system, WHOI-79-4, Woods Hole, Mass., 1979.
- Rizos C., On estimating the global ocean surface circulation from satellite altimetry, in Oceanography from space, J. Gower Ed. Plenum Press, 845-870, 1981.
- Stommel H., The Gulf Stream, University of California Press, Berkeley, 1965
- Tapley B.D. and G.H. Born, The accuracy of the Seasat altimetry measurement, J. Geophys. Res. in Press, 1982.
- Wunsch C. and E.M. Gaposchkin, On using satellite altimetry to determine the general circulation of the oceans with application to geoid improvement, Rev. of Geoph. and Space Physics, 18, (4), 725-745, 1980
- Wunsch C., R.J. Anderle, H. Dryden, B. Douglas, D. Halpern, W. Haxbe, J. Marsh, R. Rapp, J. Reid, F. Schott, R. Stewart, B. Tapley, D. Thompson, E. Walsh, K. Wyrski, Satellite altimetric measurements of the ocean, Report of the TOPEX Science Working Group, Jet Propulsion Laboratory, Pasadena, California, 1981.

Wyrтки K., Fluctuations of the dynamic topography in the Pacific Ocean, J. Phys. Oceanog., 5, 450-459, 1975.

Wyrтки K., L. Magaard, J. Hager, Eddy energy in the oceans, J. Geophys. Res., 81, 2641-2646, 1976.

FIGURE CAPTIONS

FIGURE 1 : Satellite altimeter geometry : dynamic effects of the circulation  $H_d$  are obtained by subtracting the geoid height  $H_g$  from the altimetric sea surface height  $H = H_s - H_a$ .

FIGURE 2 : Altimetric coverage and sketch of surface ocean circulation in the N.W. Atlantic.

FIGURE 3 : Altimetric coverage and sketch of surface ocean circulation in the N.W. Pacific.

FIGURE 4 : Processing of altimetric data :

- a) Reference mean level : mean of all the repetitive passes.
- b) Eddy heights : differences between each repetitive pass and the mean level after a second degree polynomial least square fit.
- c) Sea surface topography variability.
- d) Eddy velocities obtained by introducing slope of the eddy height curves in the geostrophic relation.
- e) Estimation of the eddy kinetic energy.
- f) Mean power spectrum of eddy heights.

FIGURE 5 : a) Power spectra of eddy height curves along 6 satellite satellite tracks in the N.W. Atlantic and N.W. Pacific.  
b) Mean power spectra for all 6 tracks in the N.W. Atlantic and N.W. Pacific.  
c) Bernstein and White (1977) isotherm spectrum in the N.W. Pacific.

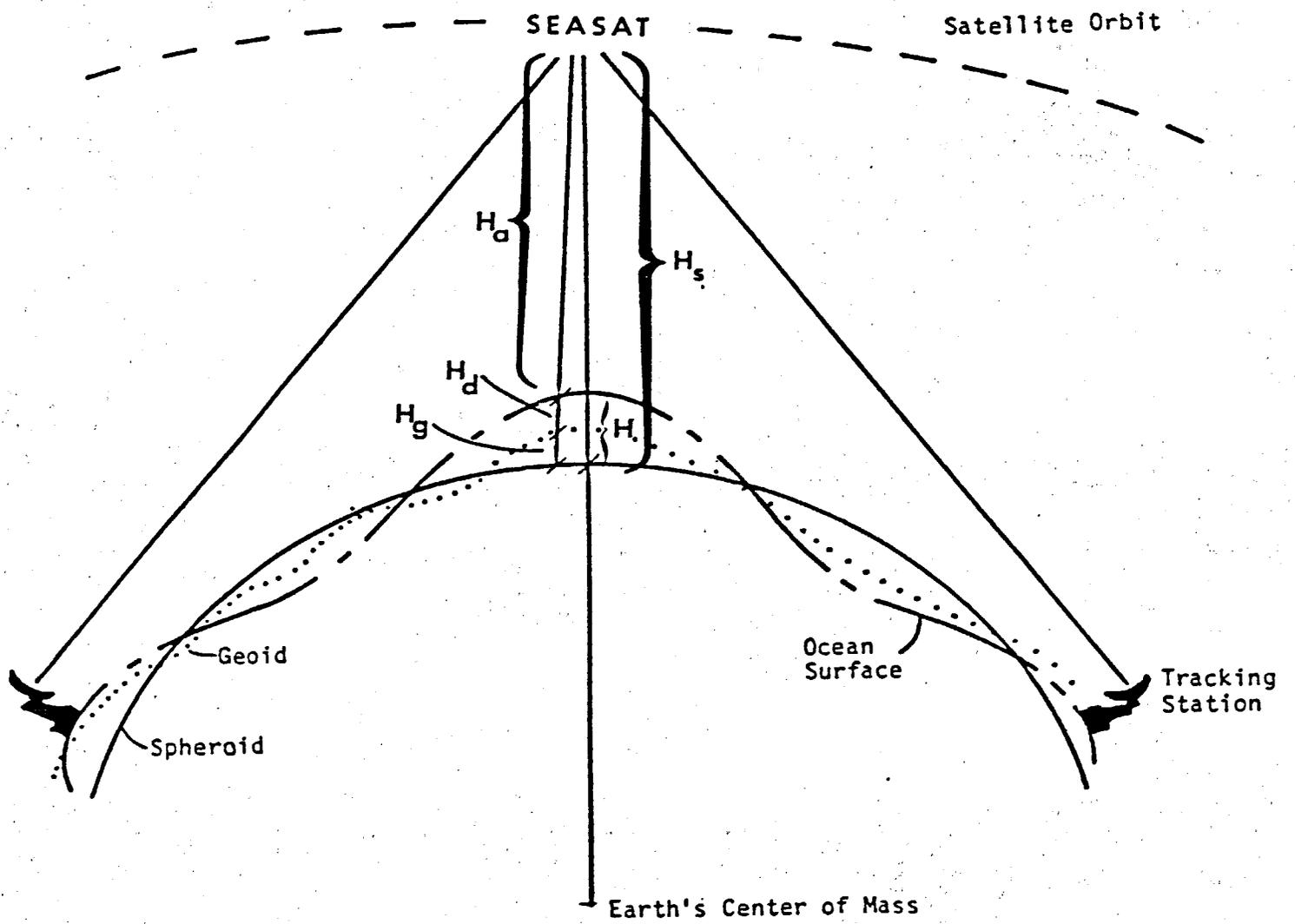
FIGURE 6 : Hand-drawing of sea surface topography variability in the N.W. Atlantic from SEASAT altimeter passes.

FIGURE 7 : Hand-drawing of sea surface topography variability in the N.W. Pacific from SEASAT altimeter passes.

FIGURE 8 : Hand-drawing of eddy kinetic energy in the N.W. Atlantic from SEASAT altimeter passes.

FIGURE 9 : Hand-drawing of eddy kinetic energy in the N.W. Pacific from SEASAT altimeter passes.

FIGURE 10 : Map of eddy kinetic energy in the North Atlantic from Wyrтки et al. (1976).



**FIGURE 1**

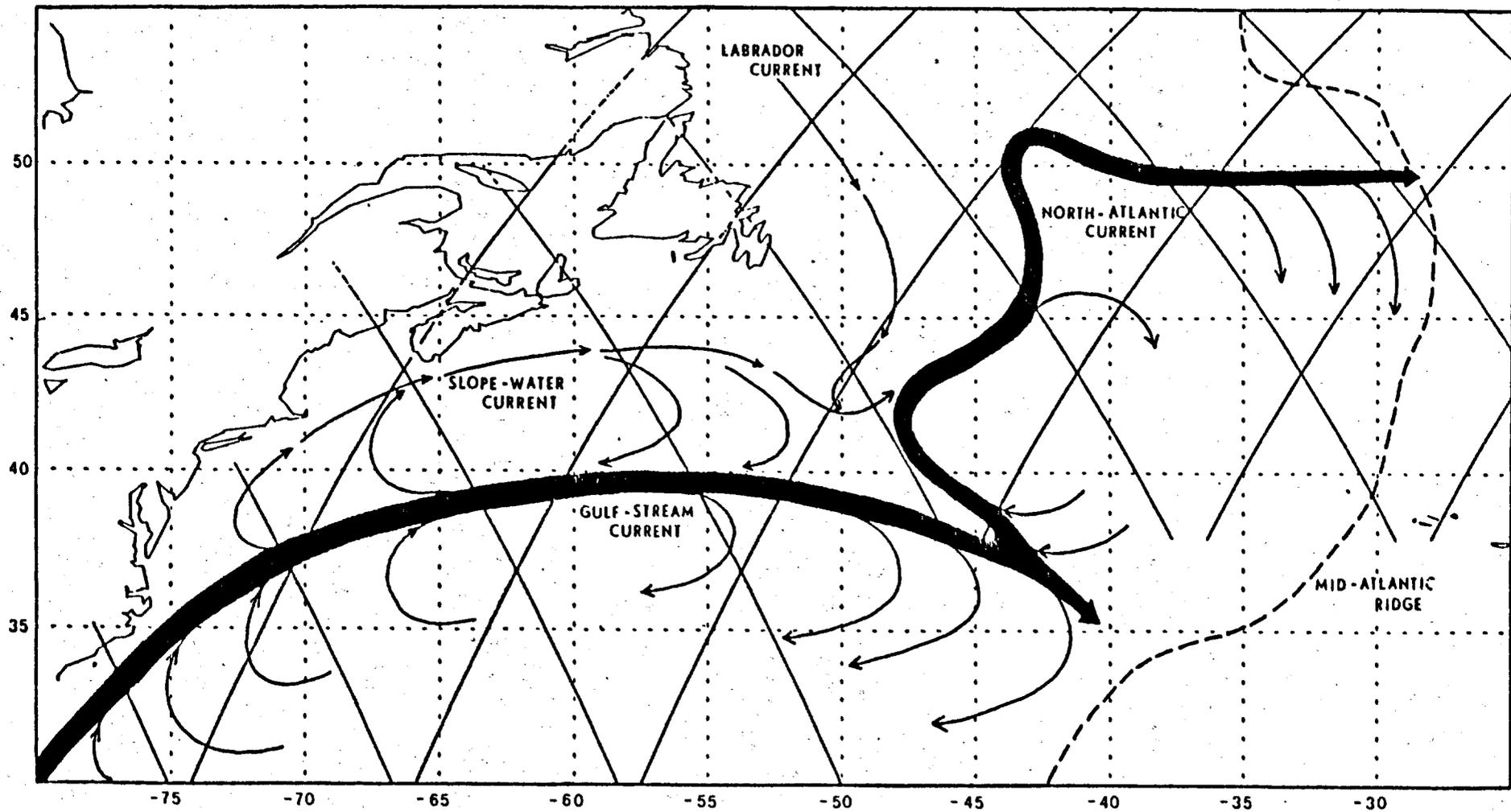


FIGURE 2

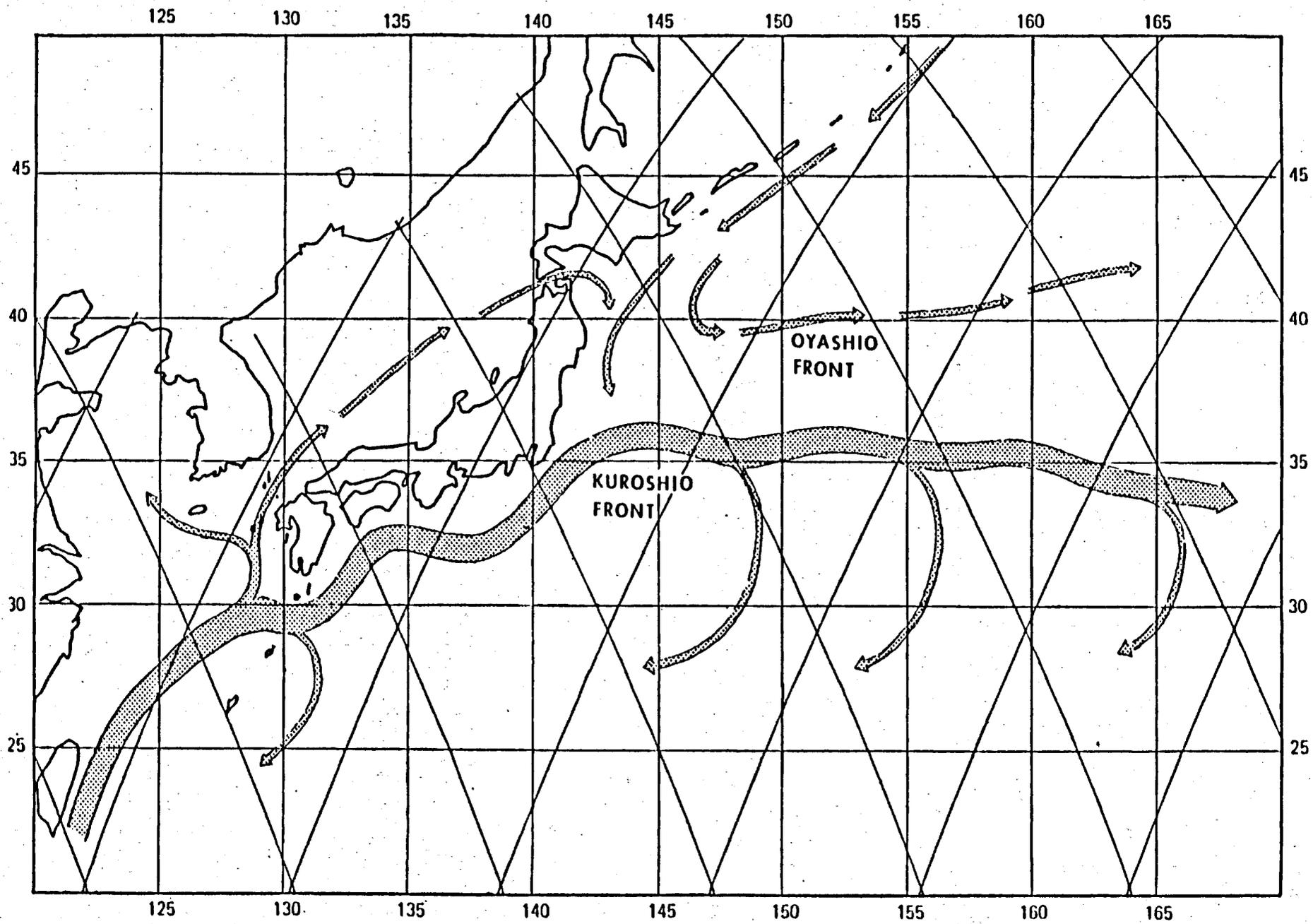


FIGURE 3

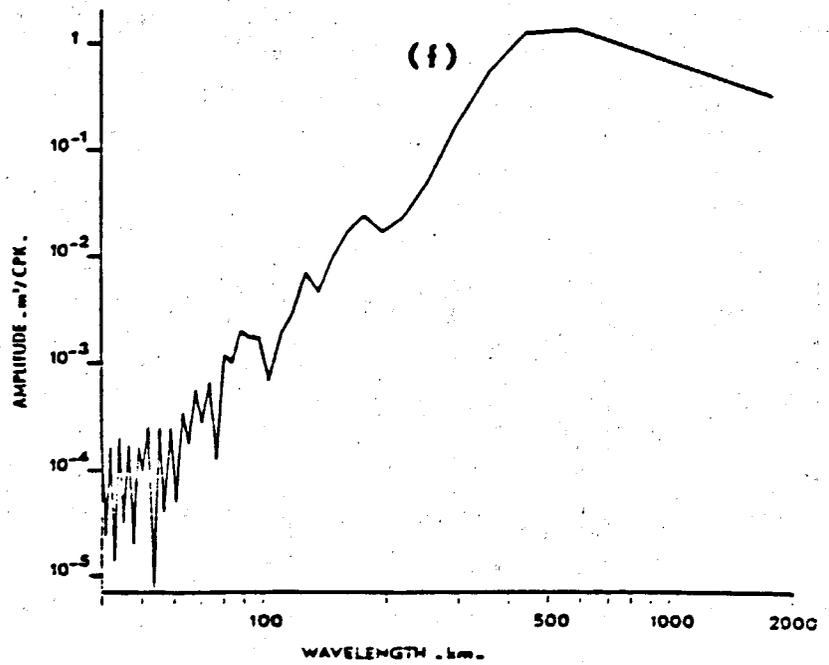
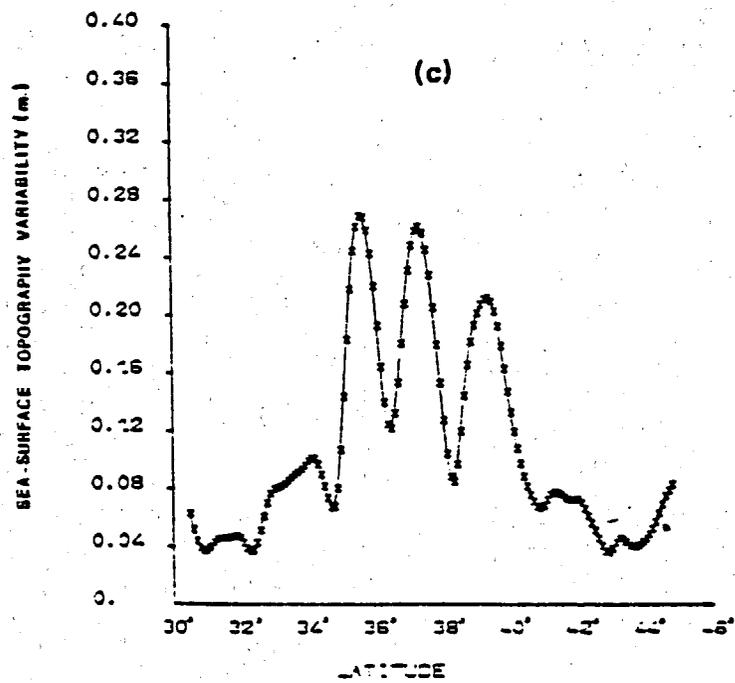
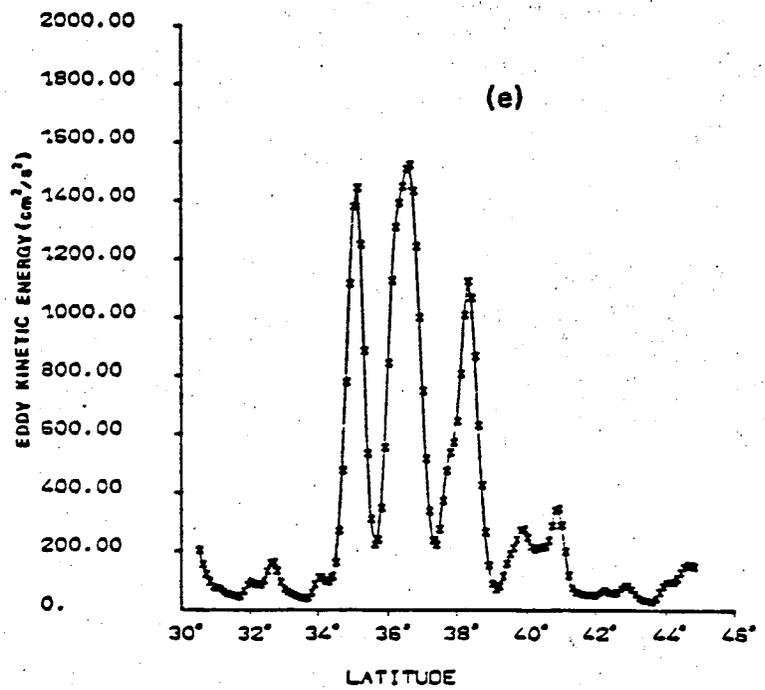
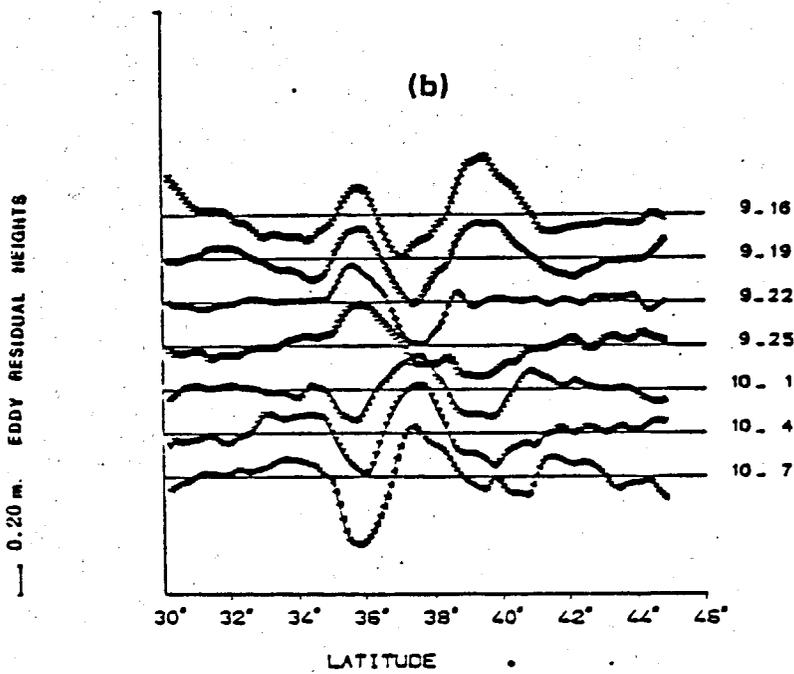
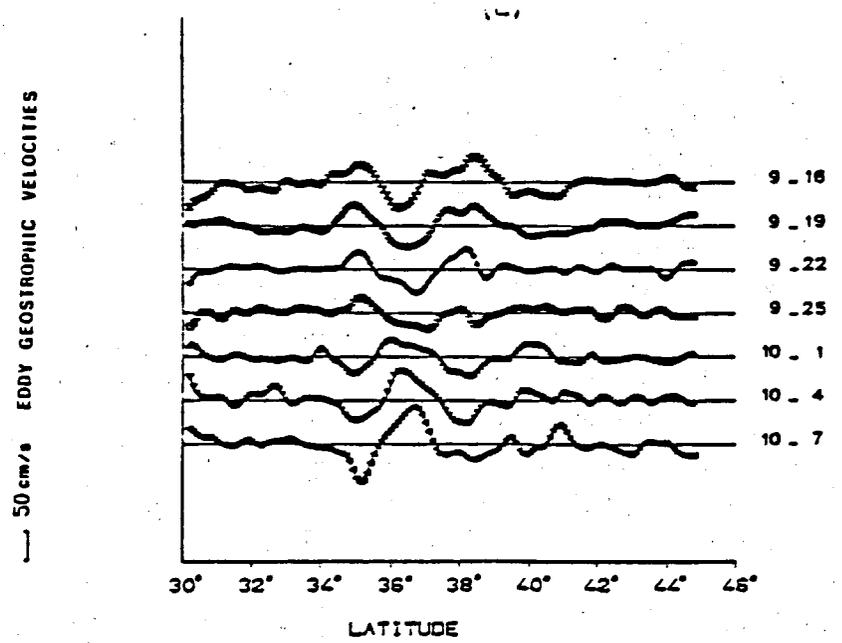
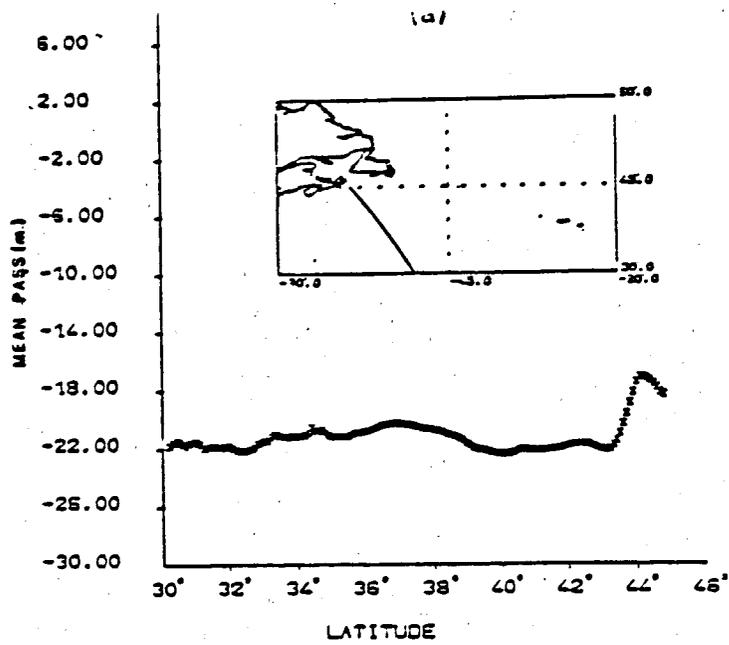


FIGURE 4

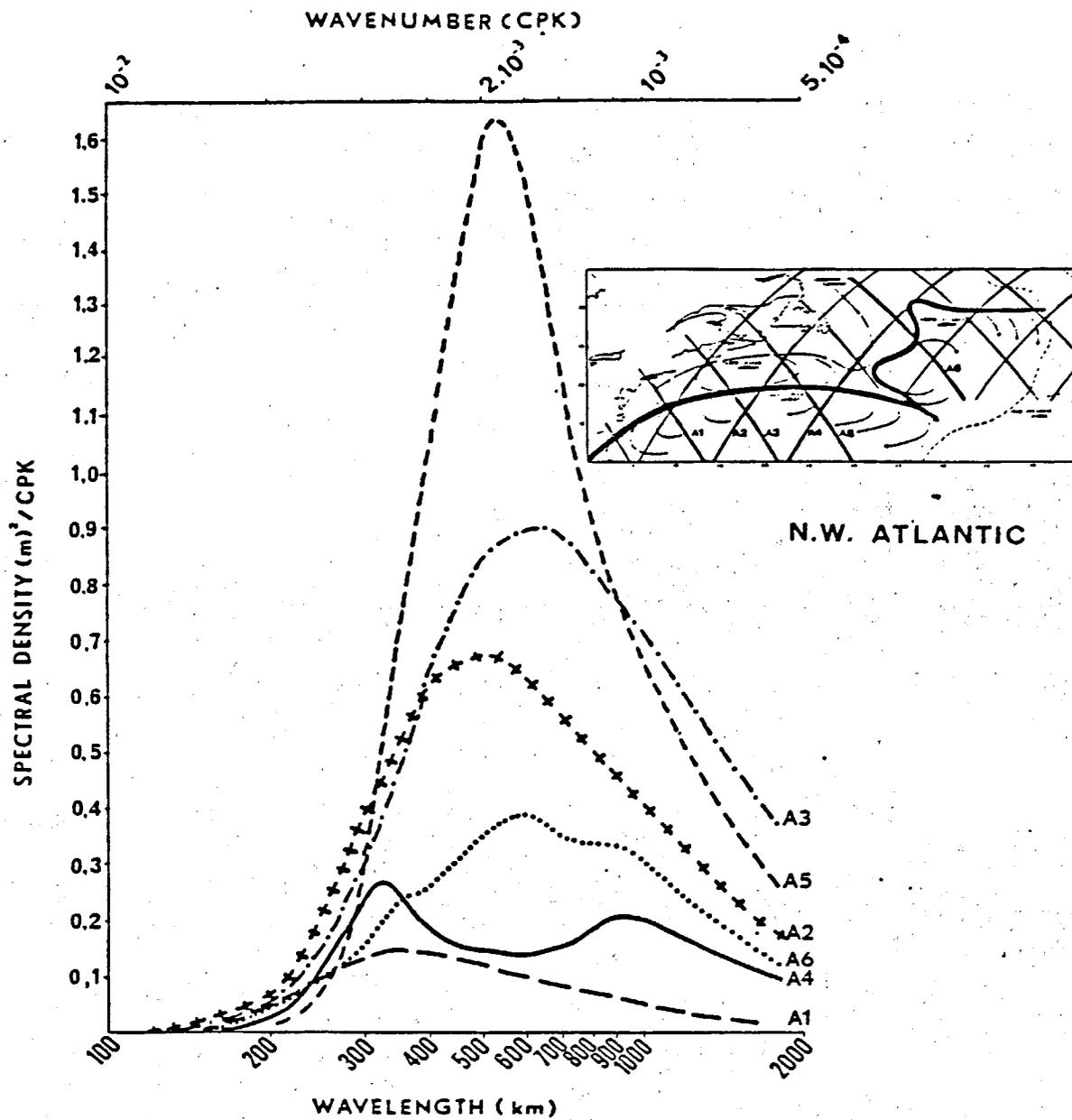
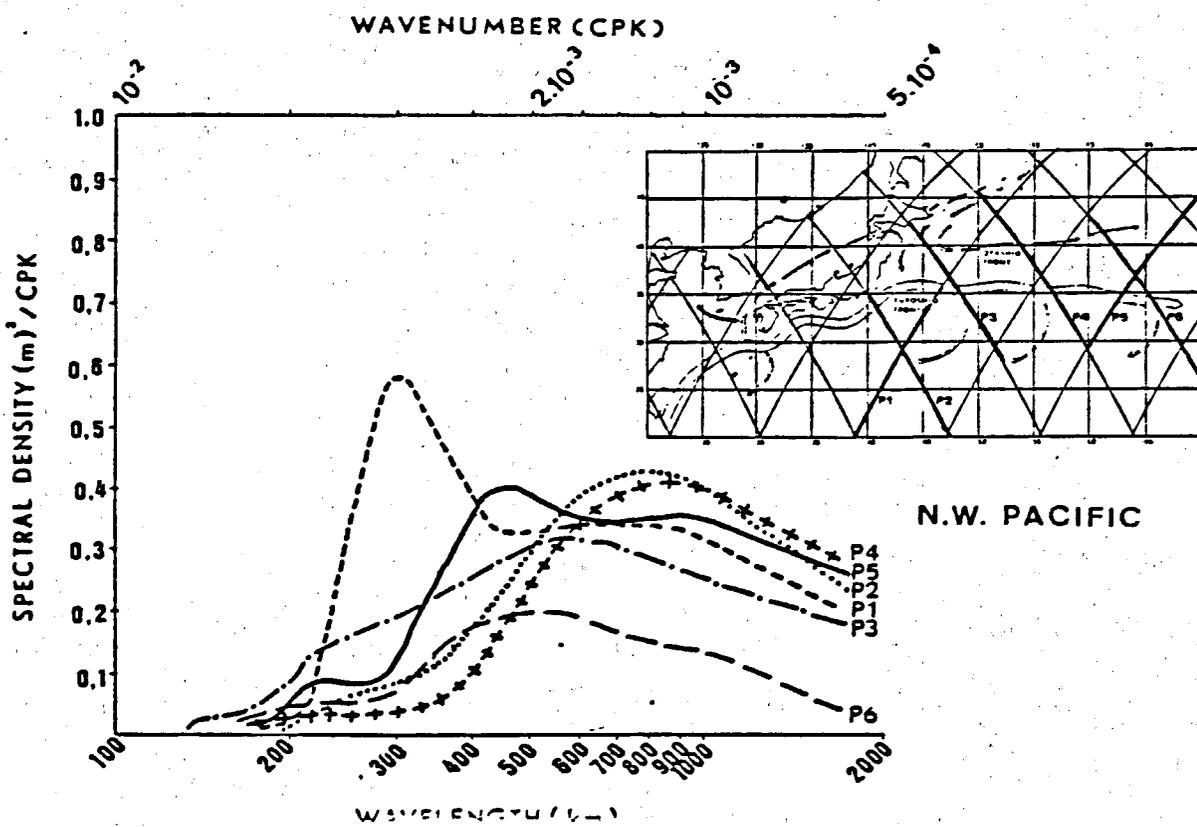


FIGURE 5a



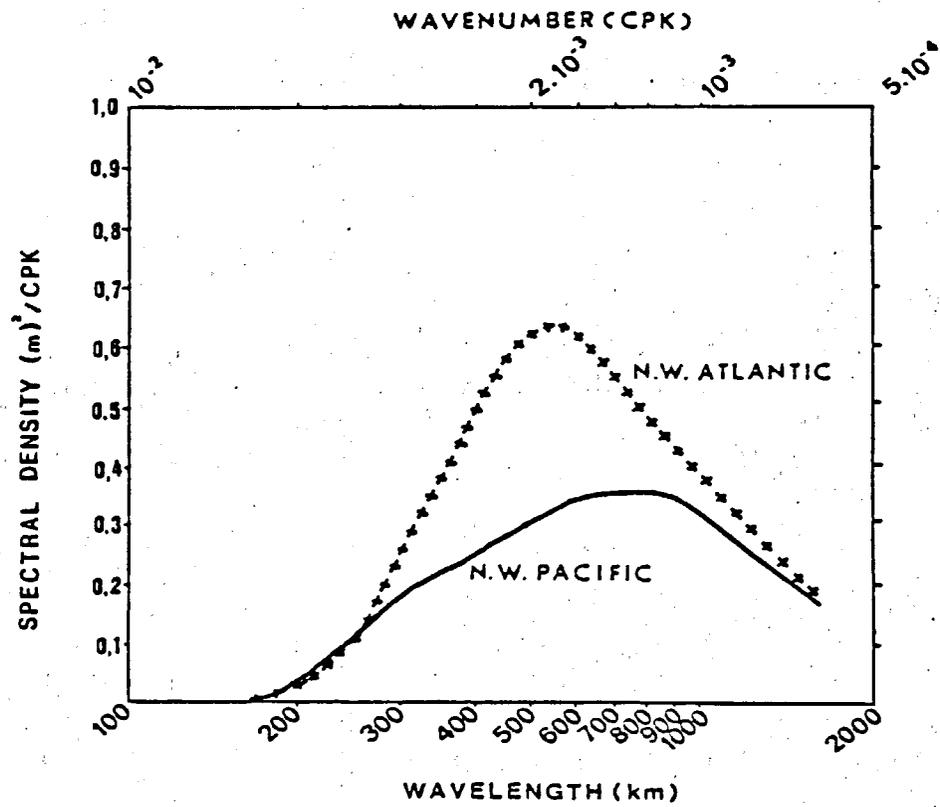


FIGURE 5b

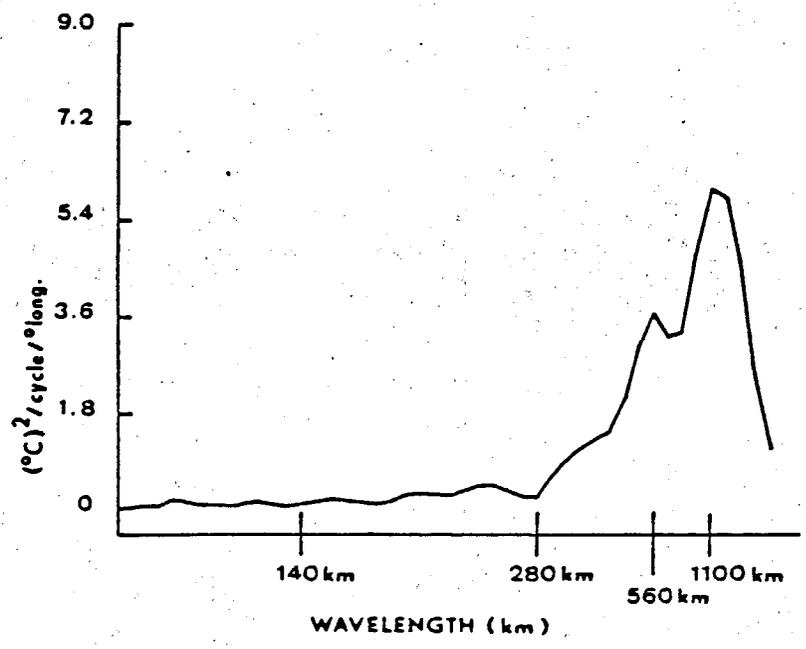


FIGURE 5c

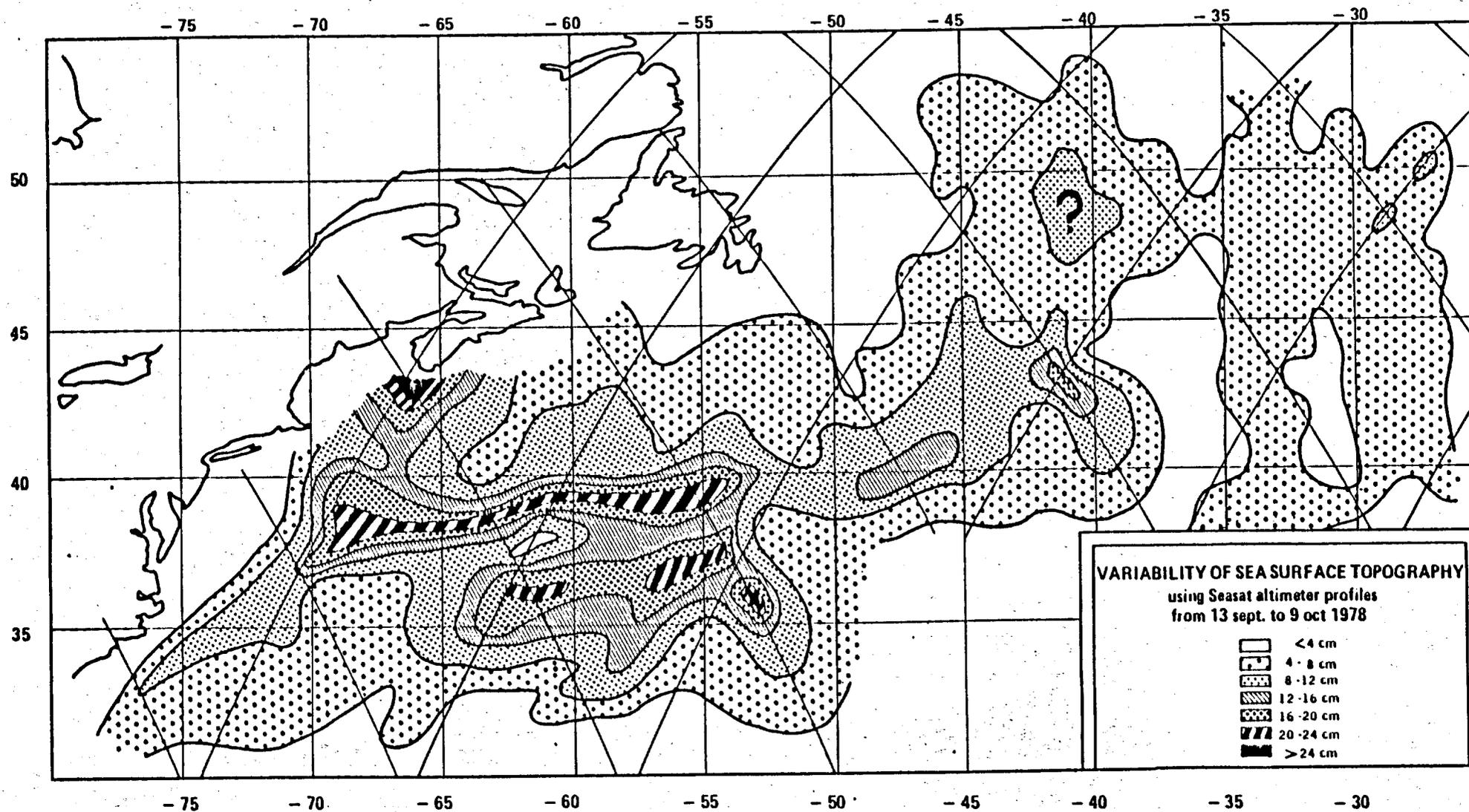


FIGURE 6

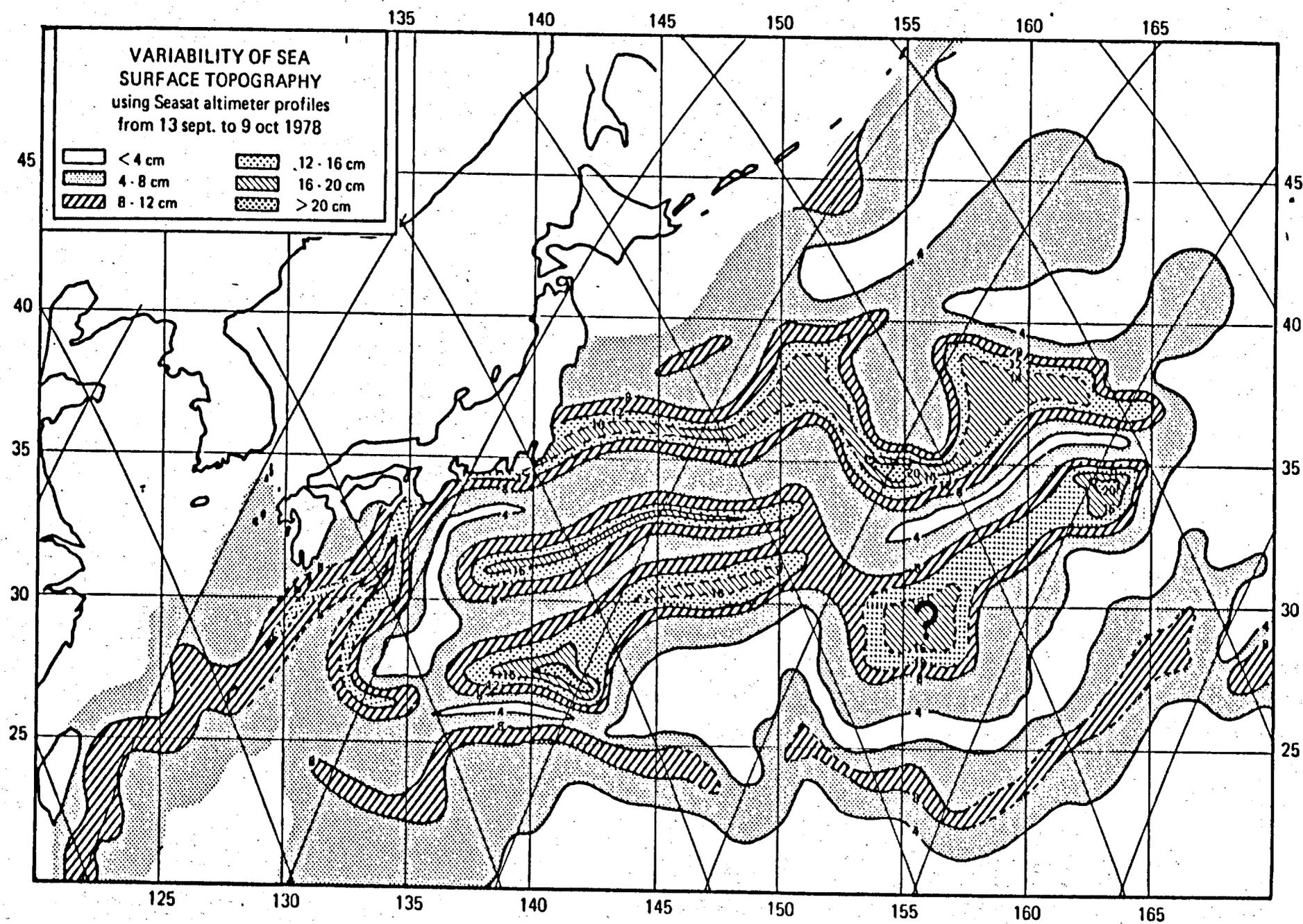


FIGURE 7

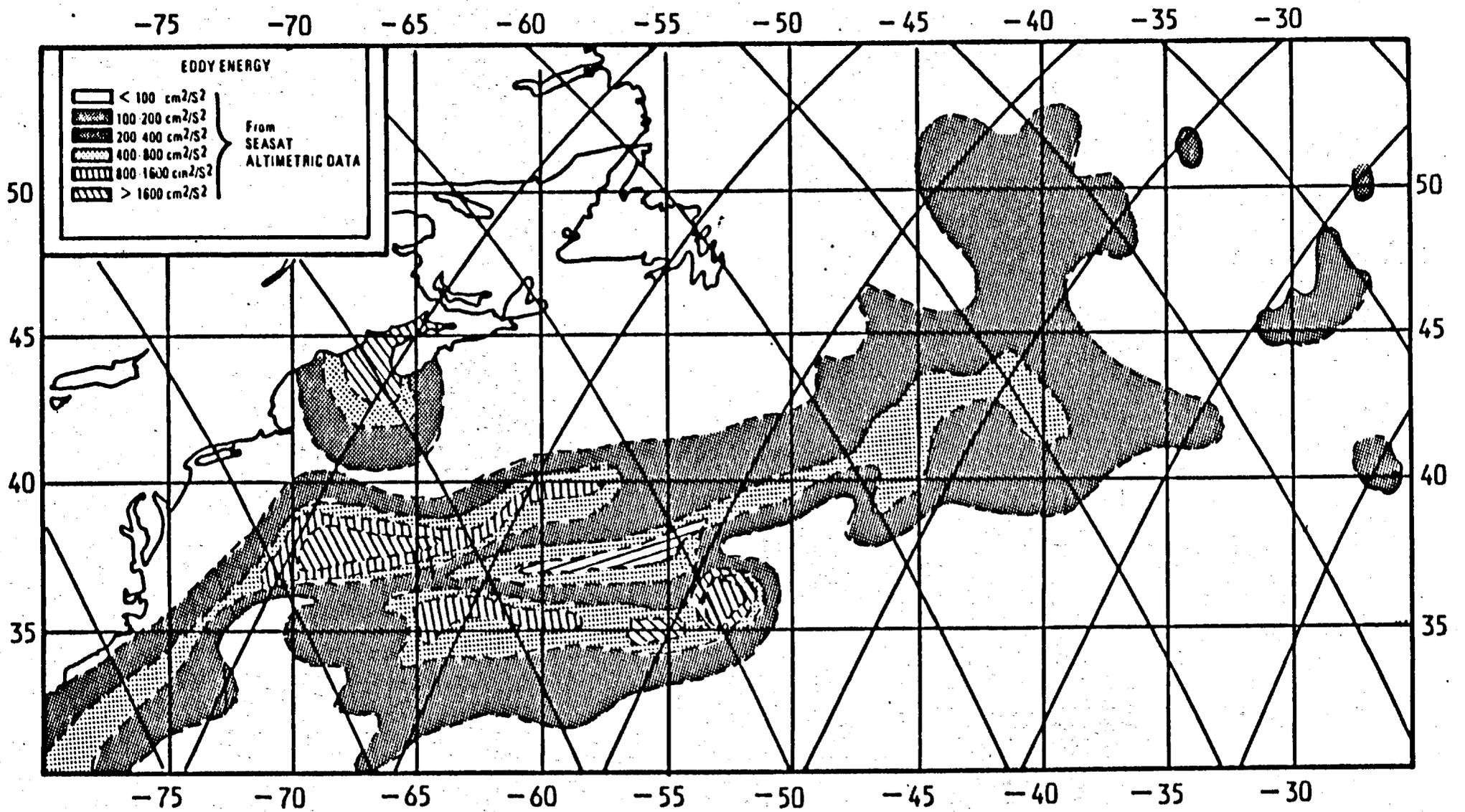


FIGURE 8

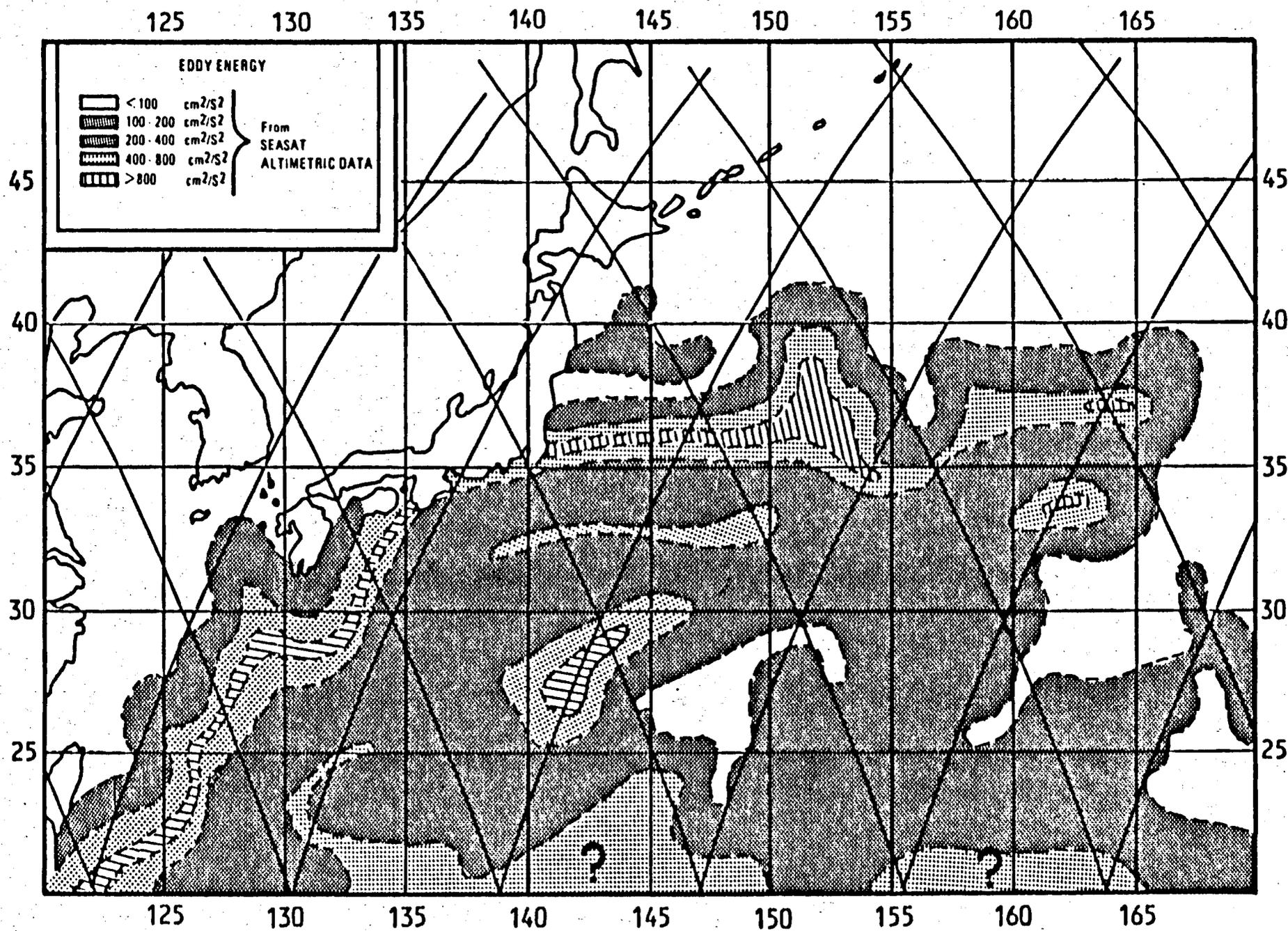


FIGURE 9

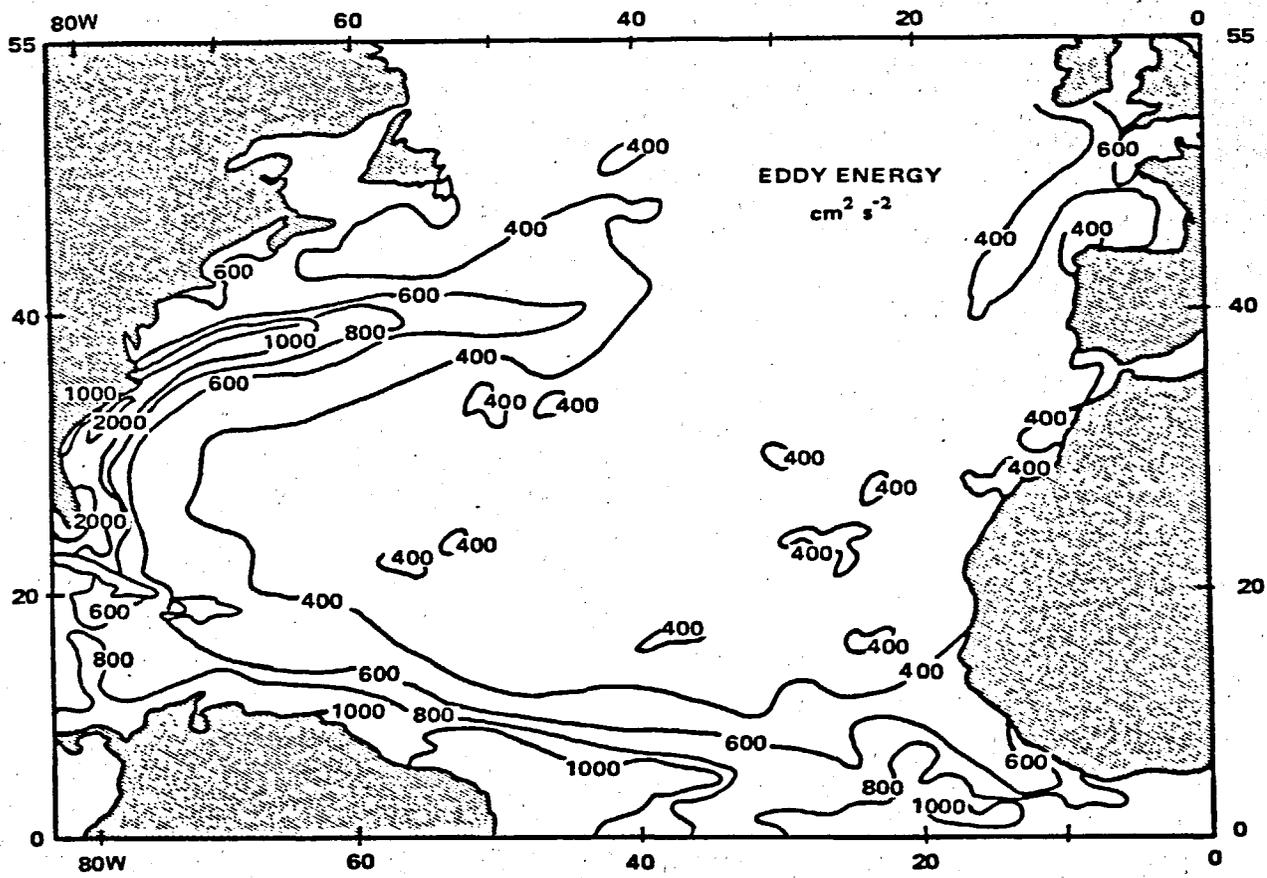


FIGURE 10

THE M2 OCEANIC TIDE RECOVERED FROM SEASAT ALTIMETRY

IN THE INDIAN OCEAN

Pierre Mazzega

CNES / GRGS  
18, Av. E. Belin  
31400 TOULOUSE  
(France)

Juin 1982.

SEASAT altimeter data are used to create a model of the M2 oceanic tide in the Indian ocean. The amplitude and the phase of M2 are obtained from a two-dimensional least squares harmonic analysis of the data. The validity of the model is checked using synthetic data and by a comparison with maregraph data. The model appears to be reliable in the deep ocean.

## INTRODUCTION

Most of the previous ocean tide models involve assumptions about bottom topography, dissipation effects, crustal loading and solid earth tides, and use simplified hydrodynamical equations. Constraints are given by maregraph data but, because of the scarcity of the bottom pressure gauges, the geographical distribution of these data is strongly biased.

An independent approach to recover the amplitudes and phases of the tidal components is possible with the analysis of satellite altimeter data, which provide measurements of the instantaneous ocean level. This technique avoids the assumptions introduced in the numerical tide models and takes advantage of a regular distribution of the data over the whole oceans. Previous attempts used this approach to recover the tides; in the northwestern Atlantic ocean by Won & Miller<sup>1</sup> from GEOS3 data, and in the northeastern Atlantic ocean by Cartwright & Alcock<sup>2</sup> from SEASAT data. A model for the northeastern Pacific ocean has been also obtained from SEASAT data by Brown & Hutchinson<sup>3</sup>. No similar study has been made in the Indian ocean. However, the hydrodynamical and empirical models that have been proposed for this ocean<sup>4,5,6,7,8,9,10,11,12</sup> exhibit strong discrepancies, particularly in the deep ocean. This can be partly explained by the lack of direct measurements in the deep ocean and adjacent to the Antarctic coast, therefore the use of altimetric data is particularly convenient in this region.

Analyses of SEASAT altimetric data are performed to recover the M2 oceanic tide using a space-time least squares harmonic

method. Attempts to mix other empirical tide data with altimeter data are also discussed. Furthermore, to test the reliability of the solution the same analysis is applied to synthetic data.

### DATA PROCESSING

The altimeter provides measurements of the instantaneous sea level with respect to a reference ellipsoid. A datum includes mainly the geoid height, the quasi-permanent mean circulation, the tides, and the radial part of the orbit error. The precision of the SEASAT altimeter is of the order of 10 cm.

We have selected the data of the last 25 days of the SEASAT experiment, September 15 to October 8, 1978, ranging from 20°E to 120°E and from 30°N to 60°S. During this time SEASAT has a three days repeating orbit so that eight satellite paths are available over each track (Fig I).

Outliers and data over land or sea ice are eliminated. Along each profile and for each satellite sub-track intersection (cross over), we select and average the data confined in the vicinity of the crossover. Therefore data reduce to sixteen values at each crossover, namely 8 from ascending orbit tracks and 8 from descending orbit tracks. This procedure enables us to define a mean ocean level, depicting mainly the geoid. This mean value is then removed from the raw data. As a matter of fact, Won & al.<sup>I3</sup> have pointed out that the simultaneous recovery of geoid heights and ocean tides is successful for the geoid, but induces bias in the tide model. We have found that the simple subtraction of a published geoid model, like GRIM 3<sup>I4</sup>, is not sufficiently accurate because it does not account for the short wavelengths associated with structures like ridges, seamounts or fracture zones, as well as the quasi-steady oceanic effect.

The data are also corrected for the wave height effect<sup>I5</sup>. We have shown that the correction for the atmospheric pressure

effect<sup>I6</sup> does not reduce the scattering of the data.

Another difficulty of the altimetric data analysis lies in the orbit error. This problem has been discussed in detail by Marsh & Williamson<sup>I7</sup> and in the particular case of the tide retrieval by Brown & Hutchinson<sup>3</sup>, Cartwright & Alcock<sup>2</sup> and Won & al.<sup>I3</sup>. In this paper we investigate a new approach of the problem. Over the Indian ocean a statistical analysis of the geographical distribution of the height discrepancies between ascending tracks and descending tracks allows us to conclude that no systematic orbit errors occur. We then also assume that the orbit error is random with respect to the tide. Given these conditions, it is shown by Won & al.<sup>I3</sup> that the retrieval of the tide is possible.

#### THE ALIASING OF TIDAL COMPONENTS

The period of the satellite orbital repetition, 3 days and 13 minutes for SEASAT, and the earth rotation period combine to alias tidal components into long periods when observed by altimeter<sup>I8</sup> (Table I). It can be seen in Table I that with the 25 days of available data, only the M2, N2, OI partial tides can be extracted. The other components are nearly frozen with respect to this time scale so they fall into the steady oceanic effects. However, N2 can be neglected because of its low amplitude. The closeness of the apparent period of M2 and OI makes it difficult to split the two components. In a first step, we deal only with the main component M2. Then we verify with synthetic data that the other components don't disturb the M2 solution.

#### ANALYSIS OF THE DATA

The altimeter gives a measurement of the instantaneous geocentric tide  $\xi^g$  including the solid earth tide  $\xi^e$ , the

oceanic tide  $\xi^0$  and the yielding of the earth  $\xi^1$  in response to the oceanic tidal load:

$$\xi^g = \xi^e + \xi^0 + \xi^1$$

where  $\xi^1$  is related to the oceanic tide  $\xi^0$  by<sup>19</sup>

$$\xi^1 = -0.0667 \xi^0$$

The data are corrected for the solid earth tide<sup>20</sup>.

We perform a two-dimensional tidal analysis of the altimetric values in order to get a smooth solution for the amplitude and for the phase of the M2 component over the entire Indian ocean. The data grid has meshes of about  $8^\circ \times 8^\circ$  near the equator so that the retrieval of wavelengths shorter than  $16^\circ$  is impossible.

Neglecting the orbit error, an altimetric value  $H(\theta, \lambda, t)$  is<sup>II</sup>:

$$(I) \quad H(\theta, \lambda, t) = U(\theta, \lambda) \cdot \cos(\Omega t + \phi) + V(\theta, \lambda) \cdot \sin(\Omega t + \phi) + dN(\theta, \lambda)$$

where  $(\theta, \lambda)$  are the geographical coordinates,  $t$  is the universal time,  $\Omega$  is the M2 angular frequency and  $\phi$  is the M2 astronomical argument.  $dN$  is introduced to account for an eventual static residual. The amplitude  $A(\theta, \lambda)$  and the phase  $P(\theta, \lambda)$  of the M2 tide are related to  $U$  and  $V$  by  $U = A \cdot \cos P$  and  $V = A \cdot \sin P$ .

In order to obtain spatially coherent solutions, each of the unknown functions  $U$ ,  $V$ ,  $dN$ , hereafter called  $F^i$ , is expanded into a serie of surface spherical harmonics:

$$(II) \quad F^i(\theta, \lambda) = \sum_{l=0}^{l_{\max}} \sum_{m=0}^l \left\{ a_{lm}^i \cdot \cos(m\lambda) + b_{lm}^i \cdot \sin(m\lambda) \right\} \cdot P_{lm}(\sin \theta)$$

where  $a_{lm}^i$  and  $b_{lm}^i$  are constant coefficients and  $P_{lm}$  are Legendre's functions.

The expansions of the  $U$ ,  $V$  and  $dN$  are introduced in the equation (I) and the coefficients are determined by a standard regression analysis. The number of unknowns is  $3 \cdot (l_{\max} + 1)^2$ , thus it steeply increases with increasing  $l_{\max}$ .

The noise of the data is due mainly to the orbit error and induces instabilities in the solutions for  $l_{\max} > 4$ . The coeffi-

-icients of the M2 solution relevant to  $l_{\max}=3$ , including the oceanic tide  $\xi^o$  and the loading effect  $\xi_l$ , are given in Table 2. We have verified that the  $dN$  solution is near zero everywhere as would be expected. The corange (equi-amplitude) and cotidal (equi-phase) maps of the M2 oceanic tide alone (without the loading effect), deduced from U and V are given in Figure 2.

Before comparing this model with that obtained previously over the Indian ocean, it is necessary to test the validity of the solution. In particular, we must examine the perturbations of the solution due to the other partial tides and due to the sampling. For this purpose, we have applied the previous analysis to synthetic data.

#### ANALYSIS OF SYNTHETIC DATA

First, to test the bias introduced by the spherical harmonic analysis joint to the data sampling, we generate synthetic data with M2 alone. At each crossover we compute 16 instantaneous values relevant to the times of the real measurements, using the Schwiderski model of M2 (Fig 3-a). The M2 solution obtained from these synthetic data using the above method with  $l_{\max}=3$  is given in Figure 3-b. The comparison with the Figure 3-a indicates that the main features are well recovered. However, over the deep ocean an amplitude departure of almost 10 cm is observed. Near the shores the M2 recovery is not successful everywhere but we have checked that, with unnoised data, an increase of  $l_{\max}$  improves the solution.

In a second step, we estimate the perturbations of the M2 solution due to the other partial tides. The synthetic data now include the nine leading tides, namely M2, S2, N2, K2, OI, PI, QI and  $M_f$ . In this case, the M2 solution obtained with  $l_{\max}=3$  (Fig 3-c) exhibits features very close to the previous solution (Fig 3-b).

Considering the small difference between the M2 and OI aliased periods (Table I), the method we applied appears to be very selective in the frequency field.

Both these tests confirm the ability of our analysis to recover an accurate M2 tide model in the deep ocean, but the near shore solution is more suspicious.

### DISCUSSION

The studies with synthetic data have pointed out the validity of our analysis over deep ocean so that our M2 deep ocean model is reliable. An additional argument is the good fit of the only available deep sea data<sup>10</sup> with our model. Unfortunately, all others direct measurements of ocean tides available for comparison are located on shores and islands, where local distortions are expected<sup>11</sup>. Therefore the discrepancies between these data and our model are not surprising. The introduction of maregraph data within the altimetric data set does not improve the near shore solution because they can not be taken into account by low degree spherical harmonic expansions.

Our model presents a system of four interacting amphidromic points surrounding a large area of maximum amplitude and stationary phase. It is interesting to compare it with recent published models<sup>5,6,7,8,9,10,11,12</sup> as it comes from independent data. One of the straightforward features is an enhancement of 10 to 20 cm of the maximum amplitude in the middle of the ocean compared with most of the other models<sup>5,6,7,8,10,11,12</sup>. We also observe, with respect to the Schwiderski model<sup>11</sup>, a shift southwards of the amphidromic point near Madagascar and a shift northwards for that near Australia. Our model also avoids bias induced by local tide distortions near isolated stations as it can be observed<sup>7,11</sup> near Kerguelen island.

However, a circumstantial discussion about the validity of the different models can not be pursued without additional informations, particularly direct deep sea measurements.

### CONCLUSION

Using SEASAT altimeter data, we have computed a model for

the M2 oceanic tide over the Indian ocean. By analyses of synthetic data and by comparisons with maregraph data, we have shown that this model works well in the deep ocean but is suspicious near the shores. On the other hand, the previous models deduced from data of coastal and island stations, by hydrodynamical interpolations, are quite successful along the shores. So these two kinds of models, obtained from independent data and different approaches, give complementary informations.

The results obtained with only 25 days of the SEASAT repeat orbit and the prejudicial aliasing of the tidal components are promising. In the future, an altimetric experiment with a good coverage of the earth, long time series of data and a favorable aliasing configuration would yield an accurate definition of several partial tides. Deep sea gauge measurements would be highly desirable to test the validity of the altimetric models.

#### Aknowledgments

The altimeter data and corrections used in this study have been furnished by the Jet Propulsion Laboratory. This work was supported by the Centre National d'Exploitation des Oceans and by the Centre National d'Etudes Spatiales for exploitations on computer. The Institut National d'Astronomie et de Geophysique gave financial support to this study relating to the Indian ocean.

We are grateful to Annie souriau for her help during this study.

PARTIAL TIDES	ampli- -tude relative to M2	PERIOD (hours)	ALIASED PERIOD (days)
M2	1	12.42	16
S2	0.4656	12.00	170
N2	0.1915	12.66	10
K2	0.1267	11.97	91
K1	0.5842	23.93	170
O1	0.4148	25.82	14
P1	0.1933	24.07	$\infty$
Q1	0.0795	26.87	10

- Table I: amplitudes, periods and aliased periods of the leading partial tides.

-I-

l	m	$a_{lm}$	$b_{lm}$
0	0	8.9666	—
I	0	3.7604	—
I	I	-3.0965	-9.4386
2	0	-I.60I9	—
2	I	-I.4327	-3.2I45
2	2	-3.7226	2.6462
3	0	-0.5984	—
3	I	-0.II9I	0.0022
3	2	-0.7I64	0.556I
3	3	0.9396	0.7452

-II-

l	m	$a_{lm}$	$b_{lm}$
0	0	-I6.458	—
I	0	-8.5869	—
I	I	I.7648	I5.33I
2	0	I.402I	—
2	I	0.9063	6.0406
2	2	4.6883	-0.7026
3	0	0.6908	—
3	I	0.0767	0.I727
3	2	0.8078	-0.220I
3	3	0.2I36	-0.3652

Table 2: coefficients of the spherical harmonic expansion of the M2 oceanic tide; I-developpement of  $U=A.\cos P$   
 II-developpement of  $V=A.\sin P$  .

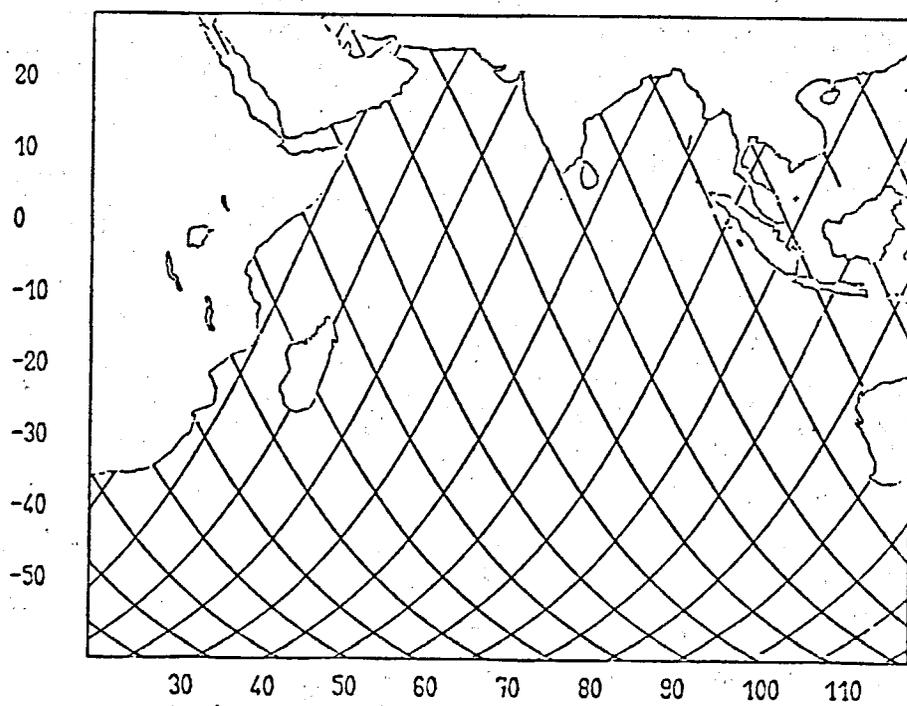


Figure I: coverage of the SEASAT altimeter data of the repeating orbit over the Indian ocean.

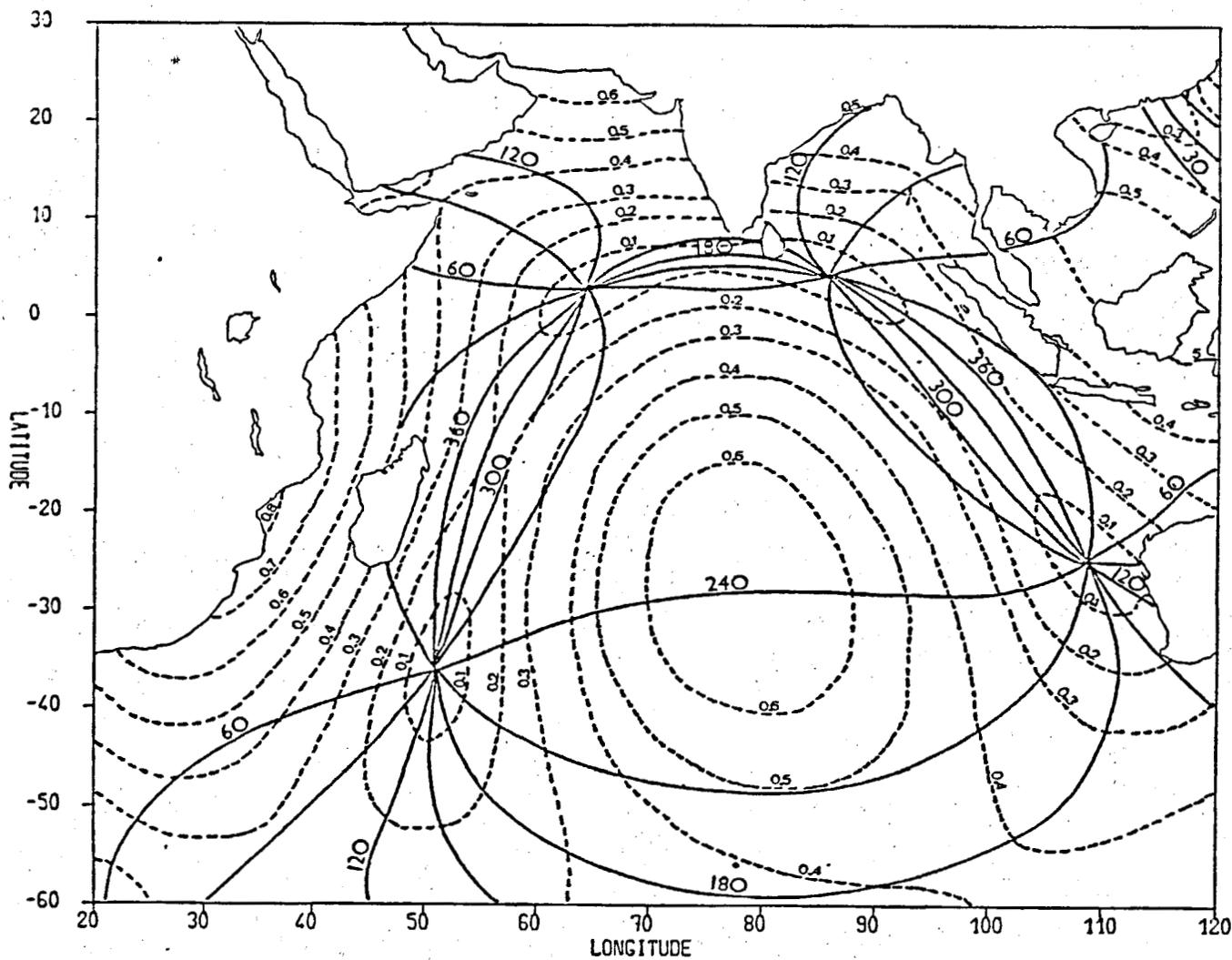


Figure 2: map of the M2 oceanic tide solution;  
cotidal lines in degrees (——);  
corange lines in meters (-----).

- I<sup>1</sup> Won, I.J., and Miller, L.S., J. Geophys. Res., 84, 3833 (I979).
- 2 Cartwright, D.E., and Alcock, G.A., J. Gower, Ed. Phenun Press, 885 (I98I).
- 3 Brown, R.D., and Hutchinson, M.K., J. Gower, Ed. Phenun Press, 897 (I98I).
- 4 Dietrich, G., Veroeffentl. Inst. Meereskd. Univ. Berlin, A, 4I, 7 (I944).
- 5 Bogdanov, K.T., and Magarik, V.A., Dokl. Akad. Nauk. SSSR, I72, 6 (I967).
- 6 Pekeris, C.L., and Accad, Y., Phil. Trans. Roy. Soc. London, A, 265, 4I3 (I969).
- 7 Zahel, W., Mitt. Inst. Meereskd. Univ. Hamburg, I7 (I970).
- 8 Gordeev, R.G., Kagan, B.A., and Rivkind, V.Y., Dokl. Akad. Nauk. SSSR, 209, 340 (I973).
- 9 Hendershott, M.C., EOS, 54, 76 (I973).
- I<sup>0</sup> Mc Cammon, C., and Wunsch, C., J. Geophys. Res., 82, 5993 (I977).
- I<sup>I</sup> Schwiderski, E.W., Rev. Geophys. Space Phys., I8, 243 (I980).
- I<sup>2</sup> Parke, M.E., and Hendershott, M.C., J. Mar. Geod., 3, 379 (I980).
- I<sup>3</sup> Won, I.J., Kuo, J.T., and Jackens, R.C., J. Geophys. Res., 83, 5947 (I978).
- I<sup>4</sup> Reigber, C., Balmino, G., Moynot, B., subm. to Bull. Geod. (I982).

I<sup>5</sup> Jackson, F.C., J. Geophys. Res., 84, 4939 (1979).

I<sup>6</sup> Lorell, J., Parke, M.E., and Scott, J.F., Jet Propulsion Lab, report n°622-97, Pasadena, California (1980).

I<sup>7</sup> Marsh, J.G., and Williamson, R.G., J. Astr. Sci., XXVIII, 345 (1980).

I<sup>8</sup> Cartwright, D.E., private communication.

I<sup>9</sup> Farrell, W.E., Nature, 238, 43 (1972).

I<sup>20</sup> Melchior, P., Pergamon (1978).

# DETERMINATION PRECISE DU GEOIDE

par

G. BALMINO

Bureau Gravimétrique International, Toulouse, France

- 1 - Introduction
- 2 - Définitions et problèmes préliminaires
  - 2.1. Définitions
  - 2.2. Le géoïde en géodésie quadri-dimensionnelle
  - 2.3. Un exemple de variations périodiques de  $G$  : effet des déformations élastiques de la Terre
  - 2.4. Variations séculaires du géoïde
- 3 - Méthode gravimétrique de haute précision
  - 3.1. Effet de l'atmosphère
  - 3.2. Effet de la topographie
  - 3.3. Correction d'ellipticité
  - 3.4. Cas de la surface océanique
  - 3.5. Précision requise pour les données
- 4 - Méthodes spatiales et problèmes de convergence
  - 4.1. Méthodes spatiales futures
  - 4.2. Expression du géopotential en harmoniques sphériques de degrés très élevés
  - 4.3. La convergence de la série harmonique du potentiel à la surface terrestre
- 5 - Conclusion

## 1 - INTRODUCTION

Il y a plus d'un siècle que les mathématiciens ont cherché à faire de la surface moyenne des océans (notée S.M.O. dans cet exposé) une partie d'une surface de référence pour la géodésie. C.F. Gauss fut le premier à le proposer et le terme géoïde pour désigner l'ensemble des points  $P$  tels que le potentiel de gravité (incluant l'effet de la rotation terrestre)  $W(P)$  soit constant ( $= W_0$ ) et passant par un point de référence  $P_0$  de la S.M.O., ne fut introduit que plus tard par le géodésien allemand Listing. Cette définition était très pratique pour la détermination des altitudes orthométriques, sur la base que la S.M.O., définie par la "moyenne" des indications de marégraphes, coïncidait avec la surface de niveau par rapport à laquelle ces altitudes sont définies. Cette surface

(géoïde/SMO) satisfaisait les besoins de la géodésie de deux manières : (1) le géoïde représentait la figure de la Terre et, par suite, était l'entité à déterminer dans cette discipline, et la seule... ; (2) le géoïde était invariable et jouait un rôle passif pour le nivellement, caractère recherché dans cette technique.

L'ellipsoïde de référence est la figure mathématique la plus adéquate pour le calcul des positions horizontales utilisant les observations géodésiques au sol classiques ; de telles déterminations sont effectuées à l'aide de mesures angulaires et de distance, réduites à l'ellipsoïde (Bomford, 1962). Pour "une géodésie globale à  $10^{-6}$ " (précision de quelques mètres dans les positions absolues) la première tâche fut donc la détermination de la forme  $[a, f]$  - où  $a$  = demi-grand axe,  $f$  = aplatissement, de l'ellipsoïde qui approxime le mieux ce géoïde d'après l'ensemble des mesures de nivellement ; un tel ellipsoïde n'était d'ailleurs pas centré obligatoirement au centre de la Terre, néanmoins il était possible d'utiliser les altitudes par rapport à la S.M.O. (une quantité observable) pour définir la position verticale. Dans un tel processus, on supposait implicitement que altitude/S.M.O. = altitude/géoïde et que l'écart moyen (sur toute la Terre) entre l'ellipsoïde et le géoïde était nul. Ces conditions sont aisément satisfaites à la précision relative de  $10^{-6}$  où le géoïde a une réalité physique et peut être localisé par un réseau de marégraphes, en supposant que les variations de la surface instantanée des océans (dénotee S.I.O. dans la suite) par rapport au géoïde/S.M.O. reflètent les variations de potentiel à la surface de la Terre (dues à la Lune, au Soleil, et aux marées luni-solaires), les effets de l'atmosphère et ceux des vents, les irrégularités de rotation ; dans ce contexte, la moyenne des indications de marégraphe sur une période de temps  $> 19$  ans était censée donner le géoïde/la SMO.

A présent, l'océanographie physique a reconnu que, du fait de la pression atmosphérique, de la température des océans, de la salinité, des courants marins, la SMO ne pouvait être une surface de niveau de  $W$  (Montgomery, 1969 ; Defant, 1961). L'écart entre le S.I.O. et le géoïde s'appelle topographie de surface océanique (T.S.O.) par analogie avec la topographie de la Terre solide. La partie stationnaire de cet écart est la déviation entre la S.M.O. et le géoïde et est de l'ordre de 1 à 2 m, alors que l'amplitude des écarts entre S.I.O. et S.M.O. est sub-métrique. Par suite, une définition plus précise du géoïde et sa détermination avec une précision décimétrique, voire centimétrique, s'avèrent nécessaires.

Diverses "définitions" du géoïde ont été ainsi données (par exemple : "surface d'équilibre d'un océan homogène") pour tenter de réconcilier les différents points de vue, mais il est préférable qu'une définition unique de cette surface prenne en compte les phénomènes réels et leurs mesures, c'est-à-dire : la détermination de la S.M.O. par marégraphes, les variations de la T.S.O., les mesures de nivellement de hautes précisions en des stations côtières. Ainsi, outre les études unifiées des problèmes océanographiques et géodésiques accessibles par ces mesures et, maintenant, les techniques spatiales (l'altimétrie essentiellement), les relations entre les concepts introduits pourront être établies d'un point de vue métrologique.

Nous allons donc tenter de donner une définition du géoïde qui satisfasse les deux disciplines (océanographie, géodésie), en reconnaissant les variations temporelles du géoïde ; puis nous examinerons la détermination gravimétrique moderne, de haute précision, de cette surface ; enfin nous traiterons, dans le cadre des méthodes spatiales à venir, de la représentation fonctionnelle du géoïde à partir de la détermination de fonctions du champ de gravitation en altitude. Nous supposons que le lecteur est familiarisé avec les méthodes modernes de la géodésie (Heiskanen & Moritz, 1967 ; Moritz, 1980).

## 2 - DEFINITIONS ET PROBLEMES PRELIMINAIRES

Une définition conceptuelle du géoïde satisfaisant une précision relative de  $10^{-8}$  devrait refléter la relation réelle existant entre la S.M.O. (observable) et une surface de niveau de  $W$ . Une manière d'aborder le problème est, du point de vue pratique, de se fonder sur les observations collectées durant un certain intervalle de temps et de définir, à partir de celles-ci, le géoïde ( $G$ ) pour une époque donnée. Le terme époque se rapporte en fait à une période de 1 à 2 ans, durant laquelle un système global d'observations a fonctionné pour déterminer la position d'un ensemble de points de  $G$ . La définition de  $G$  à une "époque"  $t$  doit, en plus, permettre de rendre compte des variations de  $G(t)$  sur des intervalles de temps très grands pour des phénomènes tels que ceux de la tectonique des plaques. Enfin, il faut que cette définition permette l'existence mathématique d'une S.M.O., appréhendable à travers un certain procédé de moyennage.

### 2.1. Définition

Parmi diverses définitions de  $G$ , proposées par Rizos (1980), nous retiendrons la suivante qui satisfait les objectifs à la fois des géodésiens et des océanographes :

*"Le géoïde à l'époque  $t$  est la surface de niveau de  $W$  par rapport à laquelle les variations (autres que celles dues aux marées) de la T.S.O., et mesurées globalement, sont de moyenne nulle".*

La détermination du géoïde à  $t$  (i.e. dans un voisinage de  $t$ ), utilise alors l'une, ou plusieurs, des techniques suivantes :

- l'intégration, par la formule de Stokes ou une formulation équivalente, des anomalies ou des perturbations de gravité ;
- l'analyse des perturbations de trajectoires de satellites artificiels, combinée avec l'utilisation des anomalies de gravité à la surface terrestre, ou l'analyse des mesures de poursuite d'un satellite par un autre satellite, ou les mesures de gradiométrie spatiale, toutes techniques permettant l'obtention d'un modèle global du champ de gravitation - modèle en général exprimé sous forme analytique à l'aide de fonctions sphériques ;
- la localisation de la S.I.O. par altimétrie spatiale, dans l'intervalle de temps  $[t - T/2, t + T/2]$ , où  $T$  est la durée de l'expérience, et donc la caractérisation de la S.M.O. pour cette période.

### 2.2. Le géoïde en géodésie quadri-dimensionnelle

La condition de moyenne nulle énoncée dans la définition implique une condition de volume égal englobé par la S.M.O. et par  $G$ . Dans le cas de la Terre réelle (déformable), la position des surfaces de niveau de  $W$  dépend du temps, du fait des phénomènes suivants :

- a) phénomènes périodiques : les marées solides dues à la Lune et au Soleil (effet direct de déformation radiale, et effet indirect de charge par les marées océaniques) induisent, comme on le verra, une partie permanente de la déformation ; les variations de distribution des masses atmosphériques, des nappes aquifères et autres entités, telles qu'elles sont discutées - dans d'autres buts, par Munk et McDonald (1960) ; les redistributions de masses à l'intérieur de la Terre sont la cause de déplacements du centre de gravité, eux-mêmes responsables de fluctuations saisonnières - (1 à 5 mm) des masses d'air, des eaux souterraines et du niveau de la mer (Stolz, 1976a,b),

- b) phénomènes séculaires : ceux-ci influent sur la continuité du géoïde à l'échelle des "temps géodésiques" (10 à 10<sup>2</sup> ans) ; ils sont essentiellement de deux types : (1) ceux qui induisent des variations dans les paramètres de la définition donnée (e.g. variations d'échelle, de volume) ; (2) ceux qui induisent des changements de forme (variation séculaire de la hauteur du géoïde par rapport à un ellipsoïde de référence en un point donné).

Nous allons maintenant détailler certains de ces phénomènes de manière à faire apparaître les problèmes principaux liés à la définition.

### 2.3. Un exemple de variations périodiques de G : effet des déformations élastiques de la Terre

Le potentiel de marées dû à un corps P\* de masse M\*, en un point P d'une Terre rigide est (Melchior, 1978) :

$$\delta W (P) = \frac{GM^*}{r^*} \sum_{\ell=2}^{\infty} \left( \frac{r}{r^*} \right)^{\ell} P_{\ell} (\cos \psi) = \sum_{\ell} \delta W_{\ell} \quad (1)$$

les notations étant celles de la fig. 1 et P<sub>ℓ</sub> (x) étant le polynôme de Legendre (usuel) de la variable x.

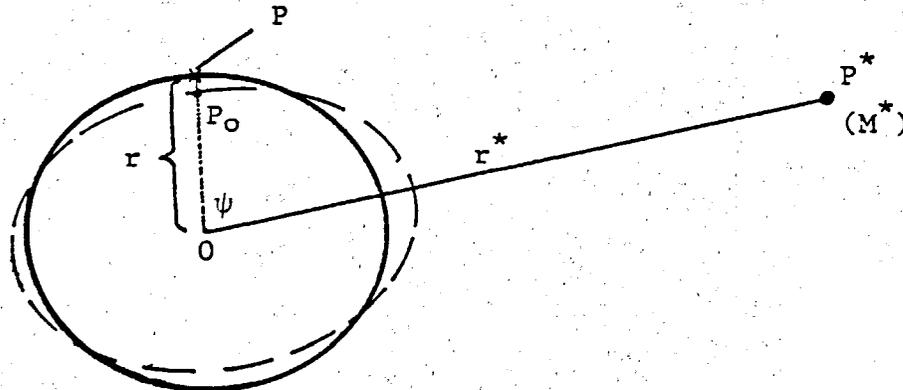


Fig. 1. Géométrie des perturbations de marées par le corps P\*

Considérons maintenant une déformation élastique isotrope de la Terre (sphérique) due à ce potentiel excitateur. Le point P vient en P<sub>0</sub>. On peut écrire :

- en présence de P\* :

$$W^* (P_0) = W_{\text{Terre}} (P_0) + \delta W (P_0) + w_D (P_0) = W_{\text{Terre}} (P) + \overrightarrow{\text{grad}}_P W_{\text{Terre}} \cdot \overrightarrow{PP_0} + \delta W (P_0) + w_D (P_0)$$

où w<sub>D</sub> (P) est la variation de champ de gravitation de la Terre due à la déformation.

- s'il n'y avait pas P\* :

$$W(P) = W_{\text{Terre}}(P) .$$

D'où la variation du potentiel due à la présence de P\* :

$$dW = \delta W(P_0) + w_D(P_0) - \gamma dr ,$$

en appelant  $dr$  la mesure algébrique de  $\overline{PP_0}$  sur la normale  $\vec{n}$  extérieure à la Terre, et en remarquant que  $\frac{\text{grad}_P W_{\text{Terre}} \cdot \vec{n}}{\gamma} = \frac{\partial W}{\partial n} \approx \frac{\partial W_{\text{ellipsoïde de référence}}}{\partial n} = -\gamma$  ( $\gamma > 0$ ).

Finalement, introduisant les nombres de Love  $k_\ell$  et  $h_\ell$  tels que, au voisinage de la surface terrestre :

$$dr = \sum_{\ell} \frac{h_\ell}{\gamma} \delta W_\ell$$

$$w_D = \sum_{\ell} k_\ell \delta W_\ell ,$$

il vient :

$$dW = \sum_{\ell} (1 + k_\ell - h_\ell) \delta W_\ell \quad (2)$$

d'où une variation correspondante de l'altitude du géoïde :

$$dN \approx dW/\gamma \quad (2\text{bis})$$

Pour beaucoup d'applications, et ici pour mettre en évidence le problème qui se pose, il est suffisant de se restreindre à  $\ell = 2$ , les deux corps en question étant la Lune et le Soleil. On peut alors écrire :

$$\delta W_2(P) \approx \delta W(P) = \delta W_c(P) + \delta W(t,P) \quad (3)$$

où  $\delta W_c(P)$  est une partie constante, i.e. indépendante du temps  $t$  et fonction seulement de la position du point  $P$ . On montre alors que :

$$\delta W_c(P) = -\frac{1}{2} GM^* \frac{r^2}{r^{*3}} P_2 \sin(\phi) \left(1 - \frac{3}{2} \sin^2 \varepsilon\right) \quad (4)$$

avec  $\varepsilon$  : obliquité (moyenne) de l'écliptique,  $\phi$  : latitude géocentrique de  $P$ .

Introduisant cette expression dans 2bis et séparant la variation périodique  $dN(t)$  du terme  $dN_c$  induit par  $\delta W_c(P)$ , il vient pour cette dernière et en utilisant les constantes de Doodson pour la Lune et le Soleil (on additionne les deux effets, puisque  $\varepsilon$  est constant et que la Lune se trouve, dans cette opération, ramenée dans l'écliptique) :

$$dN_c = -0.199 \left(\frac{3}{2} \sin^2 \phi - \frac{1}{2}\right) (1 + k_2 - h_2) \quad (5)$$

(mètre)

Ceci nous conduit à pouvoir définir deux sortes de géoïde :

- le géoïde dit "isolé" qui exclut l'effet permanent de déformation de marées, et donc suppose la Terre isolée dans l'espace.

- le géoïde appelé quelquefois "moyen", qui lui inclut cet effet.

La figure 2 donne l'écart entre ces deux surfaces, pour  $k_2 = h_2 = 0$ , un second point délicat dont nous allons maintenant discuter.

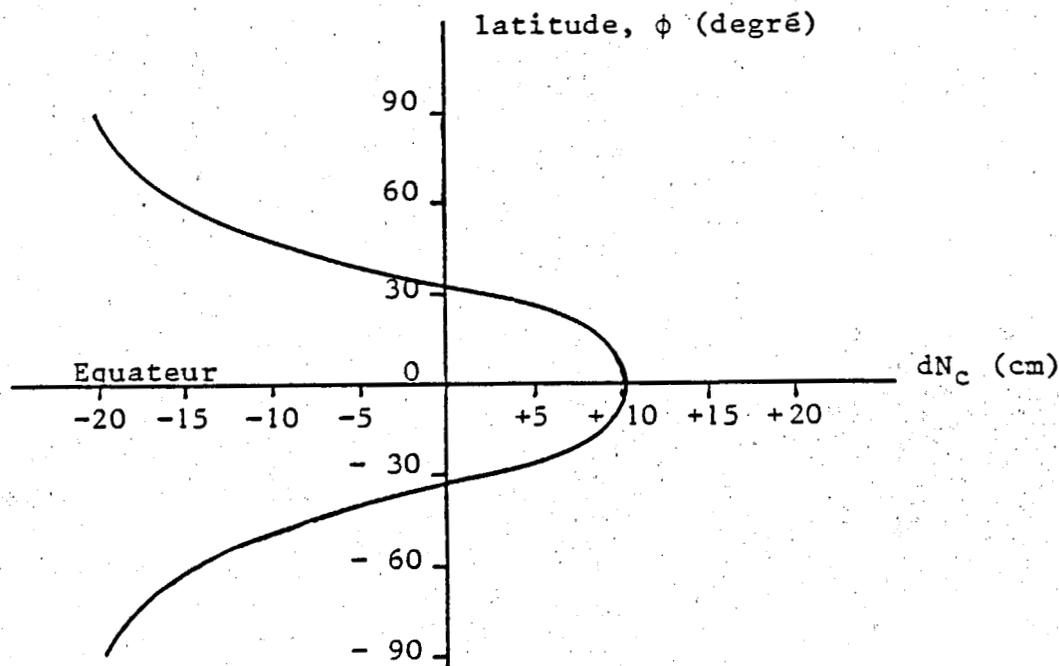


Fig. 2. Ecart entre le géoïde "isolé" et le géoïde "moyen"

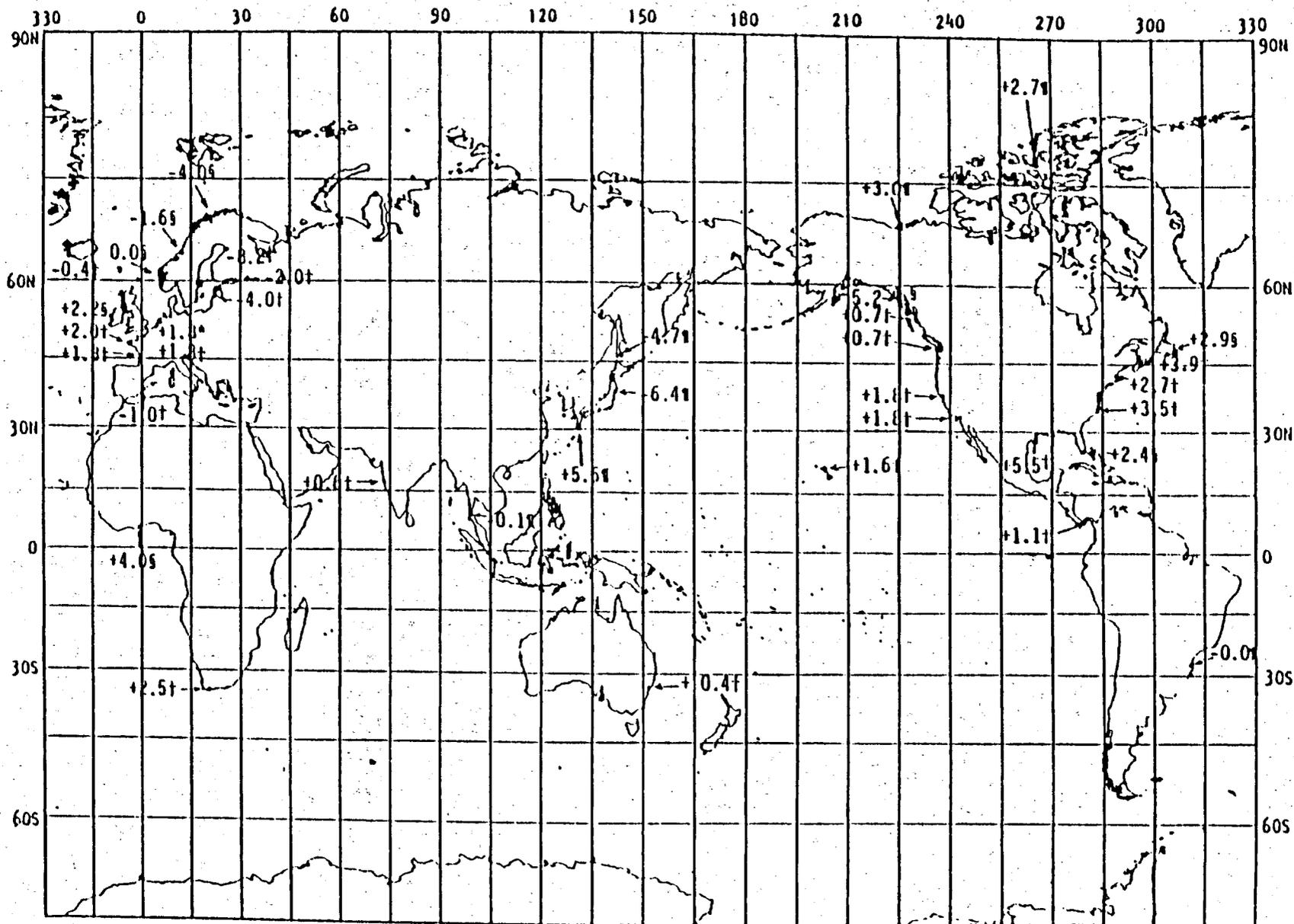
Le problème est de faire la distinction entre les nombres de Love  $k_2, h_2$  (égaux à 0.3 et 0.6, respectivement), et les nombres de Love dits "séculaires"  $k_{2,s}$  et  $h_{2,s}$  qui traduisent la déformation permanente ; en effet, rien n'autorise physiquement à supposer que la réponse élastique de la Terre est la même à la fréquence nulle qu'aux fréquences positives associées au terme  $\delta W(t, P)$ . Groten (1980<sup>a,b</sup>, 1981<sup>a,b</sup>) signale la difficulté qu'il y a à assigner des valeurs à  $k_{2,s}$  et  $h_{2,s}$  et les implications sur la définition du géoïde ; il suggère de prendre soit les valeurs  $k_f$  et  $h_f$  des nombres de Love pour un fluide (respectivement 0.95 et 1.95), soit des valeurs nulles ; ce dernier choix est aussi recommandé par Wahr (communication personnelle, Fév. 1982) du fait que  $k_{2,s}$  et  $h_{2,s}$  ne peuvent être déterminés, et ceci a une influence notable sur l'adoption de la valeur  $J_2$  comme constante de référence (voir le paragraphe 2.4.2.).

En tout cas, il n'y a pas accord actuellement sur la définition du géoïde au vu de ces phénomènes (géoïde isolé, ou moyen) ni accord sur les valeurs de  $k_{2,s}$  et  $h_{2,s}$  à adopter.

#### 2.4. Variations séculaires du géoïde

##### 2.4.1. Variations impliquant un changement de définition

Elles peuvent provenir, par exemple, d'un changement global du niveau de la S.M.O. dû à une variation du volume d'eau total. La figure 3 résume les variations systématiques de la SMO enregistrées en bordure de mer (d'après Mather, 1978). Une variation positive de la SMO peut être attribuée soit à un enfoncement systématique des marégraphes, soit à une élévation du niveau de la mer. Alors que des variations locales assez larges (e.g. dans le Golfe de Botnie) peuvent être interprétées sans aucun doute comme dues au soulèvement post-glaciaire, il y a une tendance globale d'accroissement du niveau de la S.M.O. d'environ 0.3 mm/an ; ceci pourrait être expliqué par la fonte des glaces sur l'Antarctique actuellement évaluée à 0.5 cm/an. Par suite, à l'échelle du siècle, la



Symboles utilisés suivant la durée des enregistrements : \*  $\geq$  100 ans ; + = 50-100 ans ; § 20-50 ans ; ¶  $<$  20 ans

**Fig. 3.** Variations séculaires, mesurées, de la S.M.O. (mm/an)

S.M.O. et le géoïde varient peu ( $\Delta r < 5$  cm), mais sur des périodes plus longues ( $10^3 - 10^4$  ans) intéressantes pour les études de climatologie, cette variation ne peut être négligée.

Un second type de variations résulte de changements d'échelle dus à une expansion de la Terre, ou à des phénomènes similaires ; ceci peut se manifester de deux manières :

- le géoïde nouveau est une surface de niveau de constante  $W_0$  différente, mais reste géométriquement inchangé ; on peut alors incriminer une variation de la "constante" de la gravitation :  $G$ .
- le géoïde peut correspondre à la même valeur de  $W_0$ , mais a subi une homothétie, cas d'une expansion globale.

Une telle expansion met en jeu une décroissance de la masse volumique de la Terre sans redistribution des masses, un effet que l'on ne peut séparer d'une décroissance de la constante  $G$  ( $G/G \approx 10^{-8}$ /siècle), ainsi qu'elle est prédite par les théories scalaires-tensorielles de la gravitation (Dicke, 1967), les deux effets ne s'excluant d'ailleurs pas forcément.

Ces phénomènes pourraient être détectés par la géodésie spatiale. Par exemple, un accroissement de 10 cm, entre deux époques d'observation, du demi-grand axe d'un satellite tel que Lageos correspond à une variation de GM de  $-0.017 \text{ km}^3 \text{ s}^{-2}$  ( $\Delta(GM)/GM = 5 \cdot 10^{-8}$ ) ce qui est plausible et tout à fait à la portée de notre métrologie.

Une autre technique de mesure de ces effets consiste à disposer d'un réseau de gravimètres absolus (Mather et al., 1977) de précision 5-10  $\mu\text{gals}$ , suffisants pour détecter à l'échelle humaine une expansion globale de l'ordre de 1 mm/an (ou une décroissance de GM de  $2 \cdot 10^{-4} \text{ km}^3 \text{ s}^{-2}/\text{an}$ ).

#### 2.4.2. Variations séculaires de forme du géoïde

Ce problème a été étudié par divers auteurs dont R. Mather (Mather et al., 1979). Les phénomènes responsables peuvent être classés en deux groupes :

(a) ceux qui sont caractérisés par un changement de l'ellipsoïde de référence qui approxime le mieux le géoïde :

- accroissement de la longueur du jour ( $\Delta T = 0.1 \cdot 10^{-3}$  s/an en moyenne) associé à la récession de l'orbite lunaire (3.6 cm/an), du fait d'une dissipation d'énergie dans le système Terre-Lune. Des formules 2 et 4, on déduit une variation permanente du terme zonal  $J_2$  du champ de gravité terrestre égal à :

$$\delta J_2 = \frac{k_{2,s}}{2} \left( \frac{R}{r^*} \right)^3 \frac{M^*}{M} \left( 1 - \frac{3}{2} \sin^2 \varepsilon \right), \quad (6)$$

et donc, quelle que soit la valeur (non nulle) adoptée pour  $k_{2,s}$ , une décroissance de cette variation donnée par :

$$\frac{d(\delta J_2)}{\delta J_2} = -3 \left( \frac{\Delta r^*}{r^*} \right)_{P^* = \text{Lune}} \quad (7)$$

Par ailleurs, en supposant qu'à l'échelle de l'histoire du système Terre-Lune la Terre se comporte comme un fluide (ce qui impliquerait donc que  $k_{2,s} = k_f$ ), la figure d'équilibre moyenne a un aplatissement  $f$  donné par la formule de Clairaut :

$$f = \frac{1}{2} \left( \frac{\omega^2 R^3}{GM} + 3 J_2 \right) \quad (8)$$

d'où une variation moyenne  $\langle \Delta r \rangle$  du rayon vecteur exprimant la forme de la surface, induisant une variation du géoïde,  $\langle \Delta N \rangle$ , calculable par :

$$\langle \Delta N \rangle = - \langle \Delta r \rangle = - \frac{1}{\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} R (1 - \Delta f \sin^2 \phi) d\phi$$

$$\text{avec : } \frac{\Delta f}{f} = - 2 \frac{\Delta T}{T} + \frac{\Delta J_2}{J_2} \quad (9)$$

expression déduite de la formule 8, où l'on a remplacé  $\frac{\Delta \omega}{\omega}$  par  $-\frac{\Delta T}{T}$  et où :

$$\frac{\Delta J_2}{J_2} = -3 \left( \frac{\Delta r^*}{r^*} \right)_{P^* = \text{Lune}} \frac{\delta J_2}{J_2}$$

Avec  $k_{2,s} = k_f = 0.95$ , on trouve  $\langle \Delta N \rangle = 2.5$  mm/siècle ce qui est loin d'être négligeable à l'échelle des temps géologiques.

- variations d'aplatissement global dues aux mouvements des plaques tectoniques qui ne sont pas des mouvements de plaques sphériques, et qui pourraient donc contraindre la Terre à changer de forme ; des variations géométriques peuvent aussi résulter de mouvements par exemple symétriques par rapport à l'équateur. Ces fluctuations peuvent être détectées par un réseau de gravimètres absolus.

(b) ceux qui résultent de transferts de masses ; les mécanismes opèrent à des échelles spatiales et temporelles diverses :

- échelle globale : transferts de masse associés aux processus convectifs de l'asténosphère et du manteau, ainsi qu'aux mouvements des plaques elles-mêmes.
- échelle régionale : déplacements de masse associés à des processus de friction aux frontières de plaques.
- échelle locale : les transferts de masse sont associés aux tremblements de terre et aux mouvements des failles.

Des mesures gravimétriques répétées peuvent être utilisées pour suivre les variations à courtes et moyennes longueurs d'onde aux échelles locale et régionale (Boulianger, 1973 ; Hagiwara, 1977 ; Groten, 1979). Mais les déplacements globaux peuvent poser des problèmes pour modéliser les variations induites du géoïde sur plusieurs centaines d'années.

A titre d'exemple, on peut estimer les variations dues aux mouvements globaux des plaques tectoniques, à grande longueur d'onde ( $10^3$ - $10^4$  km). A une variation de masse  $\Delta m$  en surface, fonction de la position de l'élément d'aire  $d\sigma$ , correspond une variation du géoïde  $\Delta N$  donnée par :

$$\Delta N (P) = \frac{1}{\gamma} \frac{GM}{2R} \iint \frac{\Delta m (P')}{\sin \frac{\psi}{2}} d\sigma \quad (10)$$

où  $OP = OP' = R$ ,  $\psi = (\overline{OP}, \overline{OP'})$ ,  $\gamma = 9.8 \text{ m s}^{-2}$ .

Les estimations actuelles des vitesses de déplacement des plaques durant les derniers 500 000 à 1 000 000 d'années indiquent que leur taux de croissance

est très variable et donc que des transferts de masse doivent s'opérer d'une plaque à l'autre ; par exemple, les plaques antarctique, africaine et américaine sont en expansion alors que celles d'Arabie, d'Australie, du Pacifique et de Nazca retrécissent (Garfunkel, 1975). Comme il n'y a pas d'équilibre local entre les zones d'extension (les dorsales, que l'on peut associer à des zones de perte relative de masse) et les zones de subduction (qui sont des zones d'accumulation de masse), force est donc de supposer qu'il existe un transfert mathématiquement équivalent à un flux de matière entre les sources (dorsales) et les points (zones de subduction).

Un calcul de  $\Delta N$  (Rizos, 1980), utilisant les données de Solomon et Sleep (1974), résumées dans la Table 1, suppose que la masse est conservée à l'intérieur d'une plaque sur une échelle de temps de quelques siècles.

Table 1. Paramètres de mouvements des plaques tectoniques

Plaque	Pôle de rotation		Vecteur rotation $\vec{\omega}$ /plaque africaine <sup>[*]</sup>			
	lat. (°)	long. (°)	Module ( $10^{-7}$ deg/an)	Composantes ( $10^{-7}$ °/an)		
				$\omega_1$	$\omega_2$	$\omega_3$
AFR	0.	90.0	0.	0.	0.	0.
ARB	24.	21.6	4.16	3.53	1.40	1.69
ANT	3.4	308.8	2.58	- 1.61	2.01	- 0.16
AUS	15.0	47.9	6.33	4.10	4.54	1.64
CAR	39.0	309.5	3.63	- 1.80	2.18	- 2.29
COC	- 16.9	55.8	16.18	- 8.70	- 12.81	4.70
EUA	25.1	333.0	3.28	- 2.64	1.35	- 1.39
NAZ	- 37.4	31.2	5.23	- 3.55	- 2.16	3.18
NAM	66.0	338.0	3.44	- 1.22	0.68	- 3.14
PAC	57.6	296.4	11.06	- 2.64	5.31	- 9.34
PHL	- 65.5	62.1	9.72	1.88	3.56	- 8.85
SAM	66.0	330.8	3.44	- 1.22	0.68	- 3.14

[\*] AFR est supposée fixe.

La masse  $\Delta m$  accumulée ou perdue le long d'un segment frontière de longueur  $\ell$  est représentée par :

$$\Delta m = \rho \ell \Delta \ell T \quad (11)$$

avec :  $\Delta \ell$  = distance parcourue par le segment pendant le temps  $\Delta t = 10^2$  ans,  $\rho$  = masse volumique de matière accumulée ou perdue,  $T$  = épaisseur de la plaque.

Le mouvement du segment frontière  $\ell$  de la plaque est obtenu comme suit : soient  $\Delta X_{ij}$  les variations des coordonnées  $X_{ij}$  ( $i = 1, 2, 3$ ) du point milieu  $P_j$  ( $\phi_j, \lambda_j$ )  $j=1, \dots$  nombre de segments, de la  $k$ ème plaque qui tourne de  $\vec{\omega}_k$  (composantes  $\omega_{ik}$ ) dans le système d'axes  $\vec{x}_i$  liés à la Terre (à AFR, en fait), au bout d'un temps  $\Delta t$  ; on a :

$$\Delta X_{ij} = \epsilon_{ipq} \omega_{pk} X_{qj} \Delta t \quad (12)$$

(où  $\epsilon_{ipq} = 0$  si deux des indices  $i, p, q$  sont égaux, = 1 si la signature de la permutation des indices  $i, p, q$  est positive, - 1 si elle est négative).

On en déduit les composantes locales du mouvement  $(\Delta\xi_j, \Delta\eta_j)$  vers le Nord et l'Est de  $P_j$ , respectivement, par :

$$\Delta\xi_j = -\Delta X_{1j} \sin \phi_j \cos \lambda_j - \Delta X_{2j} \sin \phi_j \sin \lambda_j + \Delta X_{3j} \cos \phi_j$$

$$\Delta\eta_j = -\Delta X_{1j} \sin \lambda_j + \Delta X_{2j} \cos \lambda_j,$$

puis la composante  $\Delta\ell_j$  du mouvement dans la direction orthogonale à  $\ell$  :

$$\Delta\ell_j = \Delta\xi_j \sin \alpha_j - \Delta\eta_j \cos \alpha_j \quad (13)$$

( $\alpha_j$  = azimuth de la frontière en  $P_j$ ).

Ensuite, l'on suppose que la masse volumique de la matière accumulée aux zones de subduction est  $\rho_s = 2.67 \text{ g cm}^{-3}$ ; conservant la masse de la plaque, la masse volumique moyenne des matériaux aux zones d'extension (dorsales) peut être estimée par :

$$\rho_{\text{ext}} = -\rho_s \left( \sum_{\text{zones de subd.}} \ell \Delta\ell T \right) / \left( \sum_{\text{dorsales}} \ell \Delta\ell T \right) \quad (14)$$

Ceci permet d'effectuer le calcul de l'intégrale (10) - les frontières des plaques ayant été découpées en segments rectilignes.

Les variations  $\Delta N$  (pour un siècle) sont représentées sur la figure 4 par leurs courbes de niveau à intervalle de 5 mm/siècle. Avec ce modèle très simplifié, on constate que  $\Delta N$  atteint 20 mm/siècle, une quantité qui ne peut être négligée ni par les géodésiens, ni par les océanographes.

Ayant défini les principaux phénomènes responsables de variations du géoïde qui sont à prendre en compte au niveau centimétrique, ou millimétrique, pour une définition correcte de cette surface à une époque donnée, nous allons examiner les principales méthodes de détermination et les précautions à employer pour atteindre cette précision.

### 3 - METHODE GRAVIMETRIQUE DE HAUTE PRECISION

La formule de Stokes utilisée jusqu'au niveau de précision de quelques décimètres, utilise les anomalies de gravité  $\Delta g$  définies par :

$$\Delta g = g(P_o) - \gamma(Q_o) \quad (15)$$

où :  $P_o$  est l'intersection de la normale à l'ellipsoïde de référence en  $Q_o$ , avec  $G$   
 $g$  pesanteur mesurée, et réduite au géoïde (par nivellement),  
 $\gamma$  pesanteur normale (de l'ellipsoïde) ;

Cette formule exprime l'altitude  $N$  du géoïde par rapport à l'ellipsoïde, par :

$$N = \frac{R}{4\pi\gamma^o} \iint_{\sigma_1} \Delta g S(\psi) d\sigma \quad (16)$$

où  $S(\psi)$  est la fonction de Stokes,  $\gamma^o$  la pesanteur normale moyenne,  $R$  le rayon de la sphère moyenne,  $\sigma_1$  est la sphère unité.

Son emploi suppose :

- que l'atmosphère est négligée,

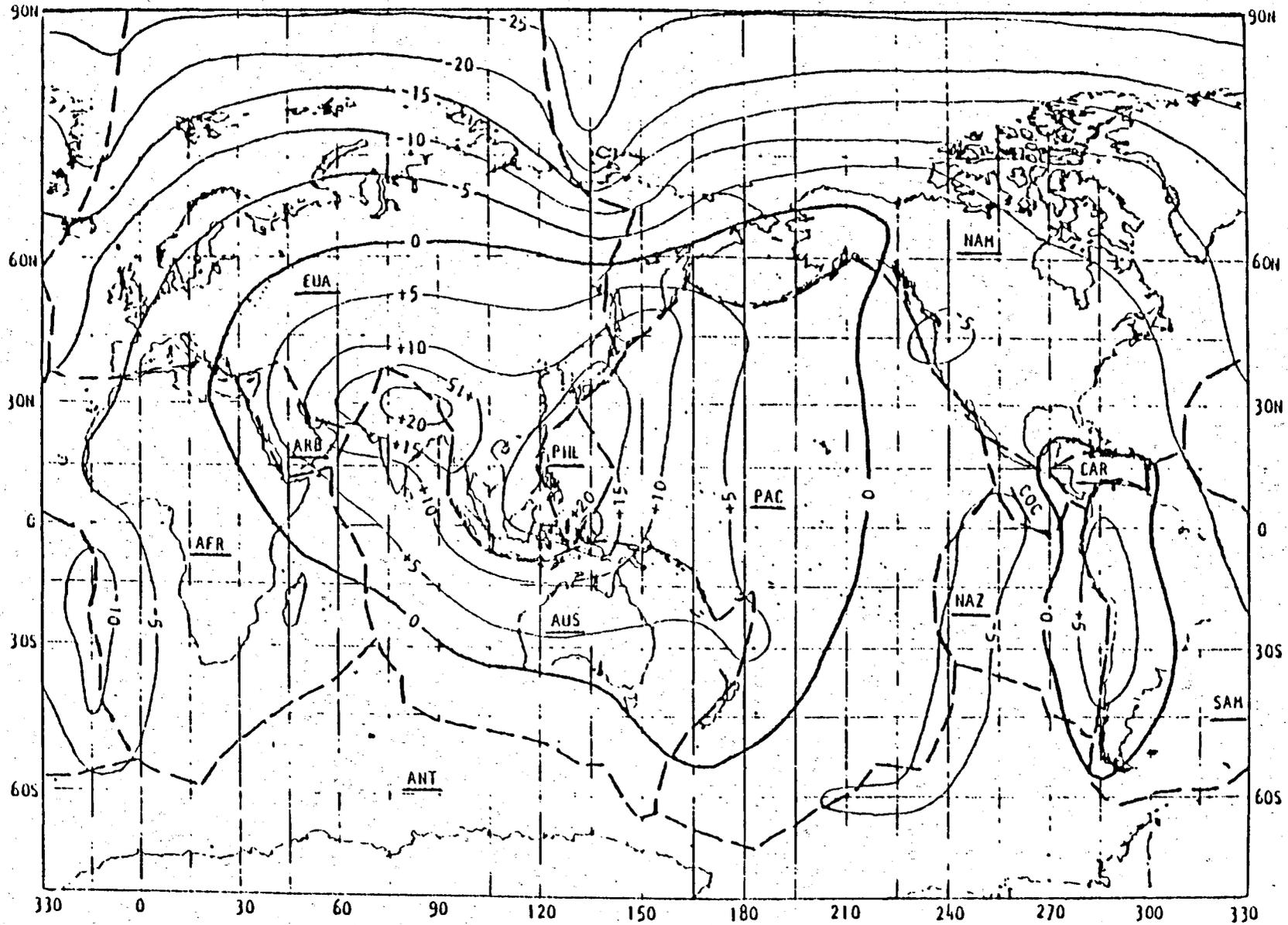


Fig. 4. Variations du géoïde dues aux transferts de masse associés aux mouvements des plaques.  
(intervalle = 5 mm/siècle)

- qu'il n'y a pas de masses à l'extérieur du géoïde, d'où une réduction nécessaire de celles-ci et une correction de l'effet indirect, ou bien utilisation des anomalies à l'air libre sans autres corrections,
- que l'ellipsoïde de référence (E) est traité formellement comme une sphère (fig. 5).

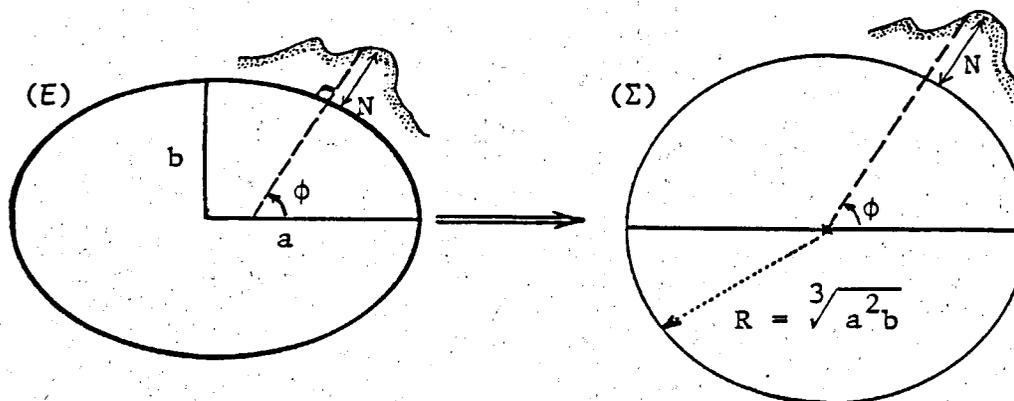


Fig. 5. Approximation sphérique

A la précision maintenant requise, il faut donc tenir compte le plus rigoureusement possible :

- des effets de l'atmosphère, pour le moins d'une atmosphère moyenne,
- de la topographie (et il faut alors utiliser la théorie de Molodensky),
- de l'ellipticité de la surface de référence.

Nous suivrons dans ce qui suit l'exposé du traitement de chaque "effet" fait par Moritz (1974).

Chacun de ces effets est suffisamment petit pour que l'on introduise 3 paramètres :

$\epsilon_1 = M_A/M$  : rapport de la masse de l'atmosphère à celle de la Terre,

$\epsilon_2 = \text{tg } \alpha$ , où  $\alpha$  = angle d'inclinaison du terrain (par exemple), ou  $\epsilon_2 = h/R$  où  $h$  est l'altitude de la topographie,

$\epsilon_3 = e^2$ ,  $e$  étant l'excentricité de l'ellipsoïde ( $e^2$  est de l'ordre de l'aplatissement  $f$ ).

Toute fonctionnelle  $F$  du champ de gravité perturbateur  $T$  défini par :

$$T(P) = W(\text{Terre}, P) - W(\text{Ellipsoïde}, P) = W - U, \quad (17)$$

peut donc s'écrire :

$$F = F(\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3)$$

Par exemple, l'approximation classique de Stokes est telle que  $F = N$ , remplacée par :

$$F^{\circ} = F(0,0,0) \quad (18)$$

Nous écrivons donc, au premier ordre par rapport aux  $\varepsilon_i$  :

$$F(\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3) = F^{\circ} + F_1 \varepsilon_1 + F_2 \varepsilon_2 + F_3 \varepsilon_3 \quad (19)$$

avec  $F_i = \frac{\partial F}{\partial \varepsilon_i}(0,0,0) \quad (20)$

Les trois termes "correctifs" sont donc indépendants les uns des autres et peuvent être traités séparément.

Ecrivant l'équation (19) pour  $\Delta g$  et  $N$ , ou plutôt  $\xi$  : l'anomalie de hauteur telle qu'elle intervient dans la théorie de Molodensky qui sera rappelée au paragraphe 3.2, nous avons :

$$\Delta g = \Delta g^{\circ} + \sum_{i=1}^3 G_i \quad (21)$$

$$\xi = \xi^{\circ} + \sum_{i=1}^3 Z_i \quad (22)$$

Le raffinement de l'équation de Stokes peut alors s'effectuer comme suit :

(a) Réduction de  $\Delta g$  à l'approximation de Stokes  $\Delta g^{\circ}$  par :

$$\Delta g^{\circ} = \Delta g - \sum_{i=1}^3 G_i$$

(b) Application de la formule de Stokes à  $\Delta g^{\circ}$  :

$$\xi^{\circ} = \frac{R}{4\pi\gamma^{\circ}} \iint_{\sigma_1} \Delta g^{\circ} S(\psi) d\sigma \quad (16bis)$$

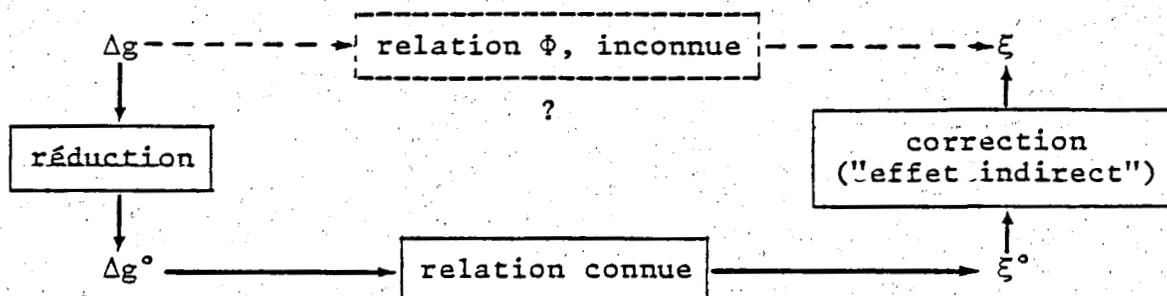
(c) Correction de  $\xi^{\circ}$  pour obtenir la valeur réelle de  $\xi$  :

$$\xi = \xi^{\circ} + \sum_{i=1}^3 Z_i$$

Le but de cette démarche est donc d'utiliser la relation classique 16bis connue, alors que la relation entre les quantités rigoureuses :

$$\xi = \Phi(\Delta g) \quad (23)$$

est, elle, inconnue. Ceci peut se résumer par le diagramme ci-après :



### 3.1. Effet de l'atmosphère

La solution du problème aux limites, fondamental en géodésie, telle qu'elle fut donnée - à divers degrés d'approximation, par Stokes, Molodensky, Moritz, Mather, et d'autres, impose, quelle que soit la technique employée, que T soit harmonique à l'extérieur du géoïde, ou de la surface terrestre (suivant la théorie), ce qui nécessite ici de retirer par le calcul l'effet de l'atmosphère.

La manière de procéder la plus simple, dans le cadre de la linéarisation précédente, est de considérer une atmosphère moyenne entourant une sphère, et dont la masse volumique  $\rho_A$  est fonction du rayon vecteur seulement.

Le potentiel de gravitation,  $V_A$ , de l'atmosphère au point P, est donc :

$$V_A = G \iiint_{r' > R} \frac{\rho_A}{\ell} dv \quad (24)$$

où les notations sont celles de la figure 6.

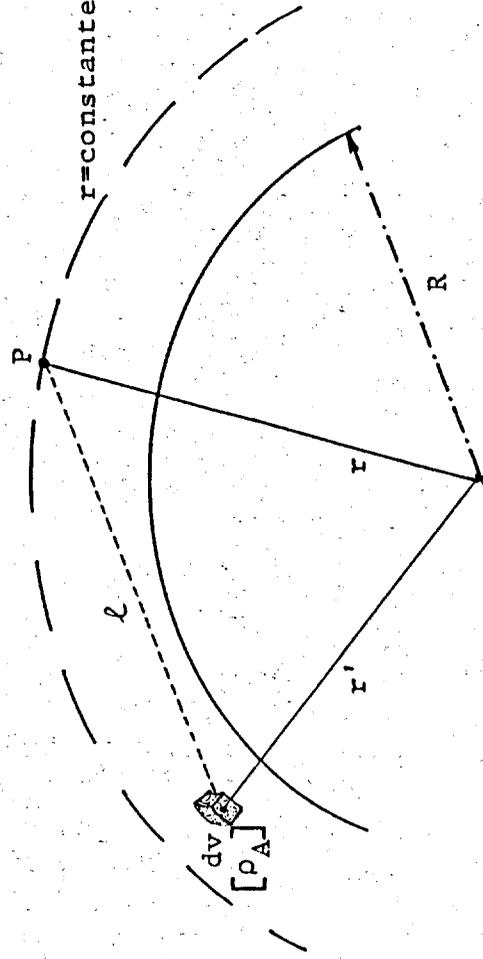


Fig. 6. Calcul du potentiel de gravitation de l'atmosphère

On écrit ensuite :  $V_A = V_1 + V_2$

$$\text{avec : } V_1 = G \iiint_{R < r' < r} \frac{\rho_A}{\ell} dv$$

$$V_2 = G \iiint_{r' > r} \frac{\rho_A}{\ell} dv$$

Considérant que  $\rho_A = \rho(r')$ , développant  $1/\ell$  en fonctions sphériques (dans chacun des cas) et intégrant d'abord par rapport à l'élément de surface  $d\sigma'$  (tel que  $dv = d\sigma' dr'$ ), il vient :

$$V_1 = 4\pi G \int_R^r f(r') dr'$$

$$V_2 = 4\pi G \int_r^\infty \frac{f(r')}{r'} dr'$$

où  $f(r') = r'^2 \rho(r')$ .

Constatant que la masse d'atmosphère,  $M(r)$ , extérieure à la sphère de rayon  $r$ , est :

$$M(r) = 4\pi \int_r^\infty f(r') dr' ,$$

$$\text{et que } M_A = 4\pi \int_R^\infty f(r') dr' ,$$

on obtient :

$$V_1 = \frac{GM_A}{r} - \frac{GM(r)}{r}$$

$$V_2 = \frac{GM(r)}{r} - G \int_r^\infty \frac{M(r')}{r'^2} dr'$$

$$\text{et : } V_A = V_A(r) = \frac{GM_A}{r} - G \int_r^\infty \frac{M(r')}{r'^2} dr' \quad (25)$$

Le premier terme,  $GM_A/r$ , est le potentiel des masses atmosphériques redistribuées avec la symétrie sphérique, à l'intérieur de la sphère de référence (ou concentrées à l'origine) ; il rentre donc dans l'expression du potentiel de l'ellipsoïde de référence suivant la décision de l'Association Internationale de Géodésie, puisque ce dernier doit comprendre l'effet de l'atmosphère (pour la formule internationale de la pesanteur) et puisque, en particulier, la masse de l'atmosphère est incluse dans la constante fondamentale GM. Il suffit donc de tenir compte du second terme :

$$\delta W_A = - G \int_r^\infty \frac{M(r')}{r'^2} dr' \quad (26)$$

à partir duquel on calcule immédiatement :

$$\delta g_A = G_1 = - \frac{\partial}{\partial r} (\delta W_A) = - G \frac{M(r)}{r^2} \quad (27)$$

$$\delta \xi_A = Z_1 = \frac{\delta W_A}{\gamma^0} \quad (28)$$

$W_A$  peut être obtenue par intégration simple de  $M(r')/r'^2$  donné par un modèle standard d'atmosphère (IAG, 1971). L'effet global atteint 2.50 m avec des fluctuations de 10 à 30 cm.

### 3.2. Effet de la topographie

La formule de Stokes a été établie pour le cas où la surface de la Terre (réelle ou après réductions) coïncide avec le géoïde. Dans la réalité, la situation correspond à la géométrie de la figure 7 et la précision, surtout dans les régions montagneuses, peut n'être que de quelques décimètres si l'on s'en tient à la formulation classique.

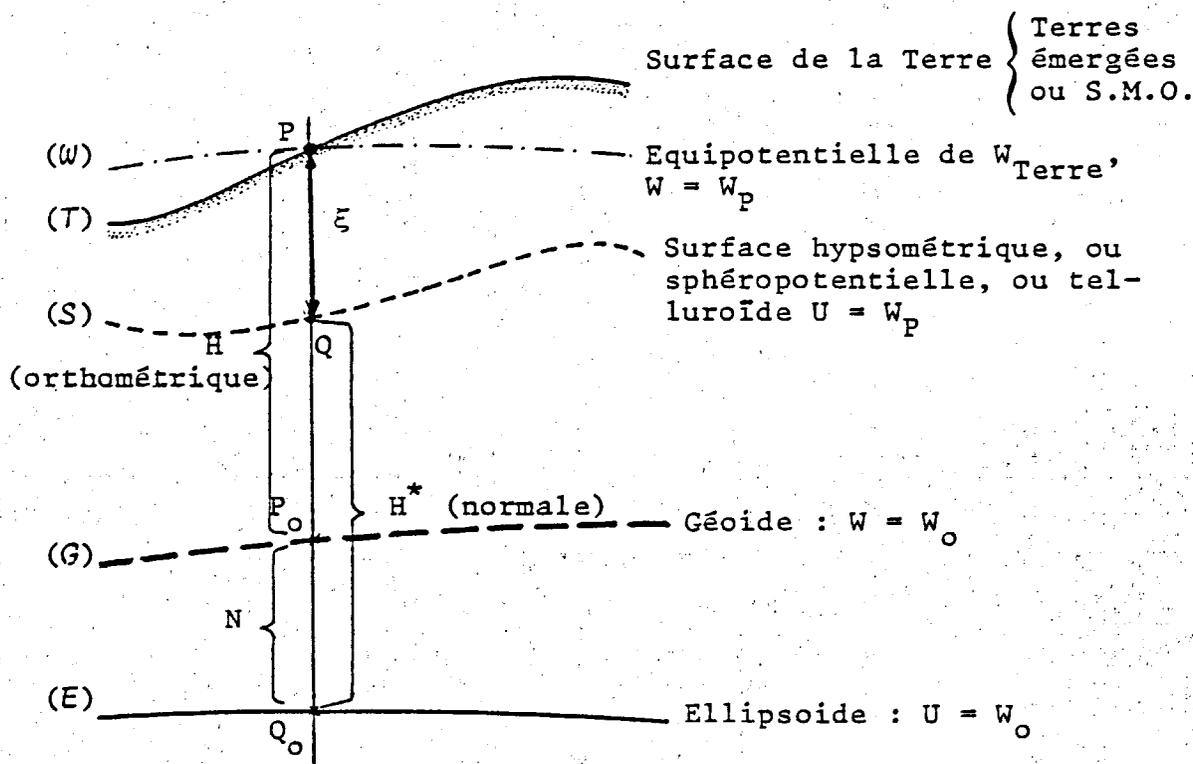


Fig. 7. Géométrie des différentes surfaces en présence

Rappelons les points essentiels de la théorie de Molodensky.

A la surface de la Terre, l'anomalie de hauteur :  $\xi$  remplace la hauteur du géοide  $N$ , de sorte que :

$$H + N = H^* + \xi = h \quad (29)$$

où :  $H$  : altitude orthométrique

$H^*$  : altitude normale

$h = Q_0P$  : altitude de  $P$  au-dessus de l'ellipsoïde.

On donne alors une signification (définition) différente à l'anomalie de gravité :

$$\Delta g = g_p - \gamma_Q \quad (30)$$

appelée "directement" anomalie à l'air libre (sans réduction pour  $g$  puisqu'il est mesuré au point  $P$  lui-même).

Avec une approximation centimétrique, on a alors successivement :

. mesures de  $g$  à la surface de la Terre, et des altitudes orthométriques  $H$  par nivellement.

. en ces mêmes points, calcul de la cote géopotentielle :  $C = W_0 - W_P$

par :

$$C = \int_0^P g \, dn$$

où  $g$  est mesuré et  $dn$  est l'accroissement de niveau (indépendant du trajet).

- Calcul en ces mêmes points des altitudes normales  $H^*$  par (Heiskanen et Moritz, 1967) :

$$H^* = \frac{C}{\gamma_0} \left[ (1 + f + m - 2f \sin^2 \phi) \frac{C}{a\gamma_0} + \left( \frac{C}{a\gamma_0} \right)^2 \right] \quad (31)$$

où  $\gamma_0$  est la pesanteur normale, calculée en  $Q_0$  ;  $f$  est l'aplatissement de  $E_0$ ,  $a$  son demi-grand axe ;  $m = \omega^2 a^3 / GM$ , où  $\omega$  = vitesse angulaire de la Terre ;  $\phi$  = latitude géodésique.

- Calcul de  $\gamma_Q = \gamma_0 + \frac{\partial \gamma}{\partial h} H^* + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \gamma}{\partial h^2} H^{*2} + \dots$

$$\text{i.e. } \gamma_Q = \gamma_0 \left[ 1 - 2 (1 + f + m - 2f \sin^2 \phi) \frac{H^*}{a} + 3 \left( \frac{H^*}{a} \right)^2 \right] \quad (32)$$

- Calcul de  $\Delta g = g_p - \gamma_Q$

- Application de l'équation de Stokes sous la forme :

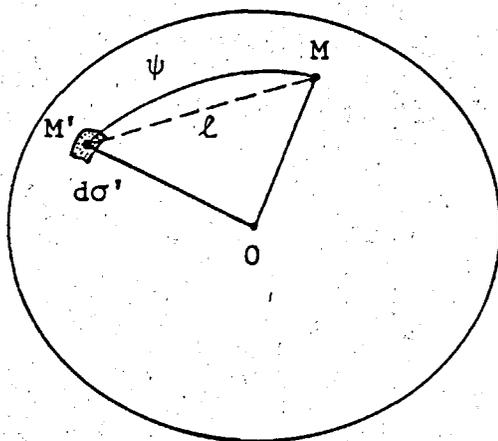
$$\xi_P = \frac{R + h_P}{4\pi \gamma_Q} \iint_{\sigma_1} \tilde{\Delta g}_{(P')} S(\psi) d\sigma' \quad (33)$$

$$\text{avec } \tilde{\Delta g}_{(P')} = \Delta g_{(P')} - \frac{\partial \Delta g}{\partial H_{P'}} (H_{P'} - H_P) \quad (34)$$

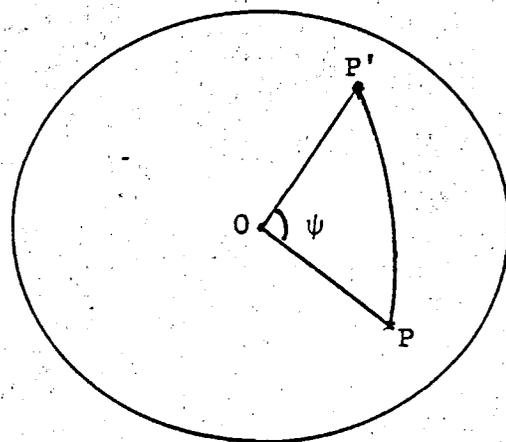
Ceci requiert donc de connaître le gradient  $\partial \Delta g / \partial H$  en un point quelconque  $M$ , une opération préalable qui entraîne le calcul suivant en tout point, dans le cadre d'une approximation sphérique ici suffisante :

$$\left( \frac{\partial \Delta g}{\partial H} \right)_M = \frac{R^2}{2\pi} \iint_{\sigma_1} \frac{\Delta g_{M'} - \Delta g_M}{\ell^3} d\sigma' - \frac{2}{R} \Delta g_M \quad (35)$$

La géométrie de ces deux déterminations : 35, puis 33, est illustrée sur les figures 8a et 8b.



(a) Calcul de  $\left( \frac{\partial \Delta g}{\partial H} \right)_M$



(b) Calcul de  $\xi$   
(P fixe, P' mobile)

Fig. 8. Etapes du calcul de l'anomalie de hauteur,  $\xi$ , dans la théorie de Molodensky.

. Calcul de N par :

$$N = \xi + (H^* - H) = \xi + \frac{\bar{g} - \bar{\gamma}}{\bar{\gamma}} H \quad (36)$$

$$\text{avec : } \bar{g} = \frac{1}{P_0 P} \int_{P_0}^P g \, dh$$

$$\text{i.e. : } \bar{g} = \frac{1}{H} \int_0^H g \, dh \quad (37)$$

$$\text{et, de même : } \bar{\gamma} = \frac{1}{Q_0 Q} \int_{Q_0}^Q \gamma \, dh$$

$$\text{i.e. : } \bar{\gamma} = \frac{1}{H^*} \int_0^{H^*} \gamma \, dh \quad (38)$$

$\bar{\gamma}$  est facilement calculable par la formule 32, intégrée entre 0 et H, mais  $\bar{g}$  fait intervenir la masse volumique  $\rho$  de la topographie entre P et P. Une approximation à 10 % près de  $\rho$  suffit à garantir une précision dans tous les cas meilleures que 5 cm, car  $\bar{g}$  dépend peu de  $\rho$  (pour, par exemple,  $2. \text{ g/cm}^3 < \rho < 3. \text{ g/cm}^3$ ).

Il faut noter que, dans la formule 33, intervient  $h_p$  qui n'est pas connu a priori (cf. équation 29). On peut procéder de la manière suivante :

+ calcul de

$$\tilde{\xi}_P = \frac{R}{4\pi \gamma_Q} \iint_{\sigma_1} \tilde{\Delta}g(P') S(\psi_{PP'}) \, d\sigma' \quad (33\text{bis})$$

$$+ \text{ calcul de } \tilde{h}_P = H_P^* + \tilde{\xi}_P \quad (29\text{bis})$$

$$+ \text{ calcul, enfin, de } \xi_P = \tilde{\xi}_P \left(1 + \frac{\tilde{h}_P}{R}\right) \quad (39)$$

(il est inutile de pousser plus loin le procédé).

Moritz (ibid, 1974) montre que l'erreur résiduelle provenant de (33) et (34) atteint encore 1.6 cm pour  $H_p \approx 1000$  m et  $\xi \approx 100$  m. Si l'on veut s'affranchir de cette erreur et atteindre le niveau sub-millimétrique, il faut remplacer ces deux formules par :

$$\xi = \frac{R}{4\pi \gamma} \iint_{\sigma_1} \tilde{\Delta}g' \left(1 + 3 \frac{H_P}{R}\right) S(\psi) \, d\sigma' \quad (33\text{ter})$$

$$\text{avec : } \tilde{\Delta}g' = \Delta g - z L_1(\Delta g) + z L_1 [z L_1(\Delta g)] - z^2 L_2(\Delta g) \quad (34\text{bis})$$

$$\text{où : } z = H_{P'} - H_P$$

$$[L_1(u)]_M = \frac{R^2}{2\pi} \iint_{\sigma_1} \frac{u_{M'} - u_M}{\ell^3} \, d\sigma' - \frac{2}{R} u_M$$

(opérateur de la formule 35)

$$\cdot L_2 (u) = - \frac{1}{2} \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (\text{dans le plan local horizontal } \{x,y\} )$$

Avec nos notations  $(G_i, Z_i)$ , on a donc :

$$G_2 = - \frac{3H_P}{R} \Delta g + z L_1 (\Delta g) - z L_1 [z L_1 (\Delta g)] + z^2 L_2 (\Delta g) \quad (40)$$

$$Z_2 = 0 \quad (41)$$

### 3.3. Correction d'ellipticité

L'ellipsoïde  $E$  a un demi-grand axe et un demi-petit axe (polaire) égaux à  $a$ ,  $b$ , respectivement, et l'on choisit :

$$\varepsilon_3 = e^2 = \frac{a^2 - b^2}{a^2}$$

La réduction utilise un développement du potentiel perturbateur en harmoniques sphériques :

$$T (r, \bar{\phi}, \lambda) = \frac{GM}{r} \sum_{\ell=2}^{\infty} \left( \frac{a}{r} \right)^{\ell} \sum_{m=0}^{\ell} (C_{\ell m} \cos m\lambda + S_{\ell m} \sin m\lambda) P_{\ell m} (\sin \bar{\phi}) \quad (42)$$

où :  $C_{\ell m}, S_{\ell m}$  : harmoniques du géopotential, modifiés par la soustraction, aux termes zonaux pairs, des termes zonaux correspondants du potentiel normal (de  $E$ ).

$P_{\ell m}$  : fonctions de Legendre (non normalisées).

$\bar{\phi}$  : latitude géocentrique  $\neq$  latitude géodésique =  $\phi$

Le calcul fait par Moritz a été amélioré par Rapp (1981) et c'est la forme donnée par Rapp que nous présentons. A la surface de l'ellipsoïde,  $r \approx a (1 - f \sin^2 \bar{\phi})$  ; écrivant, sur cette surface :

$$T (\phi, \lambda) = \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\ell} (A_{\ell m} \cos m\lambda + B_{\ell m} \sin m\lambda) P_{\ell m} (\sin \phi) \quad (43)$$

ou encore :

$$T (\bar{\phi}, \lambda) = \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\ell} \left[ (A_{\ell m}^{\circ} + e^2 \delta A_{\ell m}) \cos m\lambda + (B_{\ell m}^{\circ} + e^2 \delta B_{\ell m}) \right] P_{\ell m} (\sin \bar{\phi}) \quad (43\text{bis})$$

on obtient, par identification et au premier ordre par rapport à  $e^2$  :

$$\begin{bmatrix} A_{\ell m}^{\circ} \\ B_{\ell m}^{\circ} \end{bmatrix} = \left( \frac{GM}{R} \right)_{R = \sqrt[3]{a^2 b}} \left( \frac{a}{R} \right)^{\ell} \begin{bmatrix} C_{\ell m} \\ S_{\ell m} \end{bmatrix} \quad (44)$$

puis :

$$\begin{bmatrix} \delta A_{\ell m} \\ \delta B_{\ell m} \end{bmatrix} = a_{\ell-2}^m \begin{bmatrix} A_{\ell-2, m}^{\circ} \\ B_{\ell-2, m}^{\circ} \end{bmatrix} + b_{\ell}^m \begin{bmatrix} A_{\ell m}^{\circ} \\ B_{\ell m}^{\circ} \end{bmatrix} + c_{\ell}^m \begin{bmatrix} A_{\ell+2, m}^{\circ} \\ B_{\ell+2, m}^{\circ} \end{bmatrix} \quad (45)$$

avec :

$$a_l^m = \frac{-l(l-m+1)(l-m+2)}{(2l+1)(2l+3)}$$

$$b_l^m = \frac{l^2 - 3m^2 + l}{(2l+3)(2l-1)}$$

$$c_l^m = \frac{(l+1)(l+m)(l+m-1)}{(2l+1)(2l-1)}$$

Finalement, la forme ellipsoïdale de l'équation de Stokes est écrite :

$$\xi_E = \frac{R}{4\pi\gamma} \iint_{\sigma_1} (\Delta g - e^2 \delta\Delta g) S(\psi) d\sigma + e^2 \left(\frac{1}{4} - \frac{3}{4} \sin^2 \phi\right) \xi^\circ \quad (46)$$

avec :

$$\delta\Delta g = \frac{1}{R} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n (G_{nm} \cos m\lambda + H_{nm} \sin m\lambda) P_{nm}(\sin \phi) \quad (47)$$

où :

$$\begin{bmatrix} G_{nm} \\ H_{nm} \end{bmatrix} = \alpha_{nm} \begin{bmatrix} \bar{A}_{n-2,m} \\ \bar{B}_{n-2,m} \end{bmatrix} + \beta_{nm} \begin{bmatrix} \bar{A}_{nm} \\ \bar{B}_{nm} \end{bmatrix} + \gamma_{nm} \begin{bmatrix} \bar{A}_{n+2,m} \\ \bar{B}_{n+2,m} \end{bmatrix} \quad (48)$$

expressions dans lesquelles :

$$(\bar{A}, \bar{B})_{nm} = (A^\circ + \delta A, B^\circ + \delta B)_{nm}$$

$$\alpha_{nm} = -\frac{3(n-3)(n-m+1)(n-m)}{2(2n-3)(2n-1)}$$

$$\beta_{nm} = \frac{n^3 - 3m^2n - 9n^2 - 6m^2 - 10n^2 + 9}{3(2n+3)(2n-1)}$$

$$\gamma_{nm} = -\frac{(3n+5)(n+m+2)(n+m+1)}{2(2n+5)(2n+3)}$$

Par conséquent :

$$G_3 = e^2 \delta\Delta g \quad (49)$$

$$Z_3 = e^2 \left(\frac{1}{4} - \frac{3}{4} \sin^2 \phi\right) \xi^\circ \quad (50)$$

Ces corrections se trouvent quelque peu modifiées lorsque l'on intègre l'équation de Stokes jusqu'à une distance  $\psi_0 < \pi$ . Il faut tout d'abord, bien sûr, introduire les coefficients de troncature de Molodensky (Heiskanen et Moritz, 1967) ou des coefficients modifiés si l'on change de noyau d'intégration - noyau de Stokes régularisé, par exemple (Balmino, 1982a); ensuite, des termes supplémentaires s'introduisent dans les expressions de  $G_3$  et  $Z_3$ , que nous ne pourrions donner ici qu'en entrant dans trop de détails. Le lecteur se reportera à Rapp (1981) qui a ainsi estimé les erreurs affectant les géoïdes gravimétriques récents, lesquelles atteignent parfois le mètre, avec une valeur quadratique moyenne de 15 à 30 cm, suivant les cas. Il est donc indispensable d'effectuer ces corrections ellipsoïdales.

### 3.4. Cas de la surface océanique

La combinaison de mesures altimétriques et d'observations gravimétriques permet d'obtenir la S.M.O., pour une époque  $t_0$  si ces mesures ne sont pas "trop" éloignées dans le temps, ou en supposant que la S.M.O. n'a pas variée entre les deux (ou plus) périodes d'obtention des mesures.

Soit en effet P un point de la S.M.O.,  $Q_0$  le point correspondant de l'ellipsoïde,  $P_0$  le point associé du géoïde (fig. 9).

gravité mesurée sur cette surface

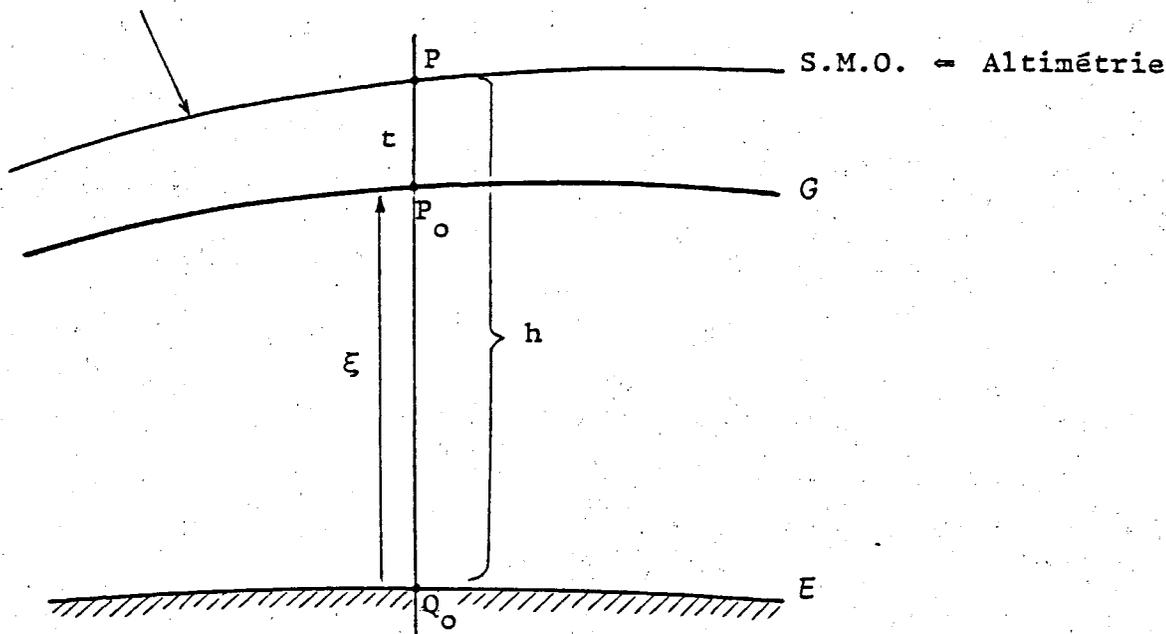


Fig. 9. Détermination de  $t$  par altimétrie + gravimétrie

On recherche  $t = h - \xi$ , où  $h$  est donnée par l'altimétrie spatiale, et où  $\xi$  doit être déterminé par gravimétrie.

On suppose qu'un ensemble de mesures gravimétriques, effectuées à la surface océanique, sont disponibles.  $t$  étant inconnu, on ne peut appliquer l'équation de Stokes, même sous la forme raffinée du paragraphe 3.2 puisque les données gravimétriques ne peuvent être réduites (même en première approximation) au géoïde.

On utilise alors les perturbations de gravité, sans réduction :

$$\delta g_P = g_P - \gamma_P \quad (51)$$

avec :

$$\gamma_P = \gamma_{Q_0} + \frac{\partial \gamma}{\partial h} h \quad (52)$$

( $h$  connu par altimétrie).

En bordure des côtes, on a besoin de cette quantité dans la zone d'intégration ; pour les terres émergées, on l'obtient (avec une précision suffisante), par :

$$\delta g = \Delta g - \frac{\partial \gamma}{\partial h} \hat{\xi} \quad (53)$$

où une approximation à quelques mètres près de l'anomalie de hauteur (ou altitude du géoïde),  $\hat{\xi}$  est suffisante.

La formule de Stokes doit alors être remplacée par celle de Hotine, sous la forme :

$$\xi = \frac{R}{4\pi\gamma} \iint_{\sigma_1} (\delta g - \sum_i \bar{G}_i) \bar{S}(\psi) d\sigma + \sum_i \bar{Z}_i \quad (54)$$

avec :

$$\bar{S}(\psi) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2n+1}{n+1} P_n(\cos \psi)$$

$P_n$  : polynôme de Legendre usuel,

$$\text{ou encore : } \bar{S}(\psi) = \frac{1}{\sin \frac{\psi}{2}} - \text{Log} \left( 1 + \frac{1}{\sin \frac{\psi}{2}} \right) \quad (55)$$

On trouve alors successivement, par des méthodes en tout point semblables aux précédentes :

. Pour l'atmosphère :

$$\bar{G}_1 = G_1 \quad (56)$$

$$\bar{Z}_1 = Z_1 \quad (56\text{bis})$$

et ces termes peuvent être pris constants pour les zones océaniques en faisant  $r = R$ .

. Pour la topographie :

$$\bar{G}_2 = \begin{cases} G_2 & \text{pour la gravité continentale} \\ 0 & \text{pour les points de mesure en mer} \end{cases} \quad (57)$$

$$\bar{Z}_2 = 0$$

. Pour les corrections ellipsoïdales :

$$\bar{G}_3 = G_3 \quad (58)$$

$$\bar{Z}_3 = Z_3 \quad (58\text{bis})$$

### 3.5. Précision requise pour les données

Il est clair que la définition adoptée pour le géoïde, eu égard au modèle de marées solides considérées, au modèle de déformation permanente, et suivant la prise en compte (ou la réduction) de certaines variations séculaires, ainsi que nous l'avons exposé, implique une réduction identique (suivant les mêmes modèles) des mesures de gravité, à savoir :

- correction des effets luni-solaires, directs, et de marées : utilisation des modèles de Cartwright-Tyler-Eden (Cartwright & Tyler, 1971 ; Cartwright & Eden, 1973) ou de Wahr (1981), prise en compte des fluctuations d'effets de charge par les océans (dus aux marées océaniques) par le modèle de Schwiderski.

- réductions d'effets séculaires si ceux-ci ont pu être déterminés par un réseau de gravimètres absolus.

Examinons donc tout d'abord la précision que doivent avoir ces réductions pour obtenir un géοide absolu avec une erreur inférieure à quelques centimètres, pour fixer les idées. Indépendamment des modèles utilisés, reprenons l'équation de Stokes sous la forme :

$$\xi = \delta\xi_0 + \frac{R}{4\pi\gamma} \iint_{\sigma_1} \Delta g^0 S(\psi) d\sigma, \quad (59)$$

en approximation sphérique, mais en introduisant un terme jusque là négligé,  $\delta\xi_0$ , et qui doit être considéré en toute rigueur lorsqu'on tient compte d'imprécision sur la constante G ( $\delta G$ ), sur la masse de la Terre ( $\delta M$ ) et sur la valeur du potentiel sur l'ellipsoïde et sur le géοide (erreur  $\delta g_0$  sur la valeur moyenne de la gravité à la surface terrestre) :

$$\delta\xi_0 = -\frac{R}{2\gamma} \delta g_0 + \left( \frac{G\delta M}{2\gamma R} + \frac{M\delta G}{2\gamma R} \right) \quad (60)$$

- Erreur sur  $\delta g_0$  : en valeur absolue, on a :

$$\frac{(\delta\xi_0)}{\text{mètre}} \approx 3 \frac{(\delta g_0)}{\text{mgals}} \quad (61)$$

par exemple, une erreur de 10  $\mu\text{gal}$  cause une erreur de 3 cm sur le géοide, ce qui est considérable.

- Erreur sur  $\delta M$  (ou  $\delta G$ )

On peut écrire le second terme sous la forme :

$$\frac{GM}{2\gamma R} \left( \frac{\delta M}{M} + \frac{\delta G}{G} \right), \text{ d'où l'on déduit que :}$$

$$\frac{(\delta\xi_0)}{\text{mètre}} \approx 3.2 \cdot 10^6 \frac{\delta q}{q} \quad (62)$$

où  $q = M$  ou  $G$  (ces deux erreurs étant inséparables). Par exemple, une erreur relative  $\delta(GM)/GM = 3 \cdot 10^{-9}$  implique  $\delta\xi_0 \approx 1 \text{ cm}$ . Il faut donc que  $GM \approx 398600 \text{ km}^3 \text{ s}^{-2}$  soit connu (avec ces unités) avec 4 décimales !

Nous constatons donc qu'il est très difficile d'obtenir un géοide absolu. Si cela peut se justifier d'un point de vue métrologique, il n'y a en tout cas pas de justification immédiate en océanographie.

La question de précision des anomalies (ou perturbations, suivant le cas) de gravité est plus délicate. Il faut tout d'abord remarquer que seules les erreurs relatives sont à considérer puisque l'intégrale de Stokes pour  $\Delta g = \text{cte}$ , est nulle. On établit (Moritz, 1974) l'expression suivante pour l'estimation pratique de l'erreur quadratique moyenne  $\sqrt{\langle \epsilon_\xi^2 \rangle} = \text{r.m.s.}(\xi)$  :

$$\text{r.m.s.}(\xi)_{\text{centimètre}} = 29 \cdot 10^{-3} \left[ \Gamma(N_0) - \Gamma(n_0) \right]^{1/2} \cdot \Delta \sqrt{\langle \epsilon_g^2 \rangle} \quad (63)$$

avec :

$\Delta$  = taille des blocs d'anomalies moyennes ( $\Delta \times \Delta$ ), en km.

$\sqrt{\langle \varepsilon_g^2 \rangle}$  = erreur quadratique moyenne, estimée, des anomalies moyennes de gravité

$\Gamma(n)$  = fonction dont la valeur est :

$$\Gamma(n) = \sum_{i=2}^n \frac{2(2i+1)}{(i-1)^2} \quad (64)$$

$N_0$  =  $\left[ \frac{\pi R}{\Delta} \right]$  ; avec :  $R = 6371$  km.

$n_0$  = degré maximum du développement en harmoniques sphériques (de référence), utilisé pour réduire l'intégrale de Stokes à l'intégration d'anomalies résiduelles (Balmino, 1982a) ; on suppose que ce développement est sans erreur. Si l'on ne dispose pas d'un tel modèle, ou si sa précision est mal connue, prendre  $\Gamma(n_0) = 0$ .

Appliquons cette expression au cas suivant :

$\Delta = 50$  km

$\sqrt{\langle \varepsilon_g^2 \rangle} = 1$  mgal.

On trouve :  $N_0 = 400$  ; d'où une erreur sur  $\xi$  de 6.1 cm si  $\Gamma(n_0) = 0$ , et de 3.8 cm si  $n_0 = 15$  (pour fixer les idées).

Pour obtenir une telle précision relative sur des anomalies moyennes d'étendue faible, il est nécessaire d'effectuer un quadrillage systématique de chaque bloc : par exemple effectuer des mesures le long de méridiens équidistants de 10 km, puis de parallèles équidistants de 10 km également, et effectuer globalement une minimisation des écarts de mesure aux intersections, tout comme on le fait en altimétrie.

Il est clair que de telles campagnes sont extrêmement coûteuses et ne peuvent être systématisées à l'ensemble des océans, ni sans doute même à un océan complet. Force est donc, si l'on ne veut pas se restreindre à des études locales, d'envisager une solution par des moyens spatiaux, ce que nous allons maintenant examiner.

#### 4 - METHODES SPATIALES ET PROBLEMES DE CONVERGENCE

Comme nous venons de le voir, seules des expériences spatiales, globales, pourraient apporter une solution à la détermination du géoïde avec une précision et une résolution suffisantes, sous réserve que :

- (a) la technique de mesure en altitude ait une sensibilité suffisante.
- (b) la réduction des mesures conduisant à l'expression du champ de gravité soit praticable.
- (c) le prolongement vers le bas de la solution n'amplifie pas les erreurs outre mesure.
- (d) l'expression du géopotential ainsi trouvée représente effectivement le champ en surface (question de convergence et d'approximation),

problèmes qui vont être examinés ci-après.

#### 4.1. Les méthodes spatiales futures

##### 4.1.1. Les projets de Poursuite de Satellite par Satellite (PSS)

La technique PSS consiste en la mesure de la vitesse radiale entre deux satellites dans l'une des configurations suivantes : un satellite haut (géostationnaire dans certains cas) et l'autre bas (HB) ; les deux satellites sur orbite basse (configuration BB) à une faible distance l'un de l'autre (50 à 300 km). HB a été expérimenté entre Geos 3 et ATS-6 mais n'a donné qu'une confirmation de validité de la technique (Geos 3 était trop haut  $\sim$  à 800 km) ; BB a été tenté durant le rendez-vous Apollo-Soyuz mais n'a pu être conclusif du fait des mouvements parasites compliqués des deux vaisseaux et à cause des perturbations ionosphériques. Dans tous les cas, la mesure est interprétée comme un écart de potentiel gravitationnel entre les deux objets. La meilleure technique semble être en fait la configuration BB et plusieurs projets dans ce sens ont été conçus : (1) projet SLALOM (ex-DIABOLO) étudié au Groupe de Recherches de Géodésie Spatiale, puis en collaboration avec la Sonderforschungsbereich 78 et Messerschmitt-Bolkow-Blohm dans le cadre de l'ASE (ASE, 1978) ; ce projet, basé sur la technique laser, utilisait deux sous-satellites du Spacelab mais de nombreuses difficultés liées à la navette semblent être insolubles... et la mission eut été très limitée dans l'espace et dans le temps ; (2) projet GRAVSAT-A aux USA, consistant en deux énormes satellites (cylindriques de 6 m de long, 1,50 m de diamètre, stabilisés trois axes, renfermant plusieurs tonnes d'ergol pour assurer 6 mois à 1 an de vie orbitale entre 160 et 190 km) et mesurant la vitesse radiale par technique radioélectrique ( $\sim$  110 GHz) ; la faisabilité du projet américain (étudié par la NASA et le DOD en collaboration avec l'APL) est loin d'être prouvée, même si son coût estimé et déjà très élevé ne semble pas être une barrière infranchissable (pour le DOD), mais de fait l'expérience ne pourrait avoir lieu qu'à partir de 1988 au plus tôt.

Quel que soit le type de mission, la donnée résultante est la quantité  $T(S) - T(S')$ , écart entre les valeurs du potentiel perturbateur aux deux centres de gravité des satellites, S et S'.

##### 4.1.2. Les projets d'expérience de gradiométrie embarquée

La technique gradiométrique est la mesure d'une ou plusieurs composantes ( $\partial^2 W / \partial x_i \partial x_j$ ) du tenseur des dérivées secondes du potentiel gravitationnel dans des axes liés au satellite (il y a cinq composantes indépendantes) ; elle n'a jamais fait l'objet d'une expérience spatiale. Étudiée depuis la fin des années 60 aux USA, elle a débouché sur la conception, parfois la construction et des tests (au sol) de prototypes. Actuellement, il existe quatre projets américains de gradiomètres qui, en présence de pesanteur, seraient capables d'atteindre une résolution de 0.1 E.U. au mieux (1 Eotvös Unit =  $10^{-9}$  s<sup>-2</sup> correspond à une variation du champ de 1 mgal =  $10^{-3}$  cm/s<sup>-2</sup> sur 10 km), mais tous ces projets souffrent de difficultés soit instrumentale, soit d'environnement, non résolues et aucun n'est encore proposable pour un vol spatial.

Ces projets sont les suivants :

###### (a) *Hughes Aircraft*

Il s'agit d'une idée due à Robert L. FORWARD, inspirée du pendule d'Eotvös. L'appareil est formé de deux haltères, placés à 90 degrés l'un de l'autre et réunis par un dispositif constituant une raideur de torsion et mesurant la différence des moments des forces appliquées sur ces haltères. L'ensemble est mis en rotation dans le plan contenant les deux haltères. On montre aisément que les termes du tenseur gradient situés dans ce plan induisent un signal cyclique sur le mesureur de couple, à une fréquence double de celle de la rotation de la plate-forme portant l'ensemble du système. La vitesse de rotation est réglée à une valeur qui excite l'ensemble des deux haltères

sur un mode propre.

Cet appareil a fait l'objet de réalisations de maquettes de laboratoire ; il n'y a pas eu encore d'expérience spatiale malgré un regain d'intérêt dans le cadre d'un projet lunaire.

La résolution attendue est de 0,1 EU pour un temps de réponse de 5 secondes.

(b) *Bell Aerospace*

L'appareil n'a pas été construit. Il serait formé d'une plate-forme sur laquelle sont disposés, aux quatre sommets d'un carré, quatre accéléromètres électrostatiques mono-axes du type MESA. Cette plate-forme est mise en rotation dans son plan autour d'un axe situé au centre du carré. Les axes sensibles des accéléromètres sont orientés tangentiuellement au mouvement circulaire. Ici aussi, ne sont mesurées que deux combinaisons des composantes du tenseur gradient situées dans le plan du mouvement.

Il était prévu en 1976 de réaliser une expérience sur avion afin de démontrer la faisabilité de mesures au niveau de 1 EU en présence des conditions dynamiques rencontrées en vol, expérience qui n'a jamais été financée.

(c) *Draper Laboratory*

Le gradiomètre serait constitué d'une sphère creuse en béryllium mise en flottaison dans un fluide approprié. Cette sphère est balourdée et sa position dans sa cage est contrôlée par des actions électrostatiques agissant sur les six degrés de liberté. La mesure des forces électrostatiques de contrôle permet de déterminer deux des composantes du tenseur gradient.

La résolution maximale, limitée par le bruit thermodynamique, serait égale à 0,1 E.U. pour un temps de réponse de 40 secondes.

Seule une maquette a été construite.

(d) *Université de Maryland*

Issu d'un gravimètre cryogénique développé à Stanford University par D. Debra et H.J. Paik, il s'agit d'un projet très ambitieux de gravimètre différentiel cryogénique dans lequel une masse d'épreuve se déplace dans un champ magnétique. Un premier instrument de laboratoire pourrait être construit pour 1985 ; il mesurerait 3 composantes du tenseur avec une précision de 0,1 E.U. pour un temps de réponse de 10 secondes. Un second instrument avec 4 appareils disposés en croix pourrait ensuite être fabriqué et testé dans la navette spatiale à partir de 1987-88. Enfin, le plan de développement prévoit un instrument final (composé de 8 gravimètres différentiels de précision  $10^{-3}$  à  $10^{-4}$  E.U.) qui constituerait l'expérience GRAVSAT B projetée pour 1992-93.

(e) *Le projet Français GRADIO (CNES, 1982)*

Le principe est d'obtenir, au voisinage de chaque point P en altitude, avec une couverture suffisante, un certain nombre de mesures différentielles (dans 3 directions) du vecteur pesanteur  $\vec{g}$ , grâce à plusieurs accéléromètres du type CACTUS (Bernard, 1981), conduisant à des relations d'observation de la forme :

$$\vec{g}(P') - \vec{g}(P) = \bar{\nabla}^2(W) \cdot \overline{PP'} + \vec{0}(PP'^2) \quad (65)$$

où  $\bar{\nabla}^2 W = \bar{\nabla}^2 (U_E + T)$  est le tenseur gradiométrique (dit gradient de gravité).

Etant donné l'importance de cette technique (et du projet) pour les activités spatiales françaises, nous allons détailler les spécifications et performances du projet GRADIO.

Un gradiomètre idéal de ce type est composé de 4 accéléromètres au moins, au sommet d'un tétraèdre (50 cm à 100 cm de côté). C'est un instrument qui mesure la somme d'effets liés à 3 types de forces :

- force d'origine gravitationnelle,
- forces liées aux actions de surface subies par le satellite (freinage atmosphérique, pression de radiation),
- forces d'origine inertielle.

\* L'analyse des réactions différentielles des accéléromètres permet ainsi d'avoir accès à plusieurs types d'informations :

- . les forces gravitationnelles, en pratique les composantes du tenseur gradient de gravité. Il y a 5 composantes indépendantes et leur mesure nécessite 4 accéléromètres au minimum. Une précision entre 0,1 EU et 0,01 EU permettrait d'atteindre les objectifs proposés.
- . les forces de surface.
- . les forces d'inertie : en pratique, les rotations du satellite sur lui-même.

\* Au cours du vol, les accéléromètres ne doivent pas être saturés, ce qui impose deux contraintes :

- . une contrainte sur les forces de surface qui doivent rester inférieures à un seuil donné ( $10^{-5} \text{ ms}^{-2}$ ).
- . une contrainte sur la rotation du satellite sur lui-même (vitesse et accélération qui doivent rester inférieures à un seuil donné).

\* L'analyse des accélérations mesurées permet d'écrire des équations où figurent les inconnues représentant les différents types de forces. Le nombre d'inconnues doit être inférieur ou, au plus, égal au nombre d'équations : ceci impose une contrainte supplémentaire.

Au moins deux composantes du vecteur rotation du satellite doivent être telles que leurs carrés et leurs produits deux à deux soient une quantité négligeable dans les équations. En pratique cela impose d'avoir une attitude très bien stabilisée sur le repère local, c'est-à-dire sur un repère ayant un axe dirigé vers le centre de la Terre. On ne peut alors obtenir que 3 composantes du tenseur de gravité. En revanche, si le satellite est stabilisé relativement à un repère inertiel, les 5 composantes du tenseur de gravité sont très bien déterminées.

\* Les composantes du tenseur gradient de gravité doivent pouvoir être calculées dans un repère lié à la Terre. Cela impose une nouvelle contrainte :

- . connaître les matrices de rotation pour le passage d'un repère à un autre. Dans le cas d'un satellite stabilisé inertiellement une précision de quelques dixièmes de degrés permet un tel calcul sans aucune dégradation pour 3 composantes du tenseur. En revanche, 2 composantes sont affectées par les erreurs d'attitude. Elles peuvent alors être utilisées pour améliorer la restitution même d'attitude. Dans le cas d'un satellite stabilisé sur le repère local, il y a seulement 2 composantes non affectées par les erreurs d'attitude. Mais ces composantes sont en principe suffisantes pour déterminer le potentiel terrestre (plus de composantes étant toujours préférable).

\* L'interprétation des mesures nécessite impérativement de connaître le point où a été fait la mesure. Les précisions requises peuvent être estimées aux valeurs suivantes :

- . l'erreur dans la direction du rayon vecteur de la position du satellite doit être inférieure à 10 mètres ; sur cette distance, l'erreur introduite n'est sensible que pour un gradiomètre de précision de quelques centièmes d'Eötvös. Des erreurs plus importantes sont sans doute acceptables suivant leur répartition spectrale.
  - . l'erreur le long de la trajectoire peut atteindre le kilomètre. Le gradiomètre mesure une valeur moyenne du gradient sur une durée de l'ordre de 10 secondes, donc sur une distance de l'ordre de 70 km et une erreur de 1 kilomètre n'est pas sensible.
- \* La minimisation des forces de surface peut être obtenue grâce à deux spécifications :
    - . l'altitude du satellite n'est pas trop basse (aux environs de 240 km),
    - . la forme du satellite est optimisée (elle pourrait être lenticulaire). Le satellite est aussi massif que possible.
  - \* La précision du gradiomètre, qui doit se situer, comme nous allons le voir au paragraphe suivant, entre 0,1 EU et 0,01 EU doit être obtenue grâce à un système d'égalisation des facteurs d'échelle des accéléromètres. En effet, l'exactitude d'un accéléromètre de type CACTUS ne peut être très supérieure à  $10^{-3}$  ce qui, pour un niveau d'accélération de  $10^{-5} \text{ ms}^{-2}$ , représente une erreur de l'ordre de  $10^{-8} \text{ ms}^{-2}$ . Or, la précision entre 0,1 EU et 0,01 EU implique la capacité de mesurer des différences d'accélération de  $10^{-10} \text{ ms}^{-2}$  à  $10^{-11} \text{ ms}^{-2}$ . Il faut donc comparer les accéléromètres en les soumettant à une petite force périodique identique (systèmes de roues ballourdées) et les comparer avec une précision comprise entre  $10^{-5}$  et  $10^{-6}$ .
  - \* Le succès de la mission impose le recueil des mesures durant une période de 6 mois à un an. Il faut donc prolonger artificiellement la durée orbitale, en donnant périodiquement au satellite une certaine quantité de mouvement grâce à un petit propulseur.
  - \* La couverture des mesures, les modes de dépouillement, la technologie du satellite, imposent des contraintes aux paramètres de la trajectoire :
    - . l'inclinaison doit être de type polaire pour que la couverture soit globale.
    - . une petite excentricité de l'orbite permet de risquer un périhélie plus bas ; elle permet aussi de décorrélérer les harmoniques les plus élevés des autres, en raison de la très rapide décroissance des effets des harmoniques avec leur degré. Une orbite 200-800 km est envisageable, les mesures "utiles" étant dans les zones d'altitude  $< 250$  km.
    - . la nécessité d'avoir une énergie électrique à bord qui soit suffisante, peut impliquer une orbite héliosynchrone.

#### 4.1.3. Difficultés communes

Au vu des objectifs principaux en océanographie, on peut se fixer un niveau de résolution spatiale  $\lambda/2$  compris entre 110 et 165 km environ ( $1^\circ \times 1^\circ$  et  $1,5^\circ \times 1,5^\circ$  respectivement) et une précision de restitution du géoïde de 5 cm (c'est-à-dire pour les anomalies de gravité, 1 à 2 mgals à cette échelle). Nous pouvons alors déterminer les niveaux d'altitude du ou des satellite (s) et la précision du système instrumentaux nécessaires pour atteindre ces objectifs. La figure 10 résume les conclusions d'une étude analytique (Rummel, 1979) fondée sur une extrapolation aux courtes longueurs d'onde de l'ordre de grandeur des anomalies de potentiel, ceci pour les deux techniques PSS/BB et gradiométrie. Il faut noter que cette extrapolation utilise une loi de comportement des termes à courte longueur d'onde du géopotential établie en 1975 (par Tscherning et Rapp) et qu'elle

semble optimiste d'un facteur 3 à 5 dans le domaine fréquentiel concerné (d'après les études de variance et covariance globales déduites récemment de l'altimétrie spatiale - résultats de Seasat 1). Les contraintes de sensibilité du système apparaissent mieux sur un exemple, tel que celui de la figure 11, où l'on a représenté certaines composantes du tenseur au sol et en altitude (X : vers l'Est, Y : verticale locale).

Les difficultés propres à ces techniques apparaissent donc clairement :

- nécessité d'une altitude très basse d'où des problèmes (tel que la durée de la mission) liés au frottement atmosphérique,
- elles requièrent une grande sensibilité et une haute précision instrumentale, par rapport aux gammes actuelles de la géodésie spatiale,
- problèmes posés par la restitution du champ à la surface terrestre.

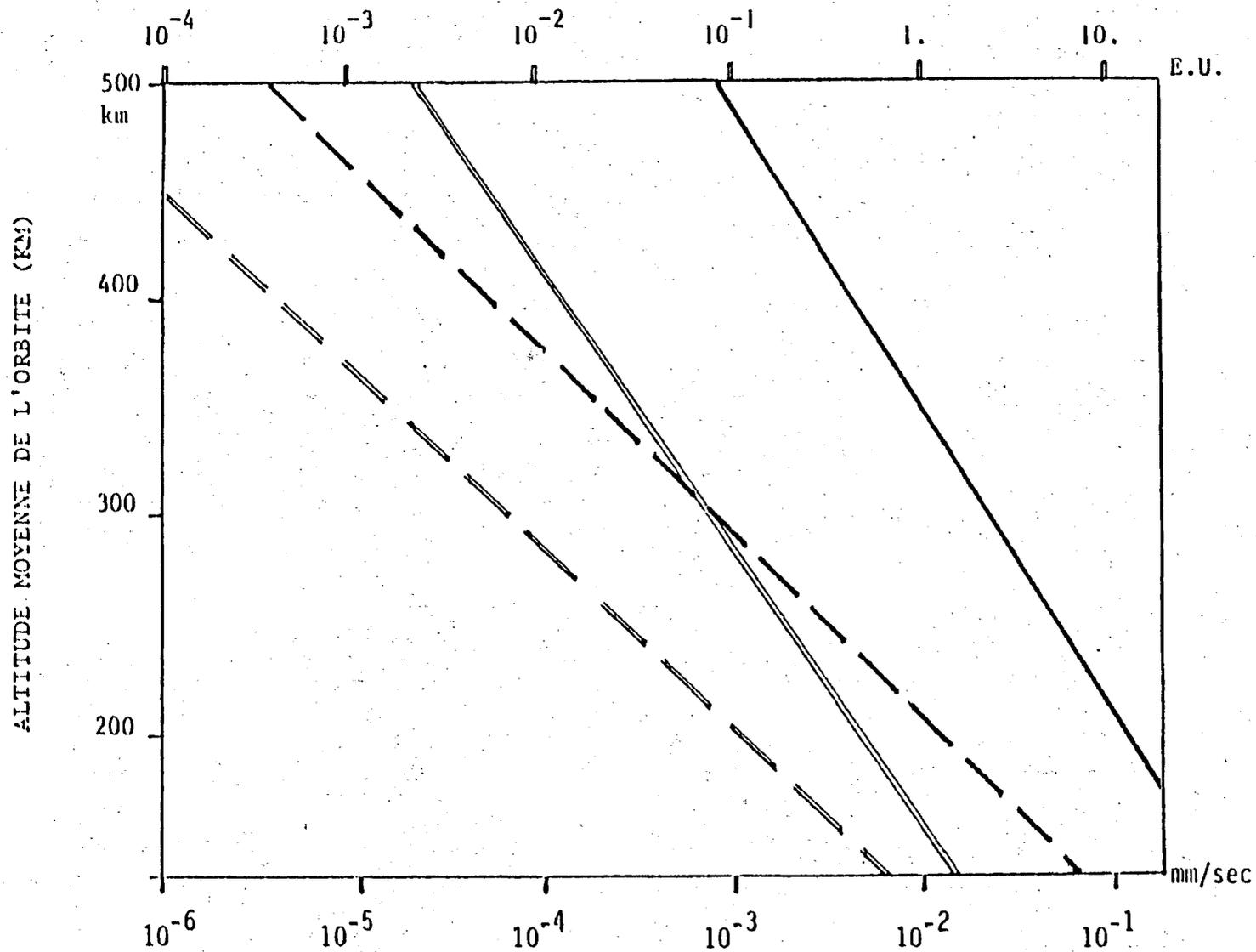
Toute détermination de paramètres liés au géopotential à la surface terrestre tels que : altitudes du géoïde, anomalies de gravité, à partir d'observations effectuées en altitude à bord d'un satellite, souffre de ce que les géodésiens appellent le "problème du prolongement vers le bas". Il s'agit simplement du problème de l'atténuation du signal dû à une anomalie avec l'altitude, illustré par la table 2 où nous avons fait figurer la variance des anomalies de gravité (extrapolées au-delà des degré et ordre 36) par tranche de longueur d'onde (c'est-à-dire entre deux degrés  $\ell_1$  et  $\ell_2$  donnés), en fonction de l'altitude à laquelle on se trouve.

Etendue Spectrale $\ell_1 \rightarrow \ell_2$				
	2 → 18	19 → 36	37 → 72	73 → 180
Altitude (km)				
400	8.85	2.35	0.69	0.06
250	10.82	4.25	1.96	0.40
0	15.97	12.44	14.09	17.54

Table 2.  $\sigma (\Delta g ; \ell_1 \rightarrow \ell_2)$ , en mgals, pour différentes altitudes

On peut donc dire, par exemple, que le signal est amplifié considérablement dans la tranche 73 → 180 lorsque l'on descend de 250 km à 0 km, et l'erreur affectant le signal détecté aussi, malheureusement. Ceci est la première difficulté (quasi inexistante jusqu'à  $\ell = 36$  comme le prouvent a posteriori tous les modèles globaux actuels) qui n'a pas, à ce jour, reçu de solution théorique satisfaisante mais dont les inconvénients seront d'autant plus minimisés que l'erreur sur les composantes mesurées sera petite ; ceci pourrait justifier un système (redundant) de mesure des 6 composantes du tenseur. En fait, seules des analyses de covariance fines ou des simulations très réalistes pourront montrer les limites de restitution des paramètres auxquels on s'intéresse. En tous cas, une première constatation faite par tous les théoriciens est que, mesurant des composantes de  $\nabla^2 T$  (où T est le potentiel perturbateur), la propagation des erreurs est moindre pour le calcul des anomalies de gravité ( $\sim ||\nabla T||$ ) que pour T lui-même, autrement dit pour la restitution du géoïde.

Nous allons maintenant étudier le problème de la détermination pratique, par ces techniques, du champ de gravitation, et donc du géoïde, à l'aide d'une formulation analytique classique : les harmoniques sphériques, dont la facilité d'emploi a fait des progrès spectaculaires entre 1980 et 1982.



**Fig.10** : PRECISION INSTRUMENTALE MINIMUM POUR LES TECHNIQUES PSS/BB ET GRADIOMETRIE EN FONCTION DE L'ALTITUDE ORBITALE, POUR LES RESOLUTIONS  $1^\circ \times 1^\circ$  et  $1,5 \times 1,5$ .

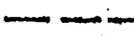
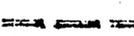
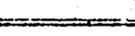
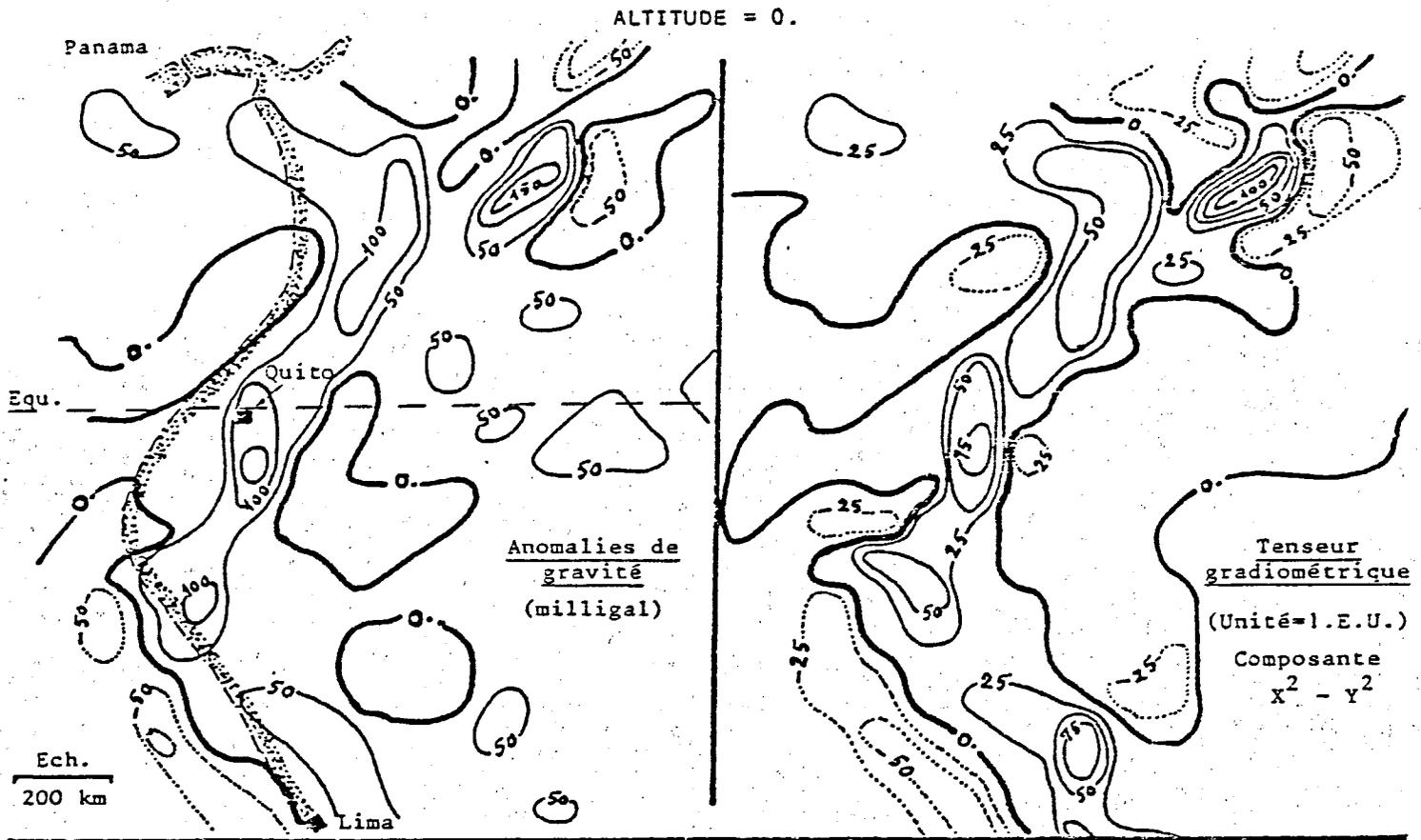
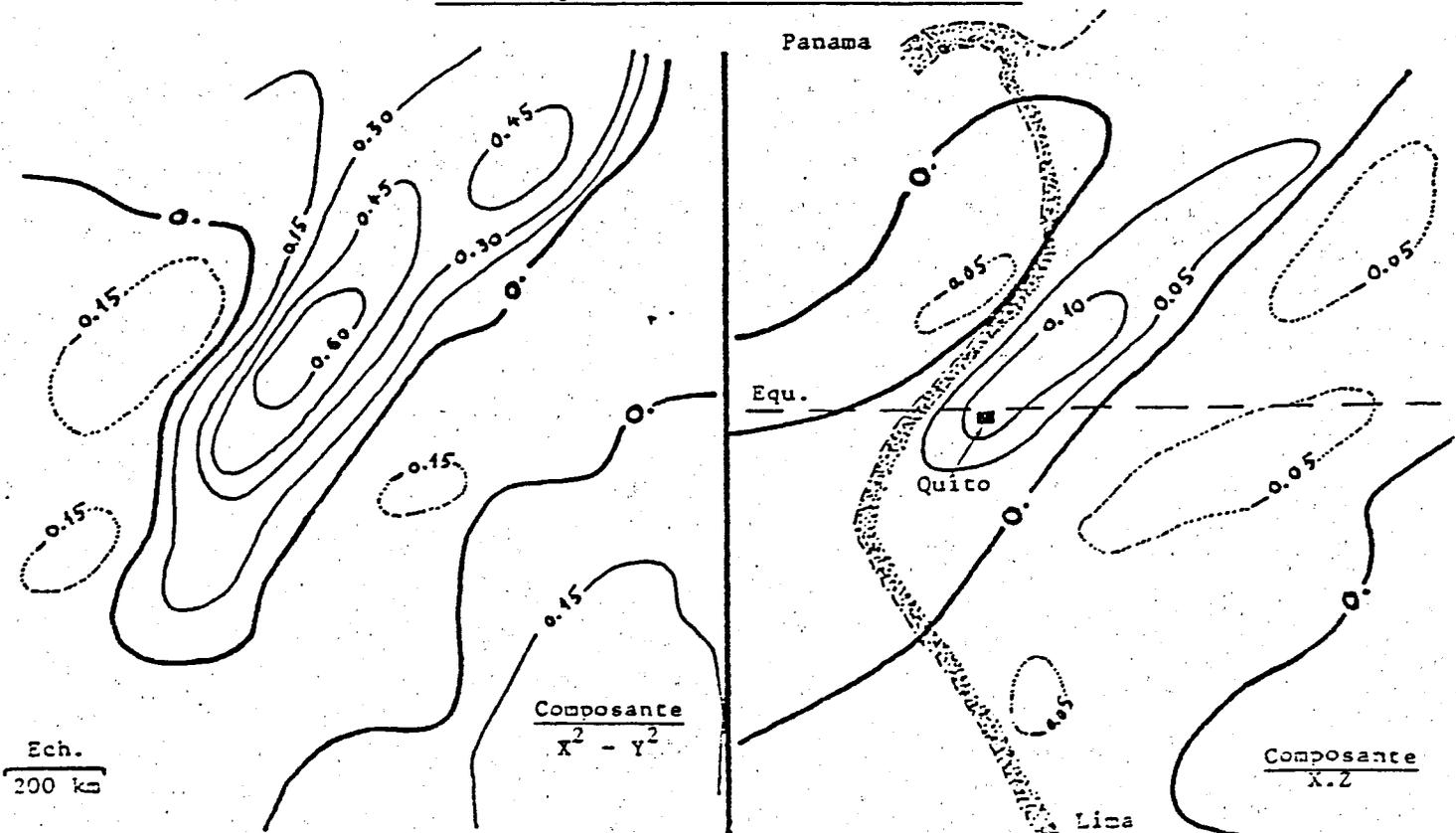
TECHNIQUE	RESOLUTION	
	$1^\circ \times 1^\circ$	$1,5 \times 1,5$
PSS/BB		
GRADIOMETRIE		

Fig. 11 : Exemple de variations des composantes du tenseur et de  $Lg$   
(Amérique du Sud-Equateur)



ALTITUDE = 250 Km  
Tenseur gradiométrique (Unité = 1.E.U.)



#### 4.2. Expression du géopotentiel en harmoniques sphériques de degrés très élevés

La restitution pratique des hauteurs du géoïde (ou des anomalies de gravité) pose des problèmes complexes. Une représentation du champ est nécessaire, si possible régionalisée, qui ne conduise pas à des volumes de calcul impraticables :

- les masses ponctuelles ou les densités de surface peuvent être employées, mais le grand nombre nécessaire pour atteindre une résolution de 100 km (au moins) fait perdre le caractère faiblement régionalisé des fonctionnelles correspondantes (Balmino, 1973).
- on peut employer l'équation de Poisson sous une forme dans laquelle on a ôté les harmoniques de degrés un et deux :

$$T_P = \frac{R}{4\pi} \iint_{\sigma_1} \left( \frac{r^2 - R^2}{\ell^3} - \frac{1}{r} - \frac{3R}{r^2} \cos \psi \right) T_{P'} d\sigma' \quad (66)$$

Cette équation permet, théoriquement - et en approximation sphérique, d'obtenir des équations d'observation en des points P extérieurs à la Terre et, les inversant, d'obtenir  $T_P$ , à la surface, et donc le géoïde par la formule de Bruns par exemple.

On peut lui substituer, si l'on désire les anomalies de gravité, l'équation de Stokes-Pizetti :

$$T_P = \frac{R}{4\pi} \iint_{\sigma_1} S(r, \psi) \Delta g_{P'} d\sigma' \quad (67)$$

Les notations utilisées dans les expressions (66) et (67) sont indiquées sur la figure 12.

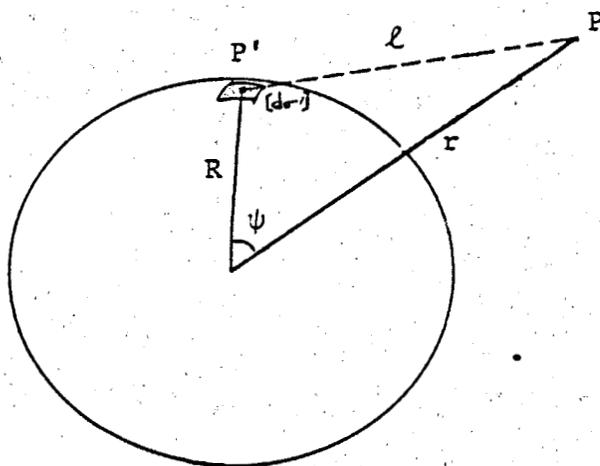


Fig. 12. Quantités géométriques des formules de Poisson et de Stokes-Pizetti

Ces deux équations peuvent s'exprimer sous une formulation unique :

$$T_P = \iint_{\sigma_1} K(r, \psi) Q_{P'} d\sigma' \quad (68)$$

où  $K(r, \psi)$  est le noyau associé à la quantité à déterminer à la surface terrestre :  $Q_{P'}$  ( $T$  ou  $\Delta g$ ).

Dans le cas de la technique de poursuite de satellite par satellite, on écrira donc directement des équations de la forme :

$$T(P_2) - T(P_1) = \iint_{\sigma_1} [K(r_2, \psi_2) - K(r_1, \psi_1)] Q_{P'} d\sigma' \quad (69)$$

où  $P_1$  et  $P_2$  sont les deux points-satellites, et  $(r_i, \psi_i)$  les paramètres géométriques associés, et dans le cas de la gradiométrie spatiale, on obtiendra pour chaque composante mesurée  $\nabla_P^2 T_{ij}$  (et réduite dans des axes liés à la Terre) :

$$\nabla_P^2 T_{ij} = \iint_{\sigma_1} \nabla_P^2 K_{ij} Q_{P'} d\sigma' \quad (70)$$

Soit maintenant  $M$  une quantité mesurée :  $T(P_2) - T(P_1)$  ou  $\nabla_P^2 T_{ij}$ , et  $\phi$  le noyau correspondant :  $K(r_2, \psi_2) - K(r_1, \psi_1)$  ou  $\nabla_P^2 K_{ij}$  ; on a donc des équations d'observation de la forme :

$$M_P = \iint_{\sigma_1} \phi_{PP'} Q_{P'} d\sigma' \quad (71)$$

(dans le cas où deux points  $P_1$  et  $P_2$  interviennent, on peut convenir, du point de vue des notations, de prendre  $P$  tel que  $\overline{OP} = (\overline{OP}_1 + \overline{OP}_2)/2$ ).

Nous avons donc à résoudre un problème dit "improprement posé", puisque nous disposons d'un nombre fini ( $n$ ) d'observations  $M_P$  pour la détermination d'un nombre infini de paramètres  $Q_{P'}$ . L'équivalent (discrétisé) de l'équation intégrale (71) est, en général après linéarisation autour d'un champ de référence et en se limitant (au lieu de  $\sigma_1$  complète) à  $\psi < \psi_0$  :

$$M_j = \phi_{jk} Q_k \quad (71bis)$$

(nx1)    (nx∞) (∞x1)

La manière de le résoudre est d'effectuer une régularisation de Tikhonov en recherchant, pour divers degrés de troncature ( $K$ ) des  $Q_k$ , les solutions  $\overline{Q} = (\overline{Q}_k)_{k < K}$  telles que :

$$\|M - \phi \overline{Q}\|^2 M^{-1} + \alpha \|\overline{Q}\|^2 Q^{-1} : \text{minimum } (\alpha > 0) \quad (72)$$

où :  $M$  : matrice de covariance des mesures

$Q$  : matrice de covariance des paramètres  $Q_k$  du champ, estimée par étape ou extrapolée à partir de ce que l'on connaît déjà de la fonction d'auto-corrélation de  $Q$  aux longueurs d'ondes actuelles.

$\alpha$  : facteur de régularisation.

La solution doit être jugée au vu de sa stabilité pour  $1 < k < K_0 < K$  ( $K$  variable et  $K_0$  fixe), envers des variations "raisonnables" de  $\alpha$  ou de perturbations de la matrice  $Q$ .

Il faut bien prendre conscience des deux difficultés qui affectent cette approche :

(a) l'approximation sphérique,

(b) la résolution finale d'un très grand système linéaire (10 000 à 50 000 inconnues).

La première peut être en partie tournée en prenant un géoïde approximatif et des densités de surface sur ce géoïde, ou la forme réelle (mais approchée) de la Terre - topographie des terres émergées et topographie de la S.M.O. donnée par altimétrie, avec un potentiel de simple couche superposé à un potentiel de double couche, dont les paramètres conduisent à une formulation intégrale générale du même type que (71). Le second problème, lui, ne peut être évité si l'on

conserve cette approche.

Une nouvelle méthode a vu le jour très récemment du fait des progrès spectaculaires effectués dans les calculs numériques utilisant les séries d'harmoniques sphériques de degrés et ordres très élevés. Considérons une représentation du champ de gravité perturbateur, extérieur à la Terre, sous la forme :

$$T_P = \frac{GM}{r} \sum_{\ell=2}^{\infty} \left(\frac{a}{r}\right)^{\ell} \sum_{m=0}^{\ell} (C_{\ell m} \cos m\lambda + S_{\ell m} \sin m\lambda) P_{\ell m}(\sin \phi) \quad (73)$$

$$\text{avec } P_{\ell m}(x) = \frac{(1-x^2)^{m/2}}{2^{\ell} \ell!} \frac{d^{\ell+m}}{dx^{\ell+m}} [(x^2-1)^{\ell}]$$

M : masse de la Terre

G : constante de la gravitation

a : demi-grand axe d'un ellipsoïde de référence.

$$Ma^{\ell} (C_{\ell m} + i S_{\ell m}) = \frac{(2-\delta_{0m})(\ell-m)!}{(\ell+m)!} \iiint_{\text{Terre}} r'^{\ell} P_{\ell m}(\sin \phi') e^{im\lambda'} d\mu'$$

(où  $i = \sqrt{-1}$ ,  $d\mu'$  : élément de masse).

$r, \phi, \lambda$  : coordonnées sphériques de P dans un système lié à la Terre (rayon vecteur, latitude, longitude). Introduisons, pour  $m \geq 0$  :

$$P_{\ell, -m}(x) = (-1)^m \frac{(\ell-m)!}{(\ell+m)!} P_{\ell m}(x)$$

$$K_{\ell m} = \frac{1 + \delta_{0m}}{2} (C_{\ell m} - i S_{\ell m})$$

$$K_{\ell, -m} = \frac{1 + \delta_{0m}}{2} (C_{\ell m} + i S_{\ell m}) \frac{(\ell+m)!}{(\ell-m)!} (-1)^m$$

Alors :

$$T = \frac{GM}{r} \sum_{\ell=2}^{\infty} \left(\frac{a}{r}\right)^{\ell} \sum_{m=-\ell}^{\ell} K_{\ell m} P_{\ell m}(\sin \phi) e^{im\lambda} \quad (73\text{bis})$$

Introduisons, pour tout  $m$ , les coefficients et fonctions de Legendre normalisées :

$$\bar{P}_{\ell m} = v_{\ell m} P_{\ell m}$$

$$\bar{K}_{\ell m} = v_{\ell m}^{-1} K_{\ell m}$$

$$\text{avec } v_{\ell m} = \left[ (2 - \delta_{0m}) (2\ell + 1) (\ell - m)! / (\ell + m)! \right]^{1/2} \quad (74)$$

Les fonctions  $\bar{P}_{\ell m}$  vérifient :

$$\bar{P}_{\ell, -m}(x) = (-1)^m \bar{P}_{\ell m}(x) \quad (75-1)$$

$$\int_{-1}^{+1} \bar{P}_{\ell m}^2(x) dx = 2(2 - \delta_{0m}) \quad (75-2)$$

$$\frac{1}{4\pi} \iint_{\sigma_1} [\bar{P}_{\ell m}(x) e^{im\lambda}]^2 d\sigma = 1 \quad (75-3)$$

Alors, l'expression de T devient :

$$T = \frac{GM}{r} \sum_{\ell=2}^{\infty} \left(\frac{a}{r}\right)^{\ell} \sum_{m=-\ell}^{+\ell} \bar{K}_{\ell m} \bar{P}_{\ell m}(\sin \phi) e^{im\lambda} \quad (76)$$

Il faut tout de suite noter que la série n'est convergente uniformément que pour  $r \geq \bar{R}$ , avec :

$$\bar{R} = \sup \{ r \mid P(r, \phi, \lambda) \in \text{Terre} \},$$

un point qui sera l'objet du paragraphe suivant.

Examinons comment on peut utiliser ce développement, base de tous les modèles globaux existant (jusqu'à  $\ell \approx 36$ ) dans le cadre des techniques spatiales futures. Il ne faut pas, bien sûr, écrire directement des relations d'observation issues de l'équation (76) : on retomberait dans les difficultés précédentes.

Soit donc  $R_0$  le rayon d'une sphère ( $\Sigma_0$ ) intérieure à tous les points de mesure en altitude et la plus proche de ceux-ci (fig. 13).

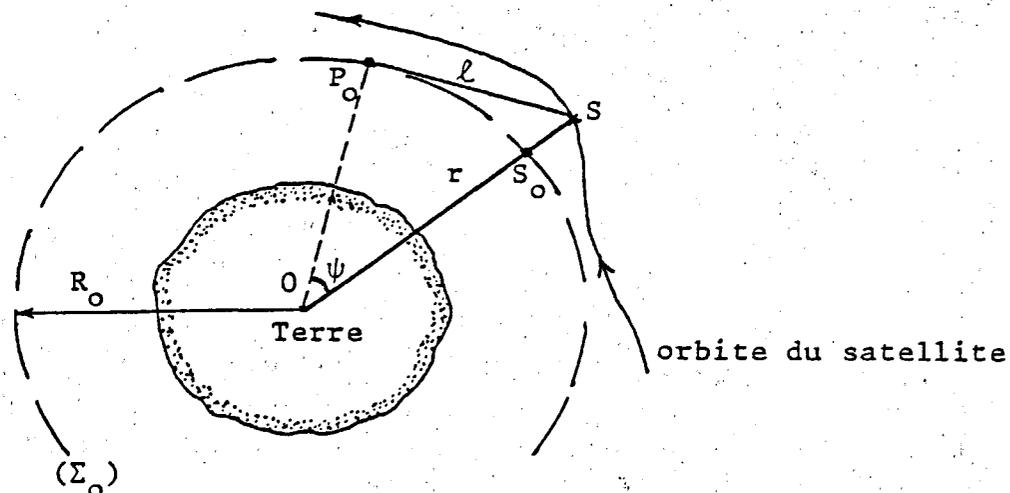


Fig. 13. Réduction à la sphère  $\Sigma_0$ .

Nous recherchons tout d'abord le potentiel perturbateur sur ( $\Sigma_0$ ), et le prolongement vers le bas s'effectuera en une seconde étape de manière à régler indépendamment les questions de convergence et d'approximation sphérique au niveau du sol. Nous utilisons la formule de Poisson usuelle, solution du problème de Dirichlet pour la sphère ( $\Sigma_0$ ) :

$$T_S = \frac{R_0}{4\pi} \iint_{\sigma_1} \frac{r^2 - R_0^2}{\ell^3} T_{P_0} d\sigma_{P_0} \quad (77)$$

d'où l'on peut déduire une équation d'observation du type :

$$\Omega T_S = \frac{R_0}{4\pi} \iint_{\sigma_1} \Omega_S \left( \frac{r^2 - R_0^2}{\ell^3} \right) T_{P_0} d\sigma_{P_0} \quad (78)$$

où  $\Omega$  est un opérateur dépendant du type de mesure.

La proximité de  $S_0 = (OS) \cap (\Sigma_0)$  et de  $S$  permet d'effectuer une inversion locale de l'équation (78), éventuellement en utilisant une méthode de régularisation, et l'on peut obtenir une grille de valeurs ponctuelles de  $T$  sur  $(\Sigma_0)$ , bloc par bloc comme l'illustre la figure 14.

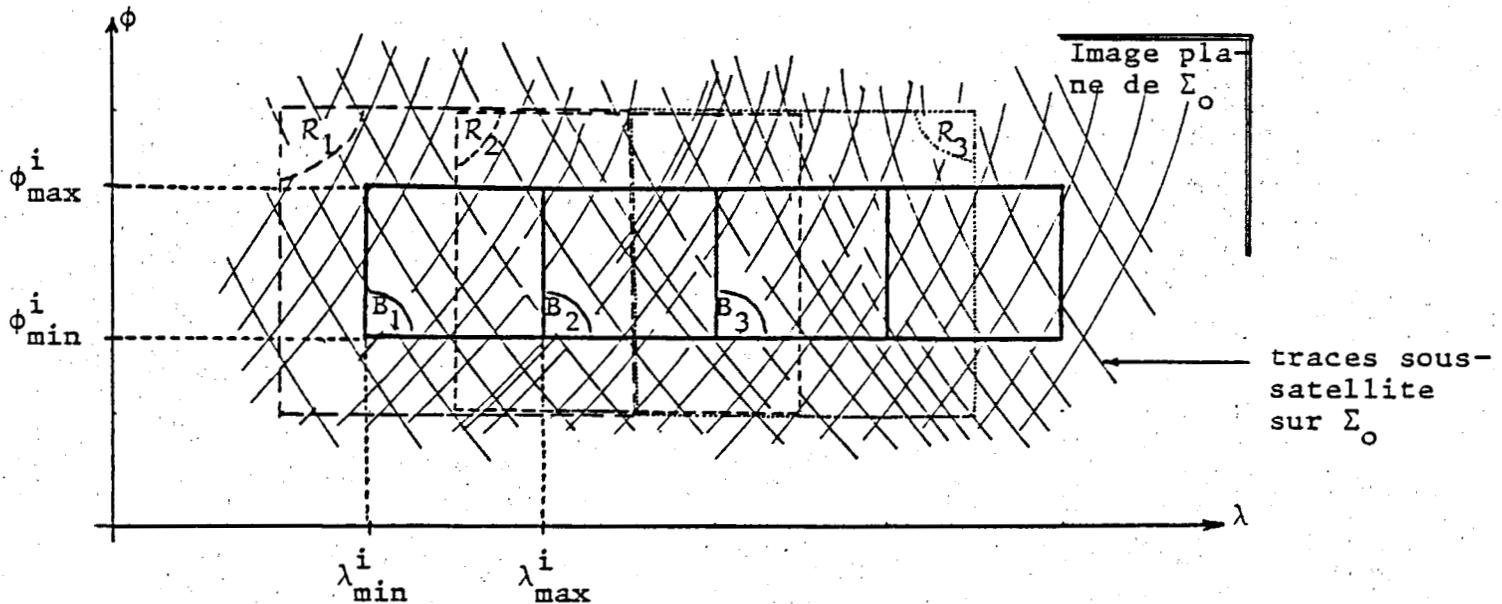


Fig. 14. Exemple schématisé de détermination locale du champ par blocs sur  $\Sigma_0$ .

Pour chaque bloc  $B_i = [\lambda_{\min}^i, \lambda_{\max}^i] \times [\phi_{\min}^i, \phi_{\max}^i]$ , avec  $\lambda_{\max}^i - \lambda_{\min}^i = \Delta\lambda$ , et  $\phi_{\max}^i - \phi_{\min}^i = \Delta\phi$ , on utilise toutes les mesures dont le point sous-satellite se trouve dans la région  $R_i = [\lambda_{\min}^i - \overline{\Delta\lambda}/2, \lambda_{\max}^i + \overline{\Delta\lambda}/2] \times [\phi_{\min}^i - \Delta\phi/2, \phi_{\max}^i + \Delta\phi/2]$ , avec  $\overline{\Delta\lambda} \approx \Delta\lambda \cos(\phi_{\min}^i + \phi_{\max}^i)/2$ . de sorte que  $\Delta\phi$  et  $\Delta\lambda$  soient de l'ordre de  $\psi_0$ , angle maximum jusqu'auquel l'expression 78 est discrétisée (autour d'un champ de référence).

L'expression 76, tronquée à  $|m| \leq \ell \leq L$ , écrite sur  $\Sigma_0$  :

$$T = \frac{GM}{R_0} \sum_{\ell=2}^L \left( \frac{a}{R_0} \right)^\ell \sum_{m=-\ell}^{+\ell} \bar{K}_{\ell m} \bar{P}_{\ell m} (\sin \phi) e^{im\lambda} \quad (76bis)$$

permet de déterminer les coefficients  $\bar{K}_{\ell m}$  par quadrature :

$$\bar{K}_{\ell m} = \frac{R_0}{GM} \left( \frac{R_0}{a} \right)^\ell \frac{1}{4\pi} \iint_{\sigma_1} T(R, \phi, \lambda) \bar{P}_{\ell m} (\sin \phi) e^{-im\lambda} d\sigma_1 \quad (79)$$

En fait, le calcul direct jusqu'à, par exemple,  $L = 200$  (pour une résolution de 100 km environ) est possible grâce à l'emploi des fonctions normalisées pour lesquelles on dispose de formules de réurrence stables (et dont les coefficients ne croissent pas au-delà des limites imposées par les ordinateurs actuels), mais il est très long et il vaut mieux lui substituer une détermination

indirecte utilisant les transformées de Fourier rapides (FFT - Fast Fourier Transform). Le principe est le suivant :

Reprenons l'équation 76bis sous la forme ( $R_0$  fixé) :

$$f(\phi, \lambda) = \frac{R_0}{GM} T(\phi, \lambda) = \sum_{\ell=0}^L \sum_{m=-\ell}^{+\ell} \bar{H}_{\ell m} \bar{P}_{\ell m}(\sin \phi) e^{im\lambda} \quad (76ter)$$

avec :  $\bar{H}_{\ell m} = 0$  si  $\ell < 2$

$$\bar{H}_{\ell m} = \left(\frac{a}{R_0}\right)^\ell \bar{K}_{\ell m} \text{ si } \ell \geq 2$$

Supposons donc que  $f(\phi, \lambda)$  soit disponible aux noeuds d'une grille :

$$\begin{cases} \phi_h = \frac{\pi}{2} - (h-1)\delta - \frac{\delta}{2} ; h = 1, 2, \dots, N = \frac{\pi}{\delta} \\ \lambda_j = -\pi + (j-1)\delta + \frac{\delta}{2} ; j = 1, 2, \dots, 2N = \frac{2\pi}{\delta} \end{cases}$$

avec :  $\delta =$  diviseur de  $\pi$

$$f_{hj} = f(\phi_h, \lambda_j)$$

$N \approx L$  (d'après le théorème de Nyquist)

Prenons la transformée de Fourier par rapport à  $\lambda$ , pour un  $m$  donné, de l'équation (76ter) :

$$F_m(\phi) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f(\phi, \lambda) e^{-im\lambda} d\lambda = \sum_{\ell=0}^L \bar{H}_{\ell m} \bar{P}_{\ell m}(\sin \phi) \quad (80)$$

( $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm L$ )

Prenons ensuite les transformées de Legendre par rapport à  $\phi$  ; d'après 75-2, on a :

$$\frac{1}{2(2-\delta_{om})} \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} F_m(\phi) \bar{P}_{\ell m}(\sin \phi) \cos \phi d\phi = \bar{H}_{\ell m} \quad (81)$$

$\ell = |m|, |m| + 1, \dots, L$

Plutôt que de calculer les intégrales (81) numériquement, nous allons utiliser à nouveau une transformée de Fourier. En effet, posons  $\theta = \pi/2 - \phi$  (colatitude, variant entre 0 et  $\pi$ ) ; on sait que  $\bar{P}_{\ell m}(\cos \theta)$  s'exprime en fonction des lignes trigonométriques des multiples de  $\theta$  :  $\cos(\ell-2k)\theta$  si  $m$  est pair,  $\sin(\ell-2k)\theta$  si  $m$  est impair ( $k = 0, 1, \dots, [\ell/2]$ ) ; on peut donc écrire :

$$\bar{P}_{\ell m}(\cos \theta) = \sum_{k=-\ell}^{+\ell} \frac{-k}{\omega_{\ell m}} e^{ik\theta} \quad (82)$$

$$\text{avec } \frac{-k}{\omega_{\ell m}} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} \bar{P}_{\ell m}(\cos \theta) e^{-ik\theta} d\theta$$

La T.F. (80) peut s'exprimer alors sous la forme :

$$F_m(\theta) = \sum_{\ell=0}^L \sum_{k=-\ell}^{+\ell} \bar{H}_{\ell m} \bar{w}_{\ell m}^k e^{ik\theta} = \sum_{k=-L}^{+L} \left( \sum_{\ell=|k|}^L \bar{w}_{\ell m}^k \bar{H}_{\ell m} \right) e^{ik\theta} \quad (83)$$

ou encore :

$$F_m(\theta) = \sum_{k=-L}^{+L} A_{mk} e^{ik\theta} \quad (84)$$

Par suite :

$$A_{mk} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} F_m(\theta) e^{-ik\theta} d\theta$$

ou encore :

$$A_{mk} = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} F_m(\theta) e^{-ik\theta} d\theta \quad (85)$$

$$(m = 0, \pm 1, \dots, \pm L)$$

$$(k = 0, \pm 1, \dots, \pm L)$$

Reportant l'expression (84) dans (81), il vient :

$$\bar{H}_{\ell m} = \frac{1}{2(2-\delta_{0m})} \int_0^{\pi} \sum_{k=-L}^{+L} A_{mk} e^{ik\theta} \bar{P}_{\ell m}(\cos \theta) \sin \theta d\theta$$

i.e.

$$\bar{H}_{\ell m} = \frac{1}{2(2-\delta_{0m})} \sum_{k=-L}^{+L} A_{mk} \bar{I}_{\ell m}^k \quad (86)$$

avec :

$$\bar{I}_{\ell m}^k = \int_0^{\pi} \bar{P}_{\ell m} e^{ik\theta} \sin \theta d\theta \quad (87)$$

Les intégrales ci-dessus sont aisément calculables une fois pour toutes, à l'aide de formules de récurrence stables pour des degrés  $\ell$  valant plusieurs certaines (Balmino, 1982b). Quant aux transformées de Fourier  $F_m(\phi)$  et  $A_{mk}$ , elles se calculent à l'aide de méthodes F.F.T. classiques réalisant les opérations suivantes :

$$* F_m(\phi_h) = \frac{\delta}{2\pi} \sum_{j=1}^{2N} f_{hj} e^{-im\lambda_j}$$

$$(m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm L)$$

$$(h = 1, 2, \dots, N)$$

$$* A_{mk} = \frac{\delta}{\pi} \sum_{h=1}^N F_m(\theta_h) e^{-ik\theta_h}$$

$$(m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm L)$$

$$(k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm L)$$

$$\text{avec } \theta_h = \frac{\pi}{2} - \phi_h$$

Cette technique a été testée jusqu'à  $\ell = 300$  (Colombo, 1981)... et ne prend que quelques minutes sur les ordinateurs actuels !

Le problème de la détermination des coefficients  $\bar{K}_{\ell m}$  (ou  $\bar{H}_{\ell m}$ ) étant résolu, il faut :

- pouvoir calculer en n'importe quel point un développement tel que :

$$f(\phi, \lambda) = \sum_{\ell=0}^L \sum_{m=-\ell}^{+\ell} \bar{H}_{\ell m} \bar{P}_{\ell m}(\sin \phi) e^{im\lambda}$$

par un algorithme rapide, de manière à pouvoir exprimer facilement une altitude du géoïde, ou une anomalie de gravité, ce qui n'est pas a priori évident lorsque l'on sait qu'une telle série comporte, pour  $L = 180$ , 32 761 coefficients, et 90 601 coefficients pour  $L = 300$ ... Cette question est résolue par la technique des formules sommatoires de Clenshaw (Tscherning et al., 1981).

- établir la validité du développement à la surface terrestre : c'est l'objet de la discussion ci-après.

#### 4.3. La convergence de la série harmonique du potentiel à la surface terrestre

Nous venons de trouver une méthode pour déterminer, en altitude, les coefficients  $\bar{K}_{\ell m}$  du potentiel perturbateur jusqu'à un degré pratiquement quelconque pouvant satisfaire à la résolution recherchée (et apportée par une expérience spatiale). Il nous faut à présent :

- donner les expressions de la hauteur du géoïde, et des anomalies de gravité, obtenues à partir du développement, avec une précision centimétrique, au moins.
- justifier de la convergence de ces séries.

Avec les notations du paragraphe 3.2, nous écrivons l'anomalie de hauteur sous la forme, suivant Moritz (1980) :

$$\xi_P = \frac{1}{\gamma_Q} \left[ T_P + \xi_P^2 \left( \frac{\partial^2 U}{\partial h^2} \right)_Q + \dots \right] \quad (88)$$

où,  $U$  étant le potentiel normal (de  $E$ ),  $\partial^2 U / \partial h^2 = \partial \gamma / \partial h$  est de l'ordre de  $2\gamma/R \approx 3 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-2}$ , de sorte que son omission, pour  $\xi_P \approx 100 \text{ m}$ , ne cause qu'une erreur de 3 mm.

Il faut donc :

- connaître la position du point  $P$ , à la surface terrestre, i.e. pouvoir calculer les altitudes  $H$ ,  $H^*$ . Sur la S.M.O., on peut donc utiliser la position de la S.M.O. par rapport à  $E$ , i.e.  $h$ , utiliser une valeur approximative de  $N$ , soit  $\hat{N}$ , en déduire approximativement  $\hat{H} = H^* = h - \hat{N}$ , calculer ensuite  $\gamma_Q$ , puis  $(\partial \gamma / \partial h)_Q$ ,  $\hat{\xi}_P = 1/\gamma_Q T_P$ , et enfin  $\xi_P = \hat{\xi}_P (1 + \hat{\xi}_P \cdot 1/\gamma_Q \cdot \partial \gamma_Q / \partial h)$ .
- utiliser le développement (76), tronqué à  $\ell = L$ , pour  $r = r_P$ .

De même l'anomalie de gravité, sous sa forme la plus précise, est calculable par :

$$\Delta g_P = - \left( \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{2T}{r} \right)_P + e^2 \frac{\sin \phi_P \cos \phi_P}{r_P} \frac{\partial T_P}{\partial \phi_P} + \left[ 6 J_2 \frac{a^2}{r_P^3} \left( \frac{3}{2} \sin \phi_P - \frac{1}{2} \right) - \frac{3 \omega^2 r_P^2}{GM} \cos^2 \phi_P \right] T_P + \dots \quad (89)$$

(avec  $J_2 = -C_{2,0}$ )

Examinons pour terminer le problème de convergence des séries intervenant dans ce développement. La synthèse la plus récente en ce domaine a été effectuée par Jekeli (1981) qui a apporté des éclaircissements fondamentaux par des tests numériques.

Actuellement, le problème n'a pas reçu de solution théorique satisfaisante et de nombreuses "preuves" de la conjecture se sont révélées fausses. Les théorèmes les plus généraux sont ceux établis par Krarup (1969) :

Théorème 1 :

*La série harmonique du potentiel converge sur et hors de la plus petite sphère (dite sphère limite) qui contient toutes les singularités de la fonction potentiel et de son prolongement analytique. ... Mais la possibilité de prolonger analytiquement le potentiel à l'intérieur des masses est douteuse ne serait-ce que du fait de la discontinuité des dérivées secondes au passage de la surface qui semble difficile à réduire.*

Théorème 2 :

*Une fonction harmonique à la surface et à l'extérieur de la Terre peut être approchée d'aussi près que l'on veut dans son domaine d'harmonicité par une fonction qui est harmonique à l'extérieur d'une sphère complètement contenue dans la Terre.*

Il faut remarquer que ce théorème ne garantit que l'existence d'une fonction d'approximation mais ne donne pas de moyen de la construire. De plus, on ne peut rien en déduire sur la proximité des termes individuels des développements en fonctions sphériques du potentiel réel et du potentiel l'approximant : l'approximation est asymptotiquement parfaite, i.e. pour la somme "totale" de la série, mais on ne peut rien dire sur les sommes partielles ; Cependant on peut espérer, du fait de la presque-sphéricité de la Terre, que les termes correspondants de bas degrés, pour ces deux potentiels, ne diffèrent que très peu...

C'est pour étayer ces arguments qualitatifs que Jekeli (ibid) a effectué un certain nombre de tests numériques dont le plus important est le suivant :

On recherche tout d'abord une expression du champ de gravitation qui soit valide dans tout l'espace extérieur à la Terre. O étant l'origine du système de coordonnées (proche du centre de figure, ou du centre de gravité), on considère la sphère ( $S_p$ ) qui "borne" la Terre i.e. la plus petite qui contient toutes les masses, de centre O et de rayon R. Rappelons en premier lieu le résultat classique pour l'expression en série harmonique convergente pour  $r > R$  du potentiel V ( $V = W$  (Terre) - potentiel centrifuge) :

$$V_P = \frac{GM}{r_P} \sum_{\ell=0}^{\infty} \left( \frac{R}{r_P} \right)^{\ell} \sum_{m=-\ell}^{+\ell} \bar{K}_{\ell m} \bar{Y}_{\ell m} (\phi_P, \lambda_P) \quad (90)$$

formule semblable à 76, avec :

$$\bar{K}_{\ell m} = \frac{(-1)^m}{(2-\delta_{0m})(2\ell+1) MR^\ell} \iiint_{\text{Terre}} r'^{\ell} \bar{Y}_{\ell, -m}(\phi', \lambda') \mu' dv' \quad (91)$$

$$\bar{Y}_{\ell m} = \bar{P}_{\ell m}(\sin \phi) e^{im\lambda} \quad (92)$$

A l'intérieur de  $(S_b)$ , on montre aisément que :

$$V_P = \frac{GM}{r_P} \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} \tilde{K}_{\ell m}(r_P) \bar{Y}_{\ell m}(\phi_P, \lambda_P) \quad (93)$$

avec :

$$\tilde{K}_{\ell m}(r_P) = \frac{(-1)^m}{(2-\delta_{0m})(2\ell+1) M} \iint_{\sigma_1} \left[ \int_0^{\bar{r}} \mu' \frac{r'^{\ell+2}}{r_P^\ell} dr' + \int_{\bar{r}}^{r'_s} \mu' \frac{r_P^{\ell+1}}{r'^{\ell-1}} dr' \right] \cdot \bar{Y}_{\ell, -m}(\phi', \lambda') d\sigma' \quad (94)$$

où  $\bar{r} = \min(r'_s, r_P)$ ,  $r'_s$  désignant le rayon vecteur du point courant  $S$  de la surface terrestre (fig. 15).

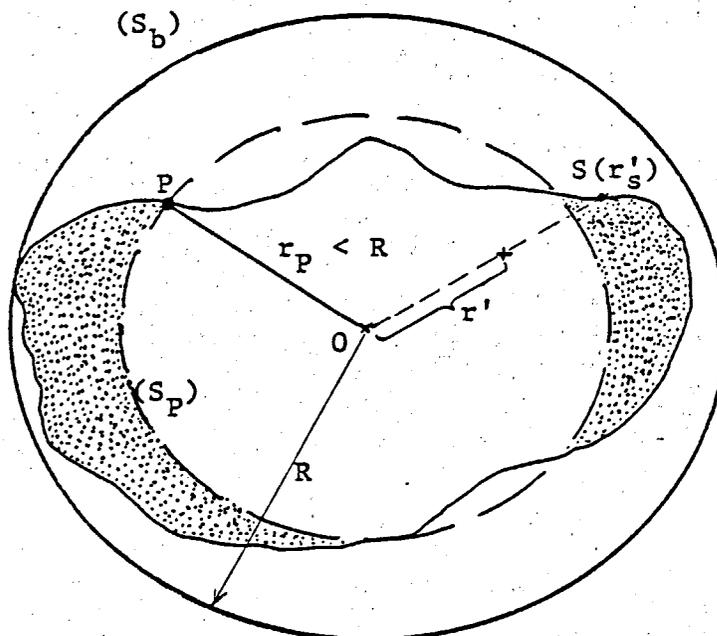


Fig. 15. Calcul de  $V_P$  pour  $P$  intérieur à  $(S_b)$  : paramètres géométriques

On remarque que, lorsque  $r_p > R$ ,  $\bar{r} = r'_s$ , la seconde intégrale est nulle et :

$$\tilde{K}_{\ell m}(r_p) = \frac{(-1)^m}{(2-\delta_{0m})(2\ell+1)MR^\ell} \left(\frac{R}{r_p}\right)^\ell \iint_{\sigma_1} \int_0^{r'_s} r'^{\ell-1} \mu' r'^2 dr' \bar{Y}_{\ell,-m}(\phi', \lambda').$$

$$\cdot \cos \phi' d\phi' d\lambda' = \left(\frac{R}{r_p}\right)^\ell \bar{K}_{\ell m},$$

ce qui permet de retrouver l'expression (90).

Dans la pratique, l'expression (90) pour  $V_p$  est utilisée partout jusqu'à la surface de la Terre ; appelons  $\hat{V}_p$  l'expression ainsi évaluée, la série étant tronquée à  $\ell = L$ . L'erreur  $\epsilon_p = \hat{V}_p - V_{p,\text{réel}}$  est donc donnée par :

$$\epsilon_p = \frac{GM}{r_p} \left\{ \sum_{\ell=0}^L \sum_{m=-\ell}^{+\ell} \left[ \left(\frac{R}{r_p}\right)^\ell \bar{K}_{\ell m} - \tilde{K}_{\ell m}(r_p) \right] \bar{Y}_{\ell m}(\phi_p, \lambda_p) - \sum_{\ell=L+1}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{+\ell} \tilde{K}_{\ell m}(r_p) \bar{Y}_{\ell m}(\phi_p, \lambda_p) \right\} \quad (95)$$

On en déduit l'erreur sur le géoïde par  $\epsilon_p/\gamma_0$ , puisqu'on suppose qu'il n'y a pas d'erreur sur  $W$  (ellipsoïde) - et puisque l'expression du potentiel normal est convergente à l'extérieur de la sphère de rayon  $\sqrt{a^2 - b^2}$ , intérieure à la Terre...

La première partie est souvent identifiée comme étant l'erreur de prolongement vers le bas, et la seconde l'erreur de troncature.

Jekeli a alors calculé les coefficients  $\bar{K}_{\ell m}$  d'un modèle de Terre dont le champ de gravité est essentiellement dû à la topographie réelle de la surface, par les formules (91), en passant, pour des raisons pratiques, par l'intermédiaire de densités de surface représentant la topographie équivalente à la Terre solide (pour pouvoir utiliser une technique de F.F.T. dans l'évaluation des  $\bar{K}_{\ell m}$ ), et ce jusqu'à  $L = 180$ , puis 300.

Ensuite, le calcul de l'erreur  $\epsilon_p/\gamma_0$  a été effectué pour un petit nombre de zones limitées à la surface terrestre à cause du volume et du temps de calcul nécessaire à l'évaluation des coefficients  $\tilde{K}_{\ell m}(r_p)$ . L'erreur maximum sur la hauteur du géoïde est, pour ce modèle et les zones testées, de 66  $\mu\text{m}$ , et l'erreur quadratique moyenne maximum (pour l'une des zones) de 17  $\mu\text{m}$ .

L'erreur de prolongement vers le bas peut encore être réduite en utilisant des harmoniques ellipsoïdaux et les fonctions ellipsoïdales  $E_{\ell m}(u, \theta) = \bar{P}_{\ell m}(iu) \bar{Q}_{\ell m}(\cos \theta)$ , (Heiskanen et Moritz, 1967), comme le montre Jekeli (ibid). Mais on peut conclure que les expériences numériques ainsi effectuées avec les harmoniques sphériques jusqu'à une résolution de 65 km ( $L = 300$ ) montrent qu'il n'y a aucun problème, au niveau du millimètre ou même en deça, à utiliser la série du potentiel perturbateur dans la détermination du géoïde.

## 5 - CONCLUSION

Dans le cadre d'une définition du géoïde permettant de modéliser les variations temporelles, nous avons examiné divers phénomènes responsables de ces variations et évalué leurs effets ; ainsi la précision centimétrique dans la définition du géoïde sur une période de l'ordre du siècle peut être garantie. Nous avons ensuite examiné les méthodes de détermination de haute précision : par la technique gravimétrique, améliorée de manière à prendre en compte les effets de l'atmosphère, de la topographie et de l'aplatissement terrestre, et qui reste très lourde dans la pratique ; par des techniques spatiales de pointe, poursuite de satellite par satellite ou gradiométrie, qui permettent une détermination globale, précise et rapide du géoïde dans le cadre d'une représentation analytique de cette surface par harmoniques sphériques, moyennant l'utilisation d'algorithmes récemment développés.

L'utilisation des harmoniques sphériques au niveau du sol et jusqu'aux degrés et ordres 300 (au moins) ne pose pas de problème et, mis à part les erreurs induites sur les coefficients par les erreurs de mesure en altitude, une précision du millimètre est garantie.

### Références

- A.S.E., 1978, Slalom mission/system definition. European Space Agency contract N° 3483/78/F/DK (SC), Final report, MBB/GRGS/SFB78.
- BALMINO, G., 1973, Contribution à l'amélioration du potentiel terrestre : choix d'une représentation, techniques nouvelles de détermination, Thèse, Univ. Paris VI, CNRS A.O. 8227.
- BALMINO, G., 1982a, Résolution pratique des équations de Stokes et de Molodensky, Technical Note, n° 4, B.G.I.
- BALMINO, G., 1982b, Comparisons of new algorithms for harmonic analysis on a sphere, En préparation.
- BERNARD, A., 1982, Projet ONERA pour la Gradiométrie par satellite, La Recherche Aérospatiale, N° 1, 51-56.
- BOMFORD, C., 1962, Geodesy, 2nd. Ed., Oxford, Univ. Press.
- BOULANGER, Y., 1973, Secular variations in gravity. In : proc. Symp. Earth's Gravity Field, Univ. of New South Wales, Sydney, Australia.
- CAREY, S.W., 1976, The expanding Earth, Elsevier, Amsterdam.
- CARTWRIGHT, D.E., and R.J. TYLER, 1971, New computations of the tide generating potential, Geophys. J. R. Astr. Soc., 23.
- CARTWRIGHT, D.E., and A.C. EDDEN, 1973, Corrected tables of tidal harmonics, Geophys. J. R. Astr. Soc., 33.
- C.N.E.S., 1982, Proposition de Phase A pour le projet GRADIO. Rapport technique BGI-CNES-GRGS-ONERA-Univ. Paris VI.
- COLOMBO, O.L., 1981, Numerical methods for harmonic analysis on the sphere, O.S.U., Rep. N° 310.
- DEFANT, A., 1961, Physical oceanography, Vol. 1, Pergamon press, Oxford.
- DICKE, R.H., 1967, Gravitational theory and observation, Physics Today, janv., 55-70.
- GARFUNKEL, Z., 1975, Growth, shrinkage, and long term evolution of plates and their implications for the flow pattern in the mantle, J. Geophys. Res., 80.

- GROTEN, E., 1979, Microgravity, Symp. New Technologies in Geophysical Instrumentation, XVII Gen. Ass. of IUGG, Canberra, Australia.
- GROTEN, E., 1980a, A remark on M. Heikkinen's paper "on the Honkasalo term in tidal correction to gravimetric observations", Bull. Géod., 54.
- GROTEN, E., 1980b, Geodesy and the Earth's gravity field, Vol. 11, Geodynamics and advanced methods, Dummlers Verlag, Bonn.
- GROTEN, E., 1981a, Precise determination of the disturbing potential using alternative boundary values, NOAA Techn. Rep. N° S90, NGS20, Rockville, Md.
- GROTEN, E., 1981b, Tidal corrections for absolute gravimetry, in Bulletin d'Information n° 49, B.G.I.
- HAGIWARA, Y., 1977, Gravity charges associated with seismic activity, J. Phys. Earth., 25, suppl..
- HEISKANEN, W.A., & H. MORITZ, 1967, Physical geodesy, W.H. Freeman & Co., San Francisco.
- I.A.G., 1971, Geodetic Reference System 1967. Publication spéciale du Bulletin Géodésique, Paris.
- JEKELI, Ch., 1981, The downward continuation to the Earth's surface of truncated spherical and ellipsoidal harmonic series of the gravity and height anomalies, O.S.U., Rep. n° 323.
- KRARUP, T., 1969, A contribution to the mathematical foundation of physical geodesy, Publ. n° 44, Danish Geodetic Institute, Copenhagen.
- MATHER, R.S., E.G., MASTERS, and R., COLEMAN, 1977, The role of non-tidal gravity variations in the maintenance of reference systems for secular geodynamics, Int. Symp. : non-tidal gravity variations and the methods for their study, Trieste, Italy, June 20-24, also in : Unisurv. NSW, 1-25.
- MATHER, R.S., 1978, The role of the geoid in four-dimensional geodesy, Marine Geodesy, 1 (3).
- MATHER, R.S., C., RIZOS, R. COLEMAN, and E.G., MASTERS, 1979, Geodetic reference systems for crustal motion studies, Tectonophysics, n° 52.
- MELCHIOR, P., 1978, The tides of the planet Earth, Pergamon press, Oxford.
- MONTGOMERY, R.B., 1969, Comments on oceanic levelling, Deep Sea Res., n° 16.
- MORITZ, H., 1974, Precise gravimetric geodesy, O.S.U., Rep. N° 219.
- MORITZ, H., 1980, Advanced physical geodesy, H. Wichmann Verlag, Abacus Press, Karlsruhe.
- MUNK, W.H., and G.J.F., MacDONALD, 1960, The rotation of the Earth, Cambridge Univ. Press..
- RAPP, H.R., 1981, Ellipsoidal corrections for geoid undulation computations, O.S.U., Rep. N° 308.
- RIZOS, C., 1980, The role of the gravity field in sea surface topography studies, Unisurv S-17, Univ. of N.S. Wales, Australia.
- RUMMEL, R., 1979, Determination of short-wavelength components of the gravity field by satellite to satellite tracking or satellite gradiometry. An attempt to an identification of problem areas, Manuscripta Geodaetica, Vol. 4.
- SOLOMON, S.C., and N.H., SLEEP, 1974, Some simple physical models for absolute plate motions, J. Geophys. Res., 79.
- STOLZ, A., 1976a, Changes in the position of the geocentre due to variations in sea level, Bull. Géod., n° 50.

STOLZ, A., 1976b, Changes in the position of the geocentre due to seasonal variations in air mass and ground water, Geophys. J. R. Astr. Soc., 44.

TSCHERNING, C.C., and K., PODER, 1981, Some geodetic applications of Clenshaw summation, 8th. Symp. on Mathematical Geodesy, Come, Italy.

WAHR, J., 1981, Body tides on an elliptical, rotating, elastic and oceanless Earth, Geophys. J. R. Astr. Soc., 64.

THE GEOID OF THE MEDITERRANEAN SEA DEDUCED FROM SEASAT DATA

F. BARLIER

Groupe de Recherches de Géodésie Spatiale, Centre d'Etudes et  
de Recherches Géodynamiques et Astronomiques, Grasse, France.

J. BERNARD

Université Fédérale de Parana, Curitiba, Brésil

O. BOURI

Ecole Nationale des Sciences Géographiques, Saint-Mandé, France.

P. EXERTIER

Ecole Nationale Supérieure des Arts et Industries de Strasbourg, France

=====

ABSTRACT

Since several years, a new technique has been developed with success : altimetry. An altimeter permits to obtain the sea surface topography. The best results have been obtained with the altimeter of the Seasat satellite which has a precision better than 10 cm. Unfortunately, the precision of the trajectory determination is not so good than the precision of the altimeter. However by minimizing the difference at each crossing arcs points, in assuming that the radial error in the trajectory determination can be represented by a linear trend over a few thousand kilometers, each arc of trajectory can be corrected by a translation and a tilt. From these results, the sea surface topography has been deduced on the Mediterranean Sea. The atmospheric and marine features have been estimated: they are generally less than a few decimeters. The deduced mean sea surface topography can be considered as a good estimate of the geoid.

## 1. INTRODUCTION

The Seasat satellite collected altimeter data between July and October 1978. This experiment has been described in many papers gathered in a special issue of Journal of Geophysical Research (vol. 87-1982). The accuracy of the Seasat altimeter data amounts to 10 cm (Townsend, 1980) and even probably better according to a recent study giving a noise of 3 to 5 cm for each second data point representing an average of about 1500 measurements with wave heights less than 5 m (Tapley et al. 1982). With respect to such an accuracy, the position of the satellite, particularly the radial position, is poorly determined. The recent orbit computations using laser and unified S band data with a specialized gravity field model (PGS-S4) still contain radial uncertainties of 70 cm r.m.s (Lerch et al., 1982). So, the error budget of the determination of the sea surface topography is dominated by radial uncertainties of the trajectory.

Fortunately, the radial orbital error can be partly removed, by taking into account the long wave-length nature of this error. This procedure is now very classical and has been used successfully by several authors (for example, Balmino et al., 1979, Goad et al., 1980, Marsh et al., 1982, Bernard et al., 1982). Basically a radial error can be represented by a linear trend over a few thousand kilometers (Marsh and Williamson, 1980). For each profile a vertical translation and a tilt are determined in minimizing the computed crossover differences between the sea heights of ascending passes and the sea heights of descending passes.

## 2. THE MEAN SEA SURFACE TOPOGRAPHY

### 2.1. Altimeter data

On the Mediterranean Sea 137 passes of Seasat have been recorded (66 descending passes and 71 ascending passes) and there are 724 intersections of passes (fig. 1). The altimeter data have been recorded on a magnetic tape and have been corrected for different effects : bias in the time of acquisition of the altimeter measurements (time tag bias), transit time correction, attitude-sea state correction, ionospheric and tropospheric correction, center of mass correction. A detailed description of each of these corrections can be found in the Seasat GDR user's hand book (Lorell et al., 1980). On the other hand, no correction has been applied for sea state bias effect or other oceanic effects (tides, winds, currents, atmospheric pressure).

## 2.2. Seasat reference orbits

The reference ephemerides recorded on the magnetic tapes have been obtained from the Goddard Space Flight Center. They are based upon the Geodynamics computer program (Putney, 1977, Martin et al., 1976) using laser and unified S band tracking data in orbital arc lengths of 6 days with new speed of light value. PGS-S3 (Lerch 1981) is the reference gravity model. According to different analysis (Marsh and Williamson, 1980); the r.m.s is about 1.5 m. This figure can be put together with the mean value of crossover differences on the Mediterranean Sea that it has been obtained (1.5 m).

## 2.3. Determination of vertical translations and tilts of the different profiles

The sea heights above the reference ellipsoid are computed from the GSFC ephemerides and the altimeter data corrected for the already quoted effects. An histogram of sea height differences of the descending passes minus the ascending passes is drawn (fig. 2).

A time tag bias of 80 ms is applied according to the determination made by Tapley et al. (1979) (-79.ms), Shutz et al (1982) (-78.1 ± 2.0 ms) and by Marsh and Williamson (1982) (-81.0 ± 2 ms). If no time tag correction is applied, the mean values of these differences is 2.40 m and in this case, the sea heights of descending passes are systematically higher than those of ascending passes. If all the orbits are considered (before adjustment) the mean values of differences is -0.17 m and the r.m.s is 1.60 m.

The procedure of determining a vertical translation for each profile is carried out as follows : the descending passes are firstly considered beginning by the most western part of the Mediterranean Sea. For each profile, a vertical translation is adjusted, so that the r.m.s of sea heights differences with respect to different secant profiles is minimized (least square technique) but only half of this translation is applied because the origin of differences cannot be attributed to one profile. The computation is continued for all the descending passes and after for the ascending passes. Then the procedure is reiterated three times. Many other possible procedures have been considered, for example taking into account firstly the greatest differences or applying in full the determined vertical translation. It has been checked that no signi-

ficant differences can be detected; only the convergence of the solution is more or less rapid. Finally the r.m.s of sea heights differences converges to 0.23 m and the mean value is 0.0 m. After that, a second step is carried out by the same type of procedure, the profile being adjusted this time by a linear expression representing a translation and a tilt. The r.m.s of differences converges to 0.09 m for the first set of orbits and to 0.12 m for all the orbits. The final mean value of differences is 0.0 m (fig. 3).

#### 2.4. Interpretation of profiles before and after adjustment

A each raw profile represents instantaneous sea surface heights with respect to the reference ellipsoid affected by the following errors :

- time tag bias ;
- orbit modelling errors;
- bias in altimeter data ;
- time dependent error in altimeter data.

After adjustment, each profile gives mean sea heights with respect to the reference ellipsoid, reflecting errors which have not been removed by the linear adjustment or changes of sea surface topography. Changes of sea surface topography are originated by wind, atmosphere, pressure, current, tides. All constant oceanic effects and all non time dependent errors are reflected in the profiles.

#### 2.5. Mean sea surface gridding cartography of the mean sea surface

In order to determine the mean sea surface topography, the height of this surface must be computed at regularly spaced intervals of longitude and latitude interpolating values given by the adjusted profiles.

The interpolation is based upon a polynomial surface of degree 5 for several different blocks constituting the map of the Mediterranean Sea. 5 blocks are sufficient. The data used are given in fig. 4. About a point every 5 seconds along each profile has been used. The choice of a polynomial surface of degree 5 is relatively arbitrary. Data are satisfactorily represented but probably a more simple polynomial function could have been also convenient as it has been adopted by Marsh and Martin (1982). All data have the same weight in the least squares procedures. Data having differences with respect to the surface modelling

function greater than 3 times the r.m.s are rejected as well as overland data or data close to the sea shore (20 km). Then a grid of sea heights above the reference ellipsoid is generated at regularly spaced intervals (28 km in latitude, 21,5 km in longitude). There are 2900 points. Finally level curves are drawn from classical procedures existing at the CNES computer center (fig. 5). The level curves are spaced by 1 meter. The projection of this mean sea surface topography is a conic conform projection with a secant cone at the latitudes 37°N and 41°N. Each point is computed in a orthogonal frame, abscissae axis being tangent at the meridian 15°E.

Extensions of this map have also been drawn with level curves spaced by 0.20 m in order to exhibit fine structures (fig. 7, 8, 9, 10, in annex).

### 3. VALUE OF THE MEAN SEA SURFACE TOPOGRAPHY

It must be kept in mind that primordial information is only contained in the profiles. A procedure of smoothing and interpolating tends towards degrading this information. However cartography has the advantage to point out much more easily significant structures that a simple examination of individual profiles can do. The value of the determined mean sea surface topography can be based on the following remarks.

#### 3.1. Accuracy

Firstly the surface is referred to a system defined by the adopted earth model including position of stations and gravity field coefficients (PGS.3). The absolute position of the mean sea surface topography with respect to the system cannot be determined more precisely than the positions of stations or the mean trajectory as it has been already said. Different analysis developed by Marsh and Williamson (1980), or Schutz and Tapley (1980) as well as the value of the r.m.s of crossover differences, indicate a value of about 1.5 meters which can be considered as a good order of magnitude of accuracy.

This figure can be checked by an external test. Knowing the Grasse laser station positioning and its leveling above the mean sea level, the height of the local mean surface can be deduced independently. A value of 47.3 meters is then obtained while altimetry by the present treatment gives a figure of 47.9 meters, that is in a good agreement. However locally the precision is

certainly much better, taking into account the smallness of the mean value of crossover differences (0.12 m) and the estimated height bias of altimeter,  $0.0 \pm 0.07$  m according to Kolenkiewicz and Martin (1982). The mean value of crossover differences of sea heights is indicated in fig.6 for different parts of the Mediterranean Sea. It is not quite constant and it seems that specific problems can arise in some parts like in the Egee Sea or Baleares area. They may be due to the existence of small islands bringing about disturbances in altimeter measurements. It is better to be also cautious in the Adriatic Sea where specific tidal effects exist (Maroussi, 1982).

It is interesting to add that comparisons with other similar solutions give generally a very good agreement within few decimeters in local areas and within 2 meters (generally less than 1.5 meters) from an absolute positioning with respect to the center of mass of the earth (private communication from Cheney and Marsh, 1981, Balmino, 1982, Lambeck, 1982) and also (Bernard et al., 1982, Cruz and Rapp, 1982). The general global structures and even small structures have the same feature. These comparisons have been possible by courtesy of the authors whenever the material was not published. For the latter comparison (Cruz and Rapp, 1982), a small slope of less than 1 meter can be evidenced between the western and the eastern parts of the Mediterranean Sea.

### 3.2. Possible improvements

In comparison with the accuracy of altimeter data, progress should be still done made for positioning and shaping the sea surface. At the moment a new gravity field is available (PGS.4) (Lerch, 1982) and a better determination of the trajectory can be performed (Wakker et al., 1982). Smoothing and interpolating techniques could be also improved, for example by introducing a weight function as done by Marsh and Williamson (1982). Finally, a combination of Geos III and Seasat data could be valuable either to fill the lack of data in some regions or to position better the mean surface taking advantage of the great amount of Geos III data. Finally in modelling time dependent oceanic changes (tides for example), part of apparent noise should be eliminated.

#### 4. CAN THE MEAN SEA SURFACE TOPOGRAPHY BE CONSIDERED AS A GOOD ESTIMATION OF GEOID AT THE MOMENT ?

Generally speaking, the mean sea surface represents the geoid affected by mean constant oceanic effects over the considered period of data collecting. The adjustment of sea heights profiles by a translation and a tilt has removed as well as possible, some time dependent oceanic changes along a profile but features that cannot be represented by this procedure have been left out and they introduce noise in the mathematical representation of the sea surface. Therefore it is important to estimate the order of magnitude of oceanic effects.

##### 4.1. Estimates of oceanic effects

It is known that in the Mediterranean Sea, the oceanic effects are generally less than a few decimeters. In a previous study, Bernard et al. (1982) have estimated the order of magnitude of these effects in the western part during July and August 1978. This analysis can be summarized as follows.

##### - atmospheric pressure

The Mediterranean Sea reacts like an inverted barometer. Following the daily meteorological data for the considered period, this effect should be less than a few centimeters.

##### - Wind

The main effect of the wind concerns the exchange of water and heat between ocean and atmosphere and locally the mechanical wind stress is added to the general thermo-haline circulation. The maximum wind speed registered reached 20 knots on August 7 and 8, 1978 in the gulf of Genova and such a wind speed may induce a maximum variation of 15 cm (Elliott (1979)). Generally it can be stated that the effects are not greater than 10 cm for the period considered.

##### - Tides

The oceanic tides are weaker than 20 cm except in some regions (for example the Straits of Gibraltar or the gulf of Gabes). In addition, in the case of the tyrrhenian tides they are as a rule, synchronous. Therefore the most important effect of this tides should be removed by the linear adjustment of profiles during the considered period, at least at the mean level of 10 cm.

#### - Oceanic currents

The circulation in the Mediterranean Sea is not yet very well known. However many estimates have been done in different areas. For example, fluxes have been computed from the density differences between the waters on each side of the Straits of Gibraltar and Sicily (Bethoux 1979). It appears also that the fluxes along the African coast, the gulf of Genova involve transversal slopes of about  $10^{-6}$  (Bethoux, 1979).

The levelling along the north-western coast between Gibraltar and Genova shows a mean decrease of about 0.50 m (Levallois and Maillard, 1970) and of about 0.20 m between Morocco and Tunisia (IGN measurements).

All these measurements permit to think that oceanic effects are generally less than few decimeters.

Although no specific study has been performed for the eastern Mediterranean Sea, it seen finally founded to extend this conclusion to the entire Mediterranean Sea (Bethoux, private communication 1982). However it is obvious that new studies on the oceanic effects are highly desirable.

#### 4.2. Comparisons with other geoids

From the preceding sections, it can be concluded that the mean sea surface topography can give an estimation of a geoid with a local error not much greater than few decimeters. Other direct determinations have been made, for example, global determination based upon gravimetric, altimetric and trajectory analyses (GEM 10B-Lerch et al., 1979, GRIM 3- Reigber et al., 1981, Rapp, 1979). Local geoid in Europe and in the Mediterranean area have been developed by other authors (Levallois et Monge, 1978, Groten, 1980). Generally, without taking into account possible systematic differences, the agreement is around 2 or 3 meters but in comparison with the small and precise structures evidenced by the Seasat sea surface, all these solutions suffer a lack of precision at local scale.

### 5. CONCLUSION

At the moment, the mean sea surface deduced from Seasat data give the best estimate of a geoid with many very interesting structures from a geophysical point of view as it has been shown in a previous study (Bernard et al., 1982).

However it is necessary to emphasize the new efforts undertaken to develop a new geoid in Europe and in the Mediterranean Sea with an accuracy of about 0.30 cm. Very good and extremely interesting comparisons will be performed in a next future based upon various data.

First results of comparison with this new effort are very encouraging. For example with deflection of the vertical in the Strait of Sicily (Berardi, 1982), or with a new gravimetric solution performed by Torge et al. (1982), or with different set of data in the eastern part of the Mediterranean Sea (Groten, 1982). The link with geoid determined overland is also promising for a next future.

#### 6. Acknowledgements

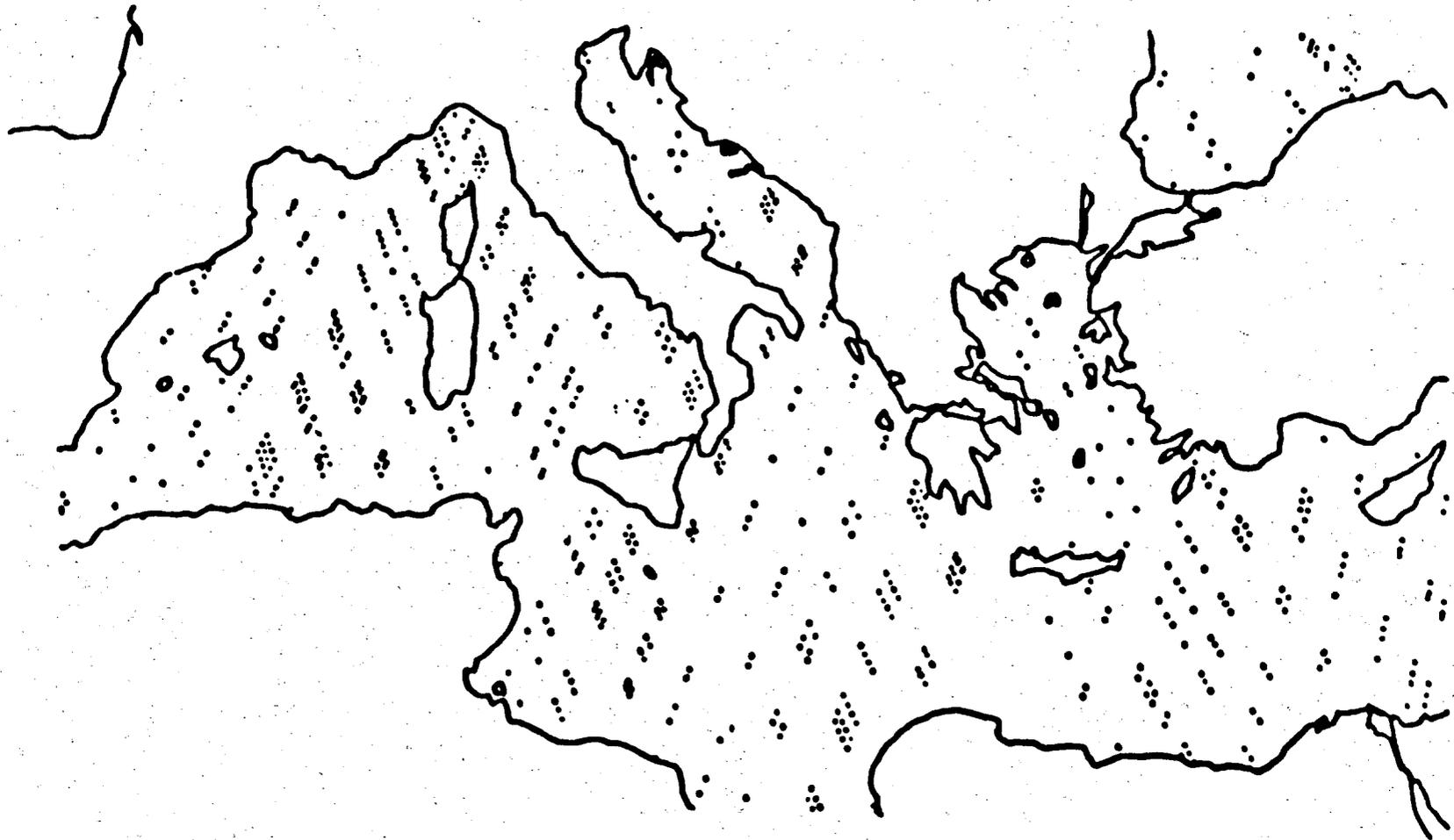
We are grateful to NASA (GSFC) for providing Seasat and trajectory data. We thank particularly J. Marsh for very useful informations, C. Brossier for preparing data bank, J.P. Bethoux for very interesting comments on marine features. This study has been supported by CNRS (ATP teledetection oceanographie 1981) and CNES (France).

REFERENCES

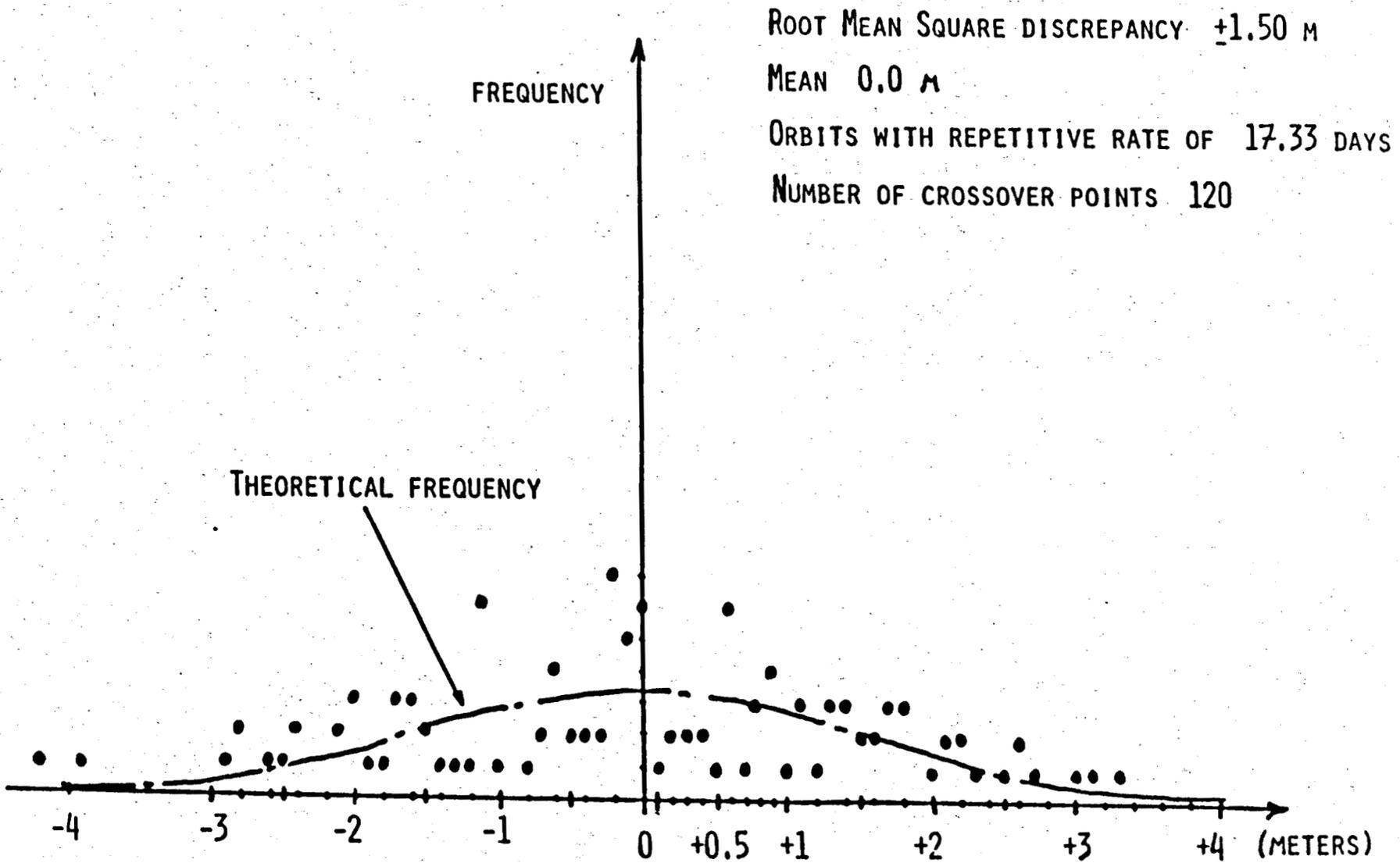
- Balmino, G., C. Brossier, A. Cazenave and F. Nouel, Geoid of the Kerguelen islands area determined from Geos 3 altimeter data, *J. Geophys. Res.*, 84, B8, 3827-3831, 1979.
- Berardi, G., Remark and Keynote address presented at the international symposium on the geoid in Europe and in the Mediterranean area, Rome, September 1982.
- Bernard, J., F. Barlier, J.P. Bethoux and M. Souriau, First Seasat altimeter data analysis on the western Mediterranean Sea, *J. Geophys. Res.* in press 1983.
- Bethoux, J.P., Budgets of the Mediterranean Sea, their dependance on the local climate and on the characteristics of the Atlantic waters, *Oceanol. Acta*, 2, 2, 157-163, 1979.
- Bethoux, J.P., Mean water fluxes accross in the Mediterranean Sea, evaluated on the basis of water and salt budgets and of observed salinities, *Oceanol. Acta*, 3, 1, 79-88, 1980.
- Cruz, J.Y., R.H. Rapp, Sea surface heights in the Mediterranean area from Seasat altimeter data, submitted to the *Bollettino di Geofisica Teorica ed Applicata*
- Elliot, A.J., The effect of low frequency winds on sea level and currents in the gulf of Genova, *Oceanol. Acta*, 2, 4, 429-433, 1979.
- Goad, C. C., B.C. Douglas and R.W. Agreen, On the use of satellite altimeter data for radial ephemeris improvement, *J. of the Astron. Sci.*, 28, 4, 419-428, 1980.
- Groten, F., *Geodesy and the Earth's gravity field*, 1 and 2, Ferd. Dümlers Verlag, 1980.
- Groten, E., Various ways of determining a geoid section in the eastern Mediterranean Sea, 2nd international symposium on the geoid in Europe and Mediterranean area, Rome, September 1980.
- Kolenkiewicz, R. and C.F. Martin, Seasat altimeter height calibration, *J. Geophys. Res.* 87, 5, 3189-3197, 1982.

- Lerch, F.J., B.H. Putney, C.A. Wagner and S.M. Klosko, Goddard earth models for oceanographic applications (GEM 10B and 10C), *Mar. Geod.*, 5(2), 145-187, 1981.
- Lerch, F.J., J.G. Marsh, S.M. Klosko and R.G. Williamson, Gravity model improvement for Seasat, *J. Geophys. Res.* 87, 5, 3281-3296, 1982.
- Lorell, J., M.E. Parke and J.F. Scott, Geophysical Data Record (GDR) user's handbook altimeter, Rep. 622-97, Jet Propul. Labo, Pasadena, Calif., 1980.
- Levallois, J.J. and J. Maillard, Le nouveau réseau de nivellement de 1er ordre du territoire français. Conséquences pratiques et scientifiques, Symposium sur la géodésie côtière, München, IGN report 26848-12, 1970.
- Levallois, J.J. and H. Monge, Le géoïde européen, version 1978, Association internationale de Géodésie, symposium d'Ancône, 1978.
- Marsh, J.G. and R.G. Williamson, Precision orbit analyses in support of the Seasat altimeter experiment, *J. of the astron. Sci.*, 28, 4, 345-369, 1980.
- Marsh, J.G. and R.G. Williamson, Seasat altimeter timing bias estimation, *J. Geophys. Res.*, 87, 5, 3232-3238, 1982.
- Marsh, J.G., R.E. Cheney, T.V. Martin and J.J. McCarthy, Computation of a precise mean sea surface in the eastern north Pacific using Seasat altimetry, *EOS*, 63-9, 178-179, 1982.
- Marsh, J.G. and T.V. Martin, The Seasat altimeter mean sea surface model, *J. Geophys. Res.*, 87, 5, 3269-3280, 1982.
- Martin, T.V., I.H. Oh, W.F. Eddy and J.A. Kogut, Geodyn. system description, vol 1, report, NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, Md., August, 1976.
- Marussi, A., Remark presented at the international symposium on the geoid in Europe and in the Mediterranean area, Rome 1982.
- Putney, B.H., General theory for dynamical satellite geodesy, National Geodetic Satellite Program, NASA Spec. Publ., SP-365, 319-334, 1977.

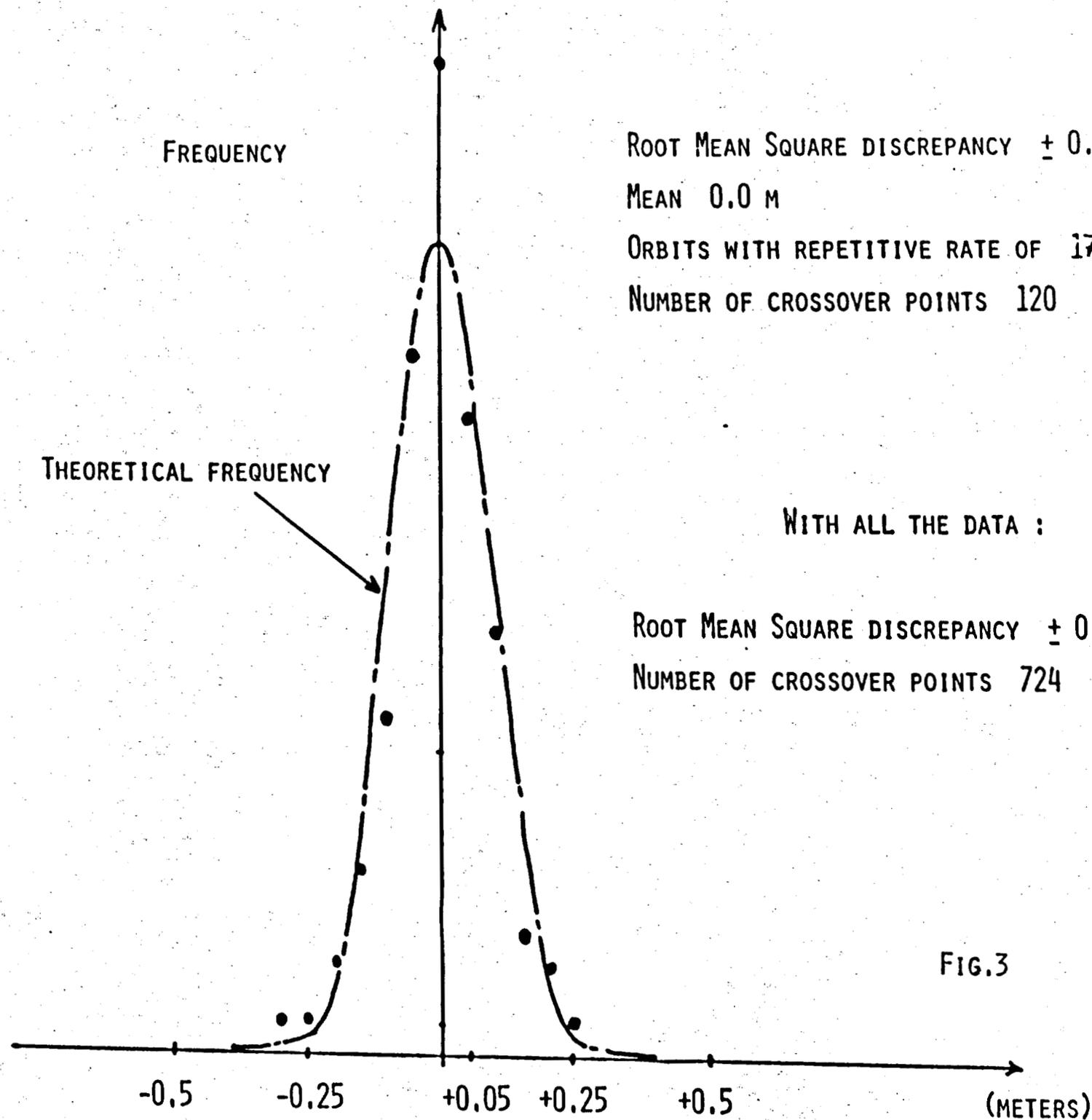
- Rapp, R.H., Global anomaly and undulation recovery using Geos 3 altimeter data, Report for NASA, GSFC, n° 5275, 1979.
- Reigber, C., G. Balmino, B. Moynot and H. Müller, The Geos 3 Earth model parameters, internal report CR/GB/BM/HM/81.05/DGFI/ABT.1, 1981
- Schutz, B.E. and B.D. Tapley, Orbit accuracy assessment for Seasat, J. Astronaut. Sci. XXVIII (4), 371-390, 1980.
- Schutz, B.E., B.D. Tapley and C. Shum, Evaluation of the Seasat altimeter time tag bias, J. Geophys. Res., 87, 3239-3245, 1982.
- Tapley, B.D., B.E. Schutz, J.G. Marsh, W.F. Townsend and G.H. Born, Accuracy assessment of the Seasat orbit and altimeter height measurement, IASOM TR 79-5, Inst. for Adv. Study in Orbital Mech. Univ. of Tex., Austin, October 1979.
- Tapley, B.D., G.H. Born and M.E. Parke, The Seasat altimeter data and its accuracy assessment, J. Geophys. Res. 87., 3179-3188, 1982.
- Torge, W., G. Weber and H.G. Wenzel, Computation of a high resolution european gravimetric geoid, second international symposium on the geoid in Europe and the Mediterranean area, Rome, September 1982.
- Townsend, W.F., An initial assessment of the performance achieved by the Seasat radar altimeter IEEE Journal of oceanic engineering, vol. OE-5, 2, 80-92, 1980.
- Wakker, K.F., B.A.C. Ambrosius and T. Van der Ploeg, Seasat orbit determination from laser range observations, Delft University of Technology report LR 352, April 1982.



MAP OF GROUND-TRACK INTERSECTIONS (724)- Fig.1

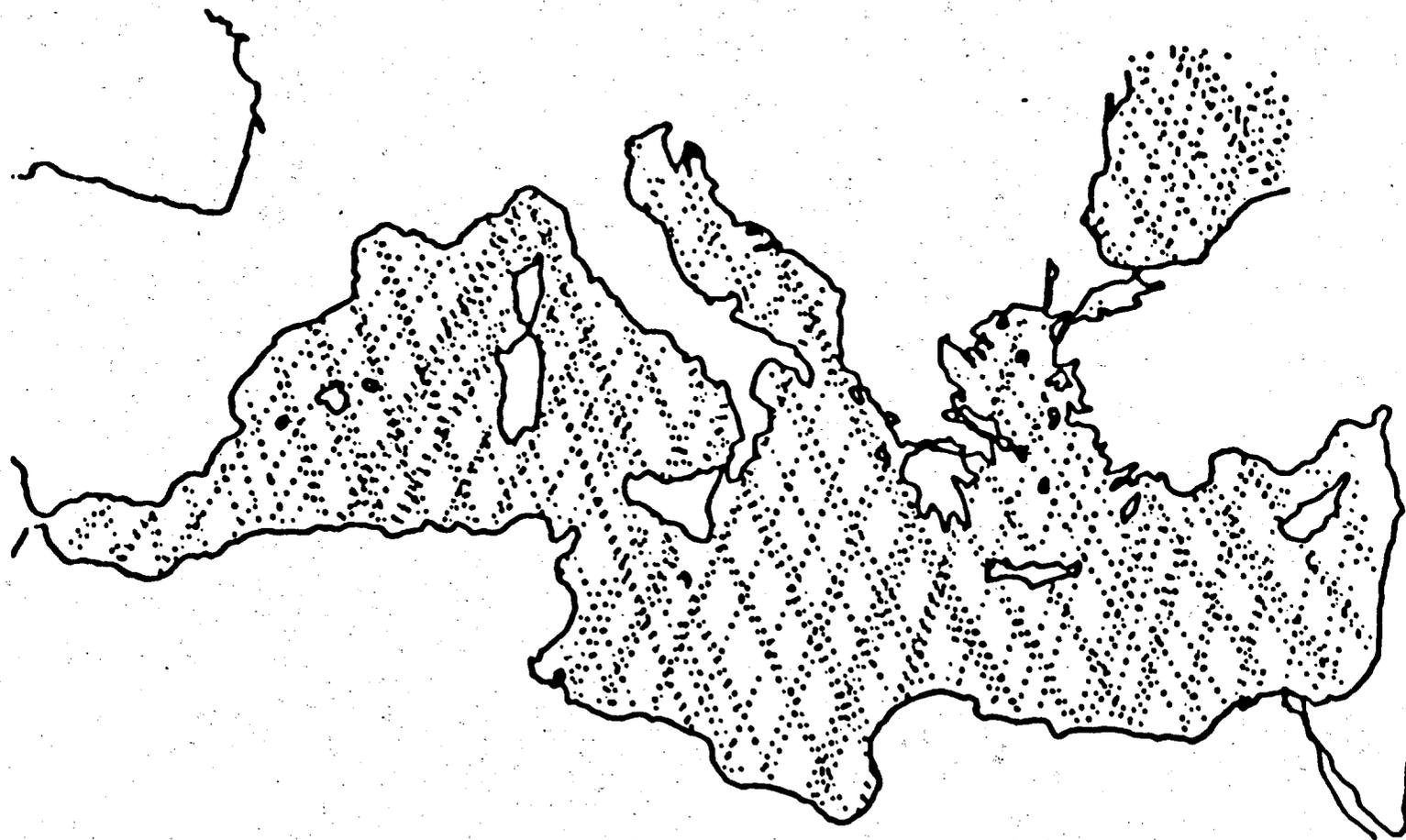


HISTOGRAM OF  
 SEA SURFACE HEIGHT DISCREPANCIES AFTER THE TIME TAG CORRECTION - Fig.2



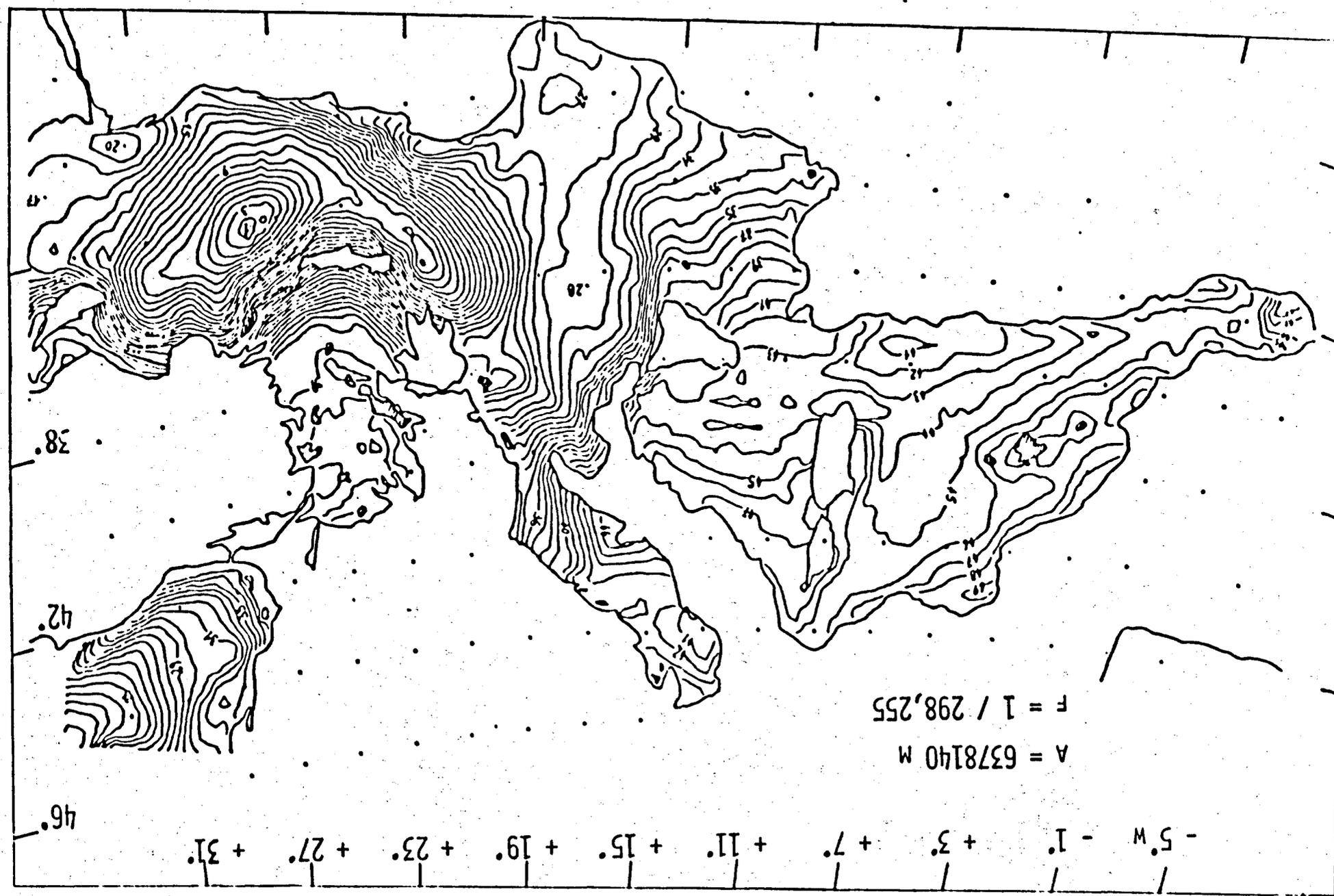
HISTOGRAM OF  
 SEA SURFACE HEIGHT DISCREPANCIES AFTER THE SECOND ADJUSTMENT (TILT)

FIG.3



MEASUREMENTS POINTS USED FOR THE SEA SURFACE TOPOGRAPHY (2900) - Fig.4

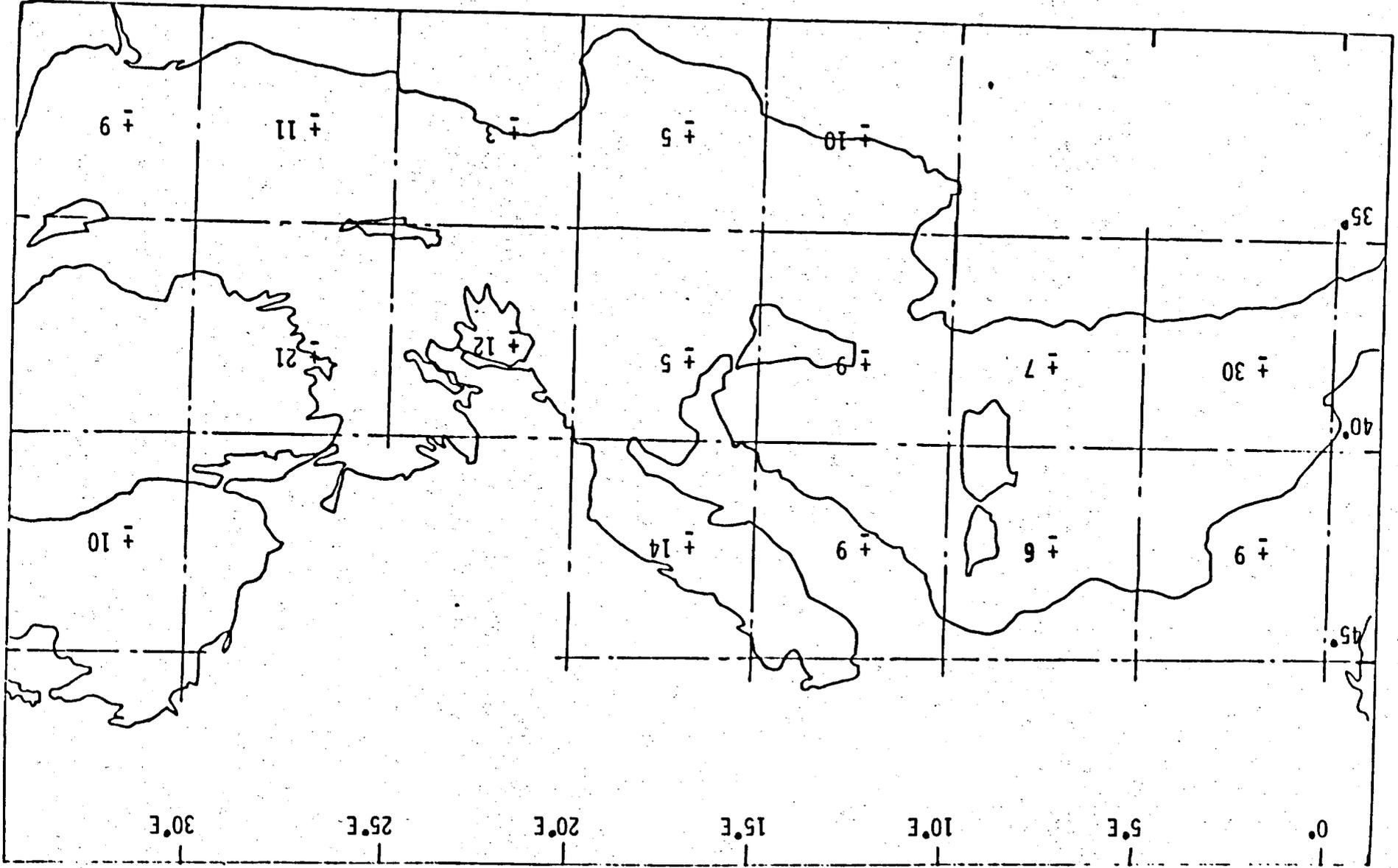
MEDITERRANEAN SEA SURFACE TOPOGRAPHY (NO OCEANOGRAPHIC CORRECTION) - SEASAT EXPERIMENT - FIG. 5



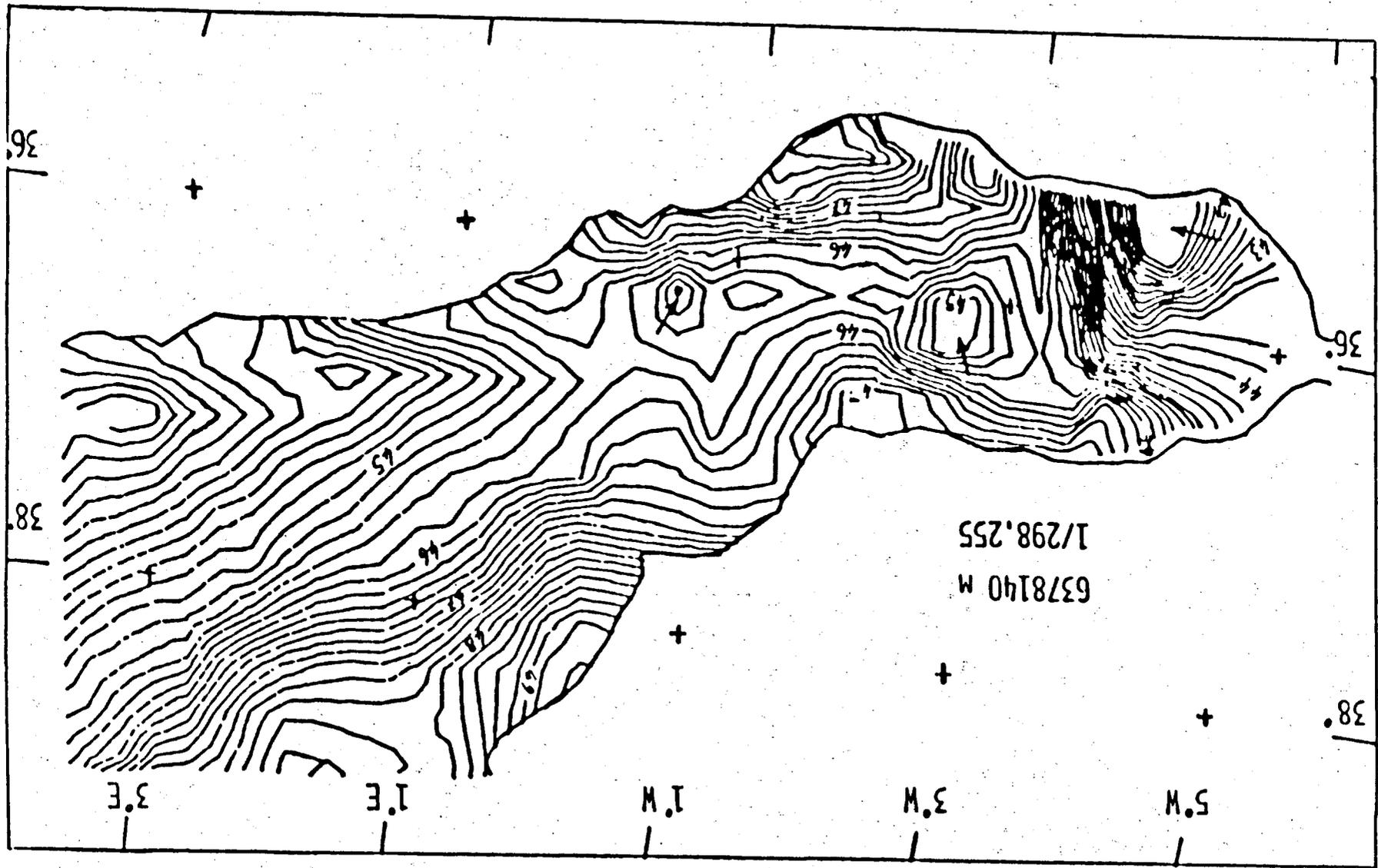
A = 6378140 M  
F = 1 / 298,255

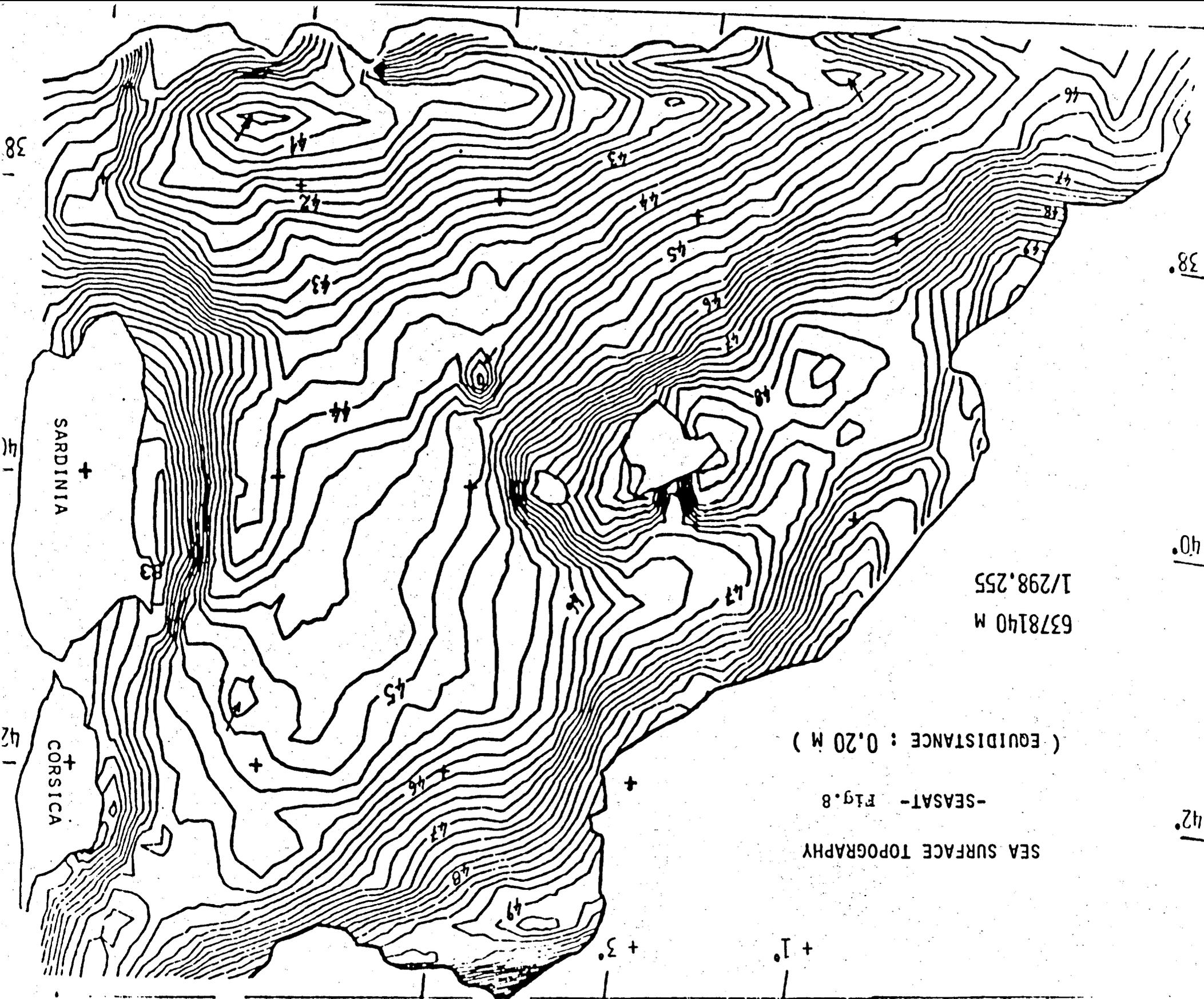
CONFORMAL CONIC PROJECTION (EQUIDISTANCE : 1 METER)

MEAN VALUE OF Crossover DIFFERENCES IN CM - FIG. 6



SEA SURFACE TOPOGRAPHY - SEASAT - Fig. 7  
(EQUIDISTANCE : 0.20 M)





SARDINIA +

CORSICA +

( EQUIDISTANCE : 0.20 M )

-SEASAT - FIG. 8

SEA SURFACE TOPOGRAPHY

6378140 M  
1/298.255

38

38°

40

40°

42

42°

+ 3°

+ 1°

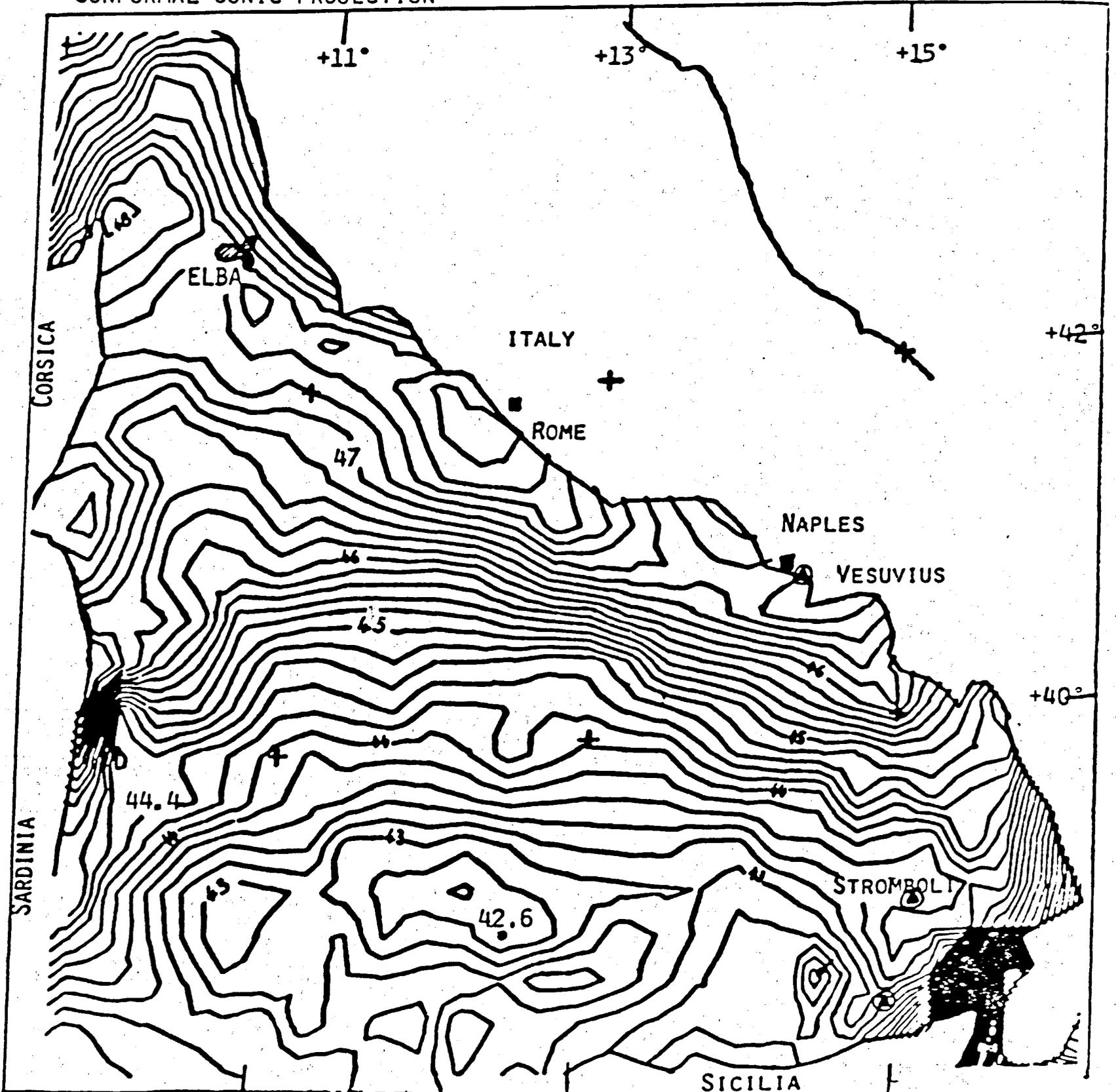
TYRRHENIAN SEA SURFACE TOPOGRAPHY - SEASAT - Fig.9

(EQUIDISTANCE : 0.20 M)

6378140 M

1/298.255

CONFORMAL CONIC PROJECTION

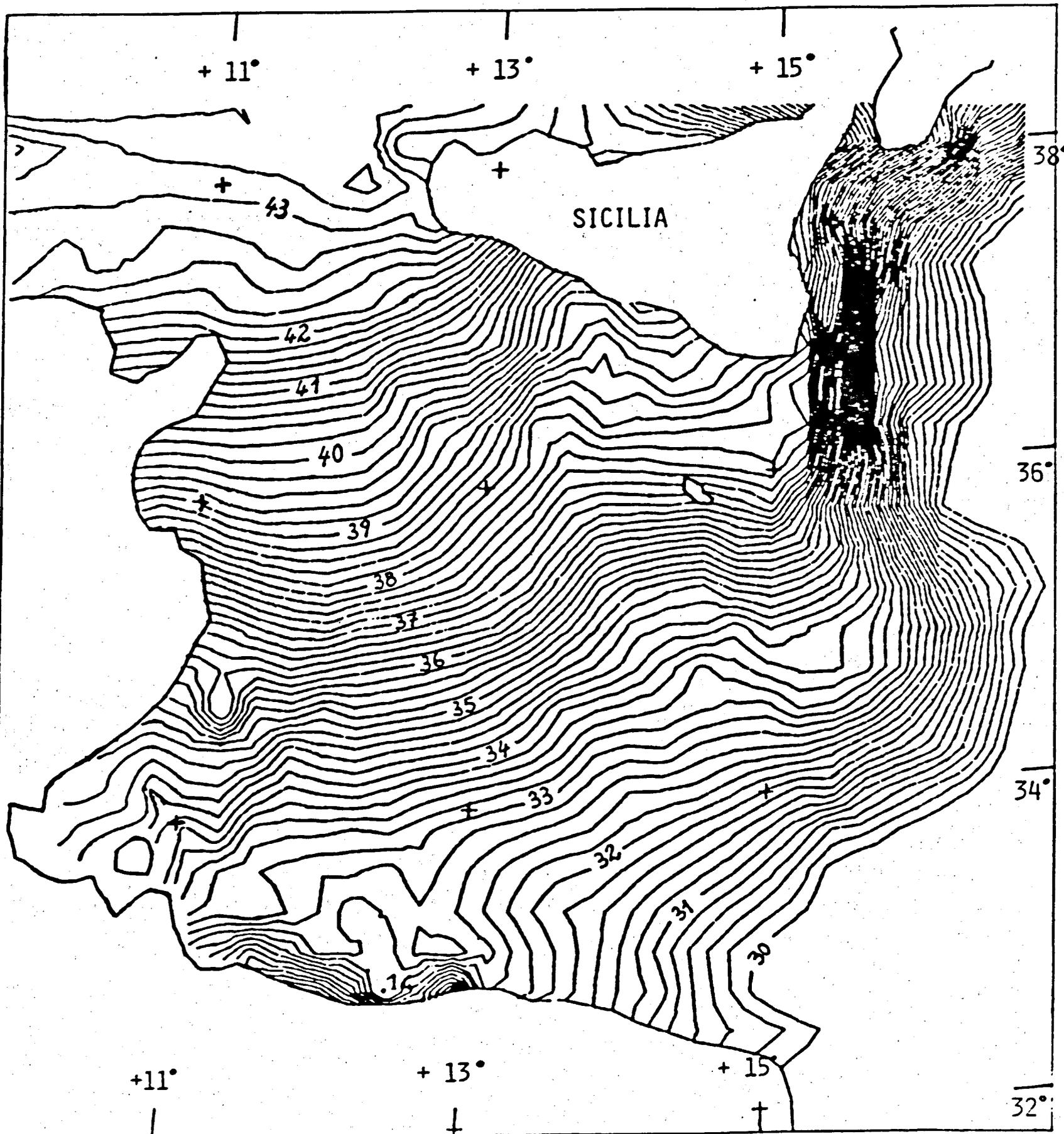


SEA SURFACE TOPOGRAPHY - SEASAT - Fig.10

(EQUIDISTANCE : 0.20 M)

6378140 M

1/298.255



ÉTUDE DU FONCTIONNEMENT DU SATELLITE SEASAT

SUR LES GLACES ET GLACES DE MER

---

C. SCHGOUNN

---

SOMMAIRE

- I - INTRODUCTION
- II - RAPPELS SUR LES FONCTIONS CAG et H 1/3 DE L'ALTIMETRE
- III - TELEMESURES GLACE DE MER
- IV - TELEMESURES SUR LE SNOWPACK
- V - PROPRIETES PHYSIQUES - STRUCTURE - PENETRATION DES ONDES
  - Glace de mer
  - Neige sèche
- VI - CONCLUSION

## I - INTRODUCTION

Le document présenté résume les travaux effectués au Groupe de Recherche de Géodésie Spatiale sur l'étude des conditions d'utilisation d'un radar altimètre embarqué pour l'étude de la glace de mer, et de la topographie des calottes glaciaires.

L'étude a porté essentiellement sur deux points :

- l'analyse des données brutes Oakhanger à une cadence de 10 pts/sec du satellite Seasat afin de comparer les réponses spécifiques (nature de l'impulsion et paramètres enregistrés) des milieux glace et neige. L'orbite étudiée est représentée sur la figure 1.

Nous avons eu à notre disposition les données sur :

- . la glace de mer du  
17.09 1978  
20.09 1978  
23.09 1978  
26.09 1978  
29.09 1978  
8.10 1978
- . le plateau continental du 20.09 1978  
23.09 1978

- l'étude des propriétés physiques (constantes diélectriques, émissivité, température radiométrique, ...) des milieux eau, neige et glace/glace de mer, afin de déterminer les paramètres agissant sur le signal retour, et d'estimer la contribution de l'écho de volume de ces milieux à la puissance rétrodiffusée par le sol.

## II - RAPPELS SUR LES FONCTIONS CAG ET H 1/3 DE L'ALTIMETRE

### Contrôle automatique de Gain

La boucle du CAG consiste à maintenir à un niveau constant la puissance de sortie. Un atténuateur digital dans le récepteur fournit une variation du gain de 0 à 63 dB avec un pas de 1 dB. En l'absence de signal le gain total est ajusté de façon à ce que le CAG prenne la valeur 10 dB, ce qui correspond au niveau du bruit. Les signaux sont obtenus à la fréquence de 1 000 Hz, une moyenne est effectuée en 50 impulsions. Pour chaque impulsion 60 points sont enregistrés avec un intervalle de 3.125 ns. Sur la moyenne obtenue, le CAG régit de façon à ramener le niveau reçu pour les 60 points à un niveau constant. Son amplitude correspond à la demi-valeur de la puissance du front de montée de la courbe altimétrique. La boucle se referme sur le récepteur à travers l'atténuateur digital après correction d'une erreur de biais. Les données finales du CAG sont obtenues tous les dixièmes de secondes.

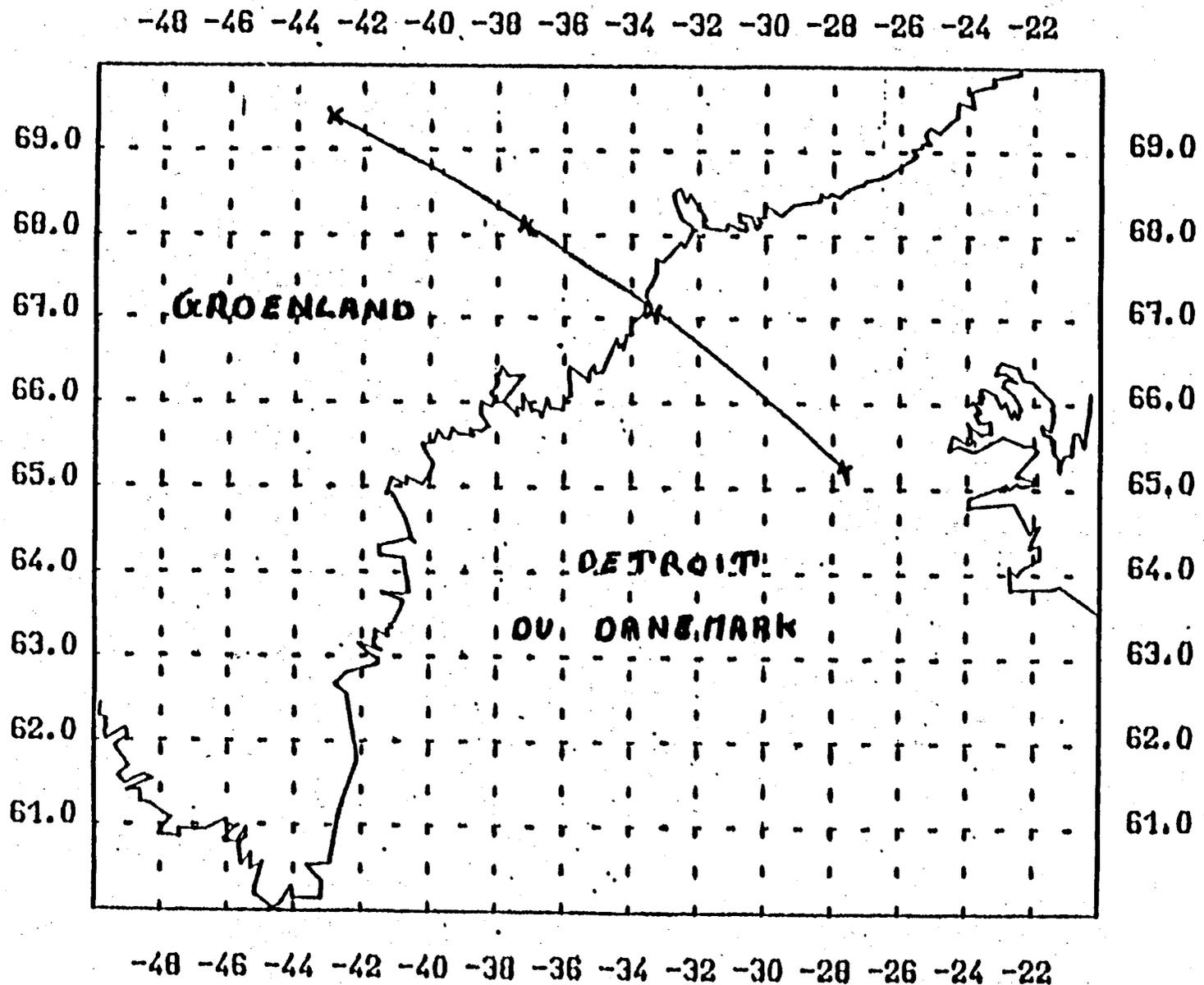
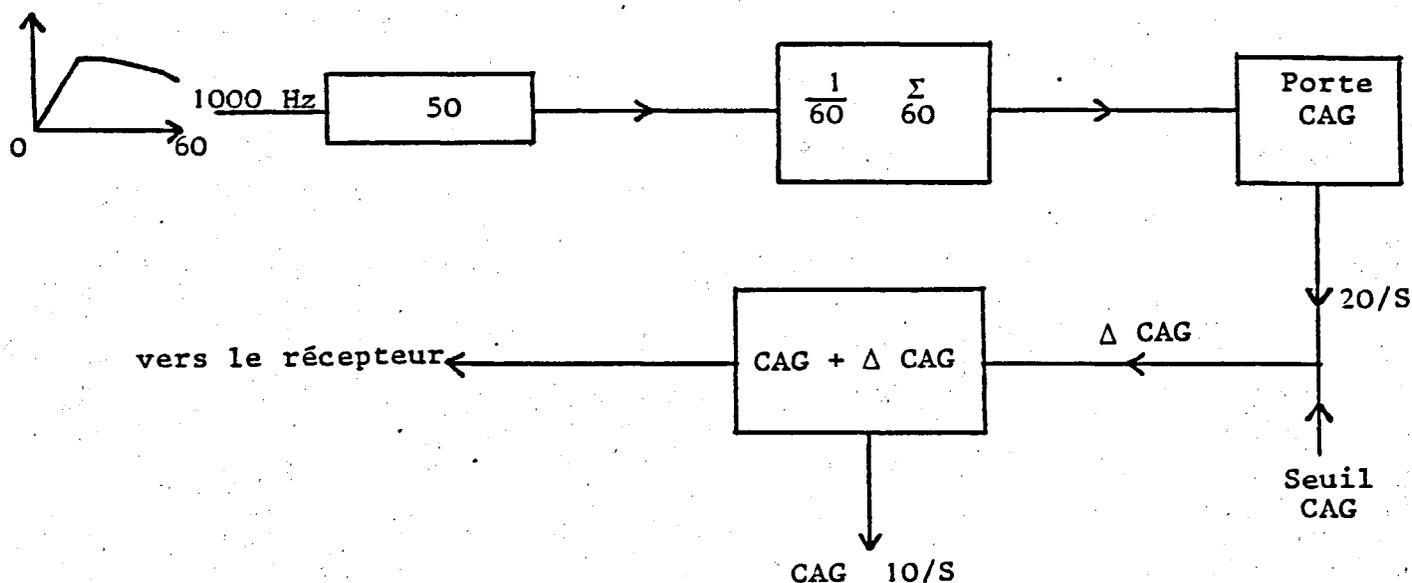


FIGURE 1



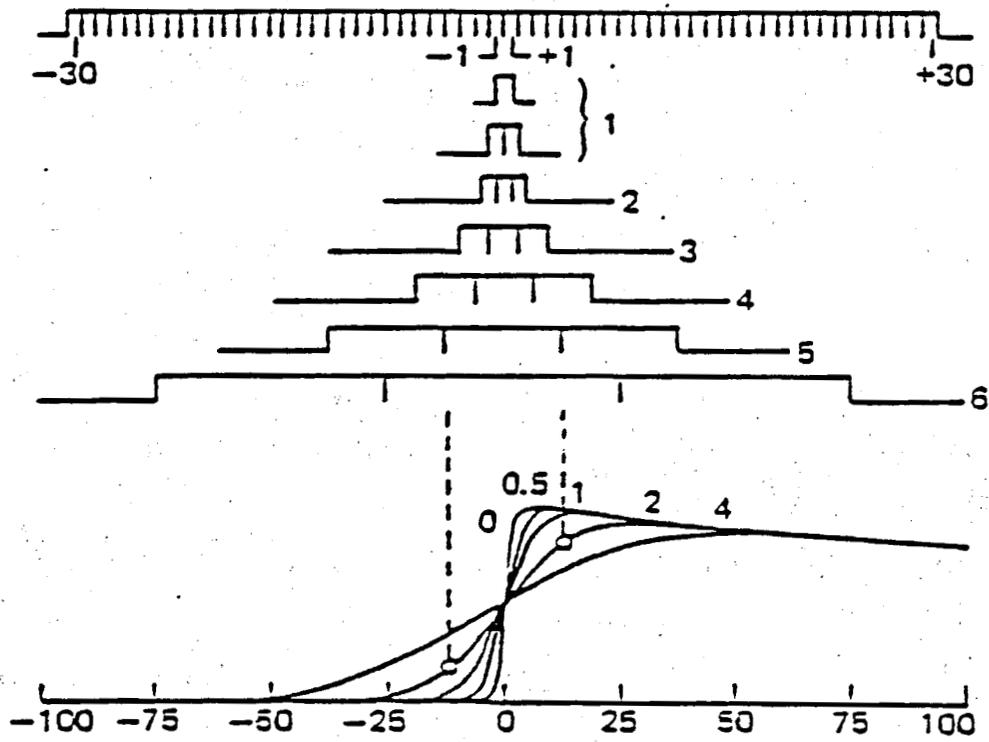
### Hauteur moyenne des vagues

En vue de calculer la hauteur significative des vagues, six groupes de trois portes sont créés par combinaison des portes d'échantillonnages élémentaires de largeur 3.125 ns chacune. D'un triplet au suivant la largeur est doublée, comme schématisé sur la figure 2. Pour chaque triplet  $i$  (de 1 à 6) les niveaux de la première porte  $P_i$  et de la dernière porte  $D_i$  donnent une estimation de la pente du front de montée de la courbe. Pour une hauteur significative donnée, la pente est le mieux définie par le triplet dont la différence  $D_i - P_i$  présente le plus de sensibilité aux variations de la hauteur, dans la gamme considérée. Pour chacun des triplets, il existe une courbe donnant la valeur du signal moyen  $D_i - P_i$  en fonction de  $T_s = \frac{H}{4} \frac{1}{3}$  (figure 2). La courbe tiretée correspond au signal n° 6 multiplié par le facteur 0.685 et est utilisée comme référence de sensibilité maximum. Pour une hauteur donnée le triplet sélectionné est celui qui se trouve le plus proche de la référence.  $H \frac{1}{3}$  est ensuite calculé à partir du tableau 1.

La précision sur la mesure de  $H \frac{1}{3}$  est de l'ordre de 50 cm.

### Remarques sur le fonctionnement de l'altimètre

L'altimètre de Seasat a été conçu pour fonctionner sur les mers où les variations d'altitude ne dépassent pas quelques mètres. La technologie et les caractéristiques de l'appareil sont telles qu'elles fournissent un maximum d'information avec une précision donnée pour ce type de relief. Pour des mesures effectuées sur Terre où le sol est plus rugueux, la présence d'un relief accidenté, montagneux, perturbe de façon considérable



Echantillonnage du signal à bord de SEASAT

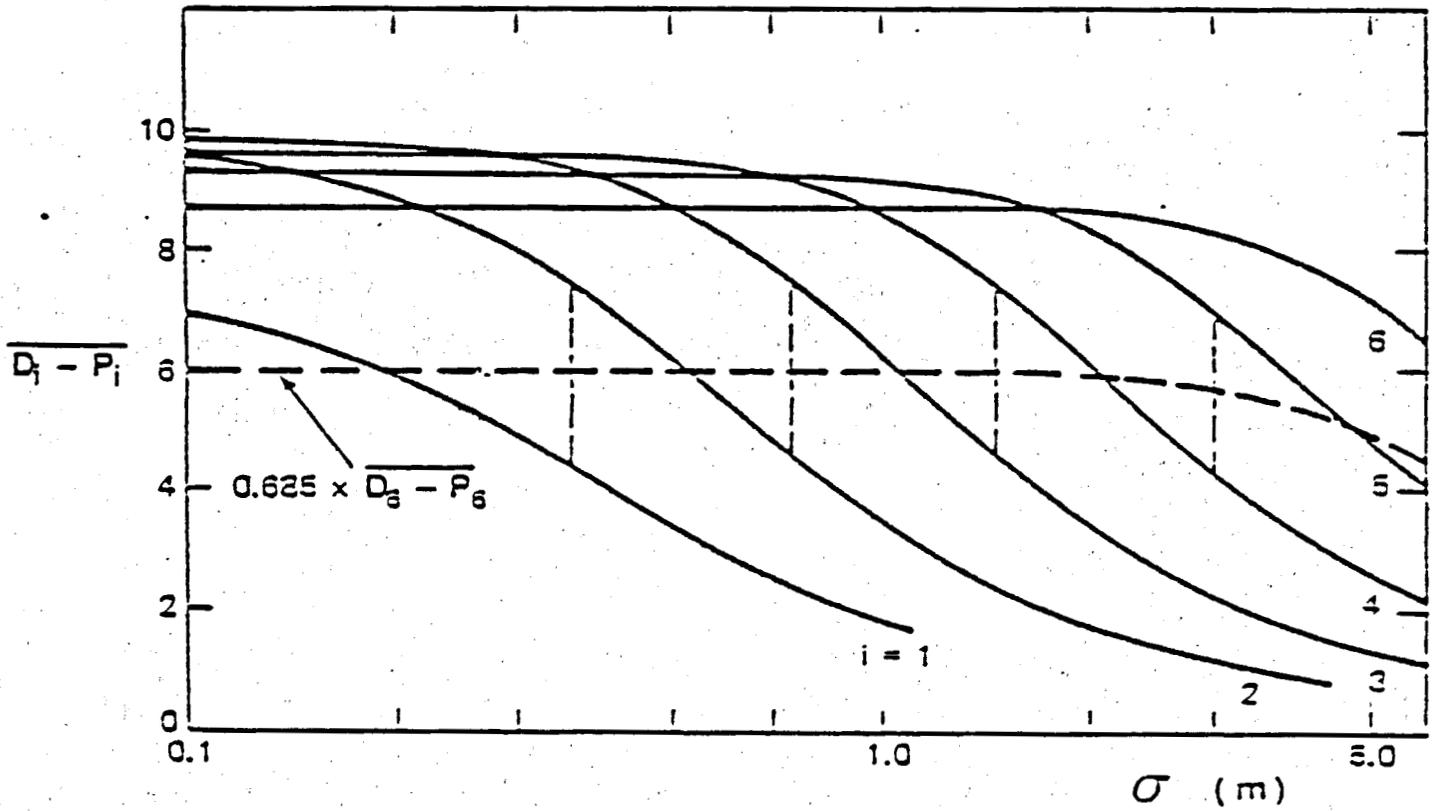


FIGURE 2 : Variations du signal moyen  $\overline{D_i - P_i}$  en fonction de la hauteur significative

$\frac{D_i - P_i}{D_6 - P_6}$	Triplet 1 H 1/3	Triplet 2 H 1/3	Triplet 3 H 1/3	Triplet 4 H 1/3	Triplet 5 H 1/3
0.4565	1.48	3.28	6.64	13.91	
0.4850	1.41	3.13	6.17	12.73	
0.5136	1.25	2.89	5.78	11.80	
0.5421	1.17	2.73	5.39	10.94	} 19.92
0.5706	1.09	2.58	5.08	10.23	
0.5992	1.02	2.42	4.77	9.61	
0.6277	0.86	2.27	4.53	8.98	
0.6562	0.78	2.11	4.30	8.44	
0.6848	0.70	1.95	4.06	7.97	18.52
0.7133	0.63	1.88	3.83	7.50	16.80
0.7418	0.55	1.72	3.59	7.03	15.31
0.7703	0.47	1.64	3.36	6.64	14.06
0.7989	0.39	1.56	3.20	6.25	12.89
0.8274	0	1.41	2.97	5.86	11.88
0.8559	0	1.33	2.81	5.55	10.96
0.8845	0	1.25	2.66	5.16	10.00
0.9130					

TABLEAU 1 : Table de calcul de la hauteur significative à bord de SEASAT

le fonctionnement de l'appareil. C'est ainsi que l'on peut expliquer certaines anomalies et décrochements observés dans les données obtenues lors de passage sur un continent. Notamment, on observe des décrochages dans les mesures lorsque les pentes au sol sont trop importantes. Le temps de mesure et les capacités de l'appareil ne suffisent pas à enregistrer de tels phénomènes. Il est alors possible de supposer que les décrochements des fenêtres, altimétrique et CAG sur la zone de transition eau-continent pour les deux passages sur terre enregistrés, ne sont dues qu'à l'état de surface observé et non à une défaillance technique de l'appareil.

L'altimètre se remet à fonctionner lorsque le relief se compose de pentes douces et de terrains peu accidentés dont la nature est semblable à la surface océanique. Un calcul rapide permet d'évaluer les limites de fonctionnement de l'appareil :

- la fenêtre est divisée en 63 portes de 3 ns chacune soit un temps total de 189 ns,

- la vitesse de la lumière est de 30 cm/ns,

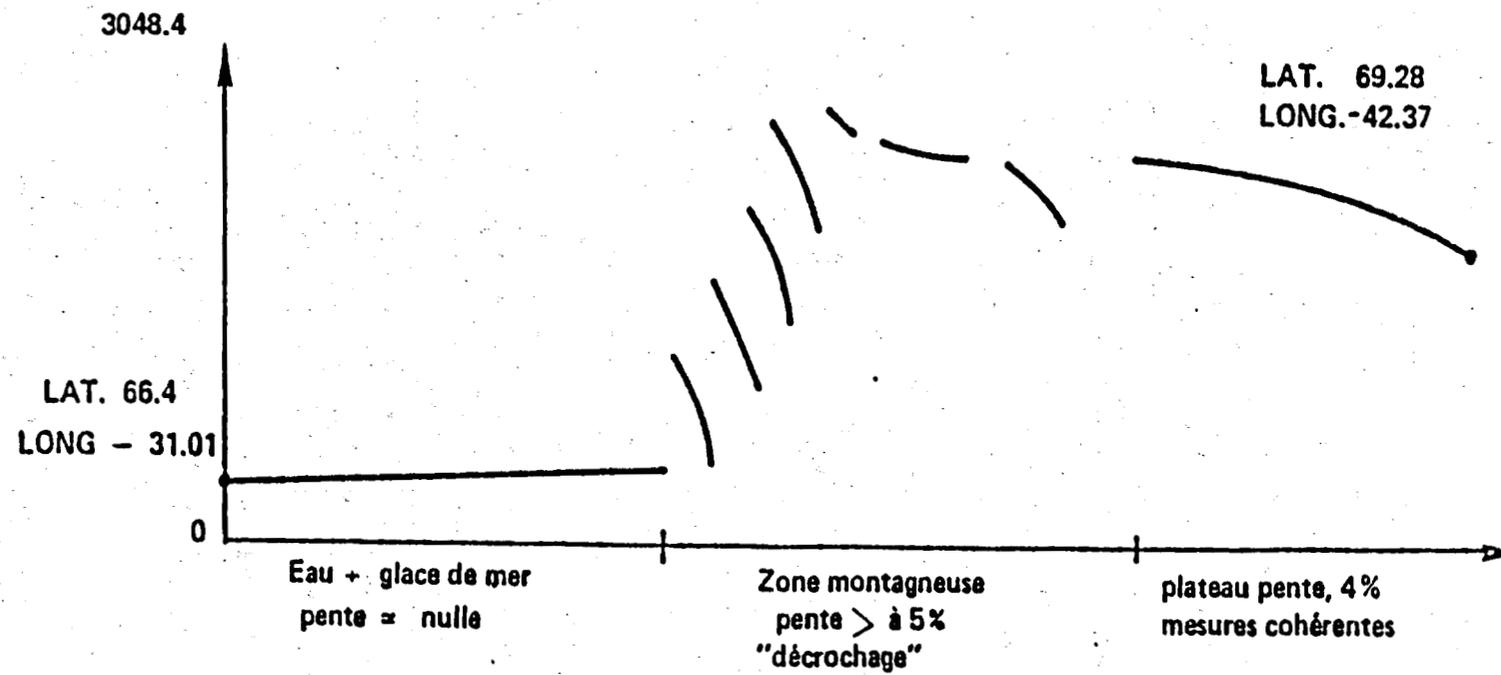
- la dénivellation maximale pour laquelle l'altimètre ne décroche pas est donc :  $189 \times \frac{30}{2} = 2\ 835$  cm,

- on rapporte cette distance à la valeur moyenne de 25 m.

Etant donné la vitesse du satellite, qui est de 7 km/s, on évalue une pente de terrain correspondante comprise entre 4 % et 5 %, pente au delà de laquelle, le signal rétrodiffusé n'est plus à l'intérieur de la fenêtre temporelle d'observation, ce qui se traduit par le décrochage des télémessures.

### III - GLACE DE MER

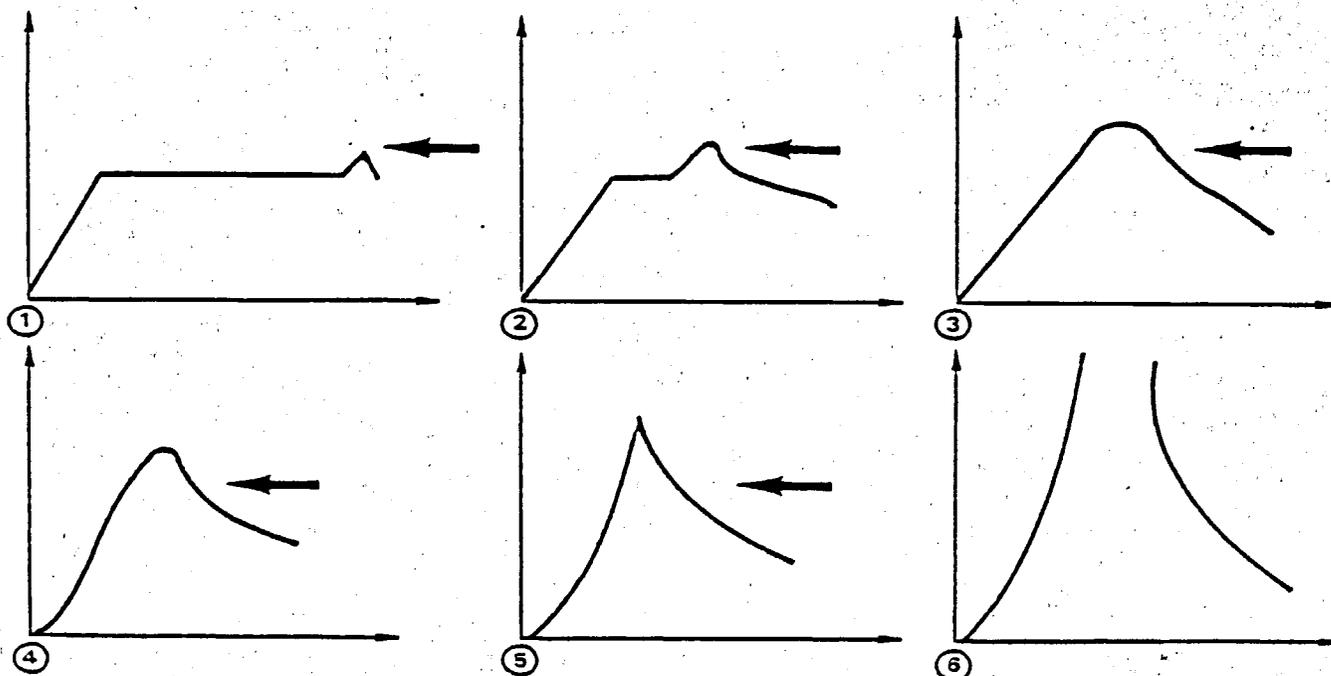
Les valeurs affichées de la hauteur moyenne des vagues lorsque l'altimètre est sur la glace de mer ont une moyenne de 1.35 m pour le passage 266. Mais on ne peut se prononcer sur la validité de ces mesures. En effet, les méthodes de calcul statistique utilisées pour l'estimation des élévations et des pentes n'est plus applicable pour ce type de surface. Sur la surface océanique, la porte centrale de la fenêtre se positionne sur le point correspondant à la valeur moyenne du front de montée de la courbe. Sur la glace de mer, les courbes sont décalées par rapport au point milieu. Les triplets formés permettant le calcul de H 1/3 n'encadrent pas, en général le front de montée, on peut donc supposer que dans la plupart des cas la mesure est inexacte. Ce mauvais positionnement ne peut s'expliquer par la forme du relief car la surface est plane, mais par l'effet que produit un changement de surface sur les constantes de temps des différents éléments et l'électronique du système.



PROFIL ALTIMETRIQUE 20.09.78. JOUR 263.

FIGURE 3

Les données étant brutes, la mesure altimétrique se trouve aussi affectée. Le profil des courbes H-Ellip obtenues pour les différents passages peut être modifié si l'on repositionne les courbes par rapport au point milieu. Nous avons effectué les corrections pour le passage 266, et le profil obtenu présente les mêmes caractéristiques que le profil initial. Les deux pics observés entre les points de longitude -33.45 et -37.5 ont donc une signification physique, et traduisent une élévation de la surface par rapport au niveau moyen.

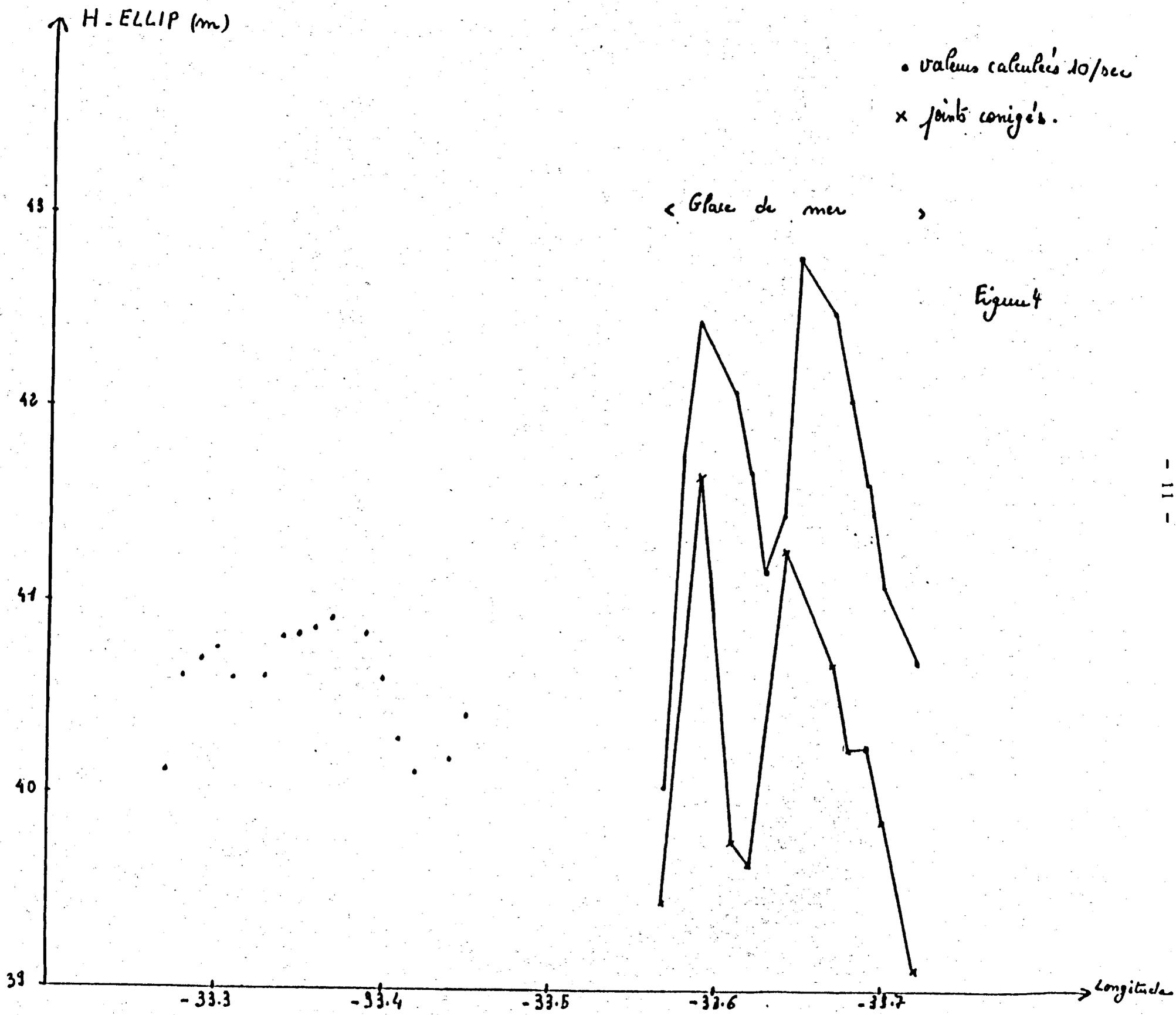


Evolution du signal sur une zone de transition eau/glace de mer

En {1}, la glace apparaît dans le faisceau de l'antenne, le pic se déplace vers la gauche, sur le schéma {6}, la glace occupe toute la surface du faisceau d'antenne, il représente un cas de réflexion spéculaire, caractéristique d'une surface lisse et très réfléchissante.

Comparaison des données altimétriques avec des cartes donnant la topographie de la côte du Groenland et les limites de la glace de mer

La carte (figure 5) représente les limites de la glace de mer, a été établie le 11.09.1978.



- 11 -

Le tracé de l'orbite sur les cartes a permis de repérer les points où l'altimètre détecte de la glace. La comparaison a permis de constater que dans tous les cas, les données altimétriques et les vérités terrains se recourent.

- Le point A représente le point pour lequel l'altimètre détecte de la glace pour le passage 263 (20.9.1978).

- Le point B représente le point pour lequel l'altimètre détecte de la glace pour les passages 260 17.09.1978  
266 23.09.1978

- Le point C représente le point pour lequel l'altimètre décroche lors des trois passages 260, 263, 266.

#### IV - ENREGISTREMENT SUR LE GROENLAND

Les figures 6 et 7 représentent les enregistrements des courbes altimétriques sur le plateau du Groenland pour deux passages successifs à trois jours d'intervalle. Ces deux figures présentent exactement les mêmes caractéristiques. Nous avons montré que l'influence de l'écho de volume par rapport à l'écho de surface était négligeable, et ne pouvait en aucun cas expliquer la déformation et l'étalement du front de montée de la courbe altimétrique. Les formes d'impulsions sont donc représentatives de l'état de surface du névé. Le front de montée ne pouvant être estimé avec précision, nous n'avons pas pu nous prononcer sur le positionnement de la porte centrale. Il semble cependant que le décalage est moins important que sur la glace de mer. Dans tous les cas, les valeurs du  $H \frac{1}{3}$  sont très élevées et atteignent souvent la valeur maximale de 19.9. On peut donc supposer que la surface présente des ondulations de grande longueur d'onde. Ne connaissant pas de façon précise la nature du terrain, nous n'avons pas pu comparer les formes d'impulsions enregistrées, aux courbes théoriques calculées. En effet, on ne sait à priori si des distributions gaussiennes sur les élévations et les pentes peuvent être appliquées à ce type de surface.

#### V -

L'interaction d'une onde électromagnétique avec la neige ou la glace (absorption, diffusion, émission) dépend essentiellement de la structure cristalline, de la densité, de la température, de la salinité et de l'épaisseur du milieu.

Ce sont les propriétés diélectriques qui permettent de déterminer le taux d'absorption des ondes dans le milieu. Le calcul des coefficients de réflexion des ondes électromagnétiques ( $\sim 10$  GHz) permettent d'évaluer la contribution de l'écho de volume et de l'écho de surface à la puissance rétrodiffusée par le sol.



FIGURE 6

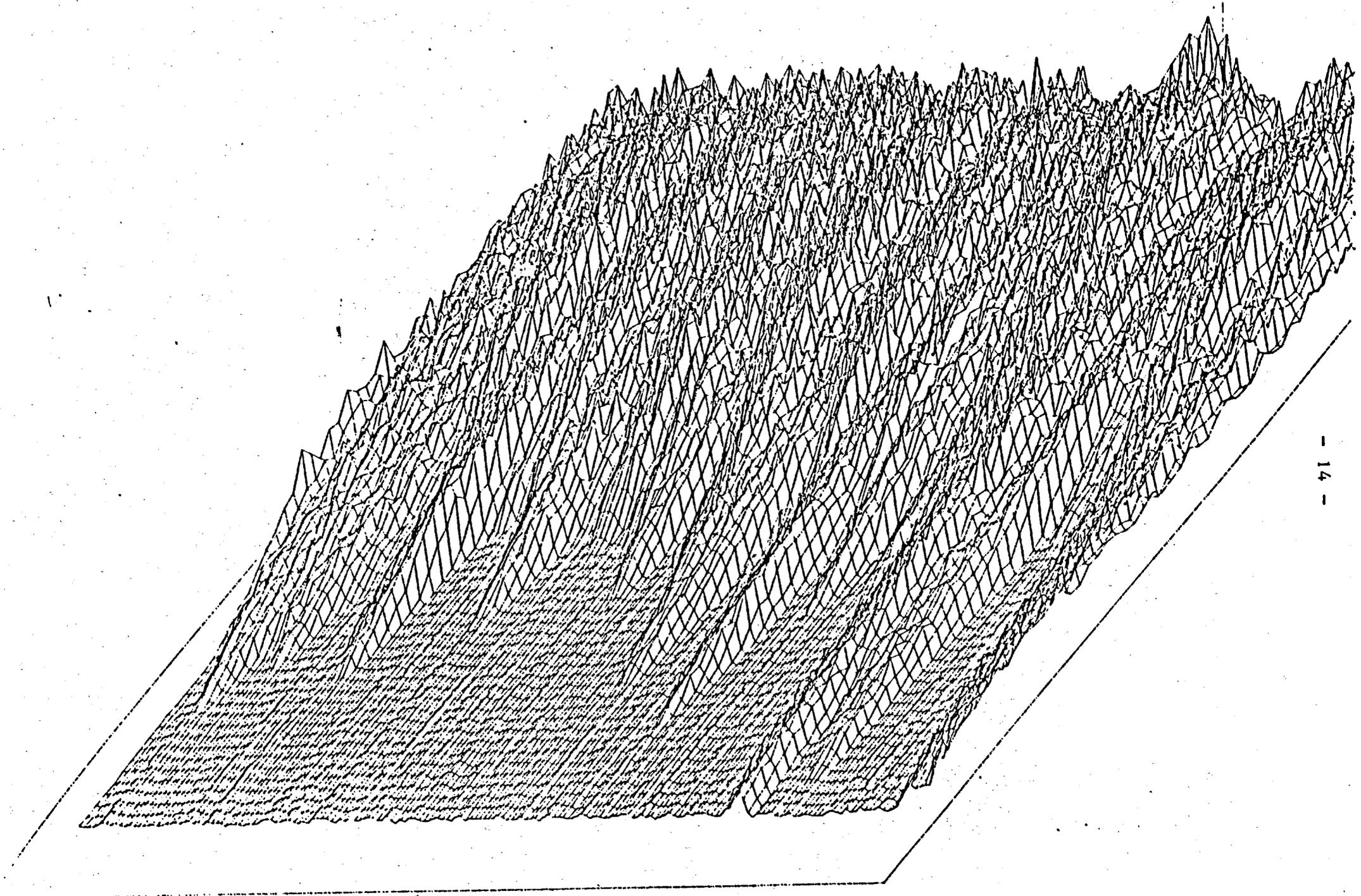
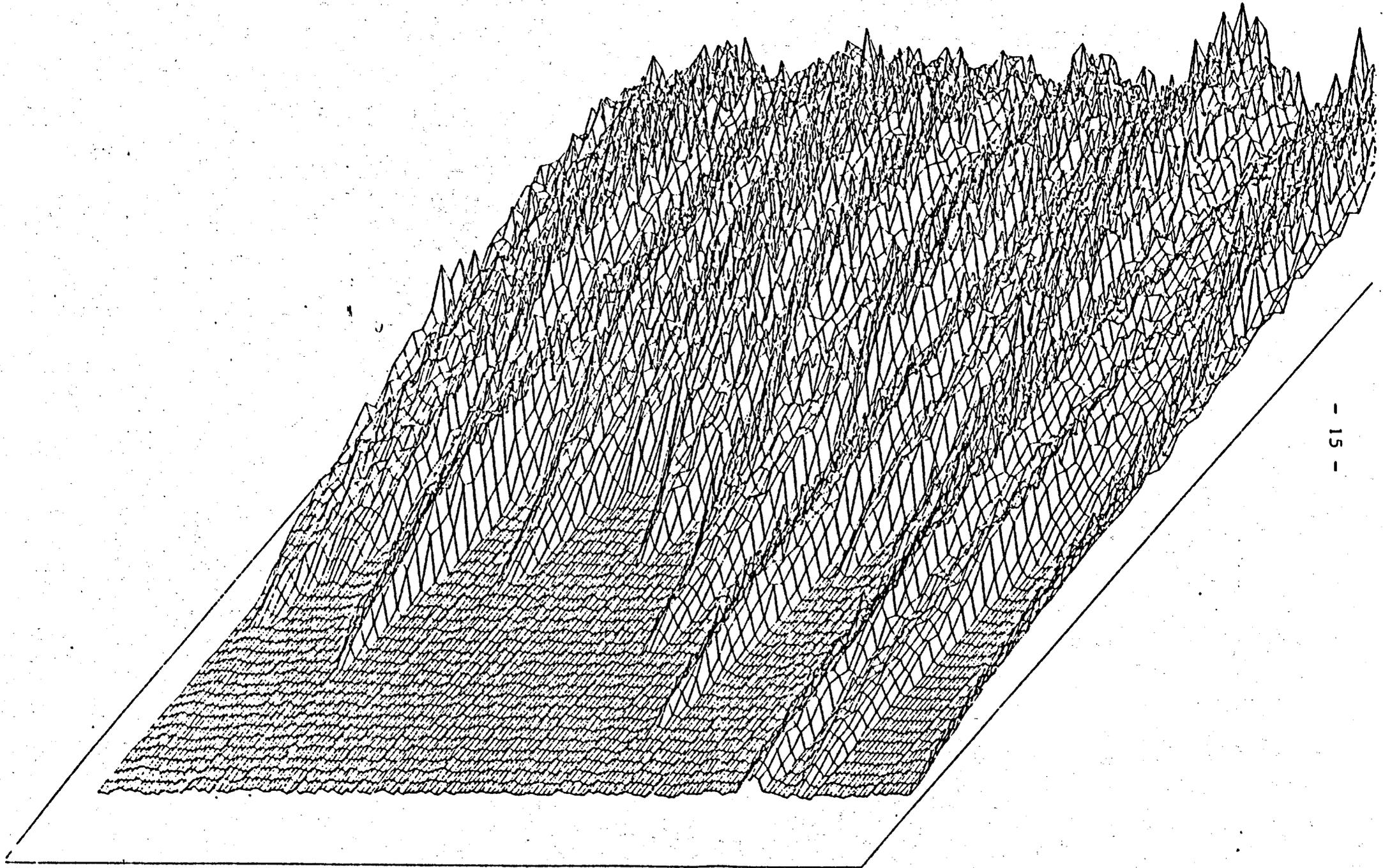


FIGURE 7



### Les propriétés physiques de la glace de mer : structure

Ce paragraphe analyse les propriétés et pertes diélectriques de différents types de glace à la fréquence de 10 GHz. Les échantillons de glace de mer utilisés ont été prélevés dans la mer de Bering.

La glace de mer constituée par un mélange de glace et d'inclusions liquides salées, n'est pas considérée comme un corps parfaitement homogène et isotrope. En particulier, la valeur élevée de la permittivité des inclusions pour des températures supérieures à  $-30^{\circ}\text{C}$  accentue l'anisotropie. Elle possède deux structures principales et peut être divisée en deux grands groupes :

- la glace dite superposée
- la glace de seconde espèce

La glace de seconde espèce se développe parallèlement au flux de chaleur, la glace dite superposée se forme au-dessus de la première après, par exemple, de fortes chutes de neige.

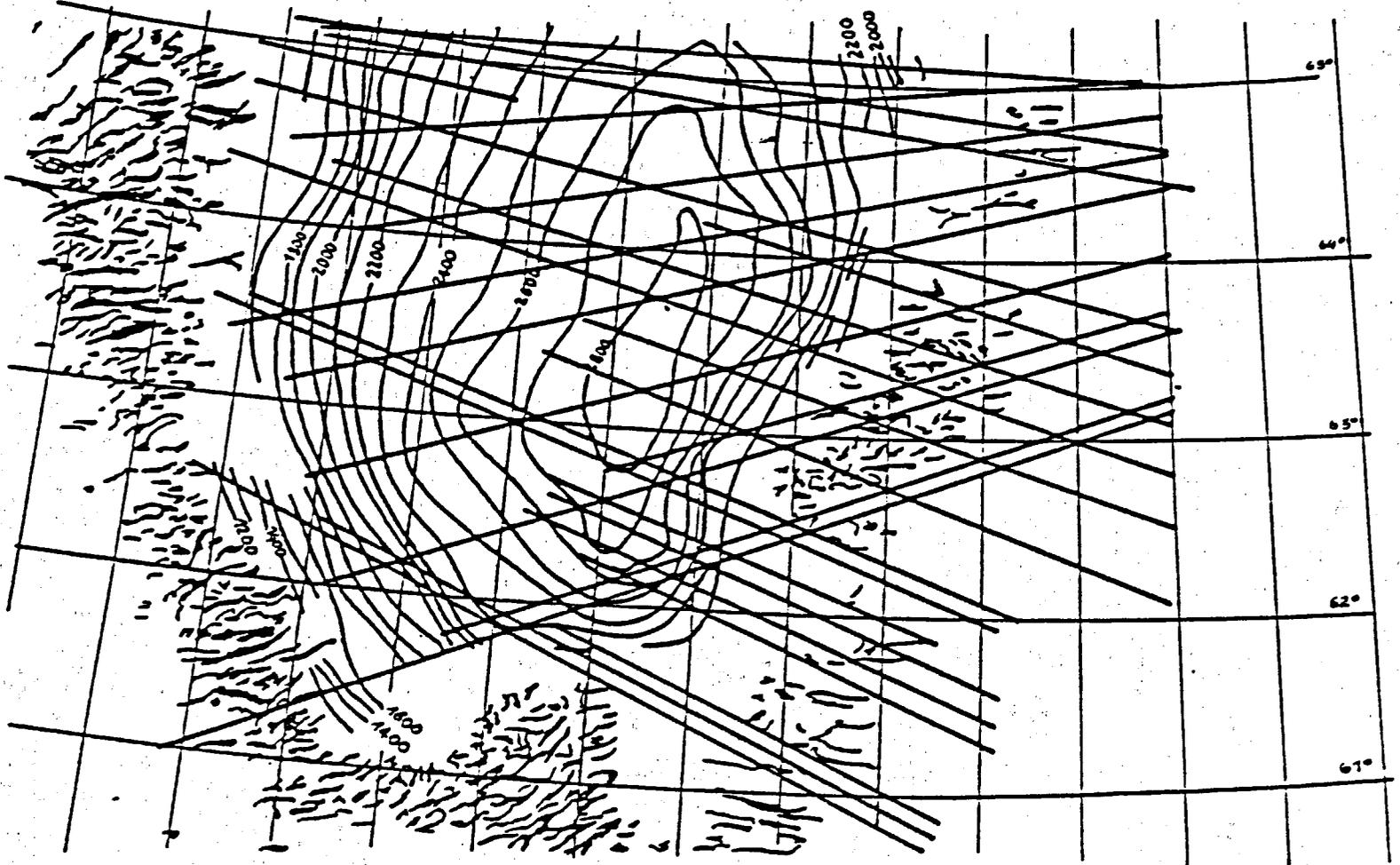
La glace de seconde espèce se divise elle-même en deux catégories appelées en anglais "Frazil ice" et "Colommar ice". La première catégorie est constituée par l'agglomération de particules de glace formées à partir d'eaux turbulentes refroidies, la seconde se constitue dans des eaux calmes ou sous des couches de glace existantes.

Le taux de salinité accroît la complexité du problème car il varie selon le type de glace. Au dessous de  $-30^{\circ}\text{C}$ , les inclusions liquides précipitent en chlorure de sodium.

Quel que soit le type de glace, on observe à travers les différentes couches des systèmes de drainage par les inclusions liquides jusqu'à des températures inférieures à  $-20^{\circ}\text{C}$ . On a constaté de façon analogue, que les poches d'air et les craquelures modifiaient les propriétés diélectriques et les phénomènes de recristallisation qui se produisent lors de grandes variations de température.

Pour de tels modèles, on considère que la constante diélectrique dépend de plusieurs paramètres :

- température,
- salinité,
- volume des inclusions,
- porosité.



COURBES DE NIVEAU DANS LE SUD DU GROENLAND  
OBTENUES A PARTIR DE MESURES ALTMETRIQUES  
LE NIVEAU DE REFERENCE EST LE NIVEAU DE LA MER.  
L'INTERVALLE ENTRE LES COURBES DE NIVEAU EST DE 100M.

FIG. 8

### Problèmes relatifs à la dispersion

Les inclusions liquides et gazeuses constituent des centres ellipsoïdaux de dispersion. L'amplitude des pertes électromagnétiques dues à ces inclusions augmente avec la fréquence, on néglige dans ce cas l'effet cumulatif dû au nombre de particules.

On a constaté que les pertes électromagnétiques étaient moins importantes pour de la glace ayant un taux de salinité inférieur à 1 ‰, ce qui semble montrer que la taille et le volume des inclusions ne sont pas négociables. Par contre, le taux de variation des pertes électromagnétiques en fonction du volume liquide contenu sous forme d'inclusions, est le même quel que soit le type de glace observé.

Pour l'identification de la glace de mer, la classification la plus large se fait à partir de son âge. On peut distinguer trois grandes catégories :

{1} Glace jeune	{2} Glace âgée de 1 an	{3} Glace ancienne
épaisseur < 30 cm	30 cm < épaisseur < 2 m	épaisseur > 2 m

La glace ancienne n'a pas une surface lisse, ayant subi pendant la période de réchauffement d'importants phénomènes de recristallisation, elle est constituée par des bourrelets et des pièces d'eau refroidies. La couche supérieure recristallisée a une densité de  $0.7 \text{ g/cm}^3$ , une salinité inférieure à 1 ‰ mais qui peut atteindre 8 ‰ lorsque l'épaisseur augmente. Les propriétés relatives aux inclusions sont, pour ce type de glace, mal connues.

La glace formée depuis une année a une salinité qui varie en surface de 5 ‰ à 16 ‰. Elle diminue ensuite de 4 à 5 ‰ pour atteindre environ 30 ‰ près de l'interface eau-glace. La densité qui est relativement uniforme ( $0.92 \text{ g/cm}^3$  à  $0.96 \text{ g/cm}^3$ ) varie sensiblement avec la température, la salinité, la porosité. Les inclusions liquides de salinité variable sont réparties de façon aléatoire, ou sous forme de canaux de drainage dans toute l'épaisseur de la glace. Elles ont une orientation préférentielle suivant le sens de croissance de la glace. On peut donner un ordre de grandeur de leurs dimensions :

3 à 5 mm  
0,025 mm

Leur forme et leur volume varient avec la température et la salinité. L'épaisseur de la glace se divise en deux couches. Une couche de "Frazil ice" et une couche de "Colummar ice" dans sa partie inférieure. Les pertes diélectriques pour la première catégorie sont plus importantes, cela peut s'expliquer si on considère que l'orientation des inclusions influe sur le champ électrique. Leur forme est sphérique dans le premier cas, allongée dans la direction de croissance de la glace dans le second cas.

La glace récente et pure se caractérise par la valeur de la partie réelle de la constante diélectrique  $\epsilon'$ . On a trouvé expérimentalement  $\epsilon' = 3.13 \pm 1.4 \%$ . Cette valeur s'accorde avec des résultats obtenus par :

Lamb	$3.18 \pm 2 \%$
Cumming	$3.15 \pm 1 \%$
Von Hippel	$3.17 \pm 3 \%$

à la fréquence commune de 10 GHz.

La valeur correspondante de  $Tg \delta = \frac{\epsilon''}{\epsilon'}$  est de  $20 \cdot 10^{-4}$  pour des températures allant de  $0^\circ \text{C}$  à  $-35^\circ \text{C}$ . L'expérience a montré que de telles valeurs restaient sensiblement constantes pour des fréquences de 10 GHz et 35 GHz.

Les pages suivantes présentent un calcul de profondeur de pénétration des ondes électromagnétiques pour les trois types de glace précédemment décrits à la fréquence de 10 GHz. Les résultats sont obtenus pour des températures allant de  $0^\circ \text{C}$  à  $-60^\circ \text{C}$ .

Constante diélectrique  $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$

$x$  est la pénétration

$\alpha$  est le coefficient d'atténuation

$Tg \delta = \frac{\epsilon''}{\epsilon'}$  caractérise l'absorption

### Résultats

Ces résultats montrent conformément aux études précédentes que la profondeur de pénétration augmente quand la température diminue, elle augmente beaucoup plus vite quand la température est inférieure à  $-30^\circ \text{C}$ . En effet, au-dessous de  $-30^\circ \text{C}$  les inclusions liquides disparaissent par précipitation et il se forme du chlorure de sodium. De même pour les températures comprises entre  $-30^\circ \text{C}$  et  $-60^\circ \text{C}$ , les calculs étant peu précis, il est difficile de conclure quant au comportement des ondes électromagnétiques dans les couches d'une glace formée seulement depuis une année. L'autre partie de courbe montre que la pénétration dans la structure représentée fig. 9 est inférieure à celle de la structure représentée fig. 10. La pénétration dans la glace ancienne est toujours nettement supérieure à celle des deux structures précédentes, sa porosité étant plus grande et sa densité plus faible. Quelle que soit la nature de la glace, la pénétration diminue quand la salinité augmente.

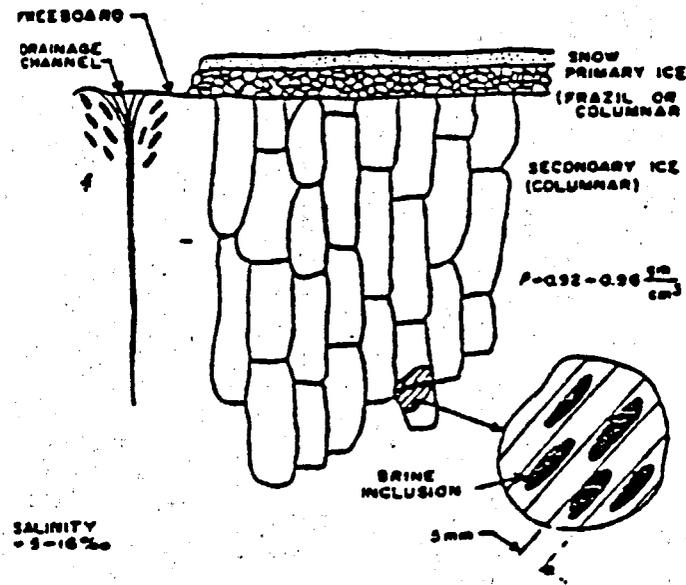


FIGURE 9 : Simplified geometry of first-year sea ice

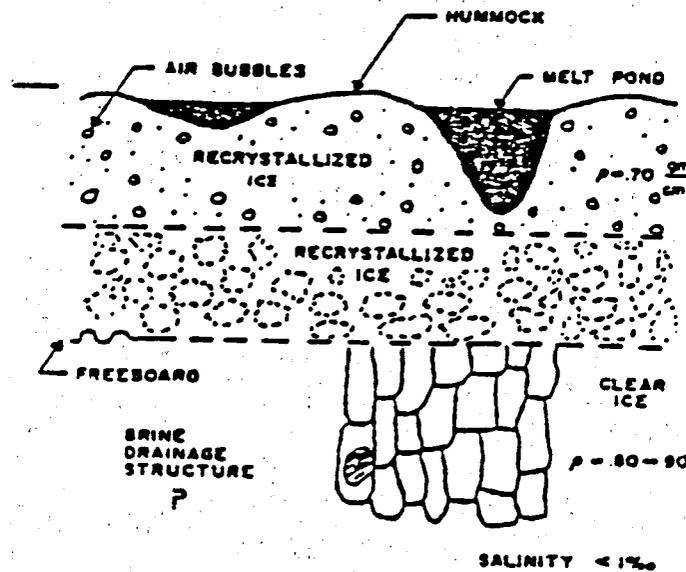


FIGURE 10 : Simplified geometry of multiyear sea ice

Propriétés diélectriques de la glace pure et de la glace de mer pour des fréquences allant de 10 - 35 GHz

On étudie 3 types de glace :

	Salinité ‰	Masse volumique g/cm <sup>3</sup>
1 "Frazil ice"	a 4,4	0,836
	b 3,2	0,836
2 "Columnar ice "	a 3,2	0,878
	b 4,6	0,896
3 "Glace ancienne âgée de plusieurs années"	a 0,61	0,771
	b 0,70	0,770

[1]

Température	ε'		ε''		Tgδ		a) x	b) x
	a	b	a	b	a	b	m	m
- 5	3,87	3,75	0,37	0,30	0,095	0,08	0,50	0,61
- 10	3,47	3,47	0,25	0,18	0,072	0,052	0,70	0,98
- 20	3,23	3,15	0,13	0,08	0,04	0,025	1,3	2,1
- 30	3,12	3,05	0,056	0,03	0,018	0,01	3	5,5
- 40	3,10	3,02	0,030	0,02	0,0096	0,0066	5,6	8,2
- 50	3,08	3,0	0,01	(~ 00,05)	0,0032	0,0016	16,8	
- 60	3,07	2,9	(~ 00,005)	(~ 00,05)	0,001	0,0017		

$$\text{Tang} \delta < 0,1 \Rightarrow \frac{1}{x} = \alpha = \sqrt{\epsilon'} \text{Tang} \delta \frac{f}{\pi c}$$

$$\alpha = \sqrt{\epsilon'} \text{Tang} \delta \cdot \frac{10 \cdot 10^9}{\pi \cdot 3 \cdot 10^8} \text{ m}^{-1}$$

[2]

Température	$\epsilon'$		$\epsilon''$		Tang $\delta$		x m	
	a	b	a	b	a	b	a	b
- 5	3,5	3,25	0,22	0,14	0,063	0,043	0,8	1,2
- 10	3,37	3,07	0,18	0,10	0,053	0,0325	0,97	1,65
- 20	3,2	2,97	0,09	0,05	0,03	0,017	0,75	3,1
- 30	3,13	2,95	0,04	0,04	0,013	0,014	4	4
- 40	3,11	2,92	0,04	0,02	0,013	0,007	4	8
- 50	3,11	2,90	0,04	0,01	0,013	0,0035	4	15,8
- 60	3,10	2,89	0,04	0,01	0,013	0,0035	4	15,8

[3]

Température	$\epsilon'$		$\epsilon''$		Tang $\delta$		x m	
	a	b	a	b	a	b	a	b
- 5	2,72	2,67	0,06	0,12	0,022	0,045	2,6	1,3
- 10	2,65	2,55	0,04	0,07	0,015	0,027	3,85	2,2
- 20	2,61	2,5	0,03	0,03	0,011	0,012	5,3	5
- 30	2,59	2,48	0,02	0,01	0,0077	0,004	7,6	15
- 40	2,58	2,47	0,02	~ 0	idem		7,6	
- 50	2,58	2,46	0,02	~ 0	idem		7,6	
- 60	2,58	2,46	0,02	~ 0	idem		7,6	

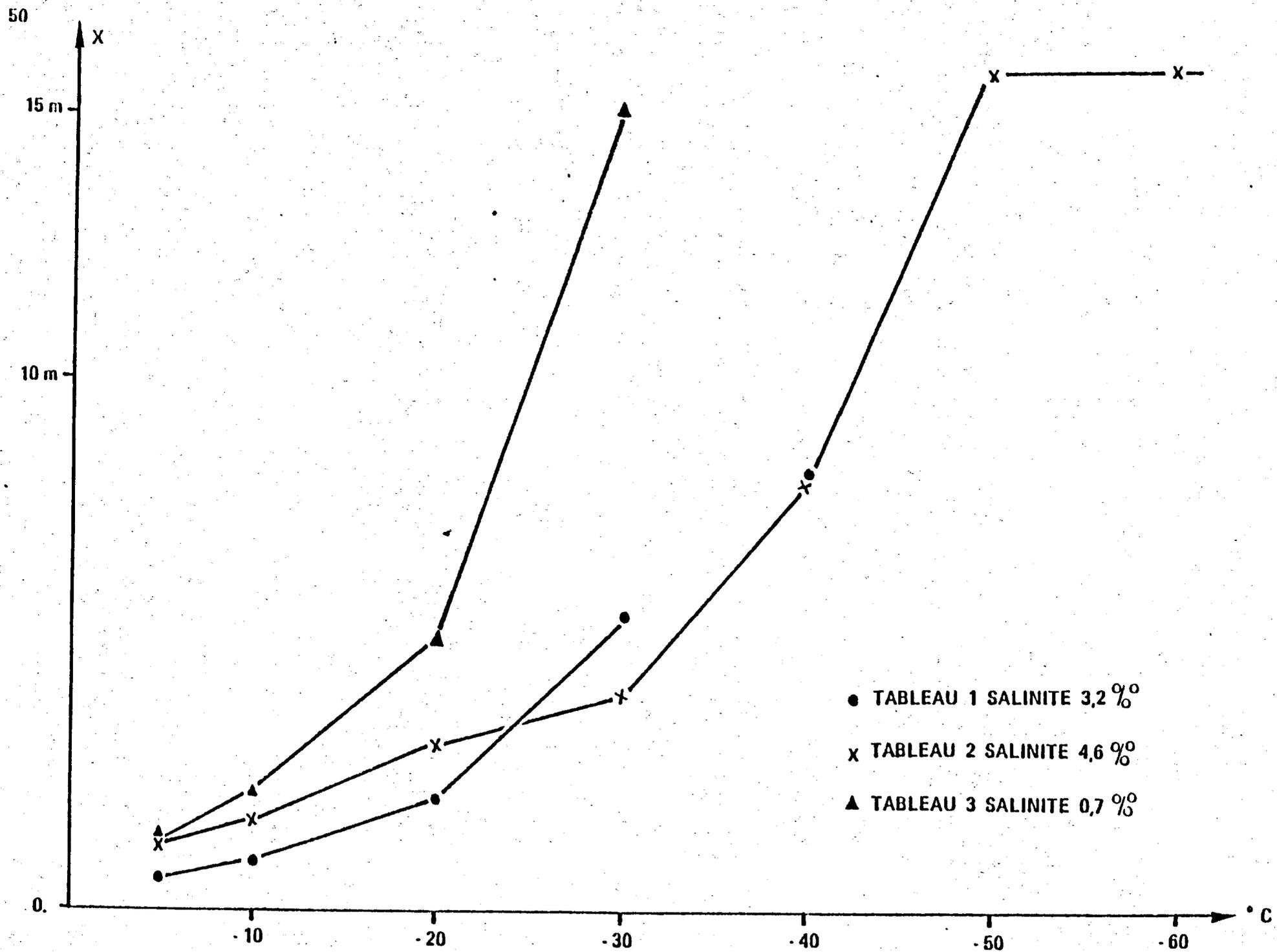


FIGURE 11 : VARIATION DES LA PENETRATION EN FONCTION DE LA TEMPERATURE.

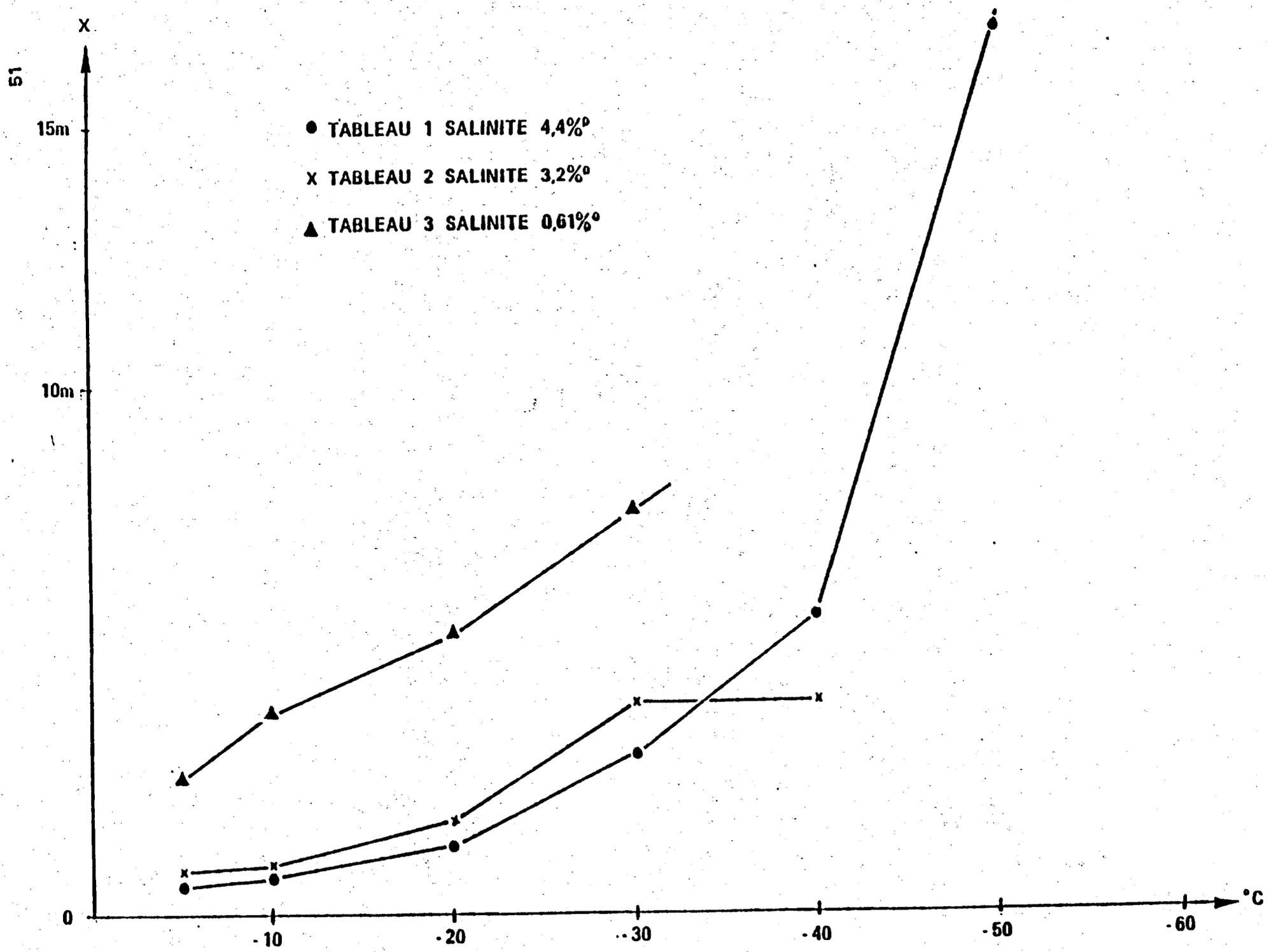
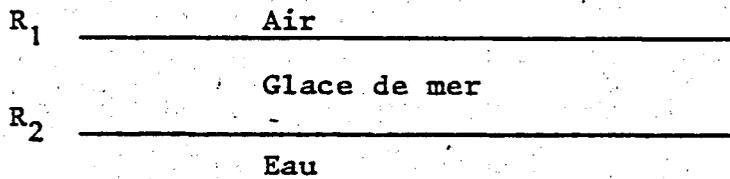


FIGURE 12 : VARIATIONS DE LA PENETRATION EN FONCTION DE LA TEMPERATURE

Coefficients de réflexion

Les paramètres que nous avons utilisés pour effectuer la modélisation permettant d'évaluer la contribution du volume à la puissance rétrodiffusée sont : la température, la salinité et le coefficient d'atténuation dans la glace.



Valeurs des coefficients  $R_1$  en fonction de la salinité et de la température

Coefficients air/glace de mer

Température °C	$R_1$			Atténuation dB/cm		
	2 ‰	5 ‰	8 ‰	2 ‰	5 ‰	8 ‰
- 37.	.28	.28	.28	.01	.03	.05
- 23.5	.28	.286	.29	.1	.25	.4
- 13.5	.288	.298	.3	.2	.55	1
- 5.	.288	.31	.355	.25	1	5

Coefficients glace/eau de mer

Constante diélectrique de l'eau de mer.  $\epsilon' = 42 \pm 1$      $\epsilon'' = 40 \pm 1$

Eau      Fréquence      10 GHz  
          Salinité        34 ‰  
          Température    0° C

Température °C (glace)	Atténuation dB/cm			ε' glace			R <sub>2</sub> glace/eau		
	2 %	5 %	8 %	2 %	5 %	8 %	2 %	5 %	8 %
- 37.	.01	.03	.05	3.2	3.2	3.2	.619	.619	.619
- 23.5	.1	.25	.4	3.2	3.24	3.31	.619	.617	.614
- 13.5	.2	.55	1.	3.27	3.42	3.53	.609	.609	.604
- 5.	.25	1.	5.	3.27	3.61	4.41	.616	.600	.568

Le coefficient de réflexion global R s'exprime comme la somme du coefficient R<sub>1</sub> et du coefficient R<sub>0</sub> où R<sub>0</sub> représente la contribution du volume et s'exprime par :

$$R_0 = (1 - R_1)^2 R_2 \left( \exp - \frac{A \ell \text{Log } 10}{10} \right)^2$$

- A : atténuation en dB/cm
- ℓ : épaisseur de la glace en cm

Température -37° C

<u>A = .01</u>		<u>A = .03</u>		<u>A = .05</u>	
$R_1 = \frac{.28}{\ell}$	$R_2 = \frac{.619}{R_1 + R_0}$	$R_1 = \frac{.28}{\ell}$	$R_2 = \frac{.619}{R_1 + R_0}$	$R_1 = \frac{.28}{\ell}$	$R_2 = \frac{.619}{R_1 + R_0}$
100	.28 + .202	100	.28 + .08	100	.28 + .032
200	.28 + .161	150	.28 + .04	150	.28 + .01
200	.28 + .128	200	.28 + .02	200	.28 + .0032
250	.28 + .101	250	.28 + .01		
300	.28 + .081				
350	.28 + .064				
400	.28 + .051				

Température -23.5° C

<u>A = .1</u>		<u>A = .25</u>		<u>A = .4</u>	
$R_1 = \frac{.28}{\ell}$	$R_2 = \frac{.619}{R_1 + R_0}$	$R_1 = \frac{.286}{\ell}$	$R_2 = \frac{.617}{R_1 + R_0}$	$R_1 = \frac{.29}{\ell}$	$R_2 = \frac{.614}{R_1 + R_0}$
30	.28 + .08	30	.286 + .01	30	.29 + .0012
40	.28 + .05	40	.286 + .003	40	.29 + .0002
50	.28 + .032	50	.286 + .001		
60	.28 + .02				
70	.28 + .012				
80	.28 + .008				
90	.28 + .005				
100	.28 + .0032				

Température -13.5° C

<u>A = .2</u>		<u>A = .55</u>		<u>A = 1</u>	
$R_1 = \frac{.288}{\ell}$	$R_2 = \frac{.616}{R_1 + R_0}$	$R_1 = \frac{.298}{\ell}$	$R_2 = \frac{.609}{R_1 + R_0}$	$R_1 = \frac{.3}{\ell}$	$R_2 = \frac{.604}{R_1 + R_0}$
30	.288 + .019	30	.298 + .0005	10	.3 + .003
40	.288 + .008			30	.3 + 10 <sup>-6</sup>
50	.288 + .003				

Température -5° C

<u>A = .25</u>		<u>A = 1</u>		<u>A = 5</u>	
$R_1 = \frac{.288}{\ell}$	$R_2 = \frac{.616}{R_1 + R_0}$	$R_1 = \frac{.31}{\ell}$	$R_2 = \frac{.6}{R_1 + R_0}$	$R_1 = \frac{.355}{\ell}$	$R_2 = \frac{.568}{R_1 + R_0}$
30	.288 + .01	30	.31 + 3.10 <sup>-7</sup>	10	.355 + 2.10 <sup>-11</sup>
40	.288 + .003				

### Interprétation des résultats

Les calculs effectués permettent d'observer :

- le coefficient de réflexion en surface diminue avec la température,
- le coefficient de réflexion en surface diminue lorsque la salinité augmente pour une même densité,
- le coefficient de réflexion en surface diminue quand la densité augmente,
- l'atténuation des ondes dans le milieu augmente avec la température et la salinité,
- l'influence de l'écho de volume n'est significative que pour des températures allant de  $-37^{\circ}\text{C}$  à  $-23.5^{\circ}\text{C}$ , et une atténuation dans le milieu ne dépassant pas  $0.1\text{ dB/cm}$ . Pour des températures supérieures à  $-23.5^{\circ}\text{C}$ , l'influence de l'écho de volume est négligeable quelle que soit l'atténuation des ondes dans le milieu.

### Propriétés physiques de la neige sèche sur le Groenland

Aucune mesure valide de Seasat n'a pu être obtenue sur une zone qui s'étend sur 150 à 200 km vers l'intérieur du continent. Nous avons expliqué ce phénomène par la présence d'un relief montagneux près des côtes et d'une zone de cassures et de fractures qui précède le plateau sur lequel l'altimètre a fourni des données utilisables.

- Les données concernant :
- la topographie type (pentes surface),
  - les variations (spectre et amplitude),
  - les températures de surface,
  - les stratifications,

de la neige recouvrant le plateau nous ont été fournies par Mr. Gudmandsen à Copenhague et Mr. Duval au Laboratoire de Glaciologie à Grenoble, qui nous a remis un rapport rendu à la suite de la campagne EGIG, effectuée en 1968. La topographie du plateau est représentée sur la figure 13. Les pentes varient entre 0.2 % et 1.2 %. La surface est recouverte par une couche de neige compacte de 100 m à 150 m d'épaisseur. Le névé est stratifié, les couches successives n'ont que quelques centimètres d'épaisseur. La densité de la neige varie en fonction de la profondeur entre  $0.35$  et  $0.7\text{ g/cm}^3$ , et d'un site à l'autre de  $0.35$  à  $0.45\text{ g/cm}^3$ .

Les vents de surface créent des bourrelets de 5 à 7 cm de hauteur et de 40 à 50 cm de longueur d'onde, et dans le sud des ondulations de 4 à 5 m d'amplitude et de 10 km de longueur d'onde.

La neige en surface est très froide ( $-15^{\circ}\text{C}$  à  $-30^{\circ}\text{C}$ ). Dans certaines régions, il peut se former pendant la période de réchauffement des pièces d'eau, qui lorsqu'elles refroidissent forment des lentilles de glace de 2 m de diamètre et de 5 cm d'épaisseur. Ces lentilles dont la densité est voisine de  $1.2\text{ g/cm}^3$  se retrouvent à différentes profondeurs et occupent environ 50 % de la surface globale.

Les données de Seasat que nous avons eues à notre disposition ont été enregistrées en Septembre et Octobre 1978. Pendant cette période, la neige est très sèche et sa température varie entre  $-30^{\circ}\text{C}$  et  $-50^{\circ}\text{C}$ . Les couches successives sont relativement homogènes, à grains fins et de forte cohésion.

Les calculs que nous avons effectués dépendent des principaux paramètres physiques suivants :

- l'épaisseur des couches successives  $d$ ,
- la densité de la neige  $\rho$ ,
- l'équivalent en eau  $w$ ,
- la structure cristalline,
- la stratification,
- l'état de surface,
- la température physique  $T$ .

#### Constante diélectrique de la neige sèche ; atténuation

La figure 15 représente les variations de  $k'$  partie réelle en fonction de la densité et des structures principales. Elles sont indépendantes de la température. La figure 16 illustre la dépendance vis à vis de la température à travers le facteur  $\text{Tg } \delta = \frac{k''}{k'}$ .

Ces courbes résultent d'expériences effectuées dans un guide d'ondes rempli de neige.

Nous avons utilisé les données des figures 14 et 16 afin de calculer les coefficients de réflexions et d'atténuation théoriques représentés sur le tableau 2. Le modèle théorique de calcul est analogue à celui utilisé pour la glace soit :

$$k = k' + ik'' \text{ avec } k'' \ll k'.$$

$$\text{L'atténuation } \alpha = \frac{\pi k''}{\lambda \sqrt{k'}}$$

$$L = 8.68 \alpha \text{ dB/m}$$

Pour tous les cas, les valeurs du coefficient d'atténuation obtenues sont inférieures à 1 dB/m. La figure 17 représente les variations des coefficients d'absorption et de diffusion en fonction de la fréquence. Pour une fréquence voisine de 10 GHz, ils sont également inférieurs à 1 dB/m. Le modèle utilisé est un milieu de neige sèche stratifiée. Le coefficient  $\gamma_1$  tient compte des effets de réflexions multiples mais néglige les effets d'interférence.

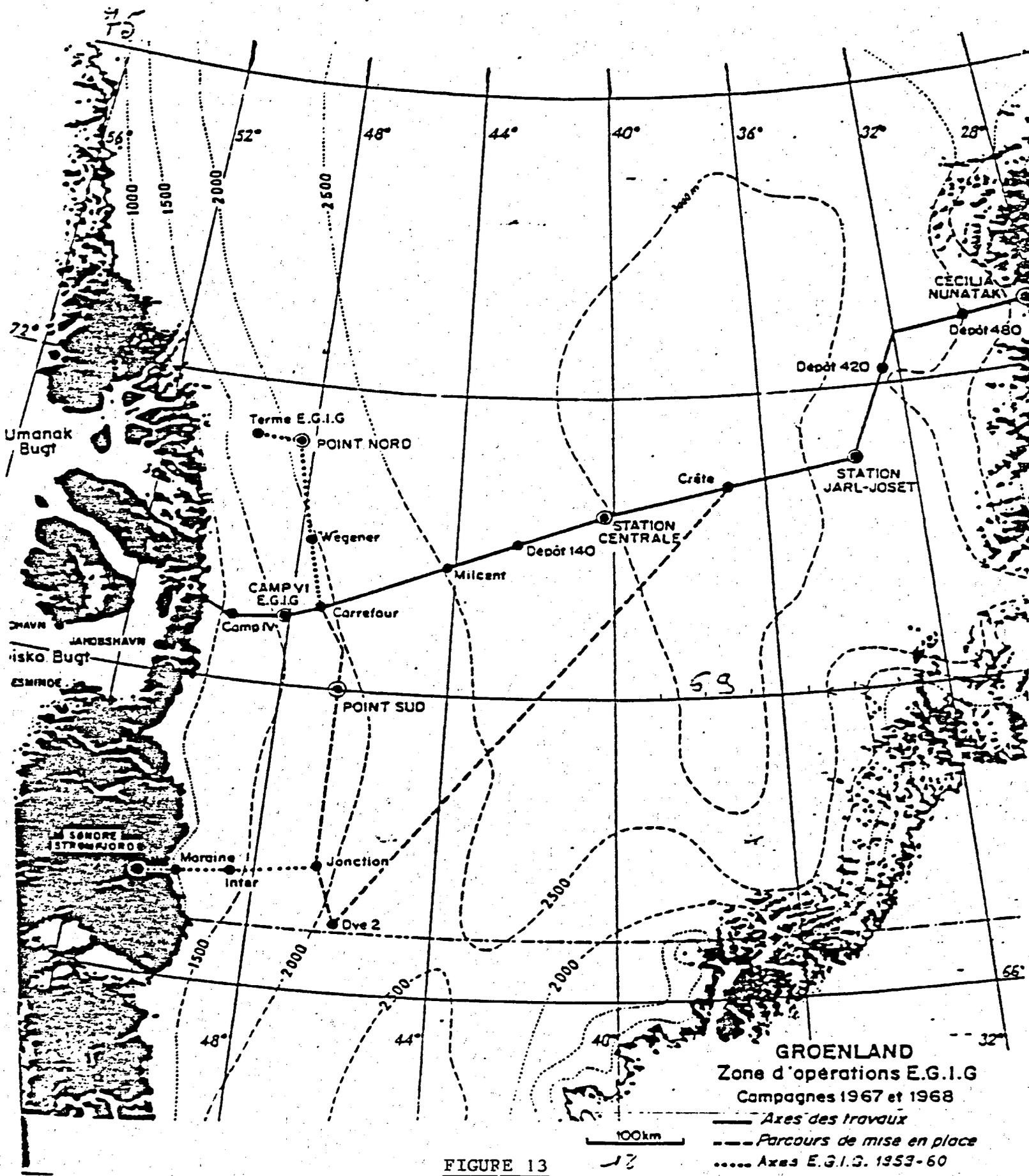
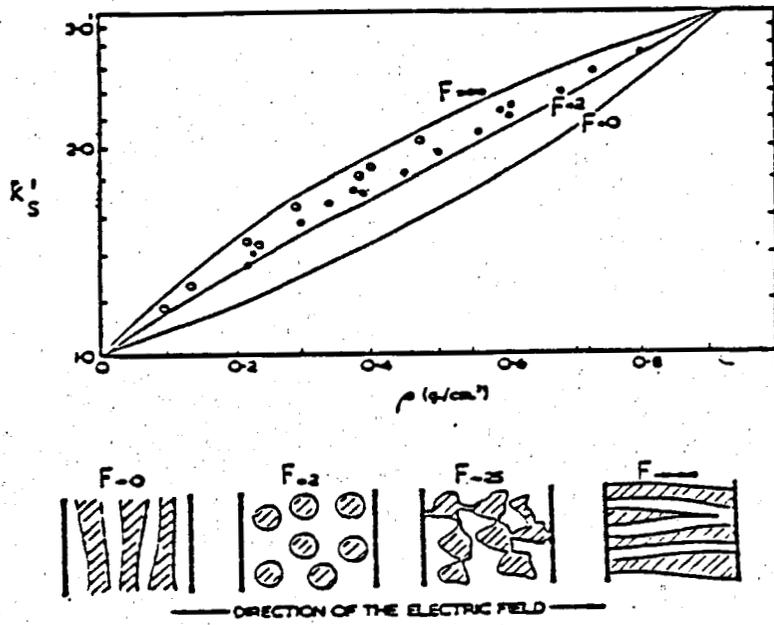
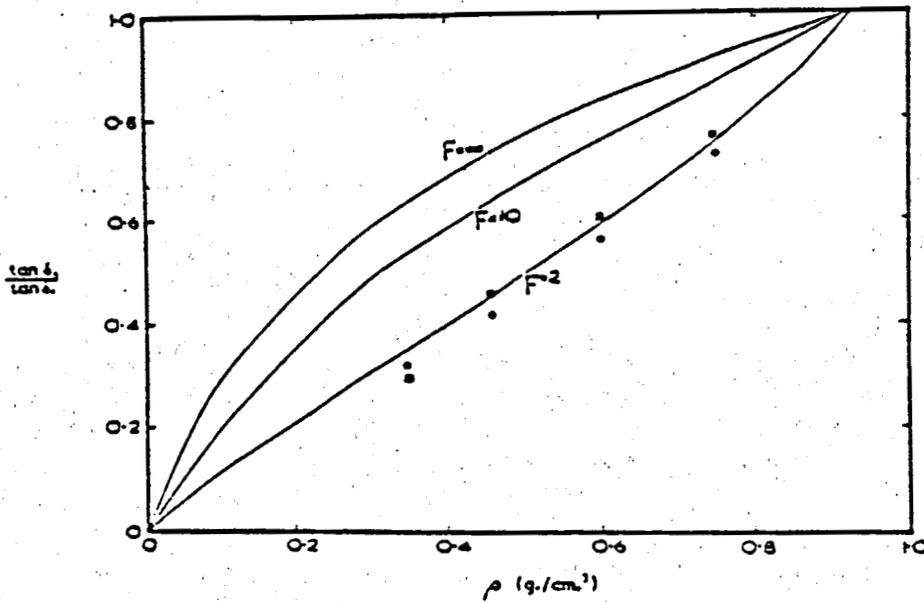


FIGURE 13



Relative permittivity of snow (ordinates) vs. density (abscissa). The upper curves are computed as explained in section 2.4 for snow particles having the characteristic Formzahl values  $u = 0, 2, 10$  and  $\infty$  in Weiner's formula and taking the relative permittivity of solid ice to be 90 at low frequencies. The lower curves are for the limiting value of the permittivity at high frequencies, taken to be 3.2 for solid ice. Measured values: 0 due to Kuroiwa (1956) at frequencies less than 1 Mc/sec. and at 3 Mc/sec. due to Cumming (1952) at 9.375 Mc/sec. The sketches beneath the graphs show how snow structure is related to the Formzahl.

FIGURE 14



Loss tangent of snow versus density (abscissa). The quantity plotted vertically is the ratio of the loss tangent of the ice/air mixture forming snow to that of the solid ice. Smooth curves are plotted for different values of the Formzahl in Weiner's formula assuming that  $\tan \delta$  is much less than unity for the solid ice considered. Measured values are due to Cumming (1952) at 9.375 Mc/sec., at 0°C, at -8°C.

FIGURE 15 : Dielectric properties of dry snow. (Evans, 1965)

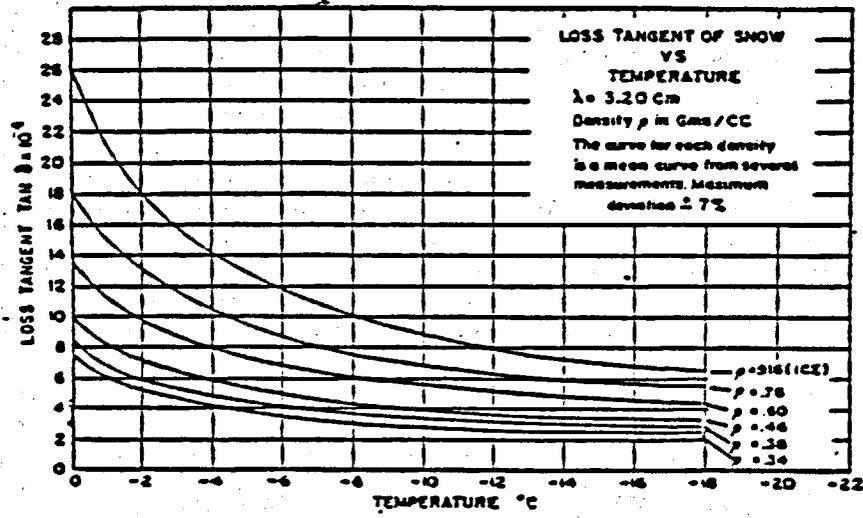


FIGURE 16 : Variation of loss tangent of snow with temperature (Cumming, 1952)

Densité g/cm <sup>3</sup>	k'	k''(10 <sup>-4</sup> )	R air/neige	α dB/m
.34	1.65	3.8	.125	.25
.38	1.72	4.3	.134	.28
.46	1.84	5.5	.151	.35
.5	1.95		.165	
.55	2.1		.183	
.6	(2.2) 2.3	9.4	(.194) .205	.54
.72	2.55		.23	
.76	2.65	1.46	.239	.76

TABLEAU 2  
 Fréquence 9.375 GHz λ = 3.2 cm  
 k' est indépendante de la température  
 k'' : valeur à -20° C

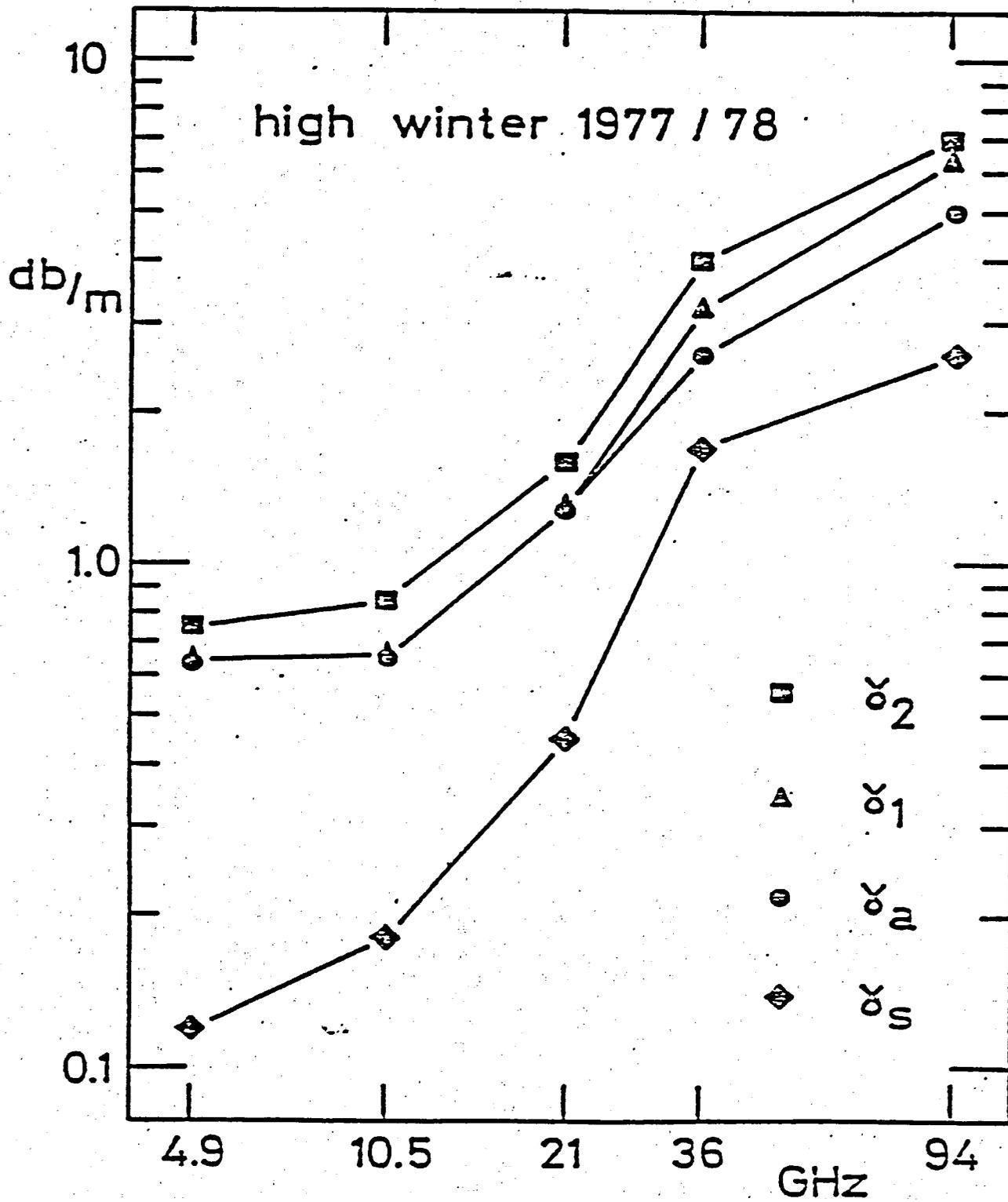


FIGURE 17 : Scattering, absorption and damping coefficients for dry winter snow (Hofer and Matzler, 1979)

Le coefficient  $\gamma_2$  tient compte des effets de diffusion ( $\gamma_s$ ) et d'absorption ( $\gamma_a$ ) soit

$$\gamma_2 = (\gamma_a^2 + 2 \gamma_a \gamma_s)^{1/2}$$

Contribution de l'écho de volume sur la puissance rétrodiffusée

Cherchant à évaluer quel était l'influence de l'écho de volume sur l'écho de surface nous avons considéré un milieu stratifié. L'épaisseur des couches successives a été volontairement fixée à 47 cm. Cette distance correspond à la largeur entre deux portes de la fenêtre altimétrique (3.125 ns).

Les paramètres physiques utilisés sont ceux figurant sur le tableau 2. Les résultats présentés pages 35 et 36 montrent que l'effet de la puissance rétrodiffusée par les strates successives ne peut en aucun cas expliquer la déformation de l'impulsion observée sur le snowpack. Ces résultats sont en accord avec des expériences effectuées en laboratoire par Cumming. Il s'agissait d'évaluer l'influence de couches successives de neige sèche de 20 à 30 cm d'épaisseur sur le coefficient de réflexion d'une plaque métallique, et d'un sol froid et sec. Dans les deux cas, il a conclu que le coefficient prédominant était celui à l'interface air/neige, et que la contribution de la plaque métallique, et de l'écho provenant du sol étaient négligeables à une fréquence de 9.315 GHz.

Neige stratifiée

Calcul théorique de la réflectivité -r-

$$R = R_0 + (1 - R_0)^2 \left[ e^{\frac{-A_0 \rho_0 \text{ Log } 10}{10}} \right]^2 \left[ R_1 + (1 - R_0) e^{\frac{-A_0 \rho_0 \text{ Log } 10}{10}} \right. \\ \left. - R_1 \right]^2 \left( e^{\frac{-A_1 \rho_1 \text{ Log } 10}{10}} \right)^2 R_1 (1 - R_0) \left( e^{\frac{-A \rho \text{ Log } 10}{10}} \right)$$

$$r = r_a + r_b + r_c$$

< surface > effet de la première strate > < effet des deux strates successives >

$R_0 = .125$	Air	
$R_1 = .01$	$\rho = .34$	$l_0 = 47 \text{ cm}$
$R_2 = .017$	$\rho = .38$	$l_1 = 47 \text{ cm}$
	$\rho = .46$	

$R = .125 + .0061 + .0065 = .137$

$r = 1.56 \% + .0037 \% + .0042 \%$

$R_0 = .125$	Air	
$R_1 = .027$	$\rho = .34$	$l_0 = 47 \text{ cm}$
$R_2 = .033$	$\rho = .46$	$l_1 = 47 \text{ cm}$
	$\rho = .55$	

$R = .125 + .0166 + .0149 = .156$

$r = 1.56 \% + .027 \% + .022 \%$

$R_0 = .125$	Air	
$R_1 = .027$	$\rho = .34$	$l_0 = 47 \text{ cm}$
$R_2 = .033$	$\rho = .5$	$l_1 = 47 \text{ cm}$
	$\rho = .6$	

$R = .125 + .026 + .01$

$r = 1.56 \% + .067 \% + .01 \%$

$R_0 = .125$	Air	
$R_1 = .072$	$\rho = .34$	$l_0 = 47 \text{ cm}$
$R_2 = .113$	$\rho = .6$	$l_1 = 47 \text{ cm}$
	$\rho = .38$	

$R = .125 + .044 + .029$

$r = 1.56 \% + .019 \% + .085 \%$

	Air	
$R_0 = .134$	$\rho = .38$	$l_0 = 47 \text{ cm}$
$R_1 = .031$	$\rho = .5$	$l_1 = 47 \text{ cm}$
$R_2 = .018$	$\rho = .55$	

$$R = .134 + .019 + .0062$$

$$r = 1.7 \% + .035 \% + .004 \%$$

## VI - CONCLUSION

Les mesures disponibles de l'altimètre de Seasat ont montré qu'il présentait des réponses spécifiques pour des milieux tels que la neige des calottes glaciaires et la glace de mer. Il permet en outre de déterminer une bonne précision les limites et l'évolution de la glace de mer, et présente des résultats stables sur le snowpack. Cependant, certaines anomalies rencontrées dans les télémessures, ont permis de montrer que les caractéristiques de l'altimètre de Seasat ne lui permette pas de s'adapter aux variations que présente la surface du snowpack (T.V. MARTIN).

Les calculs relatifs à la pénétration des ondes électromagnétiques ont mis en évidence l'importance des paramètres physiques du milieu. Dans la plupart des cas, la majeure partie du signal est rétrodiffusée par la surface, l'écho de volume restant insuffisant pour contribuer à la déformation de l'impulsion. Des travaux avenir concernant :

- la caractérisation du mécanisme de rétrodiffusion en fonction des différents types de glace et des paramètres instrument,
- la modélisation de l'écho retour en fonction de la topographie glaciaire, et caractérisation de la mesure distance moyenne,
- l'exploitation de données acquises sur le terrain lors des expérimentations à venir (Simulation SPOT, MIZEX), devrait permettre de préciser les conditions d'utilisation, des applications potentielles, et le comportement de d'altimètre sur les glaces.