

THÈSE

à présenter

à l'INSTITUT DE PHYSIQUE DU GLOBE DE PARIS

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'INSTITUT DE PHYSIQUE DU GLOBE DE PARIS

Spécialité: GÉOPHYSIQUE

par Juliette ARTRU

sujet:

OBSERVATIONS AU SOL OU PAR SATELLITE ET MODÉLISATION
DES SIGNAUX IONOSPHERIQUES POST-SISMIQUES

version du 2 octobre 2001

à soutenir le 9 novembre 2001 devant le jury composé de

Monsieur Jean-Louis LE MOUËL Président du jury
Monsieur Philippe LOGNONNÉ Directeur de Thèse
Monsieur Hiroo KANAMORI Rapporteur
Monsieur Eric CALAIS Rapporteur
Madame Elisabeth BLANC Examineur
Monsieur Thierry DUQUESNE Correspondant DGA
Monsieur Jean-Jacques BERTHELIER co-Directeur de Thèse

Département de Géophysique Spatiale et Planétaire,

Institut de Physique du Globe de Paris

4, avenue de Neptune - 94107 Saint Maur cedex

Remerciements

Je souhaite ici remercier tous ceux qui ont contribué à la réalisation de cette thèse.

Je souhaite tout d'abord exprimer toute ma reconnaissance à Philippe Lognonné, pour m'avoir proposé ce sujet, si riche de nouveauté et de diversité, et pour m'avoir offert bien plus qu'un rôle d'étudiant au sein du département.

Mes remerciements vont aussi à Jean-Jacques Berthelier, qui m'a introduit dans les mondes de la géophysique externe et du spatial, dans le cadre de la mission DEMETER.

Je remercie Jean-Louis Le Mouël de me faire l'honneur de présider mon jury, Hiroo Kanamori et Eric Calais pour avoir accepté d'être rapporteurs.

Le travail d'équipe avec Céline Bouchet, fructueux sur le plan scientifique, m'a de plus apporté une amitié chère. Je dois aussi beaucoup à Vesna Ducic qui m'a plus qu'épaulée pour le traitement des données GPS, et à Giovanni Occhipinti pour sa grande aide dans la vérification de mes programmes.

Elisabeth Blanc et Thomas Farges m'ont fourni les données du sondeur Doppler; leur collaboration m'a été très précieuse durant ces trois années.

Ma gratitude va ensuite à l'ensemble du Département de Géophysique Spatiale et Planétaire, pour ces trois années de travail passées ensemble. Je souhaite remercier chacun pour l'aide, l'amitié, le soutien qu'il m'a donné; une mention spéciale à Hugues Chenet, en l'honneur du bureau partagé, à Jeannine Gagnepain, pour nos discussions quotidiennes.

Je n'oublie pas non plus "ceux de Jussieu", le labo de sismologie, pour son accueil lors de mes venues. Merci à Sonia Rousse dont l'amitié, précieuse tous les jours, a été un grand réconfort dans les baisses de moral et les coups de stress.

Je remercie enfin ceux qui m'ont fait découvrir la géophysique: Gauthier Hulot en cours, puis Pascal Bernard en stage, ont grandement contribué à ma décision d'entreprendre cette thèse. Ce travail a été financé par une allocation de la Délégation Générale de l'Armement.

Table des matières

1	Introduction	13
I	Introduction générale	17
2	Couplage Terre solide - atmosphère	19
2.1	Perturbations post-sismiques de l'ionosphère	20
2.1.1	Historique des observations	20
2.1.2	Mécanisme du couplage	24
2.2	Autres manifestations du couplage	26
2.2.1	Signaux sismiques d'origine atmosphérique	26
2.2.2	Excitation permanente des modes propres de la Terre	28
2.3	Couplage océan atmosphère	28
3	Rappel sur les ondes	30
3.1	Ondes dans la Terre Solide	31
3.1.1	Les ondes sismiques	31
3.1.2	Les modes propres de la Terre	32
3.2	L'atmosphère neutre	33
3.2.1	Description et structure	33
3.2.2	Ondes de l'atmosphère	34
3.2.3	Viscosité	37

3.2.4	Autres facteurs d'atténuation	38
3.3	Ondes océaniques	39
3.4	L'ionosphère	40
3.4.1	Description et structure	40
3.4.2	Variations du milieu ionosphérique	41
3.4.3	Perturbations itinérantes dans l'ionosphère	42
4	Outils d'observation au sol	44
4.1	Propagation des ondes électromagnétiques dans l'ionosphère	44
4.2	Données de réflexions: Sondeur ionosphérique	45
4.2.1	Principe du sondeur	45
4.2.2	L'ionosonde	46
4.2.3	Le sondeur Doppler	47
4.2.4	Le réseau de Francourville	48
4.3	Réfraction dans l'ionosphère	48
4.3.1	Réfraction et contenu électronique total	48
4.3.2	Sensibilité du GPS à la structure de l'ionosphère et de l'atmosphère	50
5	Mission DEMETER	52
5.1	Observations in situ des perturbations de l'ionosphère	53
5.1.1	Peut-on observer les perturbations post-sismiques in situ?	53
5.1.2	Observations relatives aux précurseurs sismiques	54
5.1.3	DEMETER	56
5.2	Présentation de la mission DEMETER	57
5.2.1	Scénario de la mission :	57
5.2.2	Instruments embarqués sur DEMETER :	58
5.2.3	Participants	60
5.3	Participation de l'IPGP	61
5.3.1	Mesures d'accompagnement au sol	61

5.3.2	Dans le cadre de cette thèse...	62
II	Sismologie atmosphérique	65
6	Modes avec atmosphère	67
6.1	Un système complet de Terre	68
6.1.1	Modèle considéré	69
6.1.2	Validité du modèle	70
6.2	Modes propres du système complet	73
6.2.1	Équation à résoudre	73
6.2.2	Application de la théorie des modes au système complet	74
6.2.3	Expression générale du tenseur des contraintes	75
6.2.4	Établissement de la condition de surface radiative	77
6.3	Méthode variationnelle	79
6.3.1	Principe	79
6.3.2	Introduction de la condition de surface radiative	80
6.3.3	Nouvelle forme de l'équation aux modes normaux	82
6.4	Étude des modes calculés	83
6.4.1	Modes obtenus	83
6.4.2	Effet de la condition de surface radiative	83
6.4.3	Influence de la viscosité	86
6.4.4	Modes solides utilisés dans les sommations	87
7	Synthétiques	89
7.1	Calcul de sismogrammes synthétiques	89
7.1.1	Principe de la sommation de modes	89
7.1.2	Validation	90
7.1.3	Amplification du signal avec l'altitude	92
7.2	Etude systématique des signaux Doppler	93

7.3	Application aux autres formes de couplage	94
8	Article: Effet des séismes sur l'ionosphère	95
	<i>T. Farges, J. Artru, E. Blanc, P. Lognonné et A. Le Pichon</i>	
	article à paraître dans la revue Chocs CEA	95
	Introduction	96
	Observation	97
	Modélisation	101
	Exploitation des observations	105
	Conclusion	108
	Encadré 1 : Couplage sol - atmosphère	114
	Encadré 2 : Théorie des modes	116
	Encadré 3 : Filtrage atmosphérique	119
9	Article: solid Earth-atmosphere coupling	121
	<i>J. Artru, P. Lognonné, E. Blanc and T. Farges</i>	
	proceedings ION/OHP Joint Meeting, Jan 2001	121
	Introduction	122
	Normal mode theory: brief description	124
	Seismic sources and seismograms	126
	Pinatubo eruption	129
	Atmospheric signals from seismic sources	131
	References	133
III Développement de nouveaux outils d'observation des perturbations ionosphériques		139
10	Du GPS au TEC	141
10.1	Objectif de l'étude	141
10.2	Le système GPS	142

10.2.1	Historique et principe	142
10.2.2	Observables GPS	144
10.2.3	Paramètres influençant la mesure GPS	145
10.2.4	Importance relative des biais	148
10.3	Calcul du TEC à partir des mesures GPS	149
10.3.1	Différences de mesure sur les deux fréquences	149
10.3.2	Résolution de l'ambiguïté	151
10.3.3	Extraction de l'information ionosphérique	151
10.4	Traitement des données	153
10.4.1	Position du problème	153
10.4.2	Approximation de couche mince	154
10.4.3	Erreur engendrée par l'approximation	154
10.5	Inversion conjointe du TEC et des biais	157
11	Cartes ionosphériques	158
11.1	Application à la Californie	158
11.1.1	Le réseau de Californie	158
11.1.2	Traitement des données GPS et calcul du TEC	160
11.2	Détermination des biais	161
11.2.1	Problème inverse	161
11.2.2	Le filtre de Kalman	163
11.3	Résultats de l'inversion	165
11.3.1	Biais électroniques	165
11.3.2	Variation diurne du TEC	166
11.3.3	Comportement du TEC sur deux mois	166
11.3.4	Test de résolution	166
11.4	Variations du TEC autour du séisme d'Hector Mine	170
11.4.1	Variation à grande échelle	171
11.4.2	Simulation par sommation de modes	171

11.4.3	Etudes des données filtrées	174
11.4.4	Rayonnement de l'énergie	174
11.5	Conclusion, et perspectives avec le réseau du Japon	177
12	Analyseur plasma sur DEMETER	179
12.1	Rappel sur les instruments	180
12.1.1	Rôle de IAP dans DEMETER	180
12.1.2	APR Analyseur à Potentiel Retardateur	181
12.1.3	ADV Analyseur pour mesure de la Direction de la Vitesse	182
12.2	Réponse de l'analyseur	183
12.2.1	Objectif de l'étude	183
12.2.2	Principe de la mesure pour APR	184
12.2.3	Problème direct	185
12.3	Principe de modélisation.	187
12.4	Implémentation du programme	188
12.5	Validation du programme	189
12.5.1	Comparaison avec une formule analogique	189
12.5.2	Test de la convergence	190
12.6	Conclusion préliminaire.	191
IV	Conclusions et perspectives	193
13	Perspectives	195
13.1	Ondes sismiques dans l'atmosphère	196
13.1.1	Propagation atmosphérique	196
13.1.2	Observation globale des ondes de surface	197
13.1.3	Sismologie spatiale	198
13.2	Modélisation globale	199
13.2.1	Signaux sismiques d'origine atmosphérique	199

<i>TABLE DES MATIÈRES</i>	11
13.2.2 Tsunamis et ionosphère	200
13.2.3 Modes toroïdaux	200
14 Conclusion	201
14.1 En français...	201
14.2 In English...	203
V Bibliographie et annexes	205
Bibliographie	207
A Modelling of post-seismic ionospheric oscillations	215
<i>J. Artru, P. Lognonné and E. Blanc</i>	
Geophys. Res. Lett., février 2001	215
B Strain constraint on the source of a SES	221
<i>P. Pinettes, P. Bernard, J. Artru, P.-A. Blum, R. Verhille, P. Milas and G. Veis</i>	
J. Geophys. Res., juillet 1998	221
List of figures and legends	233
List of tables and legends	239

Chapitre 1

Introduction

Pourquoi s'intéresser au thème du couplage entre la Terre et l'atmosphère?

On sait depuis bien longtemps que l'atmosphère joue un rôle essentiel dans la vie de notre planète, depuis les cycles de l'eau et du carbone en passant par le filtrage du rayonnement ultraviolet, sans oublier l'érosion ou l'effet de serre. Inversement l'atmosphère ne peut être considérée comme autonome, et les phénomènes cités précédemment en sont là aussi autant d'exemples. Cependant il est des domaines de la géophysique, tant interne qu'externe, qui s'ignorent mutuellement. Du point de vue dynamique en effet, les sciences de la Terre solide et celle de l'atmosphère sont très éloignées l'une de l'autre, tant par les observations que par les théories développées.

La sismologie s'est développée sur des fondements de mécanique des solides, dans la douceur de la linéarité du milieu élastique — douceur toute relative quand on y regarde de plus près. La surface de la Terre sépare deux milieux de densités tellement différentes qu'on peut raisonnablement la qualifier de libre, et par ce raccourci se priver — se débarrasser? — de l'atmosphère.

Inversement, les météorologues sont devenus des experts en dynamique des fluides, en phénomènes non-linéaires voire pire, en modèles de circulation globale, ou un élément infinitésimal de fluide peut parcourir des milliers de kilomètres. L'étude des ondes infrasoniques dans l'atmosphère s'est ensuite développée en se focalisant de préférence

sur les interactions avec le relief ou avec l'ionosphère.

Et pourtant, depuis quelques décennies le constat s'est imposé que notre Terre avait une atmosphère et inversement. L'explosion, à environ 8 km d'altitude, de la comète de Tunguska (Sibérie Centrale) avait permis, dès 1908, d'observer des signaux sismiques d'origine atmosphérique, mais c'est à la suite du séisme d'Alaska de 1964 qu'ont été observées pour la première fois des perturbations dans l'atmosphère et l'ionosphère: celles-ci ressemblaient fort à des ondes sismiques! Un nouveau domaine de recherches était ainsi lancé. Parallèlement, on mettait en évidence des oscillations ionosphériques engendrées par des ondes de tsunamis, ou des explosions souterraines. Le développement des réseaux sismiques depuis les années 90 a permis la mesure de signaux sismiques d'origine atmosphériques (explosions, turbulence) de façon plus systématique.

Dans la plupart des cas cités l'origine du couplage est bien identifiée: il s'agit d'une interaction purement dynamique à l'interface entre le sol et l'atmosphère, qui permet de transmettre les perturbations d'un milieu à l'autre. Cependant très peu de travaux ont tenté d'étudier ces phénomènes de façon globale, et d'intégrer à la sismologie ou à la dynamique atmosphérique ce type de signaux et leurs sources.

Ce mémoire présente une étude spécifique des phénomènes de couplage entre la Terre solide et l'atmosphère. Une première partie présentera une revue des observations effectuées, ainsi qu'un rappel des théories en place dans les différents domaines, puis des méthodes d'observation dans l'ionosphère sur lesquelles nous nous focaliserons. Nous nous sommes limités ici à l'étude des ondes atmosphériques post-sismiques, en développant plusieurs approches :

- Le premier thème développé est une modélisation des signaux atmosphériques post-sismiques à l'aide de la théorie des modes propres, appliquée à un système global comprenant la Terre solide et l'atmosphère neutre.
- Le second thème est l'observation des signaux atmosphériques, par des observations ionosphériques effectuées à partir du sol, en **réflexion**, puis en **transmission** du sol vers l'espace (GPS), puis **in situ** avec le satellite DEMETER.

Nous nous attacherons en conclusion à dégager des perspectives sur l'observation de ce couplage et son utilisation dans les différentes sciences concernées.

Solid Earth - atmosphere coupling: the objectives of this study

We know for a long time that atmosphere plays an important role in our planet, from the water and Carbon cycles to the UV filtering, or erosion, greenhouse effect, etc. On the other hand, these examples also show that the atmosphere cannot be considered independently from the solid Earth. However, there are still some areas of geophysics that ignore each other. From the dynamic point of view, solid Earth and atmospheric sciences are indeed very far from each other, as for the observation techniques that for the theories developed.

Seismology was born on the basis of solid mechanics, in the frame of the not so simple elasticity theory. The surface of the Earth is a boundary between two media of such different densities that we can reasonably consider it as a free surface and hence neglect — get rid of ? — the atmosphere. On the other side, meteorologists have become experts in fluid dynamics, non-linear phenomena or worse, in global circulation models, where an infinitesimal parcel of fluid can travel thousands of kilometers. Later, atmospheric infrasonic waves have been studied with emphasis on interaction with topography or ionosphere.

And yet, for a few decades evidence have been made in these domains that our Earth has indeed an atmosphere and vice versa. The Tunguska comet explosion (Central Siberia), that occurred at about 8 km high in 1908, produced strong signals on seismic data, but the first observations of post-seismic perturbations in the atmosphere was after the great Alaskan earthquake in 1964: some signals have been detected in the atmosphere and ionosphere, which looked like seismic waves! A new area of research was born. In the same time ionospheric oscillation were proved to occur after tsunami waves or underground explosions. Seismic signals for atmospheric sources (explosions, turbulence) have also been observed since the 90^s, with the development of seismic networks.

In most of the cases mentioned the origin of coupling is well identified: the interaction is purely dynamic at the ground-atmosphere interface. However, very few works have attempted to study this phenomenon from a global point of view, and to integrate to seismology or atmospheric dynamics both these kind of signals and their sources.

This thesis presents a specific study of solid Earth-atmosphere coupling. The first part will present a review of observations and theories developed in the different areas, as well as observation techniques in the ionosphere that we will focus on. We limited our study to post-seismic atmospheric waves, however we developed different approaches:

- *The first theme developed is a modeling of post-seismic atmospheric signals, by using normal modes theory applied to the whole system including the Earth with its neutral atmosphere. We then compare these synthetic signals to ionospheric data from ground-based measurements.*
- *In the aim of better characterize and hence understand plasma perturbations observed, we developed a GPS data processing from dense continuous networks in order to perform imagery of the ionosphere, and detect post seismic signals.*
- *The last part will then present studies performed in the frame of micro-satellite DEMETER preparation, on two on board instruments.*

As a conclusion we will try to put in evidence perspectives open on the observations of coupling phenomena and their use in the different areas of Earth sciences concerned.

Première partie

Introduction générale

Chapitre 2

Manifestations du couplage entre la Terre solide et l'atmosphère

Observations of solid Earth - atmosphere coupling

The first observation showing evidence for a dynamic coupling between solid Earth and atmosphere have been observed in the ionosphere after earthquakes (section 2.1). Post-seismic ionospheric observations have been performed due to the study of ionospheric signal following nuclear explosions in the cold war context (2.1.1).

The coupling mechanism (2.1.2) is now well established: The ground displacement due to earthquake produces pressure perturbation in the atmosphere, which propagates upwards up to ionospheric layers (fig. 2.4). This may happen either near the source or at teleseismic distances, due to Rayleigh waves propagation. A strong amplification of the perturbed displacement field with height is due to the exponentially decreasing density. It leads to clearly identified signals on ionospheric sounding records.

The Earth - atmosphere coupling is also responsible for seismic signals observed after volcanic eruptions (2.2.1), as well as permanent excitation of Earth normal modes (2.2.2).

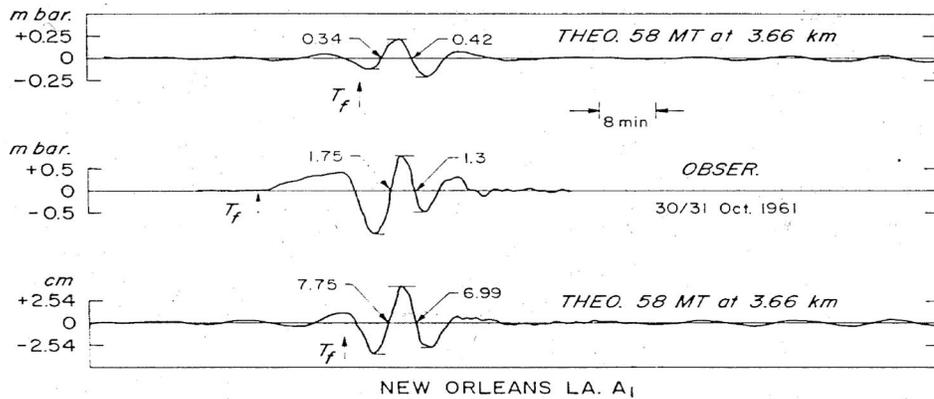


FIG. 2.1 – Barogramme observé à la Nouvelle Orléans après une explosion de 58 MT à 3.66 km d'altitude sur le site de Novaya Zemlya, le 30 octobre 1961. L'amplitude principale, de 7.75 mbar crête à crête, correspond à une onde de gravité. Les oscillations dans la queue du train correspondent aux ondes acoustiques.

2.1 Perturbations post-sismiques de l'ionosphère

2.1.1 Historique des observations

Les premières observations de perturbations de l'atmosphère et de l'ionosphère engendrées par les séismes remontent aux années soixante: Ce sont en effet des retombées scientifiques de la très forte instrumentation développée suite aux recherches sur les explosions nucléaires atmosphériques. A cette époque de guerre froide, de nombreux travaux portent sur l'étude des signaux consécutifs à des explosions nucléaires et s'attachent à déterminer les caractéristiques de propagation d'une onde infrasonique dans l'atmosphère (Yamamoto, 1956, 1957, Hunt et al., 1960, Donn et Ewing, 1962a, 1962b, Press et Harkrider, 1962, Harkrider, 1964). Un exemple d'enregistrement est donné sur la figure 2.1 pour une des plus grosses explosions atmosphériques russes.

Cette époque a ainsi vu le développement d'outils d'observation de l'atmosphère et de l'ionosphère, notamment les sondeurs ionosphériques.

En 1960 et 1964 se sont produits deux séismes très importants (magnitude de l'ordre de 9), au Chili et en Alaska. De nombreuses observations ont alors mis en

évidence l'existence de perturbations atmosphériques et ionosphériques à la suite des tremblements de terre. Les premières observations publiées furent réalisées à l'occasion du séisme d'Alaska en 1964. *Bolt* [1964] décrit une onde de pression atmosphérique, mesurée à Berkeley à l'aide d'un microbarographe 2 h. 40 min. après le séisme, et dont l'origine est l'impulsion engendrée par le déplacement du sol près de la source. *Leonard et Barnes Jr.* [1965] observent d'une part de fortes perturbations de la couche F sur les ionogrammes produits par deux stations situées en Alaska, d'autre part une augmentation anormale de la fréquence de coupure f_0F_2 (qui caractérise le maximum d'ionisation de la couche F), tant sur ces deux ionosondes proches que sur des sondeurs plus lointains (Californie et Hawaï). Lors de ce même séisme, *Davies et Baker* [1965] ont étudié des données de sondage HF provenant de Boulder (Colorado), à 3800 km de l'épicentre: ils ont observé des oscillations de période d'environ 1 h, et interprètent celles-ci comme la signature d'ondes guidées dans l'atmosphère.

Les travaux de *Yuen et al.* [1969] portent sur des données de sondage Doppler: ceux-ci mesurent les oscillations verticales des couches ionosphériques. Les signaux enregistrés à la suite du séisme du Japon le 16 mai 1968 ont pu être interprétés comme la signature, sur le plasma ionosphérique, d'ondes infrasoniques générées au sol par le déplacement vertical. La concordance entre les signaux sismiques et Doppler est en effet remarquable pour l'altitude de sondage la plus faible (5 MHz, soit 200 km d'altitude environ). Une deuxième fréquence de sondage (10 MHz, soit 300 km) ne présente plus que les basses fréquences du signal sismique, traduisant un filtrage passe-bas par l'atmosphère. Ces signaux peuvent se produire en tout point du globe et sont engendrés par le déplacement vertical du sol au passage des ondes de Rayleigh. Cette étude, fondée sur la dynamique de l'atmosphère neutre ne permet pas d'expliquer les perturbations du plasma ionosphérique à proximité de la source. Un exemple, enregistré sur le sondeur de Francourville (Eure-et-Loir), lors du séisme du Mexique en septembre 1985, est présenté sur la figure 2.2 [*Parrot et al.*, 1993].

Row [1967] développe une théorie pour expliquer les perturbations ionosphériques se

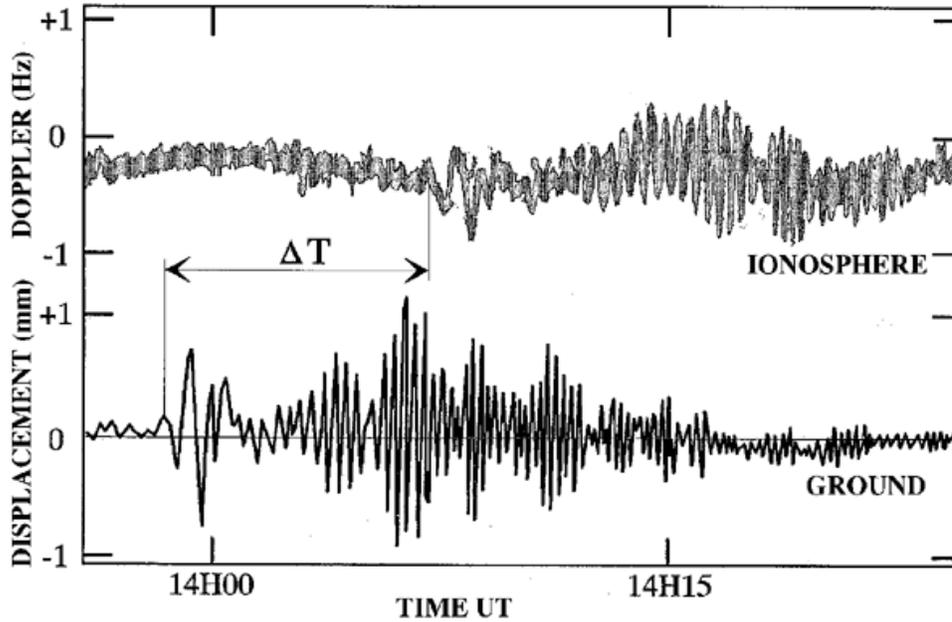


FIG. 2.2 – Effet Doppler et sismogramme observés à Francourville après le séisme du Mexique du 19 septembre 1985 ($M = 7,9$). L'effet Doppler de l'ordre de 0.5 Hz mesuré correspond à des vitesses de l'ordre de 20 m.s^{-1} et des déplacements de 100 m à une altitude d'environ 150 km .

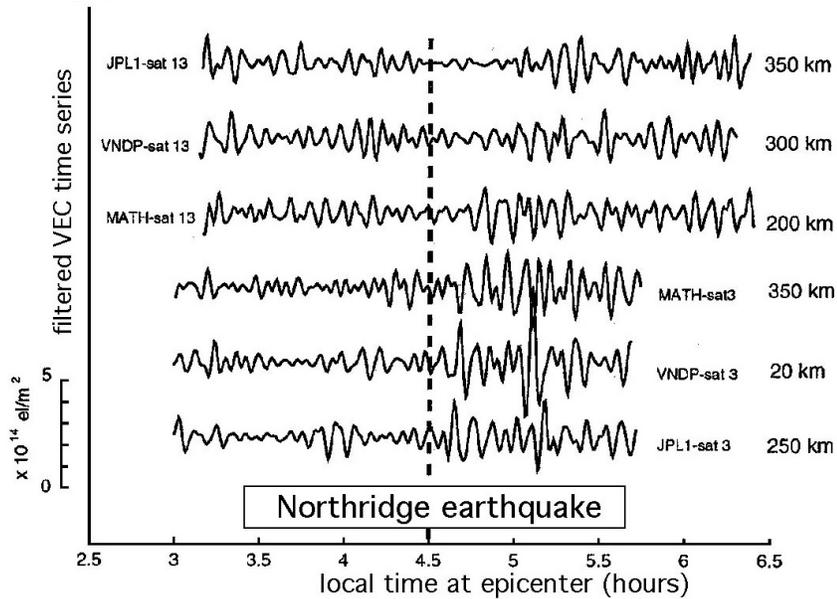


FIG. 2.3 – Perturbations du TEC au-dessus de la Californie, à la suite du séisme de Northridge. Figure tirée de Calais et Minster [1995]. La distance à l'épicentre est indiquée à droite

propageant tant après une explosion nucléaire qu'après un séisme, à l'aide d'une source ponctuelle générant une onde de gravité dans l'atmosphère. Il calcule les fonctions de Green associées en champs proche, et en déduit la dispersion des oscillations attendues pour différentes distances à la source et différentes altitudes. Le déplacement du sol engendre un panache acoustique qui se propage jusqu'aux altitudes des couches E et F. Ce panache n'est pas piégé par l'atmosphère pour les fréquences supérieures à 4.4 mHz, et arrive alors dans la très haute atmosphère où il est dissipé sous forme de chaleur. Un tel phénomène est présenté par [Kelley et al., 1985], qui observe ainsi sur des données de radar, outre des oscillations ionosphériques, de fortes oscillations de la thermosphère (de l'ordre de 250 K, soit typiquement 25 % de la température à cette altitude) au-dessus du Chatanika (Alaska) lors du séisme du 18 avril 1979. Plus récemment, *Calais et Minster* [1995] ont utilisé les données provenant de récepteurs GPS bi-fréquences pour obtenir une mesure du contenu électronique total (noté TEC, pour *Total Electronic Content*). Le TEC est la densité électronique intégrée le long du trajet parcouru par le signal GPS du satellite vers la station. Ils observent ainsi (figure 2.3) des perturbations à la suite du séisme de Northridge (Californie, 17 janvier 1994) en bon accord avec les temps d'arrivée prévus pour une onde directe. Il est intéressant de noter que les travaux de *Calais et Minster* [1998] montrent en outre, dans le cas de sources atmosphériques comme des explosions ou le passage de la navette, que la propagation d'ondes infrasoniques peut effectivement engendrer des perturbations sensibles du contenu électronique total.

Une modélisation numérique des perturbations engendrées dans l'atmosphère et l'ionosphère par le déplacement au sol tel qu'il est attendu en champ proche pour un séisme superficiel, a été développée plus récemment par *Davies et Archambeau* [1998], prédisant les variations attendues sur la densité électronique de l'ionosphère. La comparaison des modélisations avec les données de TEC du séisme de Northridge semble confirmer le lien entre les perturbations observées et l'interprétation en termes d'ondes de gravité émises à la source.

Il semble clair que pour des petits séismes, ce phénomène ne peut a priori être observé

que près de la source. Si on considère par exemple que la limite de détectabilité va être de 10 m/s vers 200 km (ce qui va générer des effets Doppler de l'ordre de 3×10^{-8}), il faut des vitesses aux sols de l'ordre de 0.2 mm/s. A priori, à ces altitudes, les mouvements observables doivent avoir des périodes plus grandes que 20-50 sec, car les ondes de plus courtes périodes sont atténuées par la viscosité de l'atmosphère. De tels déplacements longue période (de l'ordre de la fraction de mm) ne sont détectés qu'au voisinage de la source. Les perturbations observées loin de la source ne sont alors pas expliquées par cette théorie.

2.1.2 Mécanisme du couplage

Le mécanisme de génération des perturbations ionosphériques post-sismiques semble alors bien établi: il s'agit à l'origine d'un couplage dynamique entre le sol et l'atmosphère qui génère des ondes de gravité-acoustiques se propageant jusqu'à l'ionosphère. On peut distinguer deux types de perturbations:

- D'une part une excitation des ondes acoustiques atmosphériques par les mouvements du sol au voisinage de la source, créant une sorte de panache ascendant, susceptible de générer de fortes perturbations du plasma ionosphérique: réchauffement, variation de densité électronique.
- D'autre part, ces perturbations peuvent se produire à grande distance de la source sismique, et sont engendrées par la propagation des ondes de Rayleigh à une vitesse supérieure à celle du son dans l'atmosphère (quelques km/s face à 340 m/s). Une onde acoustique ascendante est alors créée (onde conique formant un sillage de l'onde de Rayleigh), et entraîne les couches inférieures de l'ionosphère.

Dans ces deux cas, le couplage est purement dynamique: le déplacement transmis dans l'atmosphère est celui de la surface, soit de l'ordre de quelques millimètres. Ceci est très faible au regard des échelles de hauteur de température et de pression dans l'atmosphère, et n'induit pas de perturbation notable dans les couches basses de l'atmosphère. Cependant

l'onde de pression ascendante ainsi générée est soumise à un mécanisme d'amplification extrêmement efficace: en effet, la densité de l'air décroît de façon exponentielle avec l'altitude, et schématiquement, la conservation de l'énergie ρv^2 impose alors une croissance exponentielle de l'amplitude de l'onde. Dans la gamme de fréquence des ondes de Rayleigh, il n'y a pas de mécanisme d'atténuation sensible en dessous de 100 km d'altitude. Si l'on considère une échelle de hauteur pour la densité de $H = 8$ km, l'onde a alors déjà subi à 100 km une amplification de l'ordre de $\sqrt{e^{z/H}} \sim 3 \times 10^5$. Les caractéristiques de propagation des ondes dans l'atmosphère ont été étudiées de façon très complète par *Pitteway et Hines* [1963], nous reviendrons sur la classification des ondes atmosphériques dans la partie 3.2.2.

La figure 2.4 illustre les mécanismes d'excitation de l'atmosphère et les méthodes de détection. Ces derniers seront décrits dans le chapitre 4.

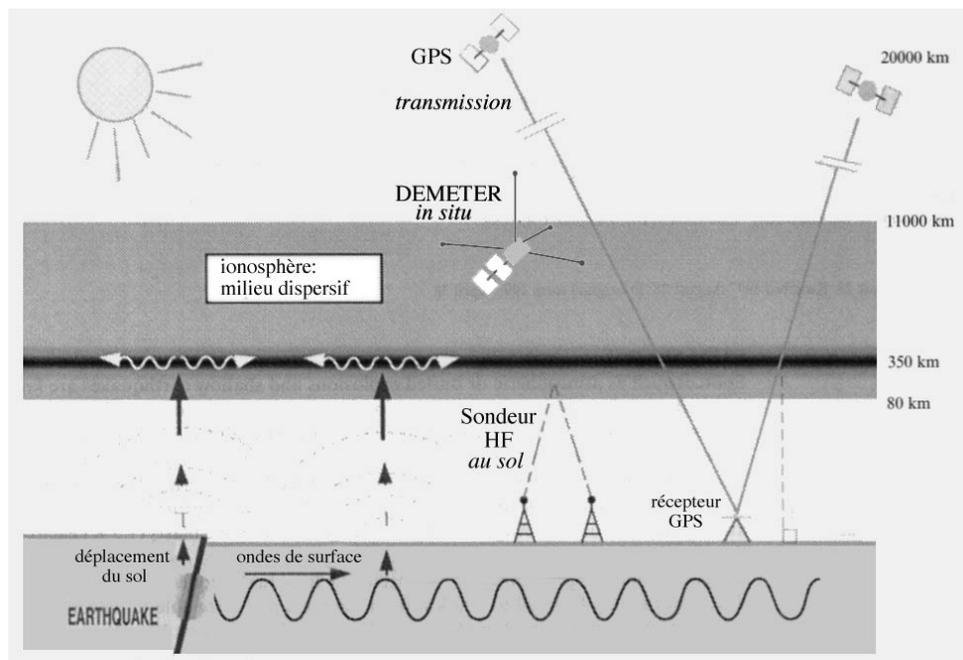


FIG. 2.4 – Schéma montrant les mécanismes d'excitation des ondes atmosphériques par un séisme; figure adaptée de *Calais et Minster* [1998].

2.2 Autres manifestations du couplage

Le couplage Terre solide – atmosphère est aussi à l’origine de signaux sismiques générés par des phénomènes atmosphériques. Deux principaux types de couplage sont observés: d’une part (section 2.2.1), des ondes de Rayleigh peuvent être générées par des événements atmosphériques comme des explosions nucléaires, des éruptions volcaniques, ou plus généralement par des ondes de chocs [*Calais et Minster*, 1998]: les premiers signaux de ce genre sont connus depuis le début du siècle, liés aux impacts de météorites. D’autre part (section 2.2.2), des travaux plus récents font état d’une excitation permanente des oscillations propres de la Terre solide, et l’origine généralement admise de ce phénomène est l’effet de la turbulence atmosphérique.

2.2.1 Signaux sismiques d’origine atmosphérique

Le 30 juin 1908, en Sibérie Centrale s’est produit une énorme explosion (de l’ordre de 12,5 mégatonnes), probablement due à l’impact d’une comète ou d’un météore. L’énergie fut transmise principalement sous forme d’une onde de choc atmosphérique, mais aussi d’ondes sismiques, provoquant une activité correspondant à une magnitude de 5,0 [*Whipple*, 1930]. Cet événement fut étudié par *Ben-Menahem* [1975] à partir des enregistrements sismiques à Irkoutsk: il estima ainsi l’altitude de l’explosion à 7,5 km, l’énergie totale relâchée à 3×10^{16} J, dont 5×10^{11} sous forme sismique. Plus près de nous, d’autres impacts ont été étudiés, par exemple par *Cevolini* [1994] pour une explosion de météore le 19 janvier 1993 en Italie. D’autres sources puissantes pour générer des signaux atmosphériques sont les explosions de volcans: El Chichon, 1982, et surtout celui du Pinatubo, 1991.

A la suite de l’éruption du mont Pinatubo le 15 juin 1991, les sismomètres longues-périodes du réseau mondial ont enregistré des signaux insolites [*Zurn et Widmer*, 1996, *Kanamori et Mori*, 1992]: de longue durée (plus de 6 heures), et quasi-bichromatiques (figure 2.5). Deux interprétations ont été envisagées, soit une résonance entre les oscillations atmosphériques et l’éruption elle-même induisant une régulation de

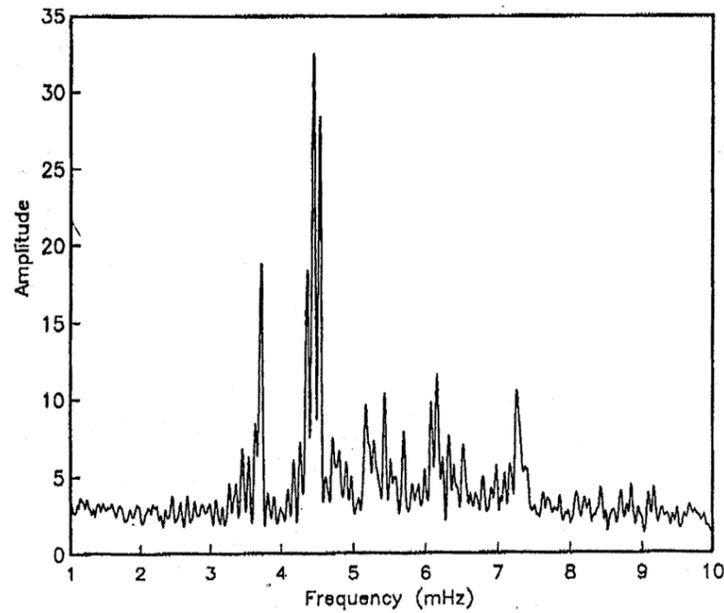


FIG. 2.5 – Spectres en fréquence additionnés des composantes verticales des stations du réseau IDA à la suite de l'éruption du Pinatubo en 1991. Les deux pics à 3,68 et 4,40–4,65 mHz correspondent aux fréquences des premiers modes atmosphériques, et pour les modes solides aux ordres angulaires $l=28-29$ et $l=34-37$. Figure tirée de [Zurn et Widmer, 1996].

la fréquence [Widmer et Zurn, 1992], soit une excitation des ondes de Rayleigh par les ondes atmosphériques de gravité à proximité de la source. Une étude plus quantitative [Kanamori et al., 1994] montre que les ordres de grandeur prédits à partir de ce deuxième mécanisme sont cohérents avec les observations. La variation de pression atmosphérique au sol près de la source est assimilée à une force verticale qui va générer des ondes de Rayleigh. Nous verrons dans l'article (Artru et al., 2001, inclus dans la partie II) que les signaux sismiques observés sont en fait la trace dans la Terre solide des ondes atmosphériques générées par l'éruption, et ne correspondent donc pas à des ondes de Rayleigh à proprement parler (page 129).

2.2.2 Excitation permanente des modes propres de la Terre

Vers 1998, il a été mis en évidence la persistance d'un faible signal lié aux oscillations propres de la Terre, même en l'absence de gros séisme [Suda et al., 1998, Kobayashi et Nishida, 1998, Tanimoto et al., 1998]. Diverses interprétations ont d'abord été proposées concernant la source de ce signal : d'origine interne (séismes non détectés), océanique ou atmosphérique (voir par exemple [Roult et Crayford, 2000]). Il apparaît que l'hypothèse d'une excitation des modes propres de la Terre par la turbulence de la basse atmosphère est la plus à même d'expliquer les signaux et leur variation saisonnière [Nishida et al., 2000]. Une théorie développée par Tanimoto [1999] prend en compte partiellement cette excitation, en considérant une source localisée à l'interface Terre - atmosphère. Les travaux de [Lognonné et al., 1994] permettent cependant de généraliser la notion de source sismique et d'utiliser ainsi les techniques de sommation de modes (Artru et al. [2001], inclus dans cette thèse, page 126).

2.3 Couplage océan atmosphère

Lorsqu'un tremblement de Terre se produit dans une zone océanique, il génère, outre les ondes sismiques, des ondes océaniques longues périodes capable de se propager à grande

distance. Pour un séisme important, ces ondes sont susceptibles de provoquer des raz-de-marée en arrivant sur les côtes. Elles sont alors appelées ondes de tsunami. Ces ondes peuvent de la même façon que les ondes de Rayleigh générer des ondes de gravité dans l'atmosphère, par couplage dynamique à la surface. Une étude a été menée à l'université d'Hawaii [*Najita et al.*, 1973, *Najita et Yuen*, 1979] pour détecter à l'aide de sondeurs ionosphériques les ondes atmosphériques ainsi engendrées au large des côtes, à des fins d'alerte. Les ondes océaniques ont cependant une vitesse de propagation beaucoup plus lente et engendrent des ondes atmosphériques dans le domaine des ondes de gravité. Nous verrons dans la section 6.4 que les modes "océaniques" ont une grande part de leur énergie dans l'atmosphère. La détection est cependant plus difficile que les ondes acoustiques générées par les ondes de Rayleigh: du fait de leurs grandes longueurs d'ondes et de leur lenteur, les signaux engendrés sont difficiles à distinguer des ondes de gravité.

Chapitre 3

Rappel sur les ondes dans les différents domaines

A review of wave propagation in Earth and atmosphere

This chapter describes the characteristics of the different areas of the whole Earth that we will study in this thesis.

First (section 3.1), we present the usual description of seismic waves with elasticity and normal modes theories. One could refer to Dahlen and Tromp [1998] or Lognonné and Clévéché [2001] for more details.

The section 3.2 presents the main characteristics of the neutral atmosphere, with a description of atmospheric gravity waves, using formalism developed by Lamb [1945] and Hines [1960]. The effect of viscosity in the atmosphere is introduced in subsection 3.2.3.

We finally describe (section 3.4) the ionospheric structure and global variations, as well as interaction of a gravity wave with ionospheric plasma.

3.1 Ondes dans la Terre Solide

3.1.1 Les ondes sismiques

La description “mécanique” de la Terre utilisée couramment en sismologie permet de distinguer les caractéristiques suivantes :

- La Terre est un milieu continu, fini, et en première approximation à symétrie sphérique. Nous négligerons ici la rotation de la Terre, son ellipticité ou les variations latérales. Notons que leur prise en compte pourrait se faire sans difficulté majeure en utilisant la théorie des perturbations, par exemple [Lognonné, 1991].
- La Terre est en équilibre hydrostatique auto-gravitant, c’est-à-dire que son champ de contraintes équilibre son champ de gravité. Le champ de contraintes à l’équilibre \mathbf{T}_0 est solution de l’équation

$$\nabla \cdot \mathbf{T}_0 + \rho \mathbf{g} = 0, \quad (3.1)$$

où \mathbf{g} est le champ de pesanteur et ρ la densité.

- Aux échelles de temps de la sismologie, la Terre est un milieu élastique, et sous l’approximation d’un milieu transversalement isotrope, son tenseur élastique dépend des cinq paramètres élastiques A , C , L , N , F définis par Love [1927].

Lors d’un événement sismique, une brusque variation des contraintes, localisée au niveau de la source, perturbe la Terre, initialement à l’équilibre hydrostatique. On associe à la source le tenseur des moments sismiques, qui est relié indirectement aux variations de contraintes près du séisme. Des ondes sismiques sont alors produites et se propagent dans tout le globe pour un séisme important.

En l’absence de source externe, le champ de déplacement $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$ de l’état perturbé est décrit par la loi fondamentale de la dynamique :

$$\rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} = \nabla \cdot (\mathbf{T}_{el} - \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{T}_0) - \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) \mathbf{g}_0 - \rho \nabla \Phi_1. \quad (3.2)$$

où \mathbf{T}_{el} le tenseur des contraintes élastiques, Φ_1 est le potentiel de redistribution de masse et \mathbf{g}_0 est la gravité (nous négligeons ici la rotation de la Terre). Φ_1 est déterminé par l'équation :

$$\nabla^2 \Phi_1 = -4\pi \mathcal{G} \nabla \cdot (\rho_0 \mathbf{u}) , \quad (3.3)$$

où \mathcal{G} est la constante de gravitation universelle [Lognonné et Clévéde, 2001]. On associe généralement à cette équation une condition de surface libre au niveau du sol, et des conditions de continuité aux interfaces entre les différentes couches. Les ondes sismiques créées par un séisme vérifient cette équation, et l'on peut distinguer deux types d'ondes : Les premières sont les ondes de volume, de compression (ondes P) ou de cisaillement (ondes S), qui se propagent à l'intérieur de la Terre et ne sont sensibles aux conditions aux limites et aux discontinuités que par des réflexions et réfractions. Les ondes de surface, elles, n'existent que par la présence de la surface ou de discontinuités majeures : elles sont guidées le long d'une surface, en général la surface libre. On distingue les ondes de Love, de cisaillement horizontal pur, et les ondes de Rayleigh, qui combinent compression et cisaillement vertical. Les vitesses de propagation des ondes sismiques sont typiquement comprises entre 3 et 10 km/s, pour des fréquences allant de la fraction de millihertz à quelques hertz. Les longueurs d'ondes typiques vont de un à plusieurs milliers de kilomètres.

3.1.2 Les modes propres de la Terre

Lors de gros séismes, les signaux se propagent durant plusieurs heures, et sont donc sensibles à la finitude de la Terre : les ondes de surfaces font plusieurs tours du globe, les ondes de volumes sont réfléchies de multiples fois. Il est alors possible de décrire le champ de déplacement global comme une superposition des vibrations propres de la Terre : il s'agit d'un ensemble discret de fréquences propres et de modes propres associés (solutions de 3.2 oscillantes et non propagatives) qui constituent du point de vue mathématique une base complète de l'espace des fonctions vérifiant les conditions aux limites du problème.

Étant donné un modèle de Terre (densité et coefficients élastiques en tout point), il est possible de calculer la base des modes propres associés. Cette base est infinie dénombrable, donc il sera nécessaire de la tronquer en pratique. La théorie classique des modes propres est détaillée dans la plupart ouvrages récents sur la sismologie, par exemple *Dahlen et Tromp* [1998] ou *Lognonné et Clévéde* [2001].

Dans le cadre de cette étude, nous considérons le modèle PREM [*Dziewonski et Anderson*, 1981] : il s'agit d'un modèle à symétrie sphérique, transversalement isotrope. La structure transversale des modes est décomposée en harmoniques sphériques, suivant un formalisme développé par *Takeushi et Saito* [1972] puis *Woodhouse* [1988]. Les modes sphéroïdaux sont découplés des modes toroïdaux, contribuant respectivement à la formation des ondes de Rayleigh et de Love.

Les modes toroïdaux ont une composante verticale nulle et donc ne produisent pas *a priori* de couplage de type dynamique entre le sol et l'atmosphère. Nous nous limiterons donc au cas de modes sphéroïdaux dans les modélisations présentées en partie 6. Il est cependant à noter que les travaux de *Hirshberg et al.* [1967] font état de l'observation des fréquences propres de modes toroïdaux dans des mesures du champ magnétique externe à la suite de séismes.

3.2 L'atmosphère neutre

3.2.1 Description et structure

L'atmosphère neutre est divisée en quatre couches principales selon le gradient de température.

- La troposphère s'étend du niveau du sol à environ 10 à 20 km. La température y décroît avec l'altitude, car la principale source d'énergie est le rayonnement du sol.
- La stratosphère s'étend au-dessus de la troposphère jusque vers 50 km d'altitude. Le gradient de température est ici positif (lié au chauffage par l'UV lointain solaire).

La stratosphère tire son nom de la stratification qui apparaît dans les constituants mineurs (notamment l’ozone).

- La mésosphère est de nouveau une région à gradient de température négatif, s’étendant jusqu’à environ 85 km d’altitude
- La thermosphère est la région située au-dessus de la mésosphère, chauffée par le rayonnement UV solaire, qui présente donc un gradient de température positif, jusqu’à un maximum variant de 500 à 2000 K en fonction de l’heure locale et de l’activité solaire

La figure 3.2 présente le profil de température de l’atmosphère, et la structure qui en découle.

3.2.2 Ondes de l’atmosphère

Décrivons maintenant les caractéristiques des ondes dans l’atmosphère, qui ont été extensivement décrites par *Lamb* [1945]. Nous en rappelons ici les principales propriétés, suivant les travaux de *Hines* [1960].

Gaz parfait isotherme

Considérons tout d’abord les équations régissant la dynamique d’un gaz parfait isotherme en présence de gravité, initialement au repos. Notons \mathbf{v} le champ de vitesse du fluide perturbé, ρ la densité, p la pression, l’indice 0 indiquant l’état d’équilibre. \mathbf{g} est l’accélération de la pesanteur et

$$c = \sqrt{\frac{\gamma p_0}{\rho_0}} = \sqrt{\frac{\gamma R T_0}{M}} \quad (3.4)$$

est la vitesse du son, proportionnelle à \sqrt{T} . Pour une perturbation adiabatique, l’équation fondamentale de la dynamique, l’équation d’état et l’équation de continuité forment le système:

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = \rho \mathbf{g} - \nabla p \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial \mathbf{p}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla p_0 = c^2 \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \rho_0 \right) \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \rho_0 = -\rho_0 \nabla \cdot \mathbf{v} \quad (3.7)$$

Échelle de hauteur

La condition d'équilibre dérivée de 3.5 permet, en utilisant l'expression de c , de montrer que p_0 et ρ_0 vérifient la propriété:

$$p_0, \rho_0 \propto \exp\left(-\frac{z}{H}\right), \quad (3.8)$$

H étant l'échelle de hauteur définie par

$$H = \frac{c^2}{\gamma g} \quad (3.9)$$

Relation de dispersion

La recherche de solutions sous la forme:

$$\mathbf{v}, p, \rho \propto \exp i(\omega t - K_x x - K_z z), \quad (3.10)$$

où z est la direction verticale (opposée à \mathbf{g}) et x la direction horizontale de propagation, mène à la relation de dispersion:

$$\omega^4 - \omega^2 c^2 (K_x^2 + K_z^2) + (\gamma - 1) g^2 K_x^2 + i\gamma g \omega^2 K_z = 0 \quad (3.11)$$

Si l'on cherche des solutions purement propagatives horizontalement, c'est-à-dire avec $K_x = k_x$ réel, alors K_z est soit purement imaginaire, ce qui correspond à des solutions non propagatives verticalement (modes de Lamb), soit de la forme:

$$K_z = k_z + i\frac{\gamma g}{2c^2} = k_z + i\frac{1}{2H}, \quad (3.12)$$

ou k_z est réel. On reconnaît ici dans la partie imaginaire le facteur d'amplification lié à la décroissance de la densité évoquée dans la partie 2.1. La relation de dispersion 3.11 prend alors la forme:

$$\omega^2 c^2, k_z^2 = \omega^4 - \omega^2 c^2 \left(k_x^2 - \frac{\gamma^2 g^2}{4c^2} \right) + (\gamma - 1) g^2 k_x^2. \quad (3.13)$$

Pour un nombre d'onde horizontal k_x fixé, il existe deux domaines de fréquences pour lesquelles on dispose d'une solution k_z réelle. Les deux fréquences de coupures associées sont $\omega_g^2 < \omega_a^2$, racines du polynôme

$$\omega^4 - \omega^2 c^2 \left(k_x^2 - \frac{\gamma^2 g^2}{4c^2} \right) + (\gamma - 1) g^2 k_x^2.$$

Ondes de gravité Le domaine des basses fréquences est celui des ondes de gravité : la force de rappel permettant une solution oscillatoire provient de la gravité. La fréquence de coupure correspondante est inférieure à la fréquence de Brunt-Väisälä N :

$$N^2 = (\gamma - 1) \frac{g^2}{c^2} \quad (3.14)$$

On a :

$$\begin{aligned} \omega_g &\longrightarrow 0 & \text{quand } k_x &\longrightarrow 0 \\ \omega_g &\longrightarrow N & \text{quand } k_x &\longrightarrow \infty. \end{aligned} \quad (3.15)$$

Ondes acoustiques Le domaine des solutions “hautes fréquences” est celui des ondes acoustiques : dans la limite des hautes fréquences, ces ondes se rapprochent des ondes acoustiques classiques. La fréquence de coupure acoustique est supérieure à sa valeur quand k_x tend vers 0 :

$$\begin{aligned} \omega_a &\longrightarrow \frac{\gamma g}{2c} & \text{quand } k_x &\longrightarrow 0 \\ \omega_a &\sim c k_x & \text{quand } k_x &\longrightarrow \infty. \end{aligned} \quad (3.16)$$

La fréquence de Brunt-Väisälä prend dans l'atmosphère des valeurs allant de 2,9 mHz à 3,3 mHz. La fréquence de coupure acoustique varie elle entre de 3,3 mHz et 3,7 mHz, pour le modèle *U. S. Standard Atmosphere* [1976]. La figure 3.1 montre les différents domaines de solutions. Remarquons dès à présent que les ondes sismiques se situent dans les mêmes gammes de fréquence et de longueur d'onde horizontale que les ondes acoustiques.

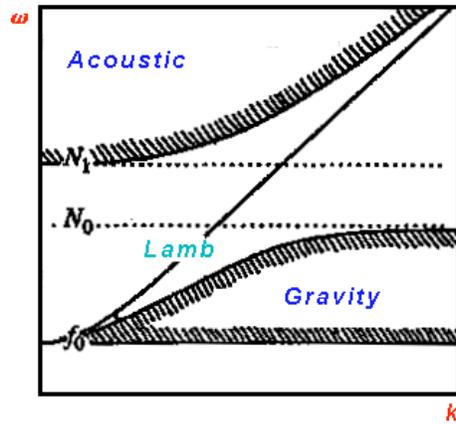


FIG. 3.1 – Schéma représentant les domaines d'existences des ondes acoustiques et de gravité dans l'atmosphère en fonction du nombre d'onde horizontal. N_0 représente la fréquence de Brunt-Väisälä (donnée par 3.14) et N_1 la fréquence de coupure acoustique (équation 3.16). La fréquence f_0 indiquée ici correspond à la rotation de la Terre, qui n'est pas prise en compte dans les équations de la partie 3.2.2.

3.2.3 Viscosité

Influence de la viscosité

Jusqu'ici, nous avons négligé l'effet de la viscosité dans l'atmosphère. Les travaux de *Pitteway et Hines* [1963] et *Francis* [1973] ont montré que celui-ci était sensible à partir de 100 km d'altitude pour des signaux à 20 mHz. (*Farges et al.*, 2001, inclus dans cette thèse page 119)

Tenseur des contraintes visqueuses

Dans un fluide newtonien, le tenseur des contraintes visqueuses \mathbf{T}' s'exprime à partir du champ de vitesse $\mathbf{v}(\mathbf{x}, t)$ et des coefficients de viscosité de Lamé λ et μ comme:

$$\mathbf{T}'_{ij} = \mu \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) + \lambda \delta_{ij} (\nabla \cdot \mathbf{v}), \quad (3.17)$$

L'approximation de Stokes consiste à négliger la viscosité liée au mouvement de dilatation pure. Elle conduit à la relation

$$\lambda + \frac{2}{3}\mu = 0. \quad (3.18)$$

Cette relation est exacte pour un gaz monoatomique, et valable à un très bon degré d'approximation pour des gaz diatomiques, nous pouvons donc nous placer dans ce cadre-là. Il est alors possible d'ajouter le terme de contraintes visqueuses dans l'équation 3.5, qui devient alors:

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = \rho \mathbf{g} - \nabla p + \nabla \cdot \mathbf{T}' \quad (3.19)$$

3.2.4 Autres facteurs d'atténuation

Dissipation thermique

Rigoureusement, il est nécessaire d'inclure l'atténuation liée à la dissipation thermique. La perte d'énergie liée à la conduction thermique est en effet généralement comparable à l'effet de la viscosité. Cela nécessite cependant une modification de l'équation d'état 3.6, ainsi que l'ajout de l'équation du flux de chaleur:

$$p = \rho r T \quad (3.20)$$

$$\gamma \rho_0 c_v \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla T \right) = \frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla p_0 + \nabla \cdot (\sigma \nabla) T, \quad (3.21)$$

où r est la constante des gaz parfaits, c_v la chaleur spécifique et σ le coefficient de conductivité thermique. Notons que dans le cas d'une onde plane, [Landau et Lifschitz, 1971] donne le coefficient d'absorption en fonction de σ , des chaleurs spécifiques c_v et c_p (respectivement à volume et pression constants), des coefficients de viscosité λ et μ et de la pulsation ω :

$$\alpha = \frac{|\dot{E}_{mec}|}{2c\bar{E}} = \frac{\omega^2}{2c^3} \left[\left(\frac{4}{3}\mu + \lambda \right) + \sigma \left(\frac{1}{c_v} - \frac{1}{c_p} \right) \right]. \quad (3.22)$$

Nous reviendrons sur l'effet de l'atténuation sur la propagation des ondes atmosphériques dans le chapitre 8.

Validité des approximations

Enfin, l'équation de dispersion des ondes d'inertie-gravité 3.13 a été établie par une méthode de perturbations. Il faut donc vérifier *a posteriori* que les amplitudes obtenues ne sont pas en contradiction avec cette hypothèse.

3.3 Ondes océaniques

Cas général

La grande différence entre l'océan et l'atmosphère est la présence de la surface libre, qui va induire une condition aux limites supplémentaire. L'équation de dispersion prend alors une forme analogue à 3.11, et définit de même deux domaines distincts, pour les ondes de gravité et les ondes acoustiques. Cependant :

- L'ensemble des solutions pour un nombre d'onde horizontal K_x donné est dénombrable, du fait de l'extension verticale finie.
- Les ondes de Lamb ne peuvent pas exister du fait de la surface libre. Elle trouvent un équivalent dans les ondes dites de surface: ce sont des solutions de type exponentielles piégées à la surface libre.

La fréquence de Brunt-Väisälä dans l'océan est de l'ordre de 1 mHz, la vitesse du son y est de 10^3 m.s^{-1} environ. Les deux domaines d'existence des ondes acoustiques et de gravité sont donc respectivement plus hautes fréquences et plus basses fréquences que dans l'atmosphère. Dans le cadre de cette thèse, nous resterons dans des gammes de fréquences où seules les ondes de surface existent.

Tsunamis

Les ondes de tsunami sont des ondes de surfaces océaniques, généralement créées lors de séismes ou de glissement de terrains sous-marins. De faible amplitude en pleine mer,

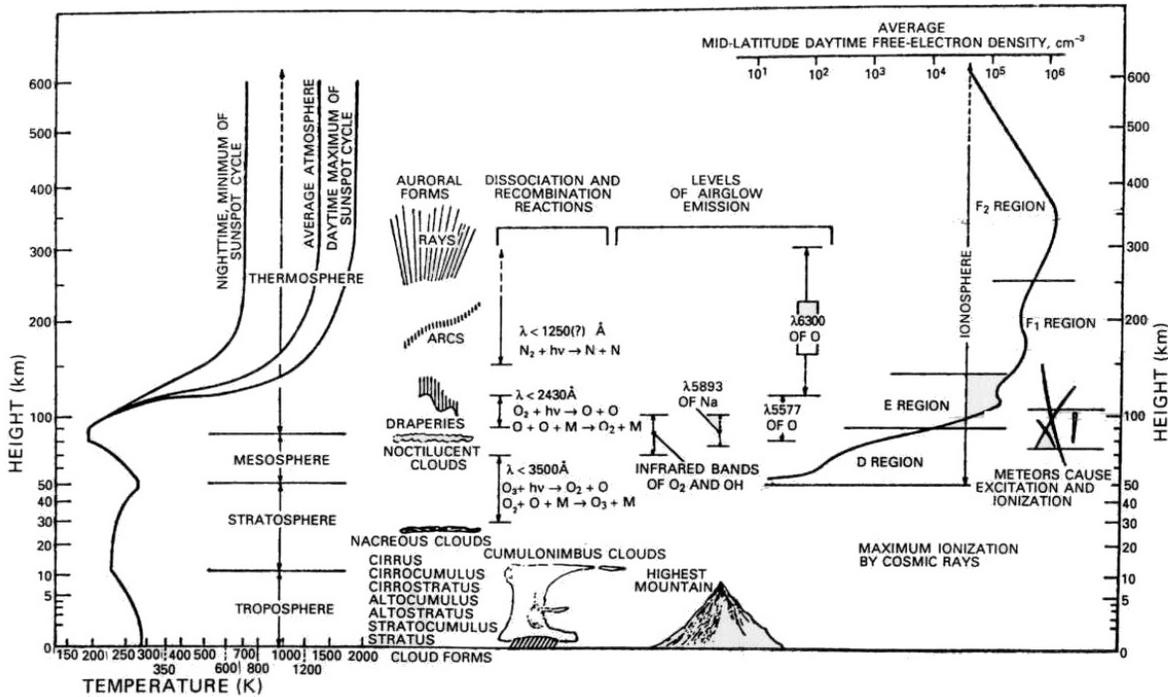


FIG. 3.2 – Structure de l'atmosphère et de l'ionosphère : profils de température et de densité électronique, et différents phénomènes atmosphériques ou ionosphériques

les tsunamis peuvent se propager sur de grandes distances et provoquer des raz-de-marée par des phénomènes d'amplification en arrivant sur les côtes.

3.4 L'ionosphère

3.4.1 Description et structure

L'ionosphère est le milieu intermédiaire entre l'atmosphère neutre de la Terre et la magnétosphère (région non stratifiée dont la structure et la dynamique sont contrôlées par l'interaction du vent solaire avec le champ magnétique terrestre). L'ionosphère s'étend sur les altitudes comprises entre 60 km et 1000 à 1500 km. Il s'agit d'un milieu partiellement ionisé par l'action du rayonnement solaire (ultraviolet et X solaires) et par l'impact de particules énergétiques sur l'atmosphère. L'ionosphère est stratifiée selon les

caractéristiques du rayonnement ionisant. Elle est généralement divisée en 3 régions D, E, et F, illustrées sur la figure 3.2.

- couche *D* : 60 à 80 km. L'ionisation y est faible, due aux rayons cosmiques et aux rayonnement X et Ly- α solaire. Elle est très sensible à l'activité solaire et quasiment nulle la nuit. La couche D est donc une région peu dense d'ions polyatomiques. La densité d'électron y est de l'ordre de 10^3 cm^{-3} de jour.
- couche *E* : 80 à 150 km. Cette couche est ionisée par le rayonnement X mou et UV extrême; elle est formée principalement d'ions positifs NO^+ et O_2^+ . La densité électronique varie de (10^3 à 10^5 cm^{-3}).
- couche *F* : au-dessus de 150 km. Elle correspond à la couche la plus fortement ionisée (densité d'électrons libre de 10^5 à 10^6 cm^{-3}). On y distingue la région F_1 correspondant à la zone de transition entre les ions moléculaires et les ions atomiques, la région F_2 correspond au pic de O^+ .

Le maximum de densité électronique est atteint dans la région *F* (entre 200 et 400 km d'altitude selon la position géographique).

3.4.2 Variations du milieu ionosphérique

Les variations de l'ionosphère sont très fortement liées au rayonnement solaire.

Variations temporelles L'ionosphère suit ainsi un cycle diurne correspondant à la rotation de la terre. Le maximum d'ionisation se situe dans les heures qui suivent le midi local, et le minimum d'ionisation correspond aux périodes nocturnes. À plus long terme, la variation est liée aux saisons et à l'activité solaire, notamment au cycle solaire de 11 ans.

Variations géographiques L'ionisation varie également en fonction de la position géographique. La densité électronique passe ainsi par un minimum local à l'équateur magnétique et atteint des maxima entre les latitudes 10° ou 20° nord et sud de l'équateur.

Ce phénomène est appelé l'anomalie équatoriale et est produit par un déplacement du plasma sous l'influence des champs électriques, principalement pendant les heures de jour. Aux hautes latitudes, la production d'électrons par rayonnement solaire est plus faible et la densité électronique est moins importante.

Perturbations magnétiques Parmi les phénomènes qui perturbent l'ionosphère, les effets des orages magnétiques sont les plus importants. Ils sont provoqués par des fluctuations anormales du champ magnétique terrestre. Ces fluctuations sont dues aux courants électriques créés par les modifications des caractéristiques du vent solaire. La durée de ces perturbations est variable, elle va de quelques heures à plusieurs jours.

3.4.3 Perturbations itinérantes dans l'ionosphère

Lorsqu'une onde de gravité se propage jusqu'à l'ionosphère, le mouvement global des particules neutres entraîne les électrons libres et les ions du plasma par le biais des collisions entre particules. Le couplage entre l'onde de gravité et le plasma se fait essentiellement par trois modes : l'entraînement, les effets thermiques et les effets visqueux. Il se produit alors des perturbations ionosphériques se propageant horizontalement, appelées communément TID (pour *Travelling Ionospheric Disturbances*). Ces perturbations se caractérisent par des variations de la densité électronique qui peuvent être de plusieurs dizaines de pour-cent, et ont été observées et étudiées depuis les années 40 (voir par exemple [Friedman, 1966]).

Divers travaux ont été publiés sur les effets des ondes de gravité sur le plasma. Hooke [1968] utilise une méthode par perturbation pour calculer les perturbations induites sur les taux de production par photoionisation, de perte par recombinaison chimique et le champ de vitesse dans la région F (Figure 3.3). Le premier effet des ondes de gravité est de modifier la densité locale du plasma, et de là l'efficacité de la photoionisation locale. De plus le flux solaire local peut aussi être modifié en ayant traversé précédemment des régions perturbées par l'onde, ce qui influence aussi le taux d'ionisation. L'article de Davis [1973]

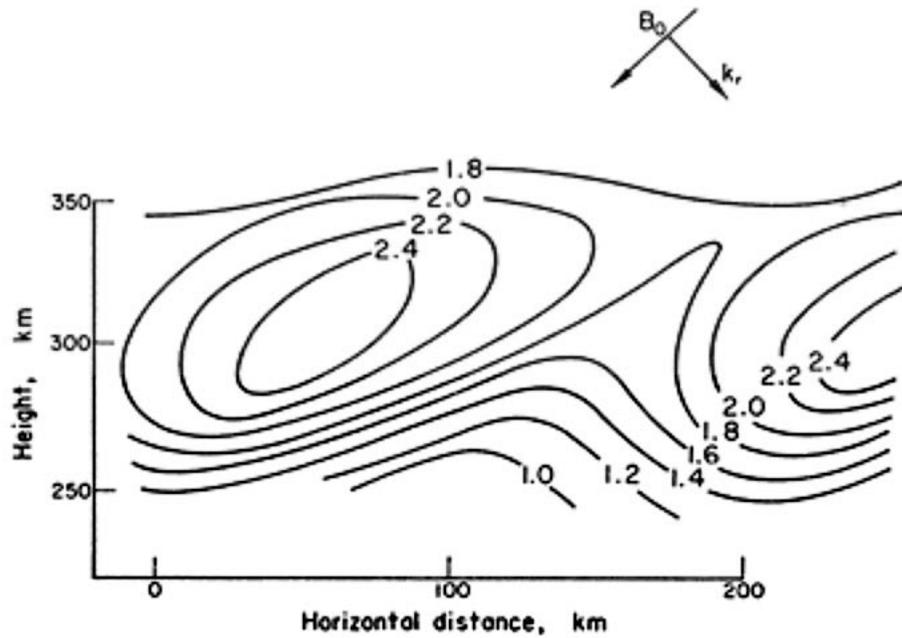


FIG. 3.3 – D'après Hooke [1968]: Densité électronique perturbée par une onde de gravité.

évoque la possibilité de mesurer de telles perturbations à l'aide de données de contenu électronique total.

Les premières études ont été réalisées en utilisant les caractéristiques de l'onde de gravité en paramètres d'entrée d'une modélisation de l'ionosphère. *Klostermeyer* [1972], puis *Shibata* [1983] introduisent une modélisation couplant les équations de continuité pour les ions et les équations de l'hydrodynamique pour les particules neutres.

Chapitre 4

Outils d'observation au sol des perturbations de l'ionosphère

Observation tools in the ionosphere

This chapter presents the different instruments for ionospheric observation that we will use. They use basically the propagation properties of electromagnetic waves, as recalled in section 4.1. Ionospheric soundings (section 4.2) use reflection properties to determine either the vertical profile of electronic density, or the vertical oscillations of a given ionospheric layer in the case of Doppler sounding. Refraction properties can also be used (section 4.3), in the case of ground-satellite transmissions, to estimate the TEC, or Total Electron Content. TEC is the electronic density integrated along the satellite - receiver path. In particular, the use of two frequencies in GPS signals allows us to determine the TEC independently from other time delay sources.

4.1 Propagation des ondes électromagnétiques dans l'ionosphère

Les outils d'observation de l'ionosphère depuis le sol que nous utiliserons ici utilisent les propriétés de propagation des signaux électromagnétiques dans l'ionosphère, qui dépendent fortement de l'état d'ionisation de celle-ci.

Notons N_e la densité électronique, e la charge de l'électron, m_e sa masse : l'équation

de dispersion régissant le mode électromagnétique d'un plasma faiblement magnétisé est :

$$k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) = 0. \quad (4.1)$$

ω_p est la fréquence plasma, définie par :

$$\omega_p = \left(\frac{N_e e^2}{m_e \epsilon_0} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (4.2)$$

La fréquence plasma est la fréquence de coupure pour les ondes électromagnétiques : il n'y a de solution propagative à l'équation 4.1 que pour $\omega \geq \omega_p$. Dans ce cas, la vitesse de phase v_ϕ est donnée par :

$$v_\phi = \frac{c}{n_\phi} = \frac{c}{\sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}}. \quad (4.3)$$

La fréquence plasma de l'ionosphère (équation 4.2) dépend principalement de la densité électronique et donc varie avec l'altitude. Pour les densités électroniques typiques des couches D,E et F, la fréquence plasma prend des valeurs entre 1 et 15 MHz. Sa valeur maximale, correspondant au maximum d'ionisation dans la couche F₂, est notée $f_0 F_2$.

Les dispositifs de sondage de l'ionosphère peuvent alors soit utiliser les réflexions d'ondes électromagnétiques (sondeurs ionosphériques, radars), soit mesurer la réfraction des ondes transmises à travers l'ionosphère depuis un satellite (mesures ionosphériques par GPS).

4.2 Observation de l'ionosphère à l'aide des données de réflexion: sondeurs ionosphériques

4.2.1 Principe du sondeur

Une onde électromagnétique émise verticalement depuis le sol à une fréquence donnée sera réfléchiée par la première couche ionosphérique rencontrée ayant cette fréquence plasma. Les sondeurs ionosphériques utilisent cette propriété en mesurant les réflexions de signaux électromagnétiques hautes fréquences émis depuis le sol (figure 4.1). Deux types de

sondage existent : les ionosondes, qui déterminent la structure verticale de l'ionosphère, et les sondeurs Doppler, qui mesurent les mouvements verticaux des couches ionosphériques.

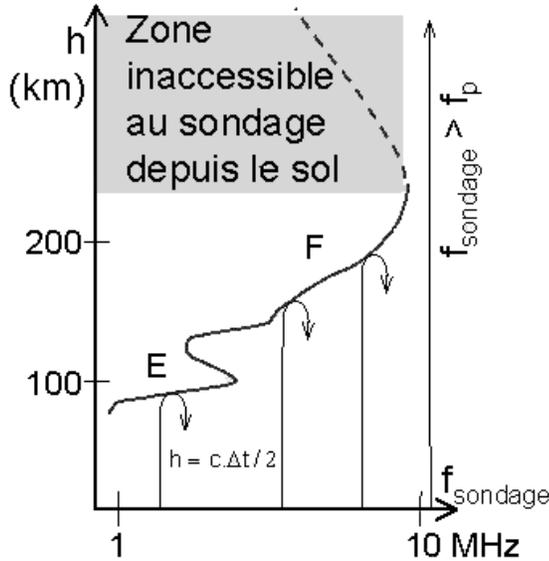


FIG. 4.1 – *Principe de l'ionosonde.*
Figure tirée de Farges et al. [2001]

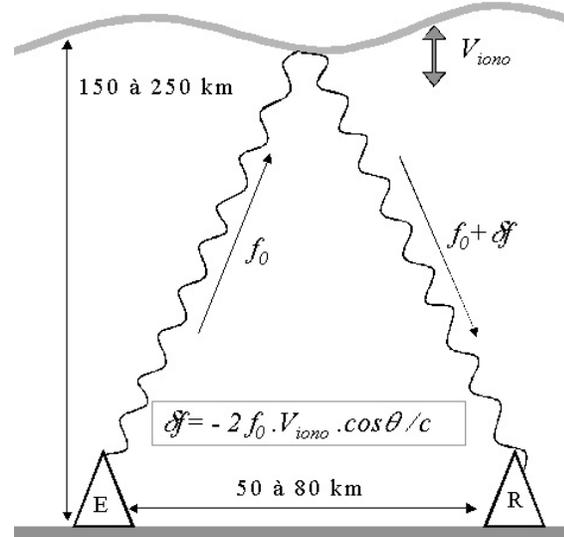


FIG. 4.2 – *Principe du sondeur Doppler : le récepteur analyse la variation δf de la fréquence reçue par rapport à la fréquence f_0 émise. Cette variation dépend de la vitesse V_{iono} de montée et de descente de la couche réfléchissante.*

4.2.2 L'ionosonde

L'ionosonde est un sondeur qui mesure le profil de densité électronique depuis le bas de l'ionosphère jusqu'au maximum de densité électronique. Son fonctionnement consiste à émettre verticalement une salve d'impulsions dont la fréquence varie entre 1 et 15 MHz. Pour chaque fréquence, on mesure la durée Δt d'aller et retour de l'impulsion. On en déduit l'altitude apparente de réflexion par

$$h = c \frac{\Delta t}{2}.$$

Un traitement plus fin permet de prendre en compte les variations de la vitesse de propagation d'une onde HF dans un milieu ionisé, et d'obtenir finalement le profil de densité électronique.

4.2.3 Le sondeur Doppler

Le sondeur Doppler (figure 4.2) fonctionne en émettant un signal harmonique de fréquence fixée f_0 , toujours dans la bande 1–15 MHz. Un récepteur, qui peut être éloigné de l'émetteur, mesure la fréquence de l'onde réfléchie. Le décalage δf que peut présenter l'onde réfléchie par rapport à l'onde incidente provient de l'effet Doppler induit par la vitesse verticale \mathbf{v} de la couche ionosphérique réfléchissante. Si on note θ l'angle de l'onde incidente par rapport à la verticale, on peut lier la vitesse au décalage Doppler par la relation :

$$\delta f = -2f_0 \frac{\mathbf{v} \cos(\theta)}{c}. \quad (4.4)$$

L'enregistrement du sondeur peut donc être assimilé à un sismogramme en vitesse.

Sources d'erreur

Les données issues de sondage Doppler peuvent présenter plusieurs sources d'erreur :

- D'une part, l'altitude de réflexion dépend de l'état de l'ionosphère au moment de la mesure. Cette altitude varie avec l'heure locale, la latitude géomagnétique et l'activité solaire. La détermination de cette altitude doit être faite à l'aide d'ionosondes extérieures au dispositif, et, dans ce cas, la précision sur l'altitude est alors de 1 à 3 km.
- Ensuite, si la couche ionosphérique visée présente de fortes variations d'altitude, des réflexions parasites peuvent perturber le signal reçu.
- Enfin, la puissance du signal émis n'est parfois pas suffisante pour que l'onde réfléchie sorte du bruit. En particulier, les altitudes de réflexions sont plus élevées de nuit que de jour, induisant une dégradation du rapport signal sur bruit.

4.2.4 Le réseau de Francourville

Les données ionosphériques dont nous disposons proviennent du réseau de sondage ionosphérique hautes fréquences du Laboratoire de Détection et de Géophysique (Commissariat à l'Énergie Atomique). Ce réseau se situe dans la région de Francourville, à proximité de Chartres. Il a fonctionné de 1984 à 1993 avec un enregistrement sur papier. Les premières observations d'ondes sismiques ont été faites durant cette période [Blanc, 1985].

Un nouveau réseau de sondage Doppler, numérique cette fois, a été mis en place lors de l'été 1999. Il fonctionne sur deux fréquences, 4,624 MHz et 3,8 MHz, correspondant à des altitudes de sondages pouvant varier de 120 à 300 km d'altitude environ. L'émetteur est situé à Francourville, et trois récepteurs sont répartis dans un rayon de 80 km : Bruyères-le-Châtel, Bois-Arnaud et Le Bardon (figure 8.1, page 98). La précision de ce sondeur permet de mesurer des décalages en fréquence de l'ordre de 10^{-2} Hz, ce qui correspond à des fluctuations de vitesse verticale de l'ordre de $2 \cdot 10^{-2}$ m.s⁻¹. Les séismes de magnitude supérieure à 6,5 sont presque systématiquement détectés et permettent de réaliser une étude systématique. Le tableau 4.1 montre les séismes observés par ce sondeur.

4.3 Observation de l'ionosphère à l'aide de données de réfraction: transmission sol–satellite

4.3.1 Réfraction et contenu électronique total

Dans les transmissions des satellites vers le sol ou inversement, les signaux électromagnétiques subissent les délais de propagation dus à la réfraction ionosphérique. Ce délai de propagation est donné par :

$$\delta t = \frac{1}{c} \int_e^r (n(s) - 1) ds, \quad (4.5)$$

TAB. 4.1 – Liste des 16 séismes dont des effets sensibles ont été mesurés dans l'ionosphère entre le 1^{er} août 1999 et le 28 février 2001. Les magnitudes et les longitudes sont données par l'USGS. L'amplitude crête à crête au sol est donnée pour la composante verticale du sismogramme de Lormes (Nièvre). L'amplitude crête à crête des mesures Doppler est déterminée par rapport à la liaison FRC-BLC pour la fréquence 4.6 MHz, ou à 3.8 MHz lorsque cette liaison manque. Enfin, on indique entre parenthèses le nombre de liaison fonctionnant à 4.6 MHz; la liaison à 3.8 MHz fonctionne en permanence sur la période d'étude.

Séisme				Sismo	Doppler		
				Amplitude crête à crête		Altitude de réflexion	
Date	Heure (TU)	Lieu	Magnitude	(mm)	(Hz)	3.8 MHz	4.6 MHz
17/08/99	00:01:39	Turquie	7.8 MS	5.5	0.5	235	240 (3)
20/08/99	10:02:21	Costa Rica	6.9 MS	0.3	0.4	150	170 (3)
20/09/99	17:47:18	Taiwan	7.7 MS	1.6	0.3	168	186 (2)
30/09/99	16:31:15	Oaxaca, Mexique	7.5 MS	1.0	0.15	?	170 (3)
16/10/99	09:46:44	Californie, USA	7.4 MS	1.1	0.7	154	183 (2)
12/11/99	16:57:19	Turquie	7.5 MS	2.8	0.4	216	221 (2)
28/01/00	14:21:07	Iles Kouriles	6.8 Mw	0.4	0.15	?	? (1)
28/03/00	11:00:22	Bonin	7.6 MS	1.8	0.8	137	162 (2)
04/05/00	04:21:16	Sulawesi	7.6 Mw	0.3	0.3	226	280 (2)
04/06/00	16:28:25	Sud Sumatra	8.3 ME	1.0	0.4	142	168 (2)
18/06/00	14:44:13	Océan indien	8.0 ME	3.4	1.1	143	169 (2)
16/11/00	07:42:16	Nouvelle Irlande	7.8 MS	0.9	0.5	189	(0)
01/01/01	06:57:03	Philippines	7.5 Mw	0.3	0.08	?	
10/01/01	16:02:42	Iles Kodiak	7.1 Mw	0.3	0.2	?	
13/01/01	17:33:31	Salvador	7.8 MS	2.6	0.5	216	
24/02/21	07:23:48	Mer de Moluca	7.1 Mw	0.2	0.2	inconnue	

où l'intégrale porte sur le trajet suivi par le rai. Lorsque $\omega \gg \omega_p$, l'indice de réfraction peut s'écrire au premier ordre :

$$\begin{aligned} n_\phi &= 1 - \frac{\omega_p^2}{2\omega^2} \\ &= 1 - \left(\frac{e^2}{4\pi^2 m_e \epsilon_0} \right) \frac{N_e}{f^2}. \end{aligned} \quad (4.6)$$

Lorsque l'on connaît la distance parcourue par le signal, ou que l'on dispose des mesures de temps de propagation sur deux fréquences différentes, on a accès au contenu électronique total (ou TEC pour *Total Electron Content*), qui est la densité électronique intégrée le long du trajet suivi par l'onde :

$$TEC = \int_e^r N_e ds. \quad (4.7)$$

Le contenu électronique total est ainsi une observable très utilisée puisqu'elle caractérise complètement le délai de propagation ionosphérique, qui est subi par toutes les transmissions entre le sol et les satellites. Dans le même temps, ce paramètre donne une forte contrainte sur l'état d'ionisation de l'ionosphère.

4.3.2 Sensibilité du GPS à la structure de l'ionosphère et de l'atmosphère

Les techniques GPS (positionnement par satellite) utilisent des signaux électromagnétiques se propageant à travers l'atmosphère neutre et l'ionosphère. Les caractéristiques de propagation d'une onde électromagnétique sont modifiées lors de cette traversée, principalement dans la troposphère et l'ionosphère, et l'information associée à l'onde subit alors des altérations plus ou moins importantes.

Pour la troposphère (couche basse de l'atmosphère, entre 0 et 10 km d'altitude), le délai de propagation est lié aux variations latérales de l'indice de réfraction, qui dépend de la température, de la pression et de l'humidité. Ce délai est indépendant de la fréquence.

Dans le cas de l'ionosphère, comme nous l'avons vu dans le paragraphe 4.3.1, ce sont les variations de la densité d'électrons libres qui vont modifier l'indice de réfraction et induire ainsi un délai de propagation dépendant de la fréquence du signal.

L'utilisation de deux fréquences dans le système GPS permet de séparer la composante ionosphérique dans la mesure du temps de propagation, et ainsi de corriger le positionnement. A l'inverse, la composante dispersive des délais de propagation peut être utilisée pour obtenir une mesure du TEC.

En ce qui concerne les signaux post-sismiques, la mesure intégrée de la densité électronique rend assez difficile l'observation de phénomènes oscillatoires à courte longueur d'onde verticale [Davis, 1973]. Les perturbations déjà observées par [Calais et Minster, 1995] sont ainsi assez difficiles à expliquer de manière quantitative. De plus les observations par satellites souffrent de l'indétermination entre variation spatiale et variation temporelle, puisque le profil de mesure se déplace avec le satellite. Lorsque l'on dispose de suffisamment de données dans une région donnée, on peut réaliser des cartes en 2 ou 3 dimensions, et distinguer ainsi le spatial du temporel. Dans cette optique, nous avons développé un traitement des données GPS afin d'extraire le TEC avec une fine résolution spatiale et temporelle, en utilisant des réseaux denses.

Chapitre 5

Outils d'observation in situ des perturbations de l'ionosphère: mission DEMETER

DEMETER mission

(section 5.2): Since a few decades, several observations and laboratory experiments have confirmed a link between the terrestrial electromagnetic variations and the volcanic and seismic crisis. The observations currently published concern magnetic field or electric field ground measurements, or in the ionosphere, or in the magnetosphere, on different frequencies bands. Concerning the pre-seismic phenomena, several publications reported an increase of the measured signals in a short time (a few minutes till a few hours) just before an earthquake. Unfortunately, those observations are insufficient to confirm a real correlation. Moreover neither theoretical nor experimental studies can suggest any convenient physical mechanism to link these phenomena. In this context, the DEMETER objective is to carry out global observation of the electromagnetic waves emission during earthquakes, and by extend to carry out global survey of the terrestrial electromagnetic environment. The interest of such satellite observation is to cover very rapidly all the seismic areas of the Earth.

(...)

(sections 5.3): In order to increase the scientific outcome of the mission, different ground-based observations will be set up during the lifetime of DEMETER. IGP is strongly involved in some of these projects, which will take place on well-defined geographic areas:

- In the Gulf of Corinth (Greece), continuous multi-parameter monitoring is operated since 1996 (GAIA project), and will be completed by electromagnetic measurements.
- In California, a near real time ionospheric tomography, using the continuous GPS network will be performed, allowing to complete DEMETER observations. Dual frequency GPS receivers can indeed give access to integrated Total Electronic Content (TEC) and therefore dense network can be used to image short scale or rapid variations of the ionosphere.

The part III of this thesis aims first to develop GPS data processing for California and Japan ionospheric tomography, secondly to perform numerical simulations of IAP instrument response as a preliminary study on the sensitivity of DEMETER to post seismic perturbations.

5.1 Observations in situ des perturbations de l'ionosphère

5.1.1 Peut-on observer les perturbations post-sismiques in situ?

Jusqu'à présent, les observations de perturbations ionosphériques à la suite des séismes que nous avons décrites provenaient toutes de mesures effectuées depuis le sol. Il semble en effet que très peu de mesures satellitaires — pour ne pas dire aucune — aient permis de détecter des signaux post sismiques. Seules les mesures de contenu électronique total ont été utilisées [Calais et Minster, 1998], et il s'agit de mesures par transmission et non *in situ*.

Cette lacune est peut-être liée au manque d'observations à basse altitude, les ondes acoustiques étant alors déjà amorties; cependant certaines mesures au sol font état de perturbations importantes du plasma ionosphérique, qui devraient être beaucoup plus facilement détectables *in situ*. Il est aussi possible que la recherche de tels signaux n'ait

pas été réalisée sur les mesures existantes, dans la mesure où celle-ci ne proviennent pas de missions dédiées.

5.1.2 Observations relatives aux précurseurs sismiques

Il est alors frappant de constater que durant la même période — des années 60 à nos jours —, de nombreuses études ont tenté d’interpréter des perturbations ionosphériques, observées au sol ou par satellite, comme des précurseurs sismiques. Diverses observations et expériences de laboratoire tendent alors à établir l’existence d’un lien entre les variations de l’environnement électromagnétique terrestre et les crises sismiques ou volcaniques. Les observations actuellement publiées concernent des mesures de champs magnétique ou électrique, effectuées au sol, dans l’ionosphère ou dans la magnétosphère, dans différentes bandes de fréquences. On trouvera une revue des différents types de signaux observés dans *Parrot et al. [1993]*.

Observations au sol

Les premiers signaux au sol identifiés par certaines études comme des précurseurs sismiques concernaient des perturbations du champ magnétique, dont l’origine serait des effets piezomagnétiques liés aux variations de contraintes [*Johnston, 1989*]. Plus récemment, les signaux “SES” (*Seismic Electric Signal*), définis par l’équipe Varotsos-Alexopoulos-Nomicos comme une augmentation de l’intensité du champ électrique tellurique [*Varostos et Alexopoulos, 1984a, Varostos et Alexopoulos, 1984b*], ont lancé une forte polémique du fait de la présentation de ces signaux comme permettant une réelle prédiction [*Varostos et al., 1986*]. Nous présentons en annexe B un article présentant de nouvelles contraintes de localisation pour l’origine des signaux SES, fondées sur les mesures de l’observatoire multiparamètre de Galaxidi [*Pinettes et al., 1998*]: il semblerait que les signaux SES ne proviennent pas du lieu de l’hypocentre.

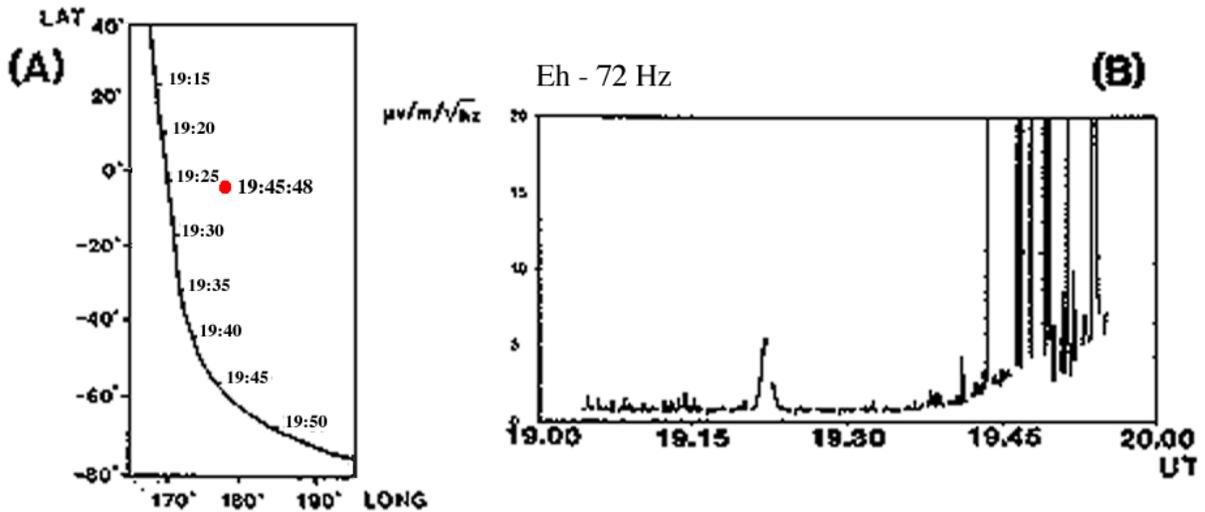


FIG. 5.1 – *Orbite du satellite AUREOL-3 lors de son passage au-dessus de l'épicentre d'un séisme se produisant quelques minutes après, et signal mesuré sur la composante Eh à 72 Hz. Figure tirée de Parrot et al. [1993].*

Observations ionosphériques

Les perturbations ionosphériques observées depuis le sol concernent principalement des augmentations des fréquences critiques dans les couches E et F quelques jours avant certains séismes, ou des signaux anormaux dans les signaux radio VLF. Enfin de nombreuses observations par satellites ont été effectuées depuis les années 80. Diverses publications font ainsi état d'une intensification des signaux électromagnétiques mesurés quelque temps (pouvant aller de quelques minutes à plusieurs dizaines d'heures) avant que se produise un tremblement de Terre. Un exemple de signal, observé sur le satellite AUREOL-3 [Parrot et Mogilevsky, 1989] est présenté sur la figure 5.1

Peut-on vraiment parler de précurseurs?

L'existence de tels précurseurs sismiques a été l'objet depuis le départ d'une controverse importante, toujours non résolue, car en dépit du nombre d'observations

publiées, de nombreux problèmes subsistent:

- D’une part, aucune théorie satisfaisante ne permet d’expliquer tous ces phénomènes observés, l’existence même du lien entre ces observations et l’activité sismique ou volcanique restant à démontrer.
- D’autre part, les observations dont nous disposons actuellement proviennent de satellites très divers, dont l’objectif premier n’était pas en général l’étude de tels phénomènes. Il est alors difficile de dégager un caractère commun à ces signaux.

5.1.3 DEMETER

Le projet DEMETER est ainsi né du constat que sans étude statistique valable, obtenue à l’aide de données provenant d’une même mission dédiée, il serait impossible de confirmer ou d’infirmier le lien entre les perturbations présentées comme des signaux précurseurs et les séismes. Cependant, ce type de mission présente un très haut risque du point de vue scientifique. Afin d’obtenir une avancée significative, il faut pouvoir s’assurer :

1. Que les éventuelles perturbations observées n’ont pas une autre cause, physique ou instrumentale;
2. Dans le cas où aucune perturbation ne serait détectée, que cela n’est pas dû au manque de sensibilité du satellite.

DEMETER (*Detection of Electro-Magnetic Emission Transmitted from Earthquake Regions*) a ainsi été proposé comme un satellite basse altitude visant à mesurer in situ, avec une haute sensibilité et pour une large gamme de fréquences, les perturbations électromagnétiques de l’ionosphère. L’objectif principal est l’observation de signaux d’origine sismique, attendus principalement au-dessus des zones de forte activité. L’objectif secondaire est l’observation de signaux en liaison avec l’activité volcanique et plus généralement une surveillance globale de l’environnement électromagnétique terrestre.

La création de la filière microsatellite du CNES (Centre National d'Études Spatiales) en 1998 a permis la sélection de la mission DEMETER pour un lancement en 2003.

Bien que dédiée à l'étude des signaux précurseurs, cette mission devrait permettre une observation des signaux post-sismiques qui font l'objet de cette thèse.



FIG. 5.2 – *Satellite DEMETER (vue d'artiste)*

5.2 Présentation de la mission DEMETER

5.2.1 Scénario de la mission :

lancement	prévu début 2003
lanceur	Le lanceur, à ce jour, n'est pas encore retenu. Le choix se fera entre Ariane 5, PSLV et DNEPR
orbite	quasi-polaire, altitude 800 km
durée de la mission	2 ans
masse	120 kg

acquisition des données: deux modes	1- mode " BURST " : acquisition de données haute cadence au-dessus des régions sismiquement actives 2- mode " SURVEY " : acquisition de données basse cadence tout autour de la Terre
--	--

5.2.2 Instruments embarqués sur DEMETER :

La charge utile DEMETER est multiple: en plus de la charge utile scientifique sera embarquée une charge utile technologique permettant au CNES de développer de nouveaux instruments, ainsi qu'une charge utile DGA. Certains instruments de la charge technologique seront d'ailleurs directement utilisés par la partie scientifique.

Charge Utile scientifique:

- IAP :** analyseur plasma dont l'objet est de mesurer les paramètres suivants:
- densité totale et composition ionique du plasma
 - température ionique
 - vitesse d'ensemble du plasma
- ICE :** 4 antennes électriques pour mesurer les trois composantes du champ électrique dans la gamme continu à 3 MHz
- IDP :** 1 détecteur de particules — mesure des précipitations d'électrons énergétiques (30 keV - 1 MeV).
- IMSC :** 1 magnétomètre search-coil 3 composantes (gamme de fréquences 10 Hz – 18 kHz)
- ISL :** 1 sonde de Langmuir qui mesure les paramètres suivants :
- densité totale du plasma (e^- et ions)
 - température électronique
 - mesure du potentiel du satellite
 - direction du flux d'ions.

Charge Utile technologique

Seuls les deux premiers instruments seront directement utilisés par la CU scientifique.

- MDM :** Mémoire de Masse : cette mémoire d'une grande capacité (8 GBit) permettra le stockage de toutes les données entre deux passages au-dessus de Toulouse, où elles seront transmises.
- TMHD** Transmission bande X Il s'agit d'une télémessure haut débit (10 à 25 Mbit/s) qui sera utilisée pour la transmission des données au segment sol.
- PYRO** Chaîne d'initiation photonique de système pyrotechnique (PYROLASER)
- CAO GPS :** Contrôle autonome d'orbite par GPS
- THERME :** Qualification de revêtements de contrôle thermique.

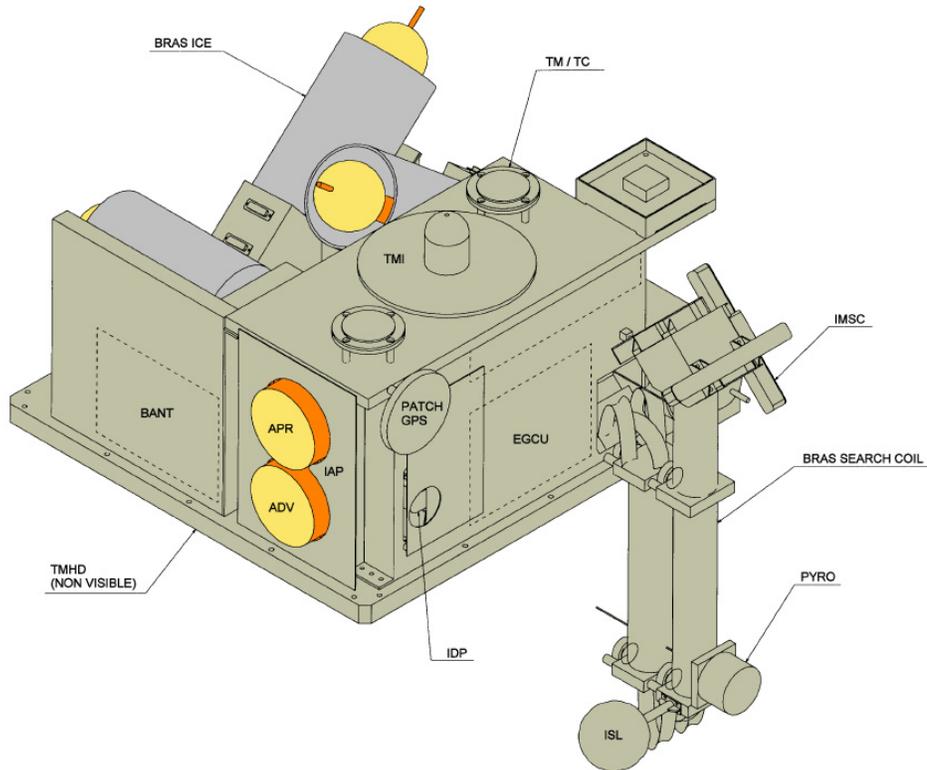


FIG. 5.3 – Agencement des différents instruments sur DEMETER.

5.2.3 Participants

Le CNES est responsable du développement du système DEMETER, il assure la maîtrise d'œuvre du centre de Mission Technologique (CM-T) et de la charge utile technologique.

Le LPCE (*Laboratoire de Physique et Chimie de l'Environnement*) assure la maîtrise d'œuvre du développement de la charge utile scientifique et du Centre de Mission Scientifique DEMETER. Il est aussi en charge du développement du module électronique BANT et de l'instrument IMSC.

D'autres laboratoires scientifiques français collaborent à DEMETER : le CESR (*Centre d'Étude Spatiale des Rayonnements*), responsable du développement de l'instrument IDP, le CETP (*Centre d'Études des Environnements Terrestre et Planétaires*), responsable du développement des instruments IAP et ICE, l'US Nançay

qui travaille sur la partie analogique du BANT, l'IPGP, fournisseur de données séisme, ainsi que les laboratoires LDG/CEA , IDF Sophia , LPSH .

En Europe, l'ESTEC (*European Space research and TEchnology Center*) est responsable de l'instrument ISL, en Pologne le laboratoire CBK (*Centrum Badañ Kosmicznych, centre d'études spatiales*) contribue au développement du module DC/DC de BANT et du banc de test charge utile.

Au Japon, un laboratoire de l'université d'Electro-communication est impliqué dans le traitement scientifique des données.

5.3 Participation de l'IPGP

L'IPGP participe au projet DEMETER à plusieurs niveaux: D'une part pour l'alerte en cas de séisme, d'autre part pour la mise en place de mesures complémentaires au sol, enfin, dans le cadre de cette thèse, une étude a été entamée sous la responsabilité du CETP pour modéliser la réponse de l'instrument IAP aux perturbations du plasma local.

5.3.1 Mesures d'accompagnement au sol

L'indétermination entre variations spatiales et temporelles est inhérente aux mesures locales telles que DEMETER les fournira. Afin de pallier ce défaut, le projet doit s'appuyer sur des mesures complémentaires au sol. Trois zones d'étude seront particulièrement associées aux mesures de DEMETER:

Le Golfe de Corinthe Le projet GAIA, mis en place depuis 1996 par l'équipe de sismogénèse de l'IPGP en collaboration avec le *National Technical University of Athens*, consiste en un observatoire multiparamètre pour l'étude des signaux liés à l'activité pré et inter-sismique [*Pinettes et al., 1998*].

La Californie Comme nous l'avons présenté dans la partie 4.3, les données de GPS continu bifréquence permettent d'obtenir le profil de densité électronique intégré

dans l'ionosphère. La Californie est dotée d'un réseau extrêmement dense qui permet ainsi de réaliser des cartes de contenu électronique total.

Le Japon Enfin, le Japon possédant lui aussi un réseau extrêmement dense (plus de 1000 stations), un projet est en cours de négociations pour réaliser un traitement similaire à celui de la Californie, en collaboration avec le GSI *Geographical Survey Institute* à Tsukuba (Japon).

5.3.2 Dans le cadre de cette thèse...

Le satellite DEMETER sera un outil d'observation *in situ* des perturbations ionosphériques post-sismiques complémentaire des techniques présentées au chapitre précédent (4). Nous avons donc été conduit à nous impliquer dans la préparation de la mission. Deux parties de cette thèse sont plus particulièrement en liaison avec DEMETER.

Cartes de TEC au-dessus de la Californie et du Japon

Le chapitre 11 présente les travaux réalisés pour mettre en place une réalisation automatique de cartes de contenu électronique total au-dessus de la Californie. Celles-ci permettront d'une part d'avoir un suivi de l'activité ionosphérique dans cette région entre différents passages de DEMETER, d'autre part de contraindre en partie l'origine des perturbations mesurées vers 800 km d'altitude par DEMETER, dans la mesure où les données de contenu électronique total sont principalement sensibles aux variations du maximum d'ionisation, vers 350 km. Ces mesures en transmission fourniront ainsi un élément supplémentaire pour identifier l'origine des perturbations observées par DEMETER, ce qui est crucial dans la recherche de précurseurs.

Analyseur plasma

L'objet de l'étude présentée dans le chapitre 12 est de simuler la réponse de l'instrument IAP pour différents états de plasma. L'objectif à terme est de combiner des modélisations de signaux ionosphériques post-sismiques avec cette simulation pour

préparer la calibration des instruments et le traitement des données. L'interaction des ondes acoustiques post-sismiques avec le plasma est en effet susceptible d'engendrer un déséquilibre de l'ionosphère détectable par DEMETER. Les mesures de l'instrument IAP nous donneront ainsi accès aux perturbations de composition, température et densité du plasma local.

Deuxième partie

Sismologie atmosphérique

Chapitre 6

Extension de la théorie des modes propres à une Terre avec atmosphère

Normal modes theory for an Earth with atmosphere

We describe here the theory developed in order to compute normal modes for the whole system including solid Earth and neutral atmosphere, starting from the theory developed by [Lognonné et al., 1998]. The section 6.1 describes the system considered and the approximations made to get a linear problem. The section 6.2 establishes the normal modes equation to solve in this case, *i. e.* with a radiative boundary condition at the top of the model (6.2.4) and introducing viscous dissipation (6.2.3) and anelasticity.

These two effects are frequency-dependent, so we show in section 6.3 that we can use a variational process to compute the realistic modes. A starting basis of normal modes is computed in the non-viscous, elastic, free surface case (6.3.1), using classical codes in seismology. Then a mapping is used to get a basis of functions satisfying the radiative boundary condition (6.3.2). We then express the normal modes equation with regards to this basis, using a second-order Taylor expansion around the frequency of the free-surface mode (subsection 6.3.3). An iterative process allows us to determine both the realistic normal mode and the associated eigenfrequency.

The section 6.4 presents the characteristic of the modes obtained, with regards to the energy ratio in the atmosphere, the influence of radiative condition and viscosity.

6.1 Un système complet de Terre

Nous avons vu dans la partie 3.2 qu'une théorie élastique était applicable au premier ordre dans l'atmosphère (hypothèse du gaz parfait). Il est donc envisageable de traiter les signaux atmosphériques post-sismiques de la même façon que les ondes sismiques.

L'interface Terre solide atmosphère n'est qu'une interface solide fluide de plus dans le système, qui en contient déjà (interface noyau manteau par exemple). Lorsque l'on prend en compte l'océan, on doit introduire une interface fluide fluide qui est caractérisée par la même condition de continuité (déplacement et contrainte normale).

La condition aux limites à envisager est plus délicate: l'atmosphère est un milieu semi-infini: à très haute altitude, en raison de la faible densité (et donc la faible inertie), la viscosité devient prépondérante. L'énergie acoustique ne se propage plus et est dissipée sous forme de chaleur. Il faut de plus modéliser la perte d'énergie à travers le sommet du modèle considéré. La méthode de modélisation par sommation de modes normaux est fréquemment utilisée en sismologie. Il est assez simple du point de vue de la programmation d'ajouter au modèle de Terre solide une couche gazeuse. Cependant, certaines caractéristiques de l'atmosphère comme la viscosité ne sont pas prises en compte par les codes utilisés en sismologie. Celles-ci doivent alors être intégrées à travers un processus variationnel.

Le point de départ de notre démarche est précisé par *Lognonné et al. [1998]*, qui propose une technique de calcul de modes propres avec une condition aux limites réaliste au sommet de l'atmosphère. Cette théorie est adaptée au calcul des modes propres ensuite utilisés dans le calcul de sismogrammes ou barogrammes synthétiques quel que soit le type de la source (terrestre ou atmosphérique). Elle reprend en partie le travail de thèse de *Watada [1995]*, qui fut la première tentative, à notre connaissance, pour adapter la théorie des modes à une condition aux limites réaliste. Ce travail s'était cependant focalisé sur les signaux d'origine atmosphérique associés à l'éruption du mont Pinatubo et non sur les ondes de surface.

6.1.1 Modèle considéré

Dans tout le cadre de notre sujet, nous utiliserons le modèle à symétrie sphérique décrit ci-dessous.

Terre solide Du point de vue de la sismologie, nous voulons calculer les modes associés aux ondes de Rayleigh, et donc aux modes sphéroïdaux, dans des gammes de fréquences allant de 0.3 mHz à 100 mHz. La Terre est bien décrite au premier ordre par le modèle PREM élastique et transversalement anisotrope de *Dziewonski et Anderson* [1981], à symétrie sphérique. La théorie des modes propres est dans ce domaine la méthode la mieux adaptée à des modélisations. La première étape pour améliorer le modèle est d'introduire de l'anélasticité, ce qui sera fait dans la formulation variationnelle. Le modèle d'anélasticité est celui de *Liu et al.*, 1976, donné pour le PREM avec une période de référence de 1 seconde. Sous ces approximations, nous pouvons déjà calculer des modes propres anélastiques et de là des synthétiques avec un bon degré de fiabilité.

Notons que le modèle PREM inclut une couche océanique de 3 km d'épaisseur.

Atmosphère En ce qui concerne le modèle d'atmosphère, le choix est plus délicat : en effet, l'atmosphère et l'ionosphère présentent des variations de composition et de température importantes selon la latitude, l'heure locale, la saison et l'activité solaire. Pour l'atmosphère, nous avons utilisé dans un premier temps les profils moyens de vitesse du son et de densité donnés par l'*U. S. standard Atmosphere* (1976) pour des altitudes inférieures à 86 km. Dans la troposphère, la température varie principalement selon la latitude, de typiquement -30° C aux pôles à 30° C dans les régions équatoriales, ce qui est important à l'échelle humaine, mais représente une variation de l'ordre de plus ou moins 10 % seulement de la température absolue. Dans la thermosphère, la température est très fortement liée à l'activité solaire, pouvant aller de 500 K à plus de 2000 K : ces variations sont cependant globales, et ne remettent pas fondamentalement en cause le choix d'un modèle à symétrie sphérique. En revanche, l'erreur induite sur le modèle de vitesse du son sera discutée au paragraphe 6.1.2.

Ionosphère Au-dessus de 86 km, il n'existe pas de modèle standard d'atmosphère, la composition, la température et tous les paramètres qui en découlent variant avec la latitude, l'heure locale et l'activité solaire. Le milieu est de plus ionisé, et il est nécessaire de prendre des précautions vis-à-vis du couplage entre les neutres et les ions. Dans un premier temps, nous négligeons toute interaction de l'onde avec le plasma: nous utilisons donc un modèle d'atmosphère neutre tiré de l'*U. S. Standard Atmosphere* prolongé jusqu'à 200 km d'altitude pour une situation moyenne en termes de latitude, heure locale ou activité solaire. La température limite à haute altitude de notre modèle est de 1000 K.

La figure 6.1 présente les profils de densité, température et vitesse du son pour le modèle *U. S. Standard Atmosphere* [1976].

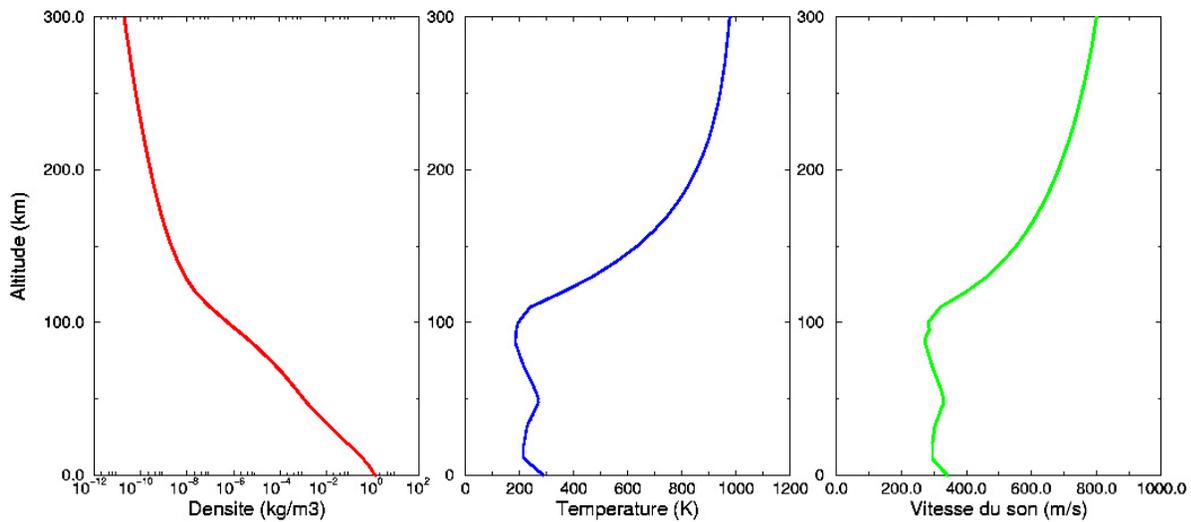


FIG. 6.1 – *Modèle d'atmosphère utilisé. D'après U. S. Standard Atmosphere [1976].*

6.1.2 Validité du modèle

L'utilisation de ce modèle simple d'atmosphère va conduire à des erreurs dont on peut d'ores et déjà évaluer l'importance.

Modèle de vitesse du son

La vitesse du son est calculée à partir du modèle de température et de composition de l'atmosphère par $c^2 = \gamma RT/m$. La température limite dans la thermosphère peut varier de plus ou moins 50 % suivant l'heure locale et l'activité solaire, ce qui entraîne une variation du profil de vitesse de plus ou moins 25 % au-dessus de 100 km d'altitude. Le temps de propagation typique d'une onde acoustique depuis le sol jusqu'à 200 km d'altitude est de 10 minutes. On peut donc avoir un décalage de temps d'arrivée de l'ordre de la minute selon l'état de l'atmosphère.

Profil de viscosité dans l'atmosphère

La viscosité dans l'atmosphère n'est pas mesurée mais estimée à partir des théories thermodynamiques. Pour le modèle *U. S. standard Atmosphere*, jusqu'à 86 km d'altitude, la viscosité dynamique est donnée par :

$$\mu = \frac{\beta T^{3/2}}{T + S}, \quad (6.1)$$

ou $\beta = 1,458 \times 10^{-6} \text{ kg.s}^{-1}.\text{m}^{-1}.\text{K}^{-1/2}$ et $S = 110,4 \text{ K}$. Au-delà, il est nécessaire de pondérer cette formule en fonction de la composition. Suivant *Banks et Kockarts* [1973], nous avons utilisé les formules empiriques donnant la viscosité pour les différents constituants sous la forme $\mu_i = A_i T^s$, puis calculé la viscosité moyenne pour des constituants de masses m_i et de concentrations n_i :

$$\begin{aligned} \mu &= \sum_i \frac{\mu_i}{(1/n_i) \sum_i n_i \phi_{ij}}, \text{ avec} \\ \phi_{ij} &= \frac{[1 + (\mu_i/\mu_j)^{1/2} (m_j/m_i)^{1/4}]^2}{2\sqrt{2} [1 + (\mu_i/\mu_j)]^{1/2}}. \end{aligned} \quad (6.2)$$

Le profil de viscosité obtenu est donné sur la figure 6.2.

Linéarisation du problème

La modélisation effectuée néglige le terme d'advection de la forme $\mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \propto \omega v^2/c$ dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement. Ce terme est à comparer

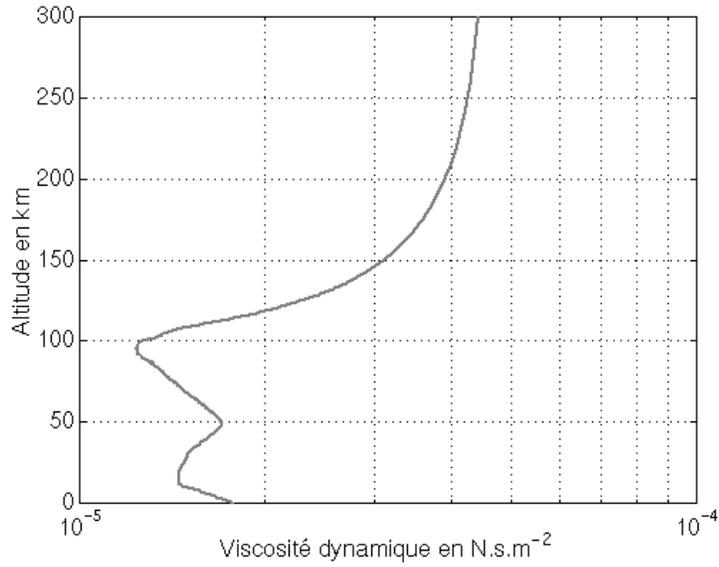


FIG. 6.2 – Profil de viscosité dynamique utilisé.

avec $\partial \mathbf{v} / \partial t \propto \omega v$. Les vitesses mesurées par sondage Doppler sont de l'ordre de la dizaine de mètres par seconde, et à ces altitudes, la vitesse du son varie entre 500 et 1000 m/s, donc notre approximation est donc valide dans le cas général: il convient néanmoins d'être prudent à haute altitude, l'erreur étant alors de quelques pour-cent.

Influence des vents

La présence d'un vent moyen dans l'atmosphère implique un champ de vitesse (horizontale) \mathbf{v}_0 à l'équilibre non nul. Il y a donc en principe un terme d'advection supplémentaire de type $\mathbf{v}_0 \cdot \nabla \mathbf{v} \propto v_0 v / \lambda \propto \omega v v_0 / v_{rayleigh}$, où λ est la longueur d'onde horizontale, $v_{rayleigh}$ la vitesse de propagation des ondes de Rayleigh, qui (de l'ordre de 3000 m.s⁻¹). Pour un vent de l'ordre de 100 km/h, soit $v_0 = 30$ m.s⁻¹, ce terme est négligeable devant $\partial \mathbf{v} / \partial t \propto \omega v$. Il est à noter que ce terme peut induire un décalage du front d'onde de l'ordre de la dizaine de kilomètre.

Effets de la magnétohydrodynamique

L'hypothèse de gaz parfait ne permet pas de décrire correctement le plasma ionosphérique, et introduire les équations de la magnétohydrodynamique ne semble pas envisageable: Les variations temporelles du milieu sont trop importantes pour considérer un milieu non perturbé moyen. Dans les couches basses de l'ionosphère, on peut considérer que les particules ionisées sont entraînées par le mouvement d'ensemble des neutres — dont la densité est encore importante —, et donc que le comportement global est celui d'un gaz neutre.

6.2 Modes propres du système complet

6.2.1 Équation à résoudre

Loi fondamentale de la dynamique

Le modèle décrit dans la section 6.1.1 nous permet d'écrire l'équation aux modes normaux à partir de 3.2 comme:

$$-\omega^2 \mathbf{u} = -\mathbf{A}(\mathbf{u}) = \frac{1}{\rho} (\nabla \cdot (\mathbf{T} - \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{T}_0) - \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) \mathbf{g} - \rho \nabla \phi_{E_1}). \quad (6.3)$$

Cette formulation est valable dans tous l'espace, seul le tenseur des contraintes \mathbf{T} diffère selon les régions : dans l'atmosphère, il faut prendre en compte non seulement le tenseur des contraintes élastiques, mais aussi celui des contraintes visqueuses. Dans la Terre solide, nous introduirons aussi la dispersion liée à l'anélasticité.

Conditions aux interfaces

Au passage de discontinuités, on impose:

- pour les interfaces solide solide, la continuité du déplacement et des contraintes,
- pour les interfaces solide fluide ou fluide fluide, la continuité du déplacement normal (radial en symétrie sphérique) et des contraintes.

La condition aux limites au sommet du modèle choisi est plus délicate à déterminer, et sera l'objet du paragraphe 6.2.4. Rappelons que la condition de surface libre, utilisée lorsque l'on ne prend pas en compte l'atmosphère, s'écrit sous la forme d'un opérateur linéaire $\mathcal{M}_r(\mathbf{u})$ qui dépend de la pression dynamique P par :

$$\mathcal{M}_r(\mathbf{u}) = P = 0 \text{ à la surface.} \quad (6.4)$$

6.2.2 Application de la théorie des modes au système complet

La théorie des modes propres s'appuie sur les décompositions en harmoniques sphériques: tout champ vectoriel $\mathbf{s}(r, \theta, \phi)$ s'écrit dans la décomposition de *Helmholtz*:

$$\begin{aligned} \mathbf{s}(r, \theta, \phi) &= \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} U_{\ell}^m(r) Y_{\ell}^m \mathbf{e}_r \\ &+ \sum_{\ell=1}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} \frac{1}{\sqrt{\ell(\ell+1)}} [V_{\ell}^n(r) \nabla_1 Y_{\ell}^m - W_{\ell}^n(r) (\mathbf{r} \wedge \nabla_1 Y_{\ell}^m)] \end{aligned} \quad (6.5)$$

Les fonctions $Y_{\ell}^m(\theta, \phi)$ sont les harmoniques sphériques d'ordre angulaire ℓ et de degré m , et ∇_1 désigne le gradient horizontal sur la sphère unité. La symétrie sphérique implique une dégénérescence selon les degrés m . Dans le cadre de l'équation de l'élastodynamique 6.3, on peut découpler les modes sphéroïdaux, dont la composante $W_{\ell}^n(r)$ est nulle, des modes toroïdaux, pour lesquels $U_{\ell}^n(r)$ et $V_{\ell}^n(r)$ sont identiquement nuls. La linéarité permet de résoudre l'équation aux modes normaux pour chaque ordre angulaire ℓ séparément.

Comme le couplage dynamique entre la Terre solide et l'atmosphère passe par la transmission du déplacement vertical, il est inutile de calculer les modes toroïdaux, qui n'ont pas de composante radiale. Pour chaque ordre angulaire ℓ , il nous faut donc chercher les modes sphéroïdaux et les fréquences propres ω_{ℓ}^n associées, solutions de l'équation 6.3, dont le champ de déplacement $\mathbf{u}_{\ell}^n(r, \theta, \phi, t)$ s'écrit sous la forme :

$$\mathbf{u}_{\ell}^n(r, \theta, \phi, t) = \mathcal{R}e \left(\left(U_{\ell}^n(r) Y_{\ell}^m(\theta, \phi) \mathbf{e}_r + \frac{1}{\sqrt{\ell(\ell+1)}} V_{\ell}^n(r) \nabla_1 Y_{\ell}^m(\theta, \phi) \right) e^{i\omega_{\ell}^n t} \right) \quad (6.6)$$

On utilisera donc les variables $U_{\ell}^n(r)$ et $V_{\ell}^n(r)$, ainsi que deux autres variables : $P_{\ell}^n(r)$ et $\Phi_{\ell}^n(r)$, associées respectivement à la perturbation de pression lagrangienne et

au potentiel de redistribution de masse par:

$$\mathbf{T}_{rr}(r, \theta, \phi, t) = \mathcal{R}e \left(P_\ell^n(r) Y_\ell^m e^{i\omega_\ell^n t} \right) \quad (6.7)$$

$$\Phi_1(r, \theta, \phi, t) = \mathcal{R}e \left(\Phi_\ell^n(r) Y_\ell^m e^{i\omega_\ell^n t} \right) \quad (6.8)$$

Notons que dans les parties fluides la pression vérifie la relation :

$$P_\ell^m(r) = -\rho c^2 \left(\frac{dU_\ell^m}{dr} + 2\frac{U_\ell^m}{r} - \frac{\sqrt{\ell(\ell+1)}}{r} V_\ell^m \right) \quad (6.9)$$

6.2.3 Expression générale du tenseur des contraintes

Tenseur des contraintes élastiques Le tenseur des contraintes élastiques a une forme différente selon le milieu. On peut écrire celui-ci de façon générale:

$$\mathbf{T}_{el}^{ij} = C_{kl}^{ij} \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_l}{\partial x^k} + \frac{\partial u_k}{\partial x^l} \right) = C_{kl}^{ij} \epsilon_k, \quad (6.10)$$

où ϵ_k est le tenseur des déformations. On distingue alors les différents milieux:

- Dans les parties solides, le tenseur des contraintes s'exprime à partir des coefficients élastiques. L'hypothèse d'un milieu transversalement isotrope conduit à l'introduction des cinq coefficients orthotropes A, C, L, N, F . On a en coordonnées sphériques:

$$\begin{aligned} \mathbf{T}^{rr} &= C\epsilon_{rr} + F(\epsilon_{\theta\theta} + \epsilon_{\phi\phi}) & \mathbf{T}^{\theta\phi} &= N\epsilon_{\theta\phi} \\ \mathbf{T}^{\theta\theta} &= F\epsilon_{rr} + A(\epsilon_{\theta\theta} + \epsilon_{\phi\phi}) - 2N\epsilon_{\phi\phi} & \mathbf{T}^{r\phi} &= L\epsilon_{r\phi} \\ \mathbf{T}^{\phi\phi} &= F\epsilon_{rr} + A(\epsilon_{\theta\theta} + \epsilon_{\phi\phi}) - 2N\epsilon_{\theta\theta} & \mathbf{T}^{r\theta} &= L\epsilon_{r\theta} \end{aligned} \quad (6.11)$$

- Dans les parties fluides (noyau, océans et atmosphère), le tenseur des contraintes est diagonal et se réduit donc à

$$\begin{aligned} \mathbf{T}^{rr} = \mathbf{T}^{\theta\theta} &= \mathbf{T}^{\phi\phi} = \kappa(\epsilon_{rr} + \epsilon_{\theta\theta} + \epsilon_{\phi\phi}) \\ \mathbf{T}^{\theta\phi} = \mathbf{T}^{r\phi} &= \mathbf{T}^{r\theta} = 0 \end{aligned} \quad (6.12)$$

$\kappa = \rho c^2$ étant le module d'incompressibilité et c la célérité du son.

Anélasticité L'anélasticité s'introduit par le biais de coefficients élastiques complexes [Liu et al., 1976] : Pour un paramètre élastique dont on connaît la valeur A et le coefficient de qualité Q_A à une fréquence de référence ω_{ref} , on introduit l'anélasticité à la fréquence complexe $\sigma = \omega + i\alpha$ en utilisant le coefficient complexe A_a défini par :

$$A_a = A \left[1 + \frac{2}{\pi} Q_A \ln \left(\frac{|\sigma|}{\omega_{ref}} \right) + i Q_A \left(1 + \arctan \left(\frac{\alpha}{\omega_{ref}} \right) \right) \right]. \quad (6.13)$$

Ceci est valable pour tous les coefficients orthotropes A, C, L, N, F .

Tenseur des contraintes visqueuses L'expression du tenseur des contraintes \mathbf{T} dans l'équation (3.2) ne prend pas en compte les effets visqueux dans l'atmosphère. Il faut donc introduire le tenseur des contraintes visqueuses \mathbf{T}' . Dans l'approximation de Hooke (deuxième coefficient de viscosité nul), il s'exprime à partir du champ de vitesse $\mathbf{v}(\mathbf{x}, t)$ et de la viscosité dynamique μ_{vis} comme :

$$\mathbf{T}'_{ij} = \mu_{vis} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} (\nabla \cdot \mathbf{v}) \right), \quad (6.14)$$

Pour un mode propre donné, de fréquence propre ω , on a :

$$\mathbf{v}(\mathbf{x}, t) = \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t}(\mathbf{x}, t) = i\omega \mathbf{u}(\mathbf{x}, t), \quad (6.15)$$

ce qui nous permet d'écrire

$$\mathbf{T}'_{ij} = i\omega \mu_{vis} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} (\nabla \cdot \mathbf{v}) \right) \quad (6.16)$$

Cela peut encore se mettre sous la forme

$$\mathbf{T}'_{el} = C_{vis_{kl}}^{ij} \epsilon_{kl}, \quad (6.17)$$

avec

$$C_{vis_{kl}}^{ij} = i\omega \mu_{vis} \left(\delta_k^i \delta_l^j + \delta_l^i \delta_k^j - \frac{2}{3} \delta^{ij} \delta_{kl} \right). \quad (6.18)$$

Cette dernière formulation revient à introduire des coefficients complexes dans le tenseur reliant contrainte et déformation, ce qui est déjà le cas lorsque l'on introduit de l'anélasticité. Ceci nous permet donc d'introduire simultanément anélasticité et viscosité

(Artru et al. [2001], cf. annexe A). Formellement, on peut donc ajouter à la partie complexe de ces coefficients le terme correspondant aux contraintes visqueuses, soit :

$$\begin{aligned}
 A' &= A_a + i\omega \left(\frac{4}{3}\mu \right) \\
 C' &= C_a + i\omega \left(\frac{4}{3}\mu \right) \\
 L' &= L_a + i\omega\mu \\
 N' &= N_a + i\omega\mu \\
 F' &= F_a - i\omega \left(\frac{2}{3}\mu \right)
 \end{aligned} \tag{6.19}$$

6.2.4 Établissement de la condition de surface radiative

Les travaux de *Unno et al.* [1989] portant sur le calcul des modes propres des étoiles, définissent une condition de surface radiative qui permet de représenter l'effet d'une surface évanescente. Cette condition a été reprise par *Watada* [1995] dans le cadre de modélisations de perturbations acoustiques dans l'atmosphère. Enfin, l'article de *Lognonné et al.* [1998] propose une utilisation de cette condition dans un calcul de modes propres pour le modèle Terre avec atmosphère.

Physiquement, il n'y a pas de frontière supérieure définie pour l'atmosphère. Il est donc nécessaire de prendre une condition aux limites qui "laisse passer" toute perturbation se propageant vers le haut.

Propagateur dans l'atmosphère

Le formalisme utilisé par *Takeushi et Saito* [1972] décrit un mode sphéroïdal de fréquence ω comme la solution, dans les parties fluides, d'un propagateur :

$$\frac{\partial}{\partial r} \begin{pmatrix} y_1 \\ y_2 \\ y_5 \\ y_6 \end{pmatrix} = \mathbf{B} \begin{pmatrix} y_1 \\ y_2 \\ y_5 \\ y_6 \end{pmatrix}, \tag{6.20}$$

avec, en notant $k^2 = \ell(\ell + 1)$:

$$\mathbf{B} = \begin{bmatrix} -\frac{2}{r} + \frac{k^2 g}{\omega^2 r^2} & \frac{1}{\rho c^2} - \frac{k^2}{\rho \omega^2 r^2} & \frac{k^2}{\omega^2 r^2} & 0 \\ -\omega^2 \rho - \frac{4\rho g}{r} + \frac{k^2 g^2 \rho}{\omega^2 r^2} & -\frac{k^2 g}{\omega^2 r^2} & \frac{k^2 \rho g}{\omega^2 r^2} - \frac{(\ell+1)\rho}{r} & \rho \\ -4\pi \rho \mathcal{G} & 0 & -\frac{\ell+1}{r} & 1 \\ 4\pi \rho \mathcal{G} \left(\frac{k^2 g}{\omega^2 r^2} - \frac{\ell+1}{r} \right) & -4\pi \mathcal{G} \frac{k^2}{\omega^2 r^2} & 4\pi \rho \mathcal{G} \frac{k^2}{\omega^2 r^2} & \frac{\ell+1}{r} \end{bmatrix} \quad (6.21)$$

où les variables représentent respectivement $y_1 = U$, $y_2 = -P$, $y_5 = \Phi_1$ et $y_6 = d\Phi_1/dr + 4\pi \mathcal{G} \rho U + (\ell + 1)\Phi_1/r$, selon les notations définies au paragraphe 3.1.2. Le propagateur \mathbf{B} est fonction du modèle, ainsi que de la fréquence ω et de l'ordre angulaire ℓ du mode considéré.

Suivant [Watada, 1995], on se place au sommet de l'atmosphère dans le cadre l'approximation de Cowling [Cowling, 1941], c'est-à-dire que l'on néglige les perturbations du potentiel de gravité, on peut alors limiter le système 6.20 aux deux premières variables y_1 et y_2 .

En effectuant de plus le changement de variables:

$$\begin{aligned} \tilde{Y}_1 &= r y_1 = r U(r) \\ \tilde{Y}_2 &= \frac{r}{\rho g} y_2 = \frac{-r}{\rho g} P(r) \end{aligned} \quad (6.22)$$

on obtient un nouveau système de la forme:

$$\begin{aligned} r \frac{\partial}{\partial r} \begin{pmatrix} \tilde{Y}_1 \\ \tilde{Y}_2 \end{pmatrix} &= \begin{bmatrix} -1 + \frac{k^2 g}{\omega^2 r} & \frac{r g}{c^2} - \frac{k^2 g}{\omega^2 r} \\ -\frac{\omega^2 r}{g} - 4 + \frac{k^2 g}{\omega^2 r} & 1 + \frac{k^2 g}{\omega^2 r} - r \frac{d \ln(\rho g)}{dr} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{Y}_1 \\ \tilde{Y}_2 \end{pmatrix} \\ &= \mathbf{C} \begin{pmatrix} \tilde{Y}_1 \\ \tilde{Y}_2 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (6.23)$$

Condition de surface radiative

Les termes de la matrice réduite de l'équation 6.23 varient peu avec l'altitude, et on peut les supposer constants devant les variables \tilde{Y}_1 et \tilde{Y}_2 . On doit donc imposer, à la frontière supérieure du modèle, une condition aux limites qui force les modes à être de la forme:

$$\tilde{Y}_1 \propto \tilde{Y}_2 \propto r^\lambda, \quad (6.24)$$

où λ est solution de l'équation caractéristique

$$\det(\mathbf{C} - \lambda \mathbf{I}) = 0. \quad (6.25)$$

Les solutions de 6.25 sont de la forme:

$$\lambda = \frac{K}{2} \pm \sqrt{\Delta}, \quad (6.26)$$

$$\Delta = \frac{K^2}{4} - \det(\mathbf{C}). \quad (6.27)$$

On développe Δ , en posant $V_g = gr/c^2$ et $\sigma^2 = \omega^2 r/g$: on obtient alors une expression de la forme:

$$\Delta = \frac{V_g}{\sigma^2} (\sigma^2 - \sigma_a^2) (\sigma^2 - \sigma_g^2) \quad (6.28)$$

On retrouve ici les deux domaines liés aux ondes de gravité et ondes acoustiques, que l'on a déjà vus dans la section 3.2.2. Le signe de Δ va alors conditionner le type du mode:

$\Delta > 0$: si $\sigma_g < \sigma < \sigma_a$, λ est réel et le mode est évanescent.

$\Delta < 0$: si $\sigma < \sigma_g$ ou $\sigma_a < \sigma$, λ est imaginaire et le mode est propagatif, vers le haut ou vers le bas selon le signe de $\mathcal{I}m(\lambda)$.

Il est alors possible d'exprimer la condition de surface radiative dès lors qu'on connaît la fréquence [Lognonné et al., 1998]:

$$\mathcal{M}_1(\mathbf{u}) = P - \frac{C_{11} - \lambda}{C_{12}} \rho g U = 0. \quad (6.29)$$

Rappelons que nous avons ici obtenu l'expression de l'opérateur $\mathcal{M}_1(\mathbf{u})$ en négligeant les perturbation de gravité: cette formulation n'est donc *a priori* pas valable pour ce qui concerne les modes de gravité.

6.3 Méthode variationnelle

6.3.1 Principe

La méthode de calcul utilisée se décompose en deux étapes:

Cas élastique, sans viscosité et avec surface libre

Dans un premier temps, nous calculons les modes propres pour un modèle de Terre élastique, sans viscosité, et avec une surface libre au sommet du modèle. Dans ce cas-là, ni le tenseur des contraintes, ni la condition aux limites ne dépend de la fréquence. Ainsi, nous pouvons utiliser le code “minos” [Woodhouse, 1988], qui nous permet de déterminer les fonctions propres $\mathbf{u}_n^\ell(\mathbf{x})$ et les fréquences propres associées ω_n^ℓ solutions de l'équation :

$$\begin{aligned} -\omega^2 \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) &= -\mathbf{A}_0(\mathbf{x}) (\mathbf{u}(\mathbf{x})) \\ &= \frac{1}{\rho} (\nabla \cdot (\mathbf{T}_{\text{élastique}} - \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{T}_0) - \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) \mathbf{g} - \rho \nabla \phi_{E_1}). \end{aligned} \quad (6.30)$$

$$\mathcal{M}_\ell(\mathbf{u}) = P = 0 \text{ à la surface.} \quad (6.31)$$

On obtient alors un catalogue de modes propres et de fréquences propres $\{(\mathbf{u}_n^\ell, \omega_n^\ell)\}$ qui est déjà assez proche du catalogue des modes réels, à quelques écarts près qui seront détaillés en partie 6.4.1.

Résolution dans le cas réaliste

Dans un deuxième temps, nous procédons à une résolution de l'équation aux modes normaux dans un cas plus réaliste : nous utilisons les modes de la première étape comme point de départ. L'introduction de la viscosité, de la condition de surface radiative et de l'anélasticité peut être considérée comme un ajout suffisamment léger pour que les fréquences propres et les modes associés ne soient pas profondément modifiés. Notons que les modifications engendrées n'induisent pas de couplage entre des modes d'ordres angulaires différents, ce qui nous permet de nous placer à ℓ fixé.

6.3.2 Introduction de la condition de surface radiative

Pour introduire la condition de surface radiative (équation 6.29), il faut résoudre l'équation aux modes normaux dans l'espace des champs de déplacement satisfaisant cette condition. La base de modes dont nous disposons pour l'instant doit donc être projetée sur cet espace. Pour la recherche d'un mode donné $\mathbf{v}_{n_0}^{l_0}$, on utilise la fréquence $\omega_{n_0}^{l_0}$ pour

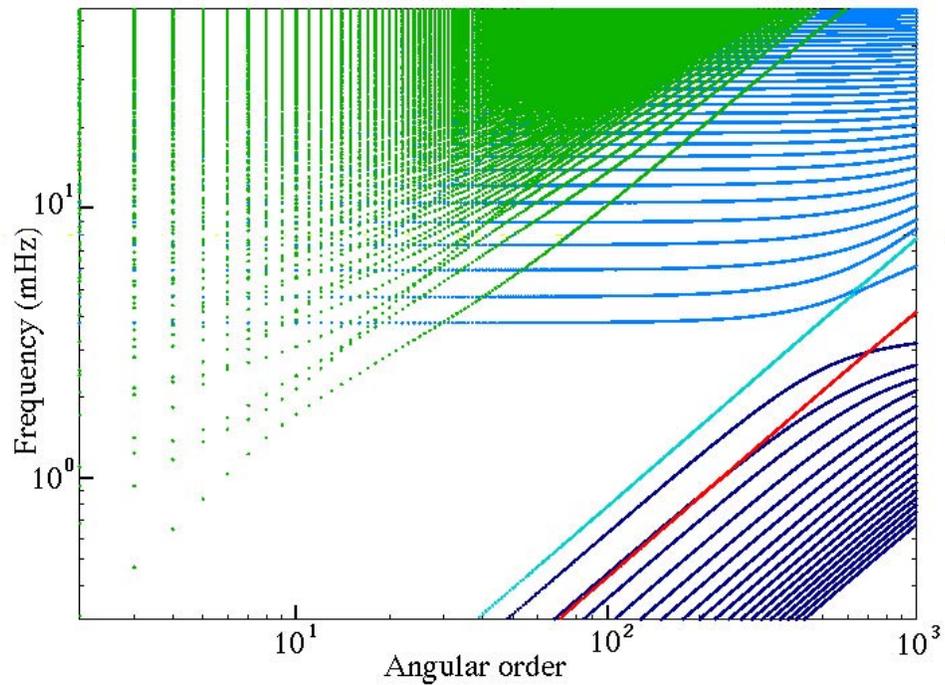


FIG. 6.3 – Ensemble des modes du système complet entre 0,1 mHz et 20 mHz. Cette figure représente la fréquence des différents harmoniques en fonction de l'ordre angulaire. Les points bleus représentent des modes atmosphériques, les verts les modes solides, et en rouge apparaissent les modes océaniques.

calculer la condition aux limites. On applique alors une projection, suivant *Lognonné et al.* [1998], des modes $\mathbf{u}_{n_0}^\ell$ vers des fonctions $\mathbf{u}'_{n_0}{}^\ell$ en intégrant de la base de l'atmosphère r_a jusqu'au sommet r_s l'équation:

$$r \frac{d\tilde{Y}'_1}{dr} = \left[C_{11} + \frac{r - r_s}{r_a - r_s} (\lambda - C_{11}) \right] \tilde{Y}'_1 + C_{12} \tilde{Y}'_2, \quad (6.32)$$

puis on reconstruit \tilde{Y}'_2 par:

$$r \frac{d\tilde{Y}'_1}{dr} = C_{11} \tilde{Y}'_1 + C_{12} \tilde{Y}'_2, \quad (6.33)$$

ce qui permet de satisfaire l'équation du propagateur définie par 6.23.

Les fonctions ainsi obtenues forment alors une base de l'espace des solutions admissibles; on peut donc chercher le nouveau mode $\mathbf{v}_{n_0}^{\ell_0}$ sous la forme:

$$\mathbf{v}_{n_0}^{\ell_0} = \sum_{\ell} c_{\ell} \mathbf{u}'_{n_0}{}^{\ell} \quad (6.34)$$

6.3.3 Nouvelle forme de l'équation aux modes normaux

Lorsque l'on introduit le tenseur des contraintes visqueuses, l'anélasticité, et la condition de surface radiative, on doit résoudre l'équation aux modes normaux pour un opérateur $\mathbf{A}(\omega, r)$ qui dépend de la fréquence. On peut cependant supposer que les modes \mathbf{u}_k dans le cas réaliste auront des fréquences propres associées de la forme:

$$\omega_k = \omega_k^0 + \delta\omega, \quad (6.35)$$

où ω_k^0 est la fréquence propre du mode \mathbf{u}_k^0 de la première étape, c'est-à-dire associé à l'opérateur \mathbf{A}_0 . Pour la recherche d'un mode particulier, on exprime l'opérateur $\mathbf{A}(\omega, r)$ par un développement de Taylor autour de la fréquence ω_k^0 :

$$\mathbf{A}(\omega, r) = \mathbf{A}(\omega_0, r) + (\omega - \omega_0) \left. \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial \omega} \right|_{\omega_0} + \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2} \left. \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial \omega^2} \right|_{\omega_0}. \quad (6.36)$$

On peut donc se ramener à une équation aux valeurs propres de la forme:

$$\omega \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial \omega^2} \\ \mathbf{u} \end{pmatrix} \begin{bmatrix} \omega \mathbf{u} \\ \mathbf{u} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial \omega} - \omega_0 \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial \omega^2} & \mathbf{A}(\omega_0) - \omega_0 \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial \omega^2} + \frac{\omega_0^2}{2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial \omega^2} \\ 1 - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial \omega^2} & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \omega \mathbf{u} \\ \mathbf{u} \end{bmatrix}. \quad (6.37)$$

On utilise alors la base de fonctions obtenues par les processus de projection définie au paragraphe 6.3.2 pour décomposer l'opérateur \mathbf{A} . Il est alors possible de résoudre le système 6.37 pour obtenir le nouveau mode propre et sa fréquence propre associée. On réinjecte ensuite cette fréquence obtenue pour recalculer le système (condition aux limites et opérateur), en effectuant autant d'itérations que nécessaire pour aboutir à une convergence.

6.4 Étude des modes calculés

6.4.1 Modes obtenus

Comme nous prenons en compte le système complet Terre - océan - atmosphère, notre modélisation fait apparaître les modes atmosphériques et solides. Ceux-ci ont la plus grande part de leur énergie respectivement dans l'atmosphère ou la terre solide. La figure 8.10 montre des exemples de ces différents types. On peut évaluer pour chaque mode l'importance du couplage Terre solide atmosphère, en regardant la fraction d'énergie située dans l'atmosphère pour un mode solide ou inversement. La figure 6.4 présente ainsi la part d'énergie dans l'atmosphère des modes solides en fonction de la fréquence. On observe deux pics, correspondant aux modes dont la fréquence est proche des deux premiers harmoniques atmosphériques (voir figure 6.3).

6.4.2 Effet de la condition de surface radiative

La condition de surface radiative impose au sommet de l'atmosphère une décroissance exponentielle de l'énergie transportée. Elle doit ainsi permettre de représenter dans le calcul des modes l'absence de limite supérieure dans l'atmosphère en dépit de la finitude inévitable du modèle considéré. Nous pouvons illustrer ceci en notant qu'il est important par exemple que le choix de l'altitude maximale dans nos calculs n'a pas d'influence sur les modes calculés. Ainsi, quelle que soit l'altitude maximale prise en compte, les modes de même ordre devraient se superposer parfaitement. Afin de tester l'effet de la condition

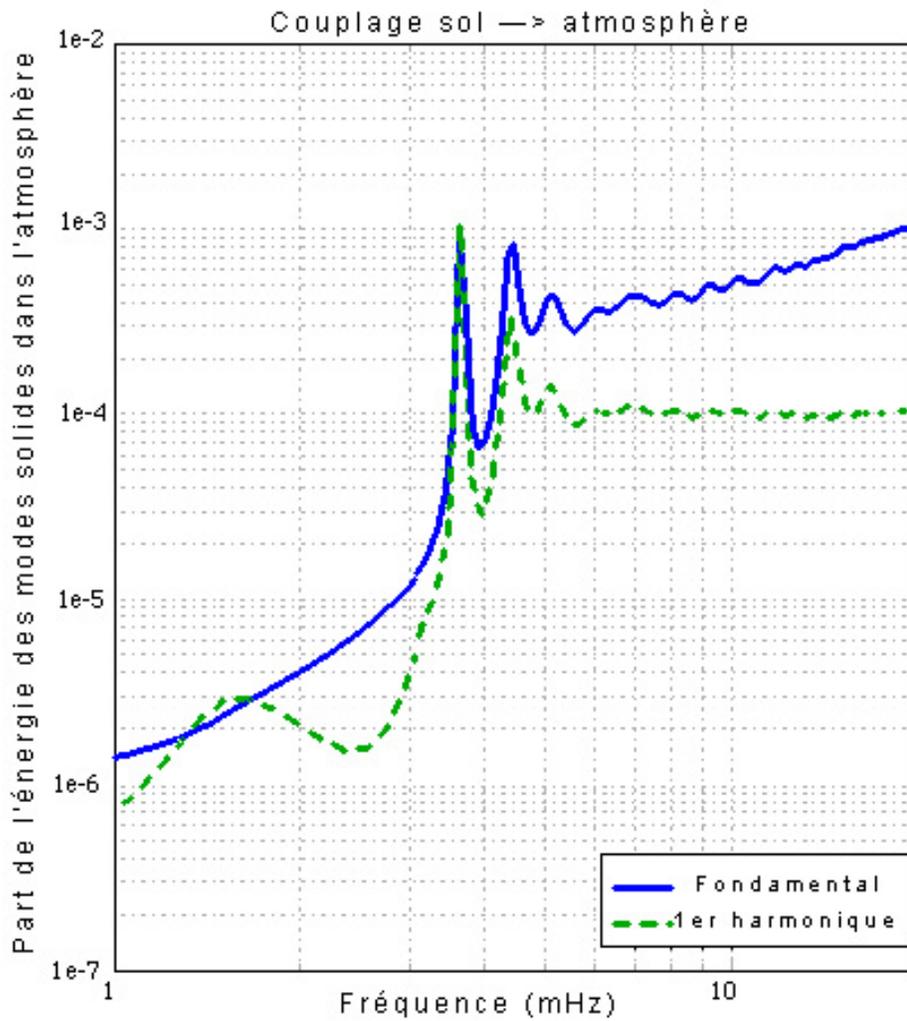


FIG. 6.4 – Part dans l'atmosphère de l'énergie des modes solides, pour les deux premiers harmoniques. Les deux pics à 3,6 mHz et 4,3 mHz correspondent à ceux qui ont été observés à la suite de l'éruption du Pinatubo (figure 2.5).

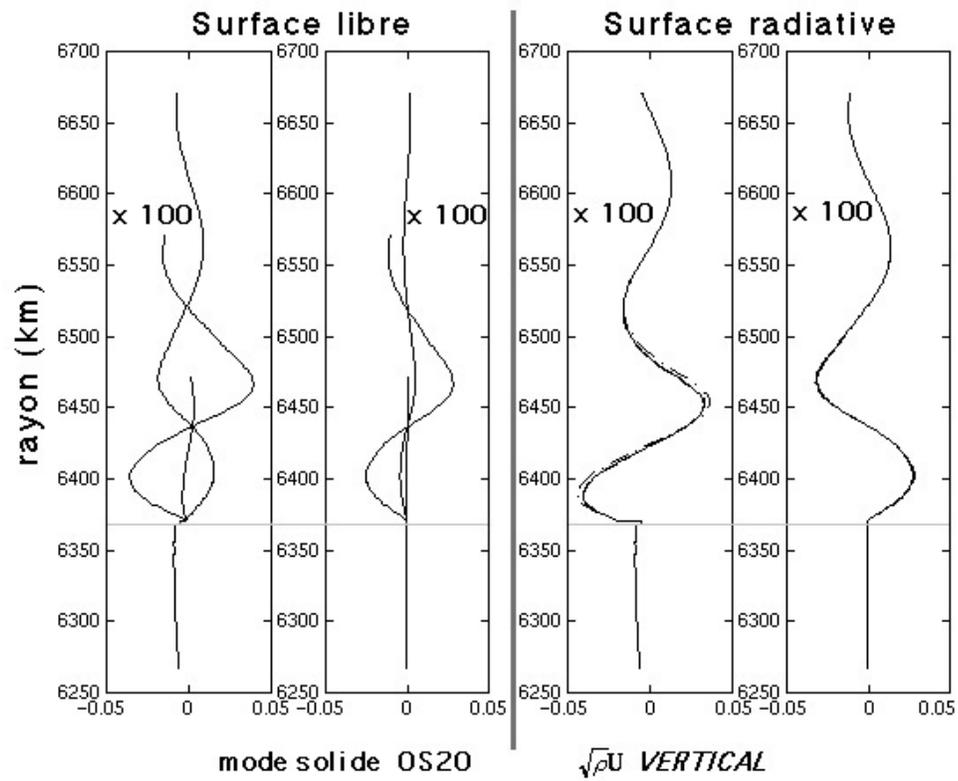


FIG. 6.5 – Mode 0 S 20 calculé pour une condition de surface libre (à gauche), puis radiative (à droite), et pour des modèles d’atmosphère d’épaisseurs différentes.

radiative, nous avons calculé des modes de même ordre pour des modèles atmosphériques d'épaisseurs 100, 150 et 200 kilomètres. La figure 6.5 montre les modes OS20 (c'est-à-dire le mode solide fondamental d'ordre $\ell = 20$) dans les cas d'une condition de surface libre, et d'une surface radiative. La fréquence de ce mode ($f = 2,879\text{mHz}$) est inchangée.

6.4.3 Influence de la viscosité

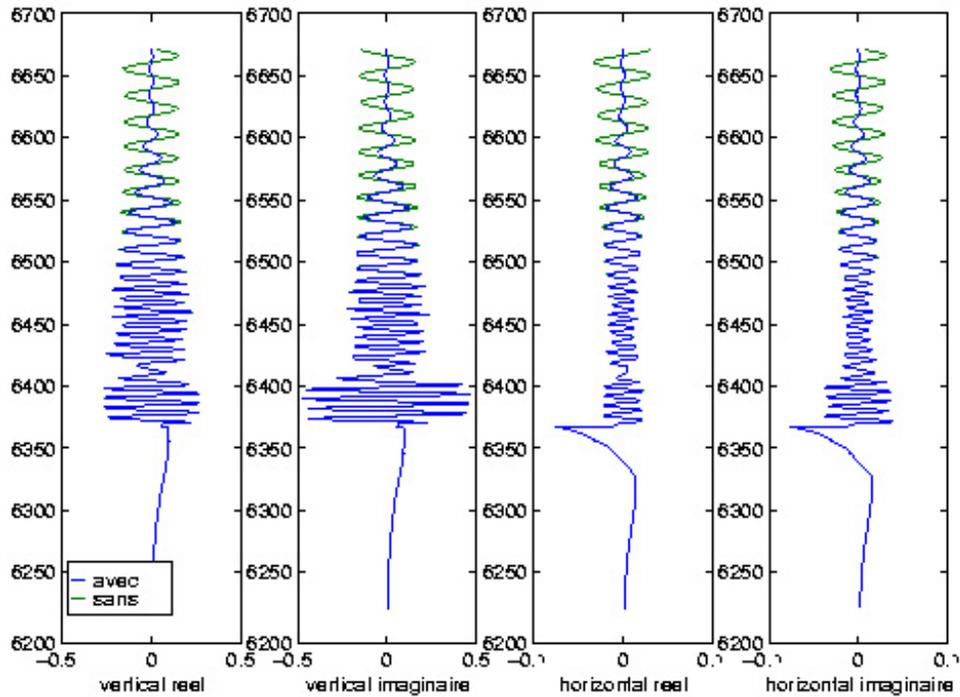


FIG. 6.6 – Mode OS 400 calculé avec ou sans la viscosité.

L'effet de la viscosité est proportionnel à la fréquence du mode: il est donc plus sensible pour les modes d'ordres élevés. On voit sur la figure 6.6 l'effet sur un mode d'ordre élevé ($\ell = 400$; $f = 38,61\text{mHz}$). L'atténuation liée à la viscosité est sensible à partir de 100 km d'altitude: la variation en amplitude de l'onde ascendante sera donc très fortement liée au modèle de viscosité employé. La possibilité d'utiliser les données de sondage Doppler pour inverser le profil de viscosité de l'atmosphère sera étudiée dans la partie 8.

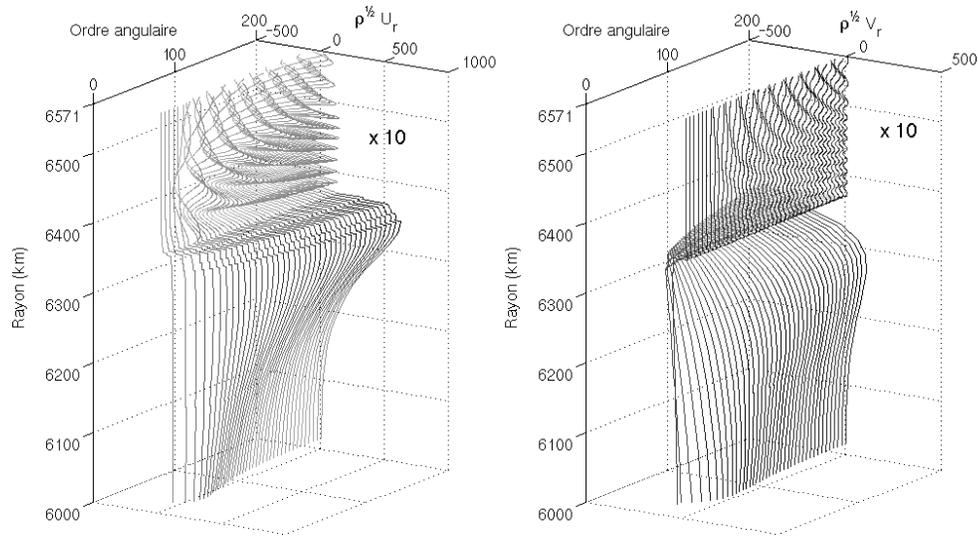


FIG. 6.7 – Modes solides de la branche fondamentale $n = 0$, $\ell = 2 - 200$. Le graphique représente $\sqrt{\rho}U$ en fonction du rayon pour le manteau supérieur et l’atmosphère.

6.4.4 Modes solides utilisés dans les sommes

Les figures 6.7, 6.8 et 6.9 montrent les modes sphéroïdaux d’ordres angulaires $\ell = 0$ à 200 et de rang respectivement 0, 1 et 2. Nous représentons ici les termes $\sqrt{\rho}U_r(r)$ et $\sqrt{\rho}V_r(r)$, qui sont proportionnels à la racine carrée de l’énergie. Pour ce qui concerne la partie solide, les modes ne diffèrent que très légèrement de ceux que l’on obtiendrait sans atmosphère. Cependant, la part d’énergie dans l’atmosphère peut atteindre quelques pour mille. On note aussi que pour les modes d’ordres angulaires faibles, dont la fréquence est inférieure à la fréquence de coupure acoustique, il n’y a pas de propagation d’énergie dans l’atmosphère, ce qui est en accord avec la relation de dispersion étudiée dans la section 3.2.2.

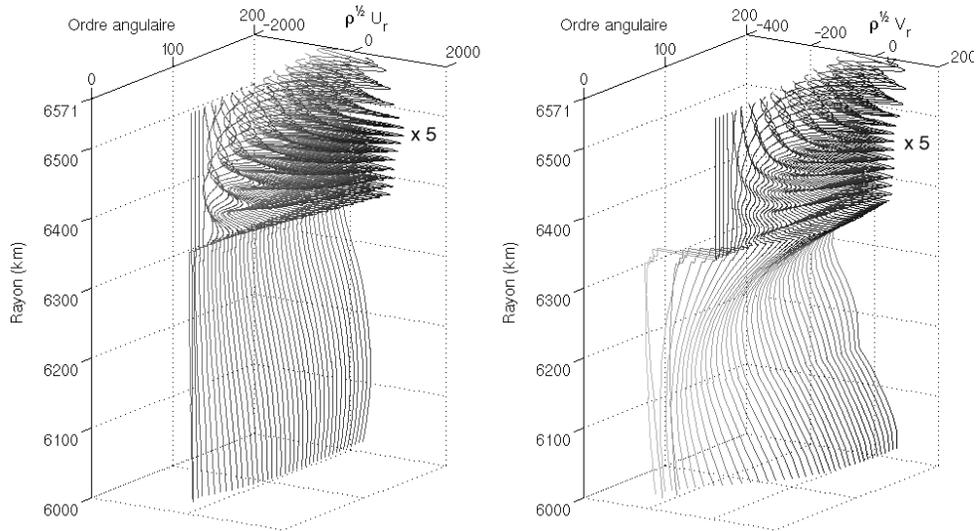


FIG. 6.8 – Modes solides de la première branche harmonique ($n = 1$).

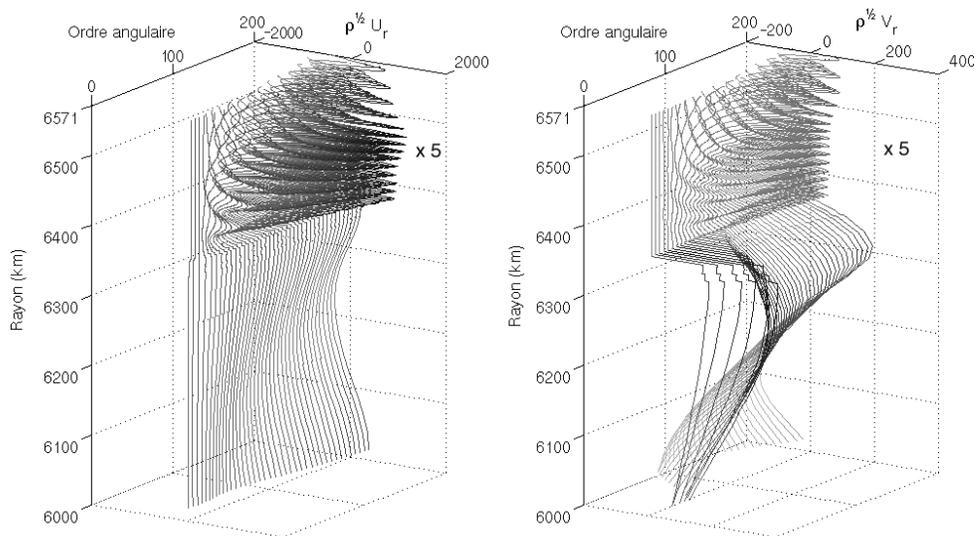


FIG. 6.9 – Modes solides de la deuxième branche harmonique ($n = 2$).

Chapitre 7

Sismogrammes et Doppler synthétiques: Applications

Computation of synthetic seismograms in the atmosphere

We present in this chapter computations of synthetics using the normal modes to the atmosphere. The principle of normal modes summation is recalled; a validation comparing synthetics with or without atmosphere then synthetics and data are presented. Simulations can therefore be used to study the amplification then filtering of signal by the atmosphere. We introduce then the two following articles.

7.1 Calcul de sismogrammes synthétiques

7.1.1 Principe de la sommation de modes

A partir d'un catalogue de modes propres, on peut calculer le champ de déplacement en tout point et à tout instant, étant donné un mécanisme de source. Dans le cas des tremblements de Terre, nous utilisons les CMT (pour *Centroid Moment Tensor*. Une détermination des CMT est faite par l'équipe de Harvard pour tous les séismes importants [Dziwonski et al., 1999]. Le tenseur des moments sismiques \mathbf{M} représente physiquement l'écart à l'élasticité qui se produit lors de la rupture d'une faille. A partir de celui-ci, et en supposant que l'évolution temporelle de la source correspond à une fonction de Heaviside,

on calcule le déplacement engendré en un point \mathbf{r} par la formule :

$$\frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} = \mathcal{R}e \left\{ \sum_k (\mathbf{M} : \epsilon_k(\mathbf{r}_s)) \mathbf{u}_k(\mathbf{r}) e^{i\sigma_k(t-t_s)} \right\}, \quad (7.1)$$

où \mathbf{r}_s désigne la position de la source, ϵ_k étant la déformation associée au mode propre \mathbf{u}_k .

Application aux modes du système complet

En ce qui concerne les modes calculés dans la partie 6, la formule 7.1 est toujours valable. Rigoureusement, il faut prendre en compte la totalité du catalogue de modes, c'est-à-dire les modes solides, océaniques et atmosphériques. Cependant, compte tenu de la répartition en énergie très localisée dans l'une des régions, l'excitation des modes atmosphériques dans le cas d'un séisme sera faible, de même pour les modes océaniques. De plus, les vitesses de groupes des ondes atmosphériques et océaniques sont beaucoup plus faibles que pour les ondes de Rayleigh : le signal lié aux modes atmosphériques et océaniques n'apparaît donc pas *a priori* dans la fenêtre temporelle qui nous intéresse ici, celle du train d'ondes de Rayleigh.

7.1.2 Validation

Comparaison avec des synthétiques sans atmosphère

La première vérification à effectuer est que les synthétiques calculés au sol sont aussi bien en accord avec les données sismiques que des synthétiques “ sans atmosphère”. La figure 7.1 représente un test effectué pour les données de la station GEOSCOPE de Saint Sauveur. On constate que l'accord est très bon, avec une différence d'amplitude inférieure à 3 % : cet écart peut d'ailleurs être expliqué par la perte dans l'atmosphère. Le déphasage obtenu entre les deux synthétiques est inférieur à la fraction de seconde pour les signaux à 100 s.

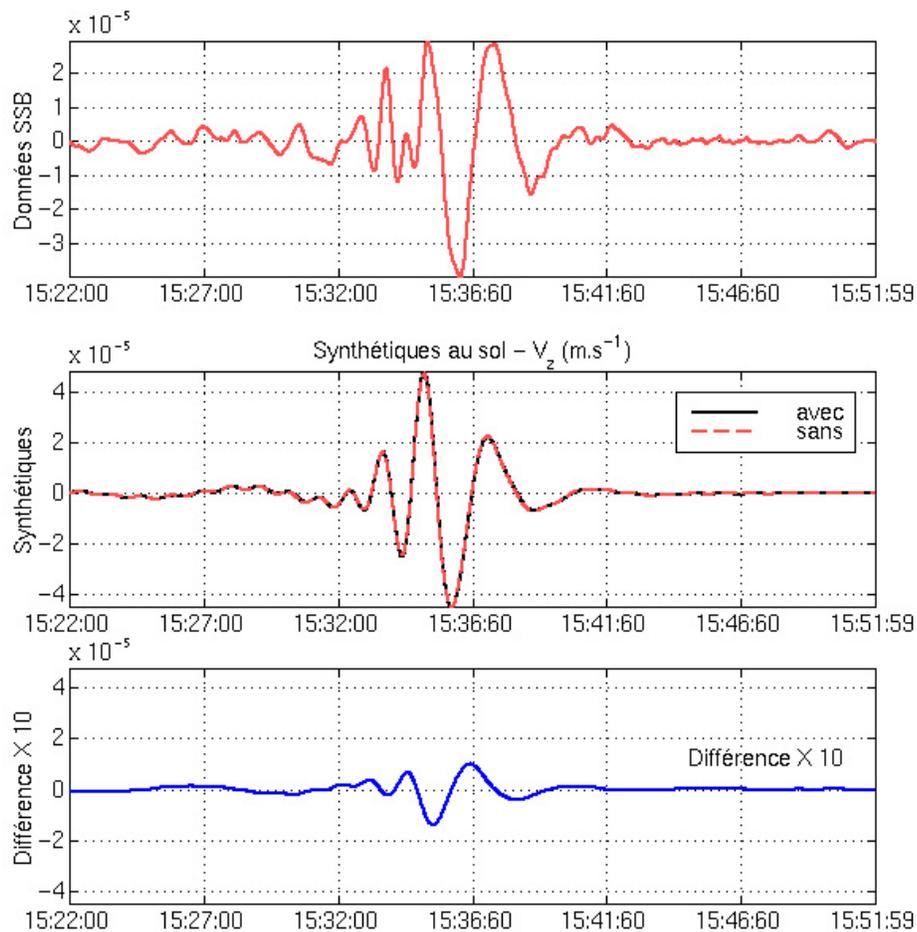


FIG. 7.1 – Données de Saint Sauveur (SSB, GEOSCOPE) (en haut) et synthétiques correspondants (milieu) pour le séisme du 18 juin 2000 (Sud de l’océan Indien), calculé avec ou sans atmosphère. Le calcul a été réalisé en prenant les modes de rang $n = 0$ à 3. La trace du bas représente la différence des deux synthétiques multipliée par 10.

Comparaison avec des données Doppler

La figure 7.2 montre les synthétiques calculés et les données à Francourville pour le séisme d'Izmit. On constate que l'accord général est bon, tant dans la forme du signal que dans l'amplitude. On note cependant qu'il manque une composante haute fréquence sur les synthétiques, aussi bien au sol qu'à 150 km. Ceci est dû à la troncature effectuée lors de la sommation: seuls les modes de rang $n = 0$ à 3 ont été utilisé ici, et les termes hautes fréquences manquants sont liés aux harmoniques supérieurs.

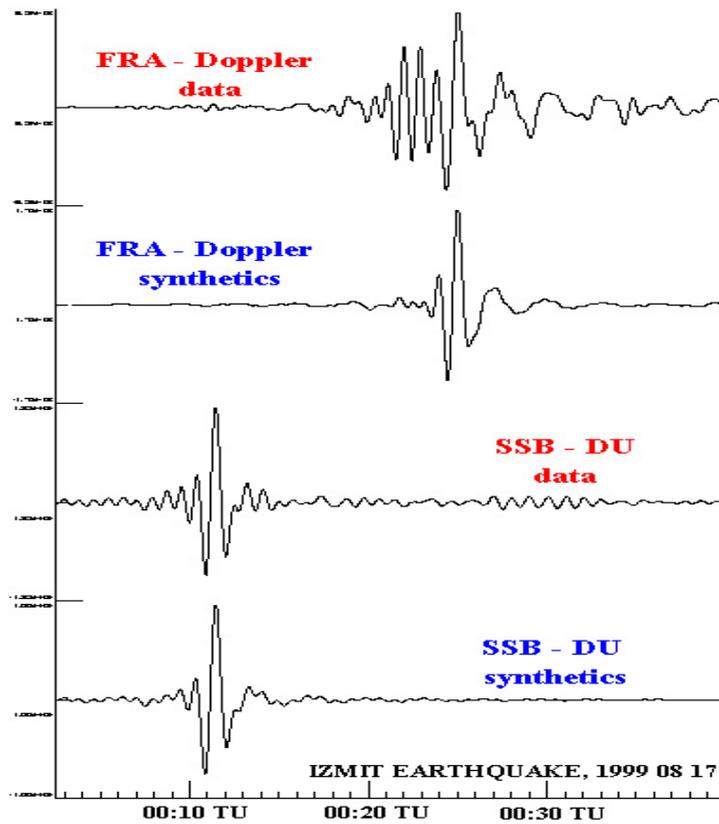


FIG. 7.2 – Synthétiques et données à Francourville pour le séisme d'Izmit du 17 août 1999.

7.1.3 Amplification du signal avec l'altitude

L'amplification du signal avec l'altitude peut être calculée à partir des synthétiques. La figure 7.3 montre l'amplitude maximale du déplacement synthétique à Francourville

pour le séisme du Mexique de 1985. Jusqu'à 100 km, l'amplification est contrôlée par la décroissance de la densité. Au-delà, la viscosité induit une atténuation de fréquences les plus élevées.

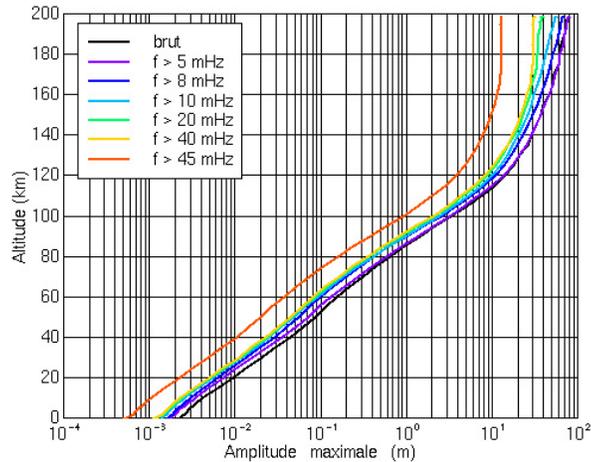


FIG. 7.3 – Amplitude maximale du déplacement calculé pour différentes altitudes et différents filtres passe-bas. Les amplitudes trouvées sont en accord avec les observations (figure 2.2).

7.2 Etude systématique des signaux Doppler

L'accumulation de données Doppler par le CEA/LDG depuis 1999 permet d'envisager une étude systématique des signaux, avec comme objectif une inversion de la structure de l'atmosphère. C'est l'objet du premier article [Farges et al., 2001] présenté à la suite de ce chapitre (page 95), écrit en collaboration avec Thomas Farges (CEA/LDG).

Deux paramètres influencent principalement les écarts entre modélisations et données, et donc peuvent faire l'objet d'une inversion :

Le profil de température : De lui dépend directement celui de vitesse du son. Les fluctuations saisonnières ou diurnes ne sont pas prises en compte dans les modes, et doivent donc être considérées à partir des écarts de temps d'arrivées.

La viscosité induit une atténuation de l'onde à partir de 100 km d'altitude, selon la fréquence. L'inversion du profil de viscosité de l'atmosphère peut se faire à partir de l'étude du filtrage des ondes par l'atmosphère. Il est nécessaire pour cela d'avoir une base de modes propres suffisamment étendue vers les courtes périodes (jusqu'à 10 s au moins). Une telle inversion permettrait d'obtenir une mesure "directe" de la viscosité dans l'atmosphère, car jusqu'à présent le profil de viscosité est estimé à partir de valeurs expérimentales.

7.3 Application aux autres formes de couplage

Les autres manifestations du couplage peuvent aussi être étudiées à la lumière des modes propres. L'article *Artru et al., 2001* présente (page 121) ainsi deux autres aspects de l'utilisation de la base de modes avec atmosphère:

D'une part, il est possible de calculer les coefficients d'excitation des modes pour un modèle de turbulence atmosphérique. Ceci permet de valider l'hypothèse sur l'origine atmosphérique de l'excitation permanente des oscillations propres de la Terre.

D'autre part, une inversion de source atmosphérique est réalisée à partir des signaux sismiques enregistrés. Cette inversion est très peu contrainte, mais conduit cependant à une classe de sources possible en accord avec le déroulement de l'éruption.

Chapitre 8

Effet des séismes sur l'ionosphère

Seismic effects on the ionosphere

T. Farges¹, J. Artru², E. Blanc¹, P. Lognonné² et A. Le Pichon¹

Article à paraître dans la revue Chocs CEA.

Résumé

Depuis les années soixante, des observations ont montré que des ondes sismiques étaient détectables dans l'ionosphère par le biais du couplage dynamique entre le sol et l'atmosphère, à la suite de forts séismes. Le réseau de sondage Doppler de Francourville, mis en place par le CEA depuis août 1999, permet d'enregistrer systématiquement les signaux sismiques dans l'ionosphère en mesurant les oscillations verticales des couches ionosphériques. En parallèle, des modélisations effectuées à l'IPGP ont confirmé le mécanisme d'excitation de telles perturbations, et il est désormais possible de calculer les oscillations attendues dans l'atmosphère à partir d'un mécanisme de source donné. Nous présentons ici les applications de nos travaux à une étude, via les signaux sismiques, des caractéristiques de propagation des ondes infrasoniques dans l'atmosphère.

1. CEA DAM - Île de France

2. Institut de Physique du Globe de Paris

Abstract

Since 1960, experiments have shown that perturbations of the ionosphere could occur after earthquakes, by the way of the dynamic coupling between seismic surface waves and the atmosphere. A Doppler ionospheric sounding network has been set up by the CEA in August 1999, at Francourville, which allows systematic recording of vertical oscillations of ionospheric layers. Most magnitude 6.5 and more earthquakes have indeed been observed on these measurements. At the same time, we developed at IPGP a theory that confirms the excitation mechanism of such signals. It is now possible to compute synthetic seismograms in the atmosphere using this theory. We present here the application of our work to the determination, via seismic signal, of propagation properties of infrasonic waves in the atmosphere.

Introduction

Le réseau de sondage Doppler de Francourville permet de mesurer de façon continue les oscillations verticales des couches ionosphériques. En fonctionnement depuis août 1999, il a permis l'enregistrement systématique des perturbations induites par les tremblements de Terre les plus importants. En effet, les ondes sismiques qui se propagent à travers tout le globe génèrent au niveau du sol une onde acoustique dans l'atmosphère, qui se propage et s'amplifie jusqu'à devenir détectable et clairement identifiable à l'altitude de sondage.

La mesure de ces ondes présente un grand intérêt pour l'étude du filtrage des ondes acoustiques par l'atmosphère: on dispose ainsi d'un signal dont la source — le déplacement vertical du sol dans la région du sondeur — est bien connue, tant par les données provenant des réseaux sismologiques régionaux que par les modélisations d'ondes sismiques. Il est de plus possible de modéliser ces signaux atmosphériques par le biais de méthodes sismologiques appliquées à l'ensemble [Terre avec atmosphère], ce qui ouvre la voie à une inversion de la structure verticale de l'atmosphère, notamment pour le profil de viscosité.

Nous présentons ici les observations de signaux ionosphériques post-sismiques réalisées à Francourville, ainsi que les modélisations de ces mêmes signaux effectuées à l'IPGP. Ces deux approches permettent de caractériser le filtrage atmosphérique, et à

terme de déduire la viscosité de l'air en comparant les données aux synthétiques.

Observation

L'ionosphère, qui est la couche partiellement ionisée de l'atmosphère entre 60 et 1000 km d'altitude, est étudiée depuis le sol par sondage radar Haute Fréquence (HF). L'onde HF est réfléchiée par l'ionosphère quand sa fréquence est égale à la fréquence plasma de l'ionosphère. Les ionogrammes permettent de connaître la structure verticale de l'ionosphère, et les sondages Doppler sa dynamique (encadré 1 de [C1]).

Les premiers effets des séismes sur l'ionosphère ont été observés en 1964, après le très fort séisme d'Alaska [1,2]. La première étude complète, après le séisme du 16 mai 1968 au Japon, utilisait des mesures Doppler réalisées sur deux fréquences (5 et 10 MHz, ce qui correspond à des altitudes de réflexion de 200 et 300 km) [3]. Des fluctuations dans l'ionosphère sont observées quelques minutes après l'arrivée au sol de l'onde sismique de Rayleigh. L'onde de Rayleigh est une onde de surface, c'est-à-dire guidée par la surface de la Terre, et engendrant un déplacement vertical du sol. Son effet est comparable aux rides formées à la surface d'un lac. La concordance des mesures Doppler avec les signaux sismiques est parfaite à 5 MHz, et correspond à l'enveloppe du sismogramme à 10 MHz.

Un contrôle systématique des effets des séismes par sondage Doppler a été mis en place depuis août 1999 (table 1) avec le réseau de Francourville (FRC) (figure 8.1). La numérisation des signaux permet une précision bien meilleure qu'à l'époque de Yuen et al. [3], ainsi qu'un traitement fréquentiel pour caractériser l'origine et la propagation des signaux observés.

Propagation du sol vers l'ionosphère

Une mesure Doppler peut être assimilée à un sismogramme en vitesse à l'altitude de sondage. Les mesures, réalisées à 3.8 et 4.6 MHz, sont comparées à la composante verticale du sismogramme de Lormes obtenues le 18 juin 2000 (figure 8.2). La très bonne corrélation

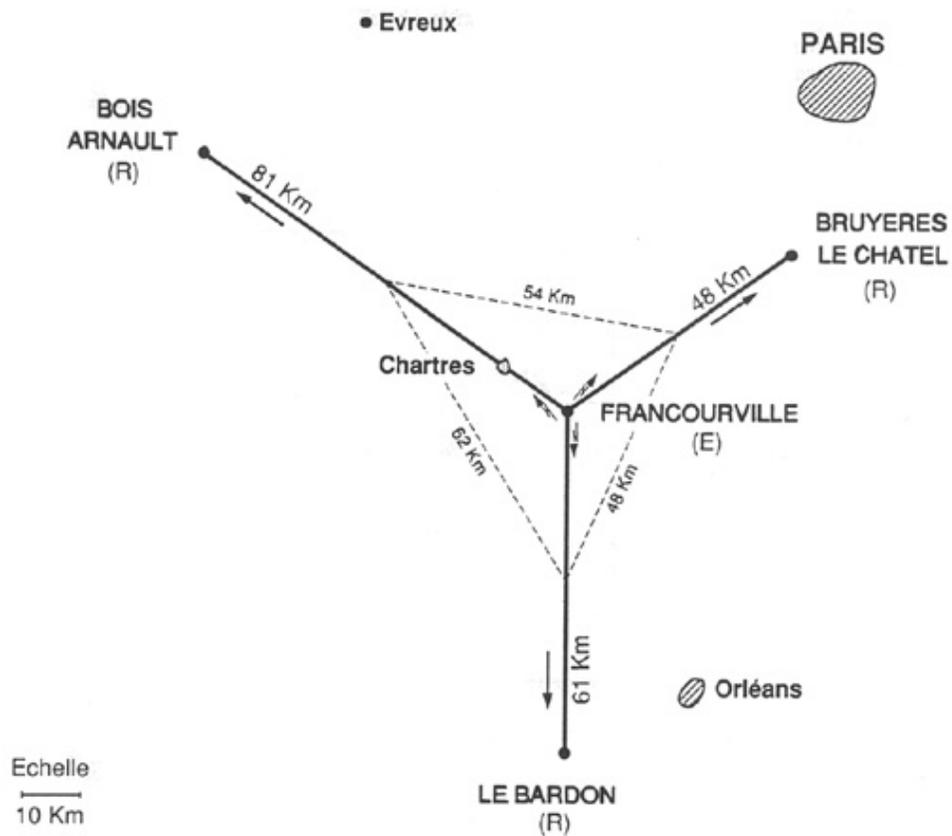


FIG. 8.1 – Localisation du réseau de sondage ionosphérique de Francourville (FRC). Les points de sondage sont à mi-distance entre l'émetteur, à FRC, et les récepteurs, à Bois Arnault (BRN), Le Bardon (LBD) et Bruyères le Châtel (BLC). L'altitude du point de sondage est déterminée grâce aux ionogrammes. Deux liaisons à deux fréquences différentes entre FRC et BLC permettent de sonder l'ionosphère à deux altitudes différentes.

observée sur les signaux peut s'expliquer par un mécanisme assez simple. Les ondes sismiques de Rayleigh génèrent à l'interface sol - atmosphère une onde de pression dont l'amplitude est proportionnelle au déplacement vertical du sol (encadré 1). Cette onde se propage quasi-verticalement depuis le sol à travers l'atmosphère neutre. Les particules neutres entraînent ensuite les électrons libres de l'ionosphère, dont le mouvement vertical d'ensemble est enregistré par le sondage Doppler. Le temps entre l'arrivée au sol et l'arrivée dans l'ionosphère correspond à la durée de propagation de l'onde à la vitesse du son.

La mesure des effets dans l'ionosphère d'une onde sismique, dont l'amplitude est de quelques millimètres au maximum au sol, n'est possible que par son amplification lors de la propagation dans l'atmosphère. La conservation de l'énergie de l'onde de pression impose qu'en se propageant vers le haut, l'amplitude de l'onde augmente alors que la densité de particules diminue. L'atmosphère étant horizontalement stratifiée par la pesanteur, avec une hauteur d'échelle H_0 , l'amplitude de l'onde de pression varie comme $\exp\left(\frac{z}{2H_0}\right)$, où z est l'altitude. Pour une hauteur d'échelle standard de 8 km, on a une amplification par rapport au sol de 7600 à 143 km d'altitude et de 38600 à 169 km. La vitesse crête à crête au sol vaut $3 \cdot 10^{-4}$ m/s, 18 m/s à 143 km, et 31 m/s à 169 km. L'amplification observée est de l'ordre de grandeur attendu par la théorie.

Le pic de plus forte amplitude de l'onde sismique arrive à 15:34:58 TU au sol à Lormes, à 15:41:40 à 143 km et à 15:42:36 à 169 km pour les liaisons FRC-BLC (figure 8.2). Le point de sondage de la liaison FRC-BLC est plus éloigné de l'épicentre du séisme que Lormes (qui est à 270 km au sud-est de FRC); l'onde sismique au sol arrive alors 61 secondes plus tard. Le temps de propagation verticale du sol à 143 km d'altitude est donc environ six minutes et compatible avec les modèles de vitesse du son [4]. De même, les 57 secondes de propagation entre 143 et 169 km donnent une vitesse moyenne du son standard de 456 ± 35 m/s.

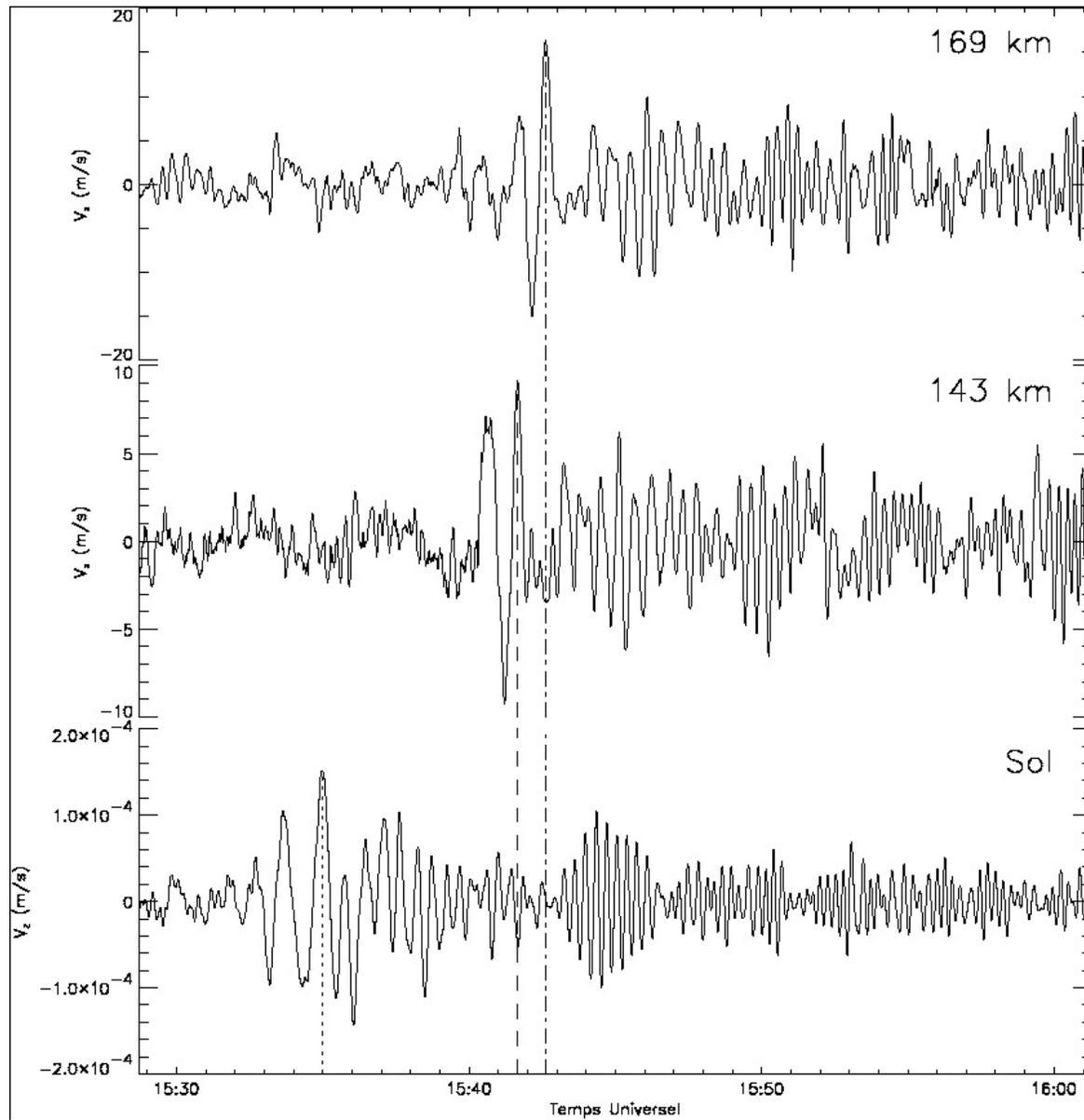


FIG. 8.2 – Comparaison de la vitesse verticale de déplacement du sol (mesuré à Lormes) et des fluctuations de l'ionosphère à deux altitudes entre FRC et BLC, lors du séisme du Sud de l'océan Indien le 18 juin 2000. Le signal Doppler ionosphérique a été filtré des périodes supérieures à 5 minutes. On indique le temps d'arrivée de la plus forte oscillation pour ces trois altitudes. Les écarts de temps sont compatibles avec une propagation verticale de l'onde de pression générée au sol par le séisme à la verticale du point de sondage.

Localisation de la source à la verticale du point de sondage

Nous avons supposé que l'onde de pression vient directement de la verticale, les autres chemins de propagation étant négligés [5]. Cette hypothèse est validée par l'étude des signaux mesurés sur les trois liaisons lors du séisme de Costa Rica le 20 août 1999 (figure 8.3). Les temps d'arrivée de l'onde présentent des décalages de 7 secondes entre BRN et LBD et de 13 secondes entre BRN et BLC. Le point de sondage de la liaison de BRN est le plus proche de l'épicentre puisque l'onde arrive en premier sur ce point de sondage.

La vitesse de propagation horizontale de la perturbation est de l'ordre de quelques kilomètres par seconde, ce qui s'apparente plus à la vitesse des ondes de Rayleigh (entre 3 et 4 km/s) qu'à la vitesse du son dans l'atmosphère (entre 300 et 500 m/s). La propagation de l'onde se fait donc dans le sol, puis verticalement dans l'atmosphère. La figure 8.6 illustre ceci en montrant que les décalages de temps d'arrivée des ondes de Rayleigh au sol sont les mêmes que ceux des différentes liaisons.

Modélisation

La méthode de modélisation par sommation de modes normaux est fréquemment utilisée en sismologie (encadré 2) pour calculer des sismogrammes synthétiques à partir d'un modèle de Terre et d'un mécanisme de source. La théorie de l'élasticité au premier ordre est employée, et permet de se ramener à une équation aux modes propres: toute solution à cette équation s'écrit comme une combinaison de solutions particulières oscillantes appelées modes ou fonctions propres. Il n'est traditionnellement pas tenu compte de la présence de l'atmosphère: en effet, le contraste de densité entre la Terre "solide" et l'atmosphère est trop important pour qu'une part significative - du point de vue du sismologue - de l'énergie des ondes sismiques soit transférée. La surface de la Terre est alors considérée comme libre.

Les modèles utilisés couramment en sismologie comportent déjà des parties fluides

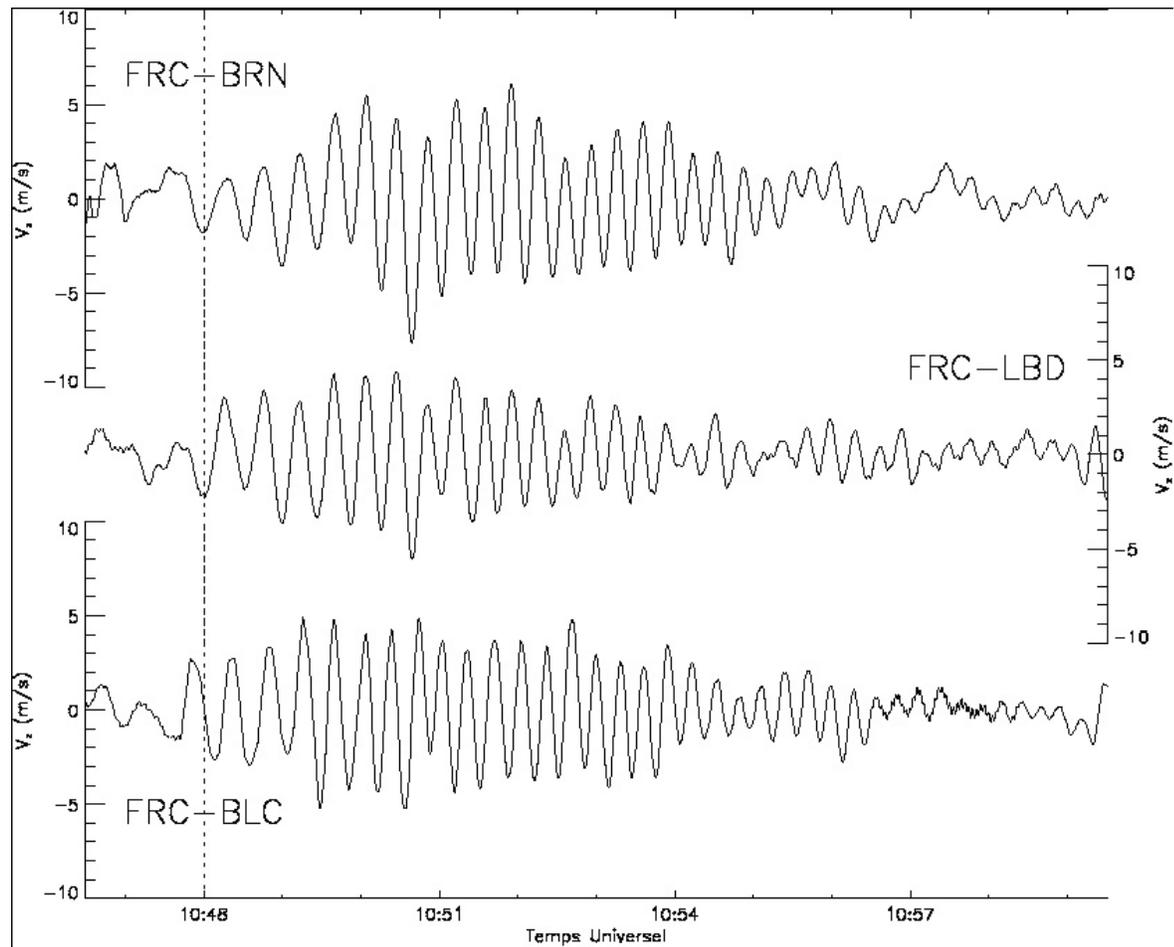


FIG. 8.3 – *Comparaison des trois liaisons à 4.6 MHz lors du séisme de Costa Rica le 20 août 1999. Les signaux ont été filtrés des périodes supérieures à 3 minutes. Les fluctuations arrivent d'abord sur la liaison FRC-BRN. Un décalage de quelques secondes sur le temps d'arrivée est visible entre les trois points de sondage.*

(noyau liquide et océans). Il est donc possible de prendre en compte l'atmosphère en ajoutant une couche gazeuse à ces modèles sans modification importante des codes. Cependant, l'hypothèse de l'élasticité n'est pas valable dans l'atmosphère, où il est nécessaire de prendre en compte l'atténuation due à la viscosité. De plus, la condition de surface libre n'est pas appropriée, dans la mesure où l'atmosphère n'a pas de frontière supérieure définie. L'énergie transportée par des ondes ascendantes n'est en général pas piégée dans l'atmosphère, et il faut pouvoir traduire cet échappement à la limite supérieure du modèle choisi.

La théorie utilisée ici permet de prendre en compte ces effets. Ceux-ci introduisent dans l'équation aux modes propres (encadré 2) des termes dépendant de la fréquence, ce qui rend délicat le calcul des modes par des méthodes directes. Il est nécessaire de connaître la fréquence pour calculer les termes de l'équation à résoudre, et de là en déduire la fréquence propre. Un procédé itératif doit donc être mis en œuvre. Ces termes étant de second ordre nous les intégrons à partir d'un processus variationnel [6]; l'équation aux modes propres complète est exprimée pour une fréquence donnée plus un terme de perturbation en fréquence. Pour calculer les deux composantes de l'équation complète, on utilise les fréquences propres de l'équation "simple" (sans viscosité et avec surface libre). On utilise aussi l'ensemble des fonctions propres associées, modifiées pour satisfaire à la condition de surface radiative, comme base de décomposition à partir de laquelle on résout l'équation complète. On réinjecte ensuite les nouvelles fonctions propres et fréquences propres obtenues dans le processus jusqu'à la convergence.

Cette méthode présente l'avantage de calculer les modes du système complet Terre avec atmosphère, chaque mode ayant une part de son énergie dans la Terre solide, une autre part dans l'atmosphère. On obtient alors un catalogue de modes propres selon lesquels on peut décomposer tout champ de déplacement satisfaisant aux équations de l'élastodynamique. Nous avons utilisé pour nos modélisations le modèle PREM [7] pour la Terre solide, incluant une couche océanique fluide, auquel nous avons ajouté un modèle d'atmosphère calculé à partir de l'"*US Standard Atmosphere*" [8], jusqu'à une altitude

de 200 km. Trois types de mode sont obtenus : solides, atmosphériques et océaniques (figure 8.10). L'importance du couplage Terre solide - atmosphère s'évalue pour chaque mode en regardant la fraction d'énergie située dans l'atmosphère pour un mode solide ou inversement (figure 8.4).

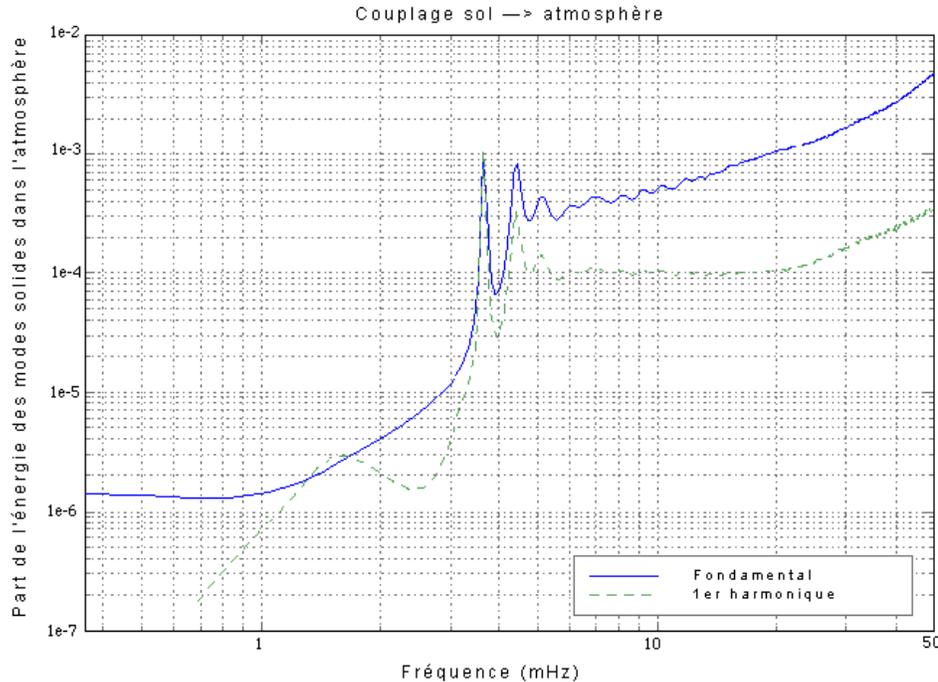


FIG. 8.4 – *Intensité du couplage sol atmosphère : fraction de l'énergie des modes sismiques transmis à l'atmosphère. Deux pics à 3.68 et 4.3 mHz correspondent aux fréquences de résonance de l'atmosphère des guides d'ondes à 20 et 70 km d'altitude. En dessous de 3 mHz, on voit l'effet de la fréquence de coupure acoustique.*

À partir d'un mécanisme de source donné, il est alors possible de calculer des sismogrammes synthétiques en tout point de la Terre et de l'atmosphère, par sommation des modes excités [9]. Dans le cas d'une source sismique, seuls les modes solides sont utilisés.

Nous présentons ici deux exemples de synthétiques, au sol et dans l'ionosphère, créés à l'aide de cette méthode.

La figure 8.5 présente les synthétiques associés aux deux mesures Doppler déjà

présentées pour le séisme du 18 juin 2000 (Sud de l'Océan Indien). Notre calcul s'est limité aux fréquences inférieures à 33 mHz afin de rester dans le domaine où la théorie des modes est la plus efficace. L'accord est globalement bon et confirme que les signaux Doppler sont d'origine sismique, générés par un couplage purement dynamique entre la Terre solide et l'atmosphère. Les différences obtenues, notamment sur l'amplification du signal en fonction de la fréquence, sont probablement dues à une mauvaise estimation de la viscosité dans l'atmosphère.

La figure 8.6 présente les synthétiques associés aux trois mesures Doppler pour le séisme du Costa Rica du 20 août 1999 calculés à l'altitude du sondage (en haut) et au niveau du sol. Les différences de temps d'arrivée sont strictement les mêmes entre le sol et l'ionosphère, et sont identiques à celles mesurées sur la figure 8.3, aux erreurs de pointé de phase près. Ceci confirme que l'onde de pression est générée par les ondes de Rayleigh, et se propage quasi-verticalement dans l'atmosphère.

Exploitation des observations

La propriété caractéristique de la propagation des infrasons est le filtrage des ondes en fonction de leur fréquence (encadré 3). En l'absence de mesures *in situ* des coefficients d'atténuation dans l'atmosphère, il est nécessaire de tirer parti d'un signal de source connue. Le filtre des ondes acoustiques peut ainsi être étudié mesurant l'onde de pression formée par une forte explosion [12] ou bien générée par un séisme de grande magnitude. Yuen et al. [3] ont interprété la disparition des ondes de période 30 secondes à 300 km d'altitude par le filtrage atmosphérique et ont calculé qu'à cette période les ondes étaient amorties par un facteur 100 entre 200 et 300 km d'altitude. Tanaka et al. [13] ont calculé que les ondes de période 20 secondes ne sont quasiment pas atténuées à 150 km d'altitude par rapport à 100 km d'altitude et le sont à 75 % à 220 km.

Les mesures systématiques du sondeur de Francourville permettent d'étudier plus finement le filtrage atmosphérique, dans la mesure où les signaux d'origine sismique sont détectés à partir des magnitudes 6.5 et plus, ce qui correspond à plusieurs événements

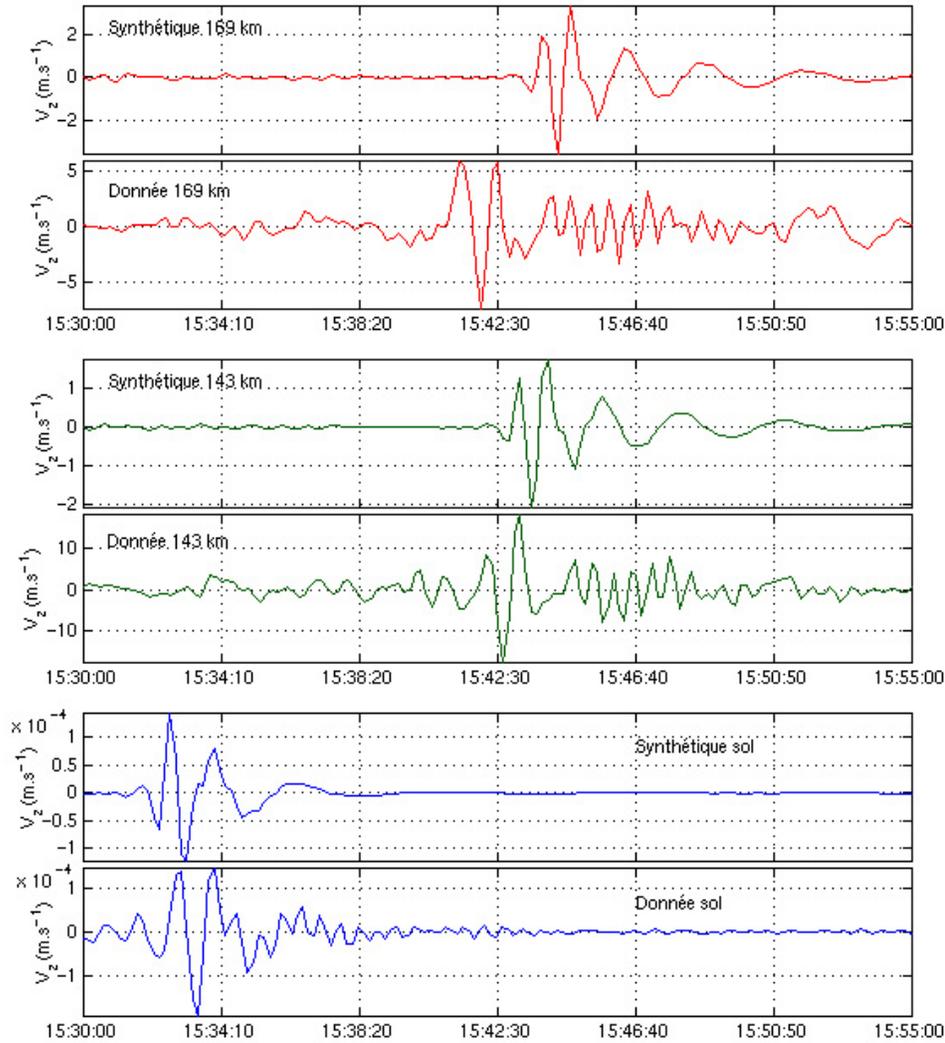


FIG. 8.5 – *Données et synthétiques pour le séisme du 18 juin 2000. On observe un accord globalement bon, compte tenu de la simplicité du modèle (Terre à symétrie sphérique, effets non-linéaires et vents négligés). Les différences entre les observations et le signal modélisé peuvent être d'abord liées à des erreurs sur le mécanisme de source du séisme et sur le modèle de Terre (solide) employé : on observe en effet sur le synthétique au sol une sous-estimation de hautes fréquences, et une avance des temps d'arrivée. D'autres erreurs sont engendrées dans la modélisation de l'atmosphère : on observe cette fois-ci un retard des temps d'arrivée, qui peut être lié soit à des erreurs sur le profil de vitesse du son, soit à l'effet du vent. Enfin l'amplification est moins importante sur les synthétiques, ce qui indique que le modèle de viscosité est probablement surestimé ici.*

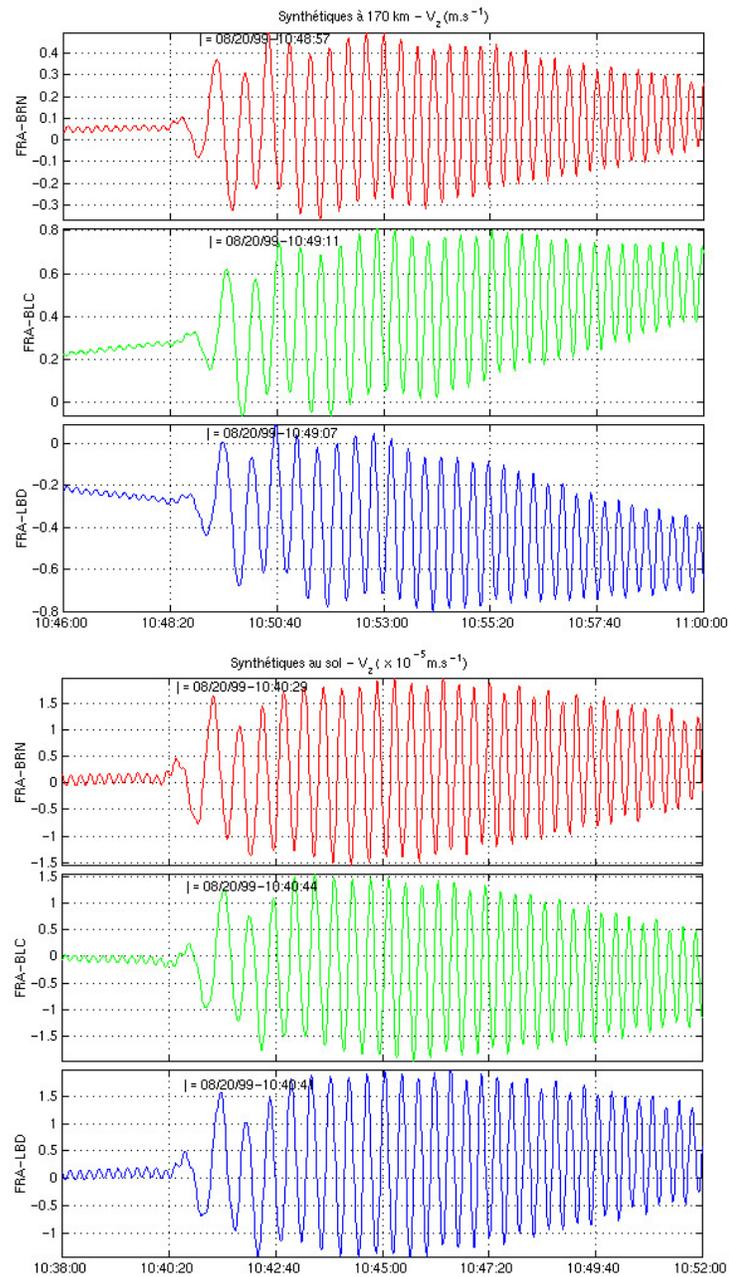


FIG. 8.6 – Synthétiques calculés pour les trois liaisons du réseau lors du séisme du Costa Rica le 20 août 1999, à l'altitude de sondage (en haut) et au niveau du sol. Les différences de temps d'arrivée sont les mêmes aux deux altitudes, et correspondent au décalage d'arrivée de l'onde de surface au sol.

par mois. Nous pouvons ainsi ne garder que les signaux de bonne qualité et disposer de mesures redondantes. De plus les sismogrammes issus de stations proches permettent de bien contraindre la source des signaux.

Pour illustrer l'effet du filtrage atmosphérique, nous comparons le spectre du signal sismique avec celui du signal ionosphérique (figure 8.7). Les formes générales des spectres du sismogramme et de la mesure Doppler sont en bon accord, ce qui confirme encore une fois l'origine sismique des signaux ionosphériques mesurés. Les mesures sur deux fréquences différentes nous donnent des informations supplémentaires sur l'altitude où se produit l'atténuation : avec les spectres du 16 octobre 1999, on remarque que les périodes inférieures à 15 secondes sont très sensiblement atténuées entre 154 et 183 km d'altitude.

La base de modes propres actuelle permet de calculer des synthétiques jusqu'à 200 km d'altitude et pour des périodes supérieures à 15 secondes. On représente sur la figure 8.8 le facteur d'amplification de l'onde depuis le sol en fonction de sa fréquence et de l'altitude, dans le cas du séisme de l'océan indien du 18 juin 2000. On vérifie la très bonne correspondance avec la figure 8.11. On note de plus une amplification particulière du signal à 3,7 et 4,3 mHz, ce qui correspond aux deux fréquences de fort couplage de la figure 8.4. Les deux minima de vitesse du son vers 20 et 70 km d'altitude induisent des guides d'ondes à ces altitudes, ce qui se traduit sur les modes en une intensification du couplage pour les deux fréquences de résonance correspondantes. Pour les hautes fréquences, l'atténuation liée à la viscosité est sensible à partir de 170 km, et au-dessus de 25 mHz. La prolongation du modèle numérique à de plus hautes fréquences est nécessaire pour une étude plus quantitative, afin de valider ou corriger le profil de viscosité utilisé.

Conclusion

Le processus d'inversion de la structure de l'atmosphère, envisagé pour obtenir le profil de viscosité, consiste à ajuster le modèle utilisé afin d'obtenir le meilleur accord possible entre les synthétiques et les mesures. Les différences actuelles entre

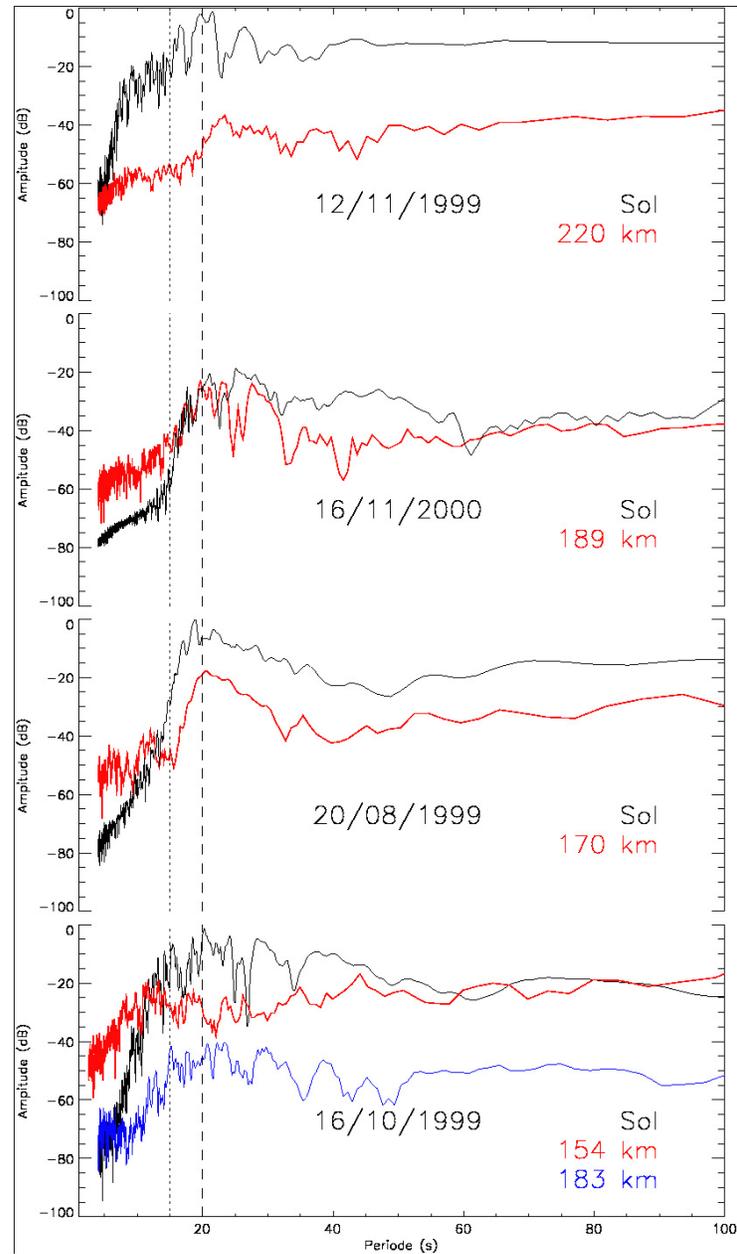


FIG. 8.7 – Comparaison des spectres du sismogramme (noir) et des mesures Doppler (rouge et bleu). Le spectre à 183 km du 16/10/1999 a été décalé de 20 dB pour éviter la superposition des deux spectres de mesure Doppler. La forme générale du spectre du sismogramme est conservée pour le spectre de la mesure Doppler. Le rapport signal sur bruit est nettement moins favorable dans le cas des mesures ionosphériques que pour celui des mesures au sol. Beaucoup d'ondes acoustiques de période inférieure à 10 secondes viennent se superposer à l'onde acoustique générée par le séisme.

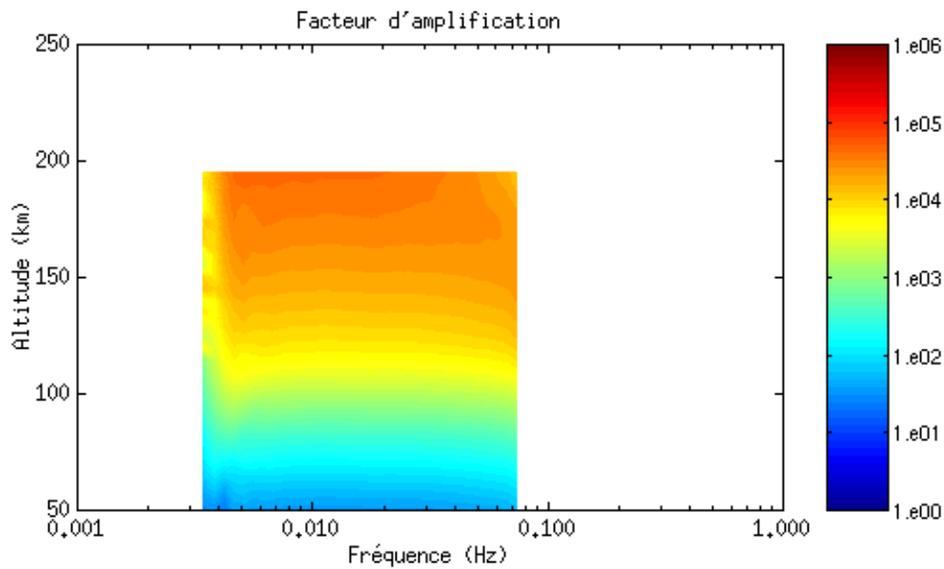


FIG. 8.8 – Amplification en fonction de l'altitude (mêmes axes que la figure 8.11) calculée pour le séisme du 18/06/2000. On note le fléchissement à basses fréquences lié à la fréquence de coupure acoustique, et l'influence de l'atténuation visqueuse sur les fréquences supérieures à 25 mHz (périodes inférieures à 40 secondes). Le couplage à 3,7 et 4,3 mHz (figure 4) est visible par une amplification plus forte à altitude constante.

synthétiques et données sont d'une part des décalages de temps d'arrivée, et d'autre part des amplifications sensiblement différentes.

Qualitativement, ces différences s'expliquent par des erreurs de modélisations à différentes étapes :

- D'une part, l'onde de Rayleigh peut être plus ou moins bien calculée en fonction de la qualité du modèle de Terre solide utilisé et du mécanisme au foyer déterminé: les écarts aux observations engendrées apparaissent sur les synthétiques au sol, et peuvent ainsi être sortis du processus d'inversion. Il ne reste alors que les différences liées au modèle d'atmosphère employé.
- Les temps d'arrivée de l'onde dans l'ionosphère diffèrent sensiblement sur l'exemple de la figure 8.5. On constate une avance de 1 à 2 minutes des synthétiques, soit environ 15 % du temps de parcours dans l'atmosphère. L'incertitude de quelques kilomètres sur l'altitude de réflexion ne peut engendrer qu'un décalage de quelques secondes, de même que l'erreur liée à l'absence de vent dans notre modèle. En revanche, le profil de vitesse du son, directement lié à celui de la température, peut subir des variations suffisantes pour expliquer l'avance des modélisations. Ici un profil moyen a été utilisé, l'introduction d'un modèle de température intégrant les variations saisonnières s'avère donc nécessaire.
- L'amplification globale du signal est liée à la décroissance exponentielle de la densité au premier ordre. L'exemple présenté montre une sous-estimation globale de l'amplitude des signaux, ce qui indique que le profil de densité utilisé est peut-être surestimé.
- L'atténuation différentielle selon la fréquence est due à l'effet de la viscosité.

Pour chaque fréquence, il est possible de calculer l'écart entre le modèle et l'observation, après correction des éventuels effets précédemment cités. Il est alors possible d'ajuster le modèle de viscosité jusqu'à obtenir le profil expliquant le mieux les observations.

Remerciements:

Nous remercions M. Fleury (France Télécom R&D) pour nous avoir fourni les ionogrammes de la station de Lannion qui nous ont permis de calculer l'altitude de réflexion du sondage Doppler.

Références :

- C1 Farges, T., Le Pichon, A., Blanc, E., Perez, S. et B. Alcoverro, Ondes de gravité générées par l'éclipse du 11 août 1999, CHOCS, ce numéro.
- 1 Leonard R. S., and R. A. Barnes, Observation of ionospheric disturbances following the Alaska earthquake, *J. Geophys. Res.*, 70 (1965) 1250-1253.
 - 2 Davies, K., and D. M. Baker, Ionospheric effects observed around the time of the Alaskan Earthquake of March 28, 1964, *J. Geophys. Res.*, 70 (1965) 2251-2253.
 - 3 Yuen, P.C., P.F. Weaver, R. K. Suzuki and A.S. Furumoto, Continuous traveling coupling between seismic waves and the ionosphere evident in May 1968 Japan earthquake data, *J. Geophys. Res.*, 74 (1969) 2256-2264.
 - 4 Hedin, A. E., Extension of the MSIS Thermospheric Model into the Middle and Lower Atmosphere, *J. Geophys. Res.*, 96 (1991) 1159.
 - 5 Wolcott, J. H., D. J. Simons, D. D. Lee and R. A. Nelson, Observations of an ionospheric perturbations arising from the Coalinga earthquake of May 2, 1983, *J. Geophys. Res.*, 89 (1984) 6835-6839.
 - 6 Lognonné P., Clevede E. et Kanamori H., Normal mode summation of seismograms and barograms in a spherical Earth with realistic atmosphere, *Geophys. J. Int.*, 135, (1998), 388-406.

- 7 Dziewonski A. et D. L. Anderson, Preliminary Reference Earth Model, *Phys. Earth Planetary Interiors*, 25, (1981), 297-356.
- 8 Committee on the extension to the standard atmosphere, *U. S. Standard Atmosphere*, 1976, U. S. Government printing Office, Washington D.C., (1976).
- 9 Artru J., P. Lognonné et E. Blanc, Normal modes modelling of post-seismic ionospheric oscillations, *Geophys. Res. Let.*, 28, (2001), 697-700.
- 10 Pitteway, M. L. V. et C. O. Hines, The viscous damping of atmospheric gravity waves, *Can. J. Phys.*, 41 (1963) 1935-1948.
- 11 Broche, P., Contribution à l'étude des ondes acoustiques dans la haute atmosphère par la mesure des variations de phase d'une onde décimétrique, thèse de l'Université de Paris (1969).
- 12 Barry, G. H., L. J. Griffiths et J. C. Taenzer, HF radio measurements of high-altitude acoustic waves from ground-level explosion, *J. Geophys. Res.*, 71 (1966) 4173-4181.
- 13 Tanaka, T., T. Ichinose, T. Okusawa, T. Shibata, Y. Sato, C. Nagasawa et T. Ogawa, HF-Doppler observations of acoustic waves excited by the Urakawa-Oki earthquake on 21 March 1982, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 46 (1984) 233-245.

Encadré 1 : Couplage sol - atmosphère

Un microbarographe mesure les très faibles variations de la pression atmosphérique. Nous caractérisons le mécanisme de couplage entre le sol et l'atmosphère en comparant les mesures d'un microbarographe avec celles du déplacement du sol. La station de l'OTICE (Organisation du Traité de l'Interdiction Complète des Essais) installée en Mongolie est composée de microbarographes et de sismographes. Ces instruments ont mesuré un fort signal après le séisme d'Inde du 26 janvier 2001. Sur la figure 8.9, on représente le signal sismique (mesure du déplacement vertical du sol par un sismographe) et le signal infrason (mesuré par un microbarographe). On remarque la simultanéité d'arrivée des signaux ainsi que le très bon accord entre les formes d'onde pour l'onde de Rayleigh. En revanche, les ondes de volume, P et S, ne sont pratiquement pas transmises dans l'atmosphère. La comparaison des spectrogrammes montre que la dispersion des basses fréquences vers les hautes fréquences suit la même évolution dans les deux cas et que le niveau de bruit à basse fréquence (inférieur à 0.2 Hz) est plus élevé pour le signal infrason que pour le signal sismique.

Trois sources différentes peuvent a priori être à l'origine du signal : l'action directe de l'onde sismique sur le microbarographe, les variations de pression dues à la variation d'altitude de l'instrument, et le couplage entre le sol et l'atmosphère. Les caractéristiques techniques du microbarographe montre qu'au maximum 10% du signal mesuré peut être dû à un effet mécanique de l'onde sismique sur le capteur. Le déplacement vertical maximum lié au passage de l'onde de Rayleigh est de 5 mm, et la variation de pression associée, en considérant une valeur raisonnable de 100 hPa par kilomètre, est au maximum de $5 \cdot 10^{-2}$ Pa. Cela représente moins de 10% de la variation de pression effectivement mesurée qui est de 0.6 Pa. Dans les conditions normales de température et de pression, le couplage sol - atmosphère donne théoriquement une variation de pression d'amplitude crête à crête (en μbar)

$$p = 247 \frac{a}{T},$$

où a est l'amplitude crête à crête de l'onde sismique (en cm), et T la période moyenne de cette onde (en secondes). Pour les signaux mesurés en Mongolie, la période moyenne est de 20 s. La loi prédit une amplitude de l'onde de pression de 0.6 Pa, soit l'amplitude effectivement mesurée. La source principale de la variation de pression atmosphérique est donc le couplage sol-atmosphère.

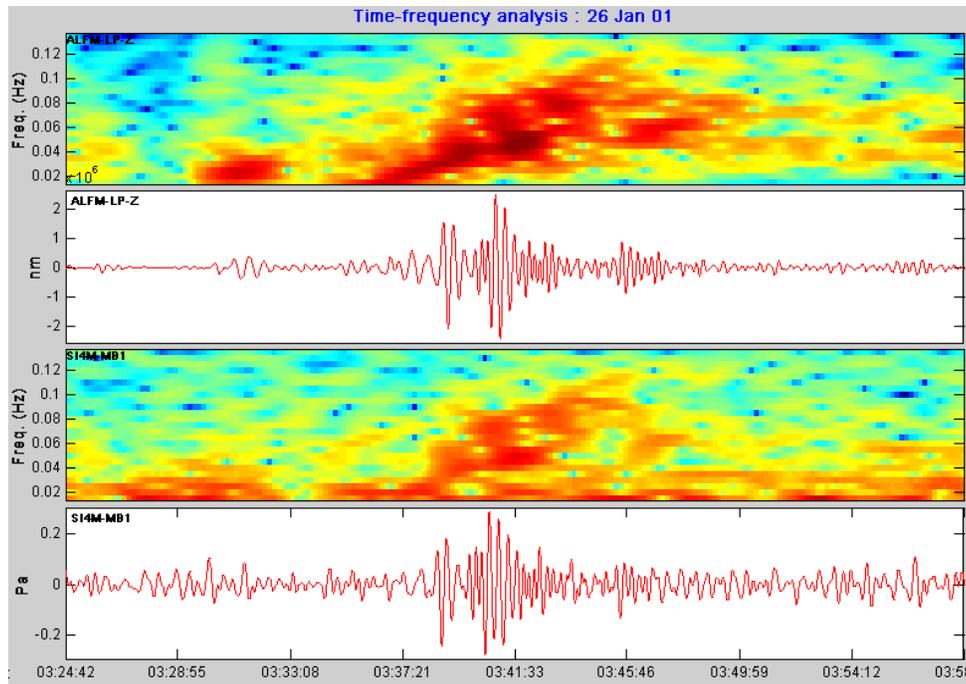


FIG. 8.9 – Comparaison des signaux sismique (en millimètres) et infrason et de leurs spectrogrammes respectifs lors du séisme d'Inde le 26 janvier 2001 de magnitude 8.0 Ms. Les temps d'arrivée en TU du signal sismique sont : 03:25:48 (onde P), 03:30:08 (onde S) et 03:37:47 (onde de surface de Rayleigh qui est moins rapide que les ondes de volume P et S).

Encadré 2 : Théorie des modes

L'objet de la théorie des modes en sismologie est de calculer l'évolution d'un système perturbé élastiquement à partir d'un état d'équilibre hydrostatique. L'équation d'évolution linéarisée du champ de déplacement $\mathbf{u}(\mathbf{x},t)$ s'écrit dans un repère cartésien :

$$\frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} = -A(\mathbf{u}) = \frac{1}{\rho} (\nabla \cdot (\mathbf{T} - \mathbf{u} \cdot \nabla T_0) - \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) \mathbf{g} - \rho \nabla \phi_1),$$

où ρ est la densité, \mathbf{g} le champ de pesanteur, \mathbf{T} le tenseur des contraintes élastiques et \mathbf{T}_0 le champ de contraintes à l'équilibre, solution de l'équation :

$$\rho_0 \mathbf{g} - \nabla \cdot \mathbf{T}_0 = 0.$$

$\nabla \phi_1$ est le potentiel de redistribution de masse qui représente la perturbation du champ de gravité.

Le tenseur des contraintes élastiques prend une forme différente selon les régions du système. De façon générale, on l'écrit sous la forme :

$$T_{ij} = \sum_{kl} C_{ijkl} \cdot \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right),$$

où :

- $C_{ijkl} = \lambda \delta_{ij} \delta_{kl} + 2\mu \delta_{ik} \delta_{jl}$ dans les parties solides isotropes (λ et μ sont les coefficients élastiques de Lamé)
- $C_{ijkl} = \lambda \delta_{ij} \delta_{kl}$ dans les parties liquides
- $C_{ijkl} = \rho c^2 \delta_{ij} \delta_{kl}$ dans l'atmosphère.

Enfin, au passage de discontinuités, on impose :

- Pour les interfaces solide - solide, la continuité du déplacement et des contraintes,
- Pour les interfaces solide - fluide, la continuité du déplacement normal (radial en symétrie sphérique) et des contraintes normales.

Les modes propres sont les champs de déplacement $\mathbf{u}_k(\mathbf{x})$ vérifiant :

$$-\omega_k^2 u_k = -A(u_k),$$

ainsi que les conditions aux interfaces et aux limites. ω_k est la fréquence propre du mode car la fonction $u_k(x)e^{i\omega_k t}$ est solution de l'équation d'évolution.

Ces modes forment une base complète de l'ensemble des solutions, c'est-à-dire que toute solution s'écrit sous la forme :

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \sum_k \alpha_k u_k(x) e^{i\omega_k t},$$

où les coefficients α_k sont déterminés par le mécanisme de source.

Cette méthode est valable en 3 dimensions, cependant elle est particulièrement efficace pour les calculs en symétrie sphérique, notamment grâce à l'utilisation de décompositions en harmoniques sphériques.

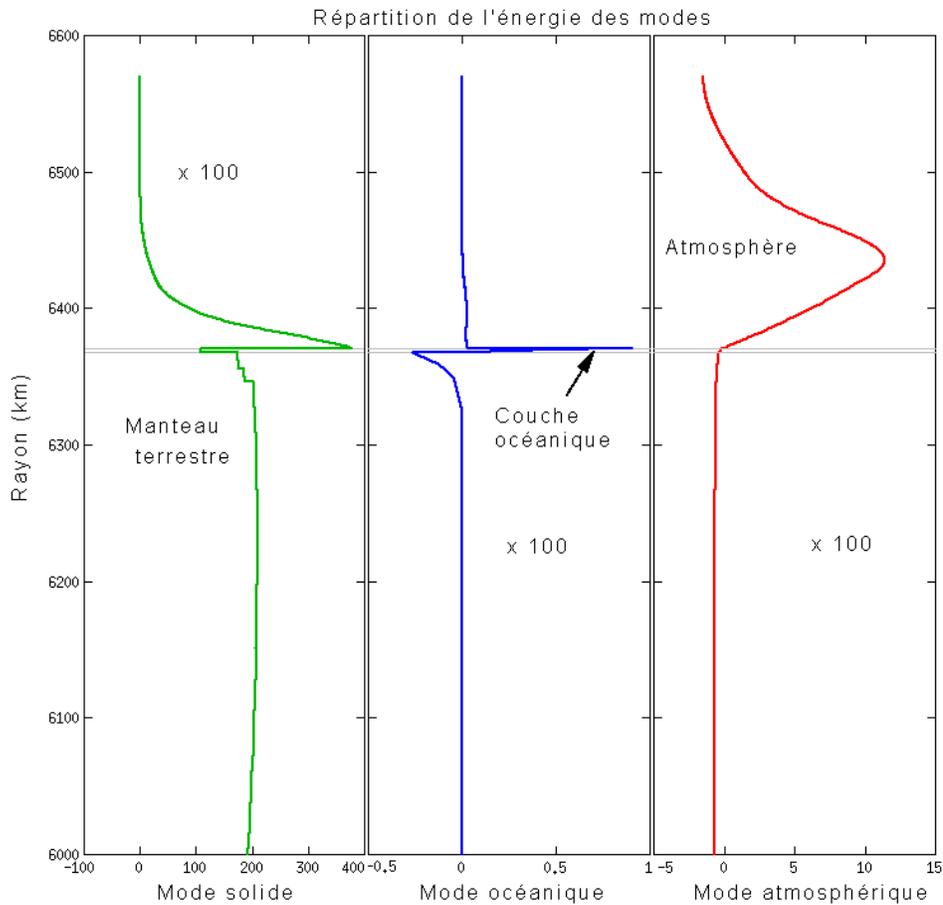


FIG. 8.10 – On représente, pour les différents types de modes, la répartition de l'énergie cinétique due au déplacement vertical associé au mode. On constate que si les modes sont fortement localisés dans l'une ou l'autre des parties du modèle (Terre solide, atmosphère, océan), une faible partie de leur énergie "sort", induisant ainsi les effets de couplage observés. Les amplitudes ont été multipliées par 100 dans certaines zones pour faciliter la lecture.

Encadré 3 : Filtrage atmosphérique

La théorie de Pitteway et Hines [10] sur la propagation des ondes dans l'atmosphère montre qu'il existe à partir de 150 km une forte atténuation des ondes pour des périodes supérieures à 1 seconde. L'amplitude $\Gamma(z_0)$ d'une onde se propageant à partir du sol jusqu'à une altitude z_0 vérifie la relation [11] :

$$\Gamma(z_0) = \exp\left(\frac{z_0}{2H_0}\right) \cdot \exp\left(-\int_0^{z_0} \alpha dz\right);$$

elle dépend de deux termes :

- le premier est l'amplification due à la stratification de l'atmosphère par la pesanteur et dépend de l'altitude z_0 et de H_0 l'échelle de variation de la densité ρ avec l'altitude ($\frac{d\rho}{dz} = -\frac{\rho}{H}$).
- le second représente les pertes par dispersion thermique et par viscosité, le coefficient d'absorption α étant donné par l'équation 3.22. Lorsque l'on néglige la perte par thermoconduction, α dépend de la fréquence f de l'onde et du coefficient de viscosité cinématique $\eta(z)$:

$$\alpha = \frac{8\pi^2\eta(z)f^2}{3c^3}.$$

Le graphe du haut de la figure 8.11 montre le résultat du calcul de Γ avec $H_0 = 8$ km. L'amplification en fonction de l'altitude et de la fréquence de l'onde est représentée par des iso-contours. L'effet du terme de perte est visible dans le coin droit du graphe. La propagation d'une onde acoustique dans un champ de pesanteur est limitée pour les basses fréquences par une fréquence de coupure acoustique en dessous de laquelle l'onde devient évanescence: son amplitude Γ est alors en $\exp(-kz)$. Cette fréquence de coupure varie avec l'altitude et est représentée en rouge sur la figure. Le calcul de Γ sur la figure 8.11 prend en compte l'effet de la fréquence de coupure qui n'est pas inclus dans la formule donnée plus haut.

On détaille, sur le graphe du bas, la variation de Γ en fonction de l'altitude pour trois périodes particulières. Ces courbes montrent que l'atmosphère se comporte comme

un filtre passe-haut en période ; pour une période particulière apparaît une altitude critique en dessous de laquelle l'onde est filtrée : 120 km pour 1 s, 240 km pour 10 s.

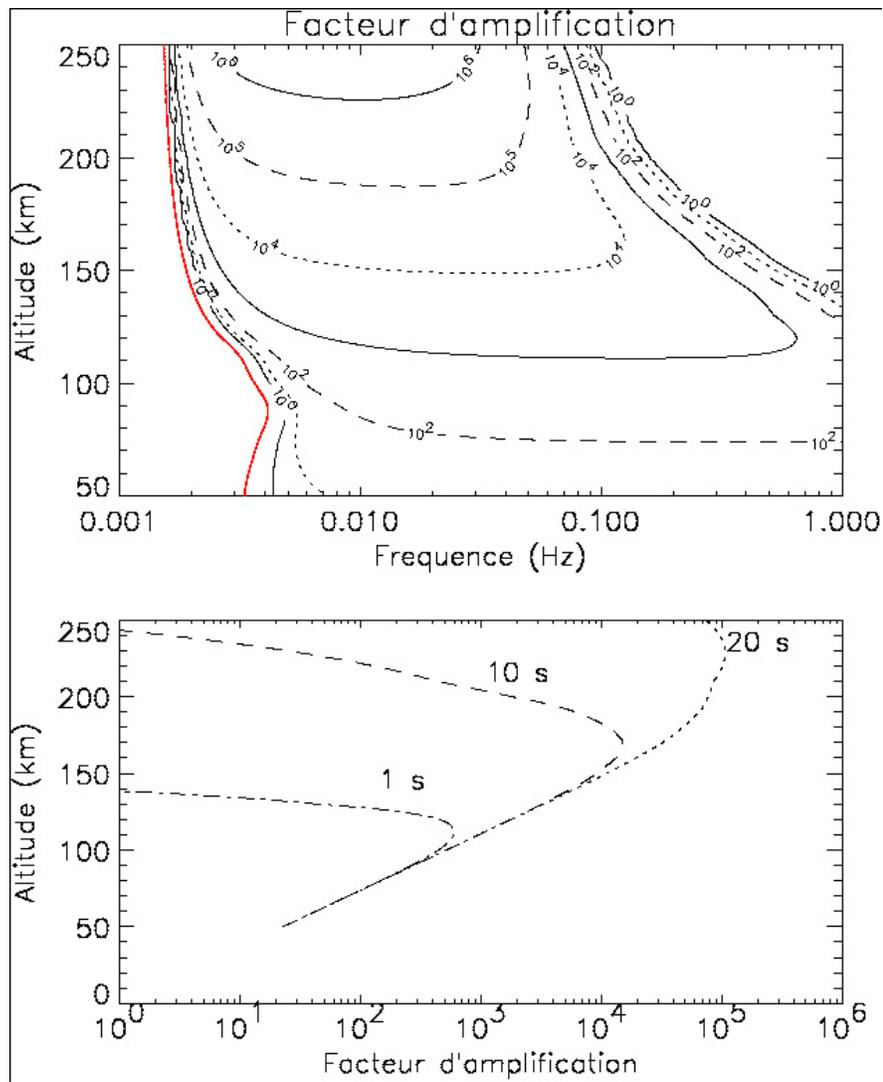


FIG. 8.11 – *Facteur d'amplification en fonction de la fréquence calculée à partir de l'expression de Γ .*

Chapitre 9

Theory and observation of acoustic coupling between the solid Earth and its atmosphere

J. Artru¹, P. Lognonné¹, E. Blanc¹ and T. Farges²

Original Manuscript, Mars, 2001

Proceedings ION/OHP Joint Meeting, Jan 2001

Abstract

Acoustic coupling between solid Earth and atmosphere has been observed since the 60^s on either ground-based or satellite measurements. This coupling leads to clearly identified signals on seismic data after atmospheric events or on atmospheric or ionospheric measurements after big quakes. Normal modes theory for the whole system Earth+atmosphere is well adapted for the study of such signals. We present here the theory developed to compute realistic normal modes and the applications to modeling of coupling phenomena. Synthetics for either solid or atmospheric source or measurement are presented, showing a good agreement.

¹Département de Géophysique Spatiale et Planétaire, FRE2315 CNRS, Institut de Physique du Globe de Paris, Saint Maur des Fosses, France

²Laboratoire de Détection et de Géophysique, Commissariat à l'Energie Atomique, BP12, 91 680 Bruyères le Chatel, France

Introduction

Since about 10 years, many observations of coupling between the Solid Earth and its atmosphere were reported in seismology. At least three types of observations are supporting such coupling : The first one consists in the observation of seismic signals associated to strong atmospheric sources. Among the first were the records performed at Irkutsk following the atmospheric explosion of a meteor or comet in Siberia on June, 30, 1908 [Ben Menahem, 1975]. More recently, seismic signals were recorded by *Cevolini* [1994], following an meteor atmospheric explosion in Italy. Similar signals were recorded following the major nuclear explosions performed by United States and Soviet Union in the atmosphere, between 1945 and their limited interdiction in 1963. Apart many reports and studies concerning atmospheric waves, [e.g. *Yamamoto*, 1956-1957, *Hunt*, 1960, *Press & Harkrider*, 1962, *Donn & Ewing*, 1962a-b, *Harkrider*, 1964] Other powerfull atmospheric sources are the volcano explosions, like El Chichon in 1982, and especially Pinatubo in 1991. By stacking 12 IDA stations during 12 hours, *Zurn & Widmer* [1996] have shown that the signals recorded following the Pinatubo eruption shown an selective excitation of Rayleigh surface waves around frequencies of 3.7 mHz, 4.44 mHz for the two mains peaks and 5.2 mHz, 6.1 mHz et 7.2 mHz. Many papers were published on the explanation of these unusual signals. Some have proposed a feedback regime between the atmosphere and the volcano [*Widmer & Zurn*, 1992, *Zurn & Widmer*, 1996]. Other proposed the excitation of two atmospheric waves, the low frequency one being a gravity wave, and the other being acoustic [*Kanamori & Mori*, 1992, *Kanamori et al.*, 1994].

The discovery of the continuous excitation of normal modes [*Suda et al.*,1998, *Kobayashi & Nishida*, 1998, *Tanimoto et al.*, 1998] has shown a second example of coupling between the solid Earth and its atmosphere. Such excitation appears to be produced by the turbulence of the Earth atmospheric boundary layer, which for wind extend within the first km of the surface and despictes seasonal variations [Nishida et al., 2000]. Simplified theory was proposed by *Tanimoto* [1999]. None are however able to fully account for some features of the amplitude spectrum of normal modes.

The third example of coupling is related to ionospheric perturbations after earthquakes. Such a coupling can either be observed near a seismic source or at teleseismic distances. Following a Magnitude 5.9, *Kelley et al.* [1985], reported thermospheric perturbation of about 300 K between 300 and 400 km of altitude, *i.e.* corresponding to 25% of relative temperature variations. *Calais & Minster*, [1995], reported ionospheric perturbations by using GPS data. As shown by *Lognonné et al.*, [1998], a small fraction of the surface waves is transferred in the atmosphere for frequencies higher than 4.4 mHz. The surface waves therefore produce a plume, which can reach the high atmosphere after being amplified by the exponential decay of the atmospheric density. *Artru et al.* [2001] have shown that such a signal might be therefore amplified by a factor of 50 000 when it reaches an altitude of 200 km. Typically, the detection threshold for atmospheric perturbations is about 10 m/s at 200 km (which generated for example Doppler effect of the order of 3×10^{-8}). Such signal can therefore be detected for ground velocities of about 0.2 mm/s. For low magnitude quakes, such amplitudes are found only in the vicinity of the quake and the ionospheric perturbation is just above the epicenter. For large and very large earthquakes however, such amplitudes might be found at teleseismic distances for the surface waves. Many observations were reported after large quakes in Alaska or Japan [*Yuen et al.*, 1969, *Weaver et al.*, 1970, *Leonard & Barnes*, 1965, *Davis & Baker*, 1965]. New generation HF sounders are now able to monitor such signals for quakes larger than 6.5 in magnitude. We recall in this paper the theory able to take into account these coupling effects by an explicit calculation of the normal modes of Earth model with realistic atmospheric model [*Lognonné et al.*, 1998]. We then show two applications for this theory: the first one is the analysis of the Pinatubo eruption, which can be foreseen as an example of excitation of the solid earth with source in the atmosphere. The second one is the recording of surface waves in the ionosphere, and therefore the excitation of atmosphere by earthquakes.

Normal mode theory: brief description

The atmosphere of the Earth (or other planets) changes the boundary conditions of the elastodynamic operator. The atmosphere is indeed such that no specific boundary can be defined, due to the exponential decay of the density. Moreover, acoustic waves are not reflected when propagating upward at high altitude, and lose their energy due to viscosity and non-linear effects.

In order to take into account these effects, it is first necessary to use a radiative boundary condition instead of the usual free surface boundary condition. Following *Unno* [1989] and *Watada* [1995], we assume a local dependence of the modes at the top of the atmosphere as r^λ . As shown by *Lognonné et al.*, [1998], each eigenfrequency ω determines two values for λ , respectively associated to modes with upward and downward propagating energy. This can be done with a variational method, which uses a basis of test functions, found by mapping the normal modes with free surface toward functions verifying explicitly the radiative boundary condition. It is also necessary to take, at higher altitude, above 100 km, viscous and possibly non-linear and thermal effects. The typical frequency domain of the ionospheric perturbations is from 1 to 50 mHz. In this range, viscous dissipation is expected to be important above 100 km high [*Pitteway & Hines*, 1963]. The viscous stress tensor can be expressed by:

$$\mathbf{T}'_{ij} = i\omega\mu_{vis} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3}\delta_{ij} (\nabla \cdot \mathbf{u}) \right). \quad (9.1)$$

Here, u_i is i^{th} component of displacement and μ the dynamic viscosity. This is a second order, frequency-dependent term that can be introduced in the variational process described in the previous section.

We use (then the method of *Lognonné et al.*, [1998]. and found all normal modes of the Solid Earth-Ocean-Atmosphere coupled system (spheroidal solid Earth modes, acoustic, gravity and Lamb atmospheric modes, gravity-tsunami modes). The main perturbation, for the spheroidal normal modes are found in the amplitude of normal modes rather than in the frequency or quality coefficient, whose perturbations appears too small to

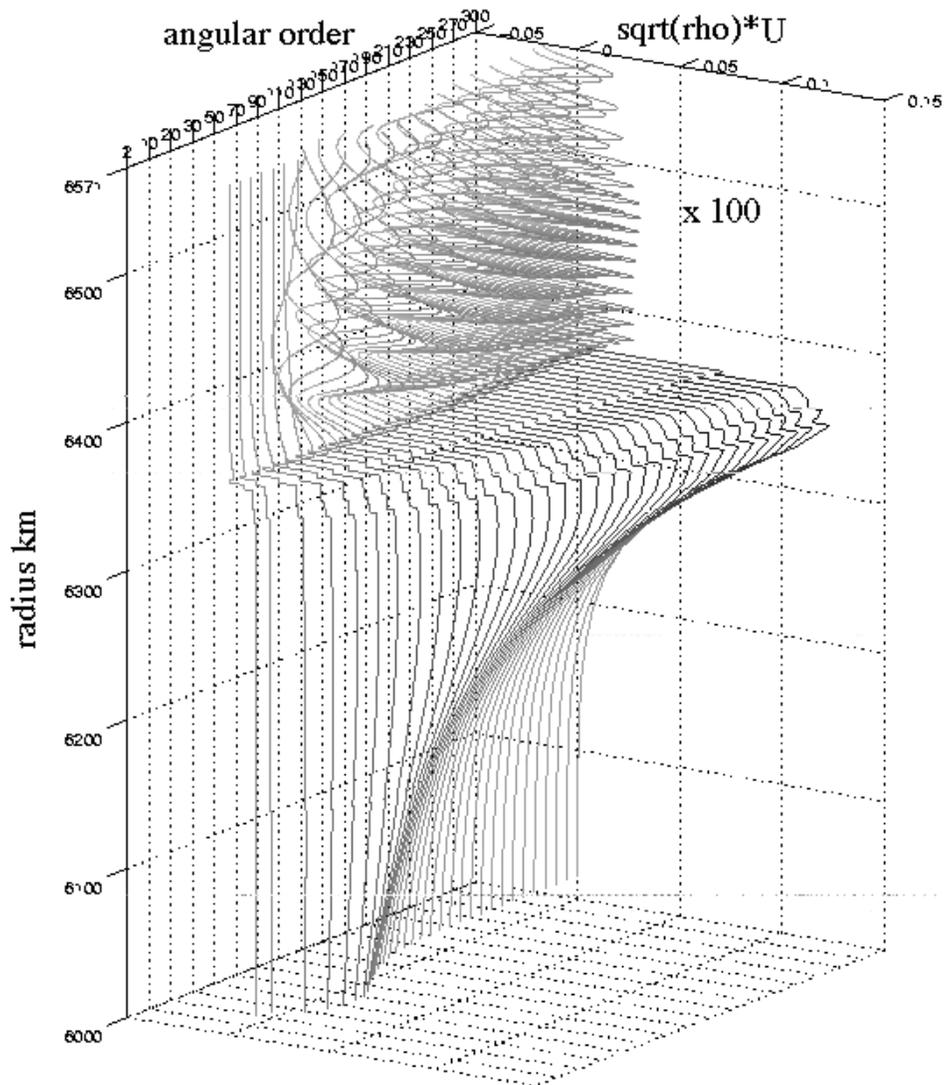


Figure 9.1: Amplitude of the Solid spheroidal normal modes in the upper mantle and atmosphere.

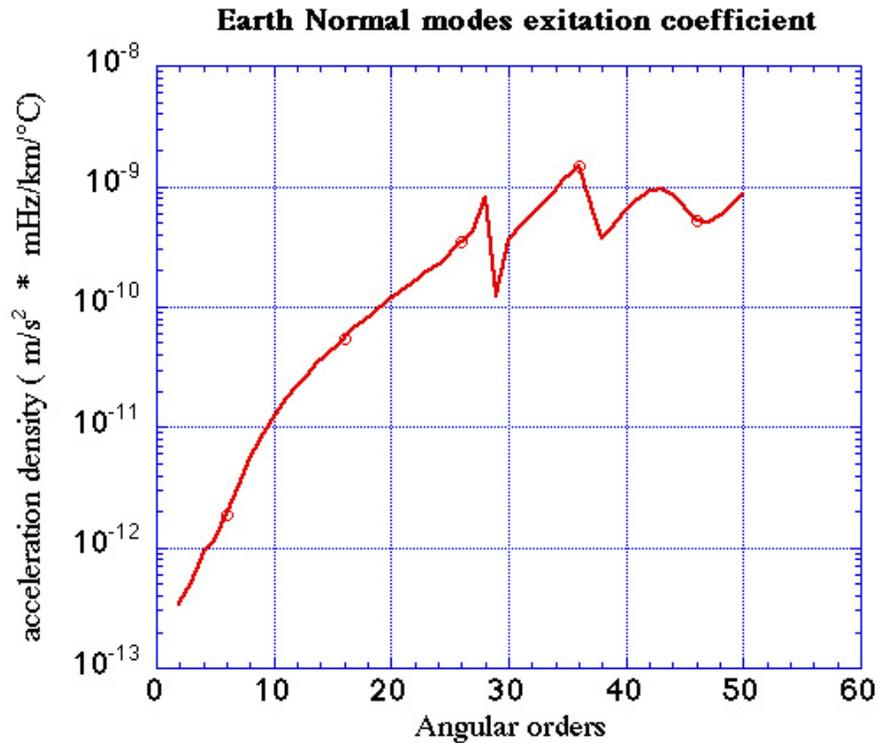


Figure 9.2: Trace of the acceleration term for an isotropic atmospheric sources $A_{\ell,n} = \delta_{\alpha,\beta} A_{\ell,n}^{\alpha,\beta}$ at the Earth surface ($z=0$). Note the small amplifications near the two frequencies corresponding to the fundamental and first overtone of the atmospheric modes.

be detected. Two regimes for the fundamental spheroidal modes are found: below 3.68 mHz (the exact frequency depending on the model), the atmospheric part of the mode is trapped and decreases exponentially with altitude. At higher frequencies in contrary, the energy propagates upward [Fig. 9.1].

Seismic sources and seismograms

As shown in the previous section, Normal modes can be computed for a complete Earth model. The Normal mode summation techniques can then be also applied for the computation of seismograms, wherever is the source, *i.e.* in the atmosphere or in the Solid Earth.

For a source in the solid Earth, it can as usual be expressed with a Moment tensor. For a source in the atmosphere, *Lognonné et al.* [1994] have shown that the generalization of the concept of stress glut can be done. We recall here the demonstration. Let us consider the non-linear equation of momentum conservation, written in the form

$$\partial_t(\rho \dot{\mathbf{u}}) = -\nabla p_{true} - \nabla \cdot (\rho \dot{\mathbf{u}} \dot{\mathbf{u}}) \quad (9.2)$$

where ρ is the density, \mathbf{u} the displacement with respect to the equilibrium position, $\dot{\mathbf{u}} = \partial_t \mathbf{u}$ the velocity, p_{true} the pressure, and where we neglect the gravity terms for simplicity. This expression is the one valid in the atmosphere. On the other hand, let us take the equation governing linearized seismology, where for sake of simplicity, we neglect self-gravitation

$$\partial_t(\rho \dot{\mathbf{u}}) = -\nabla p_{Hooke} + \mathbf{f} \quad (9.3)$$

where the atmospheric force is \mathbf{f} , the model of Hooke pressure is defined as $p_{Hooke} = -\kappa \nabla \cdot \mathbf{u}$ and where $\kappa = \gamma p$ is the bulk modulus of the fluid. The difference between the two equations allows us to express the excitation force, which is given by

$$\mathbf{f} = -\nabla \cdot \mathbf{\Pi} \quad (9.4)$$

where the momentum flux-glut tensor $\mathbf{\Pi}$ is the difference between the model momentum tensor, based upon Hooke's law and the true incremental momentum tensor. Here $\mathbf{\Pi}$ is given by :

$$\Pi_{ij} = (p_{true} - p_{Hooke})\delta_{ij} + \rho \dot{u}_i \dot{u}_j. \quad (9.5)$$

where δ_{ij} is the Kronecker symbol. The normal mode summation techniques [*Lognonné, 1991*] can now be used, below in a spherical model for sake of simplicity. Note that the theory used must take into account anelasticity, both related to the attenuation in the solid Earth and to the energy escape related to the radiative boundary condition. We finally obtain

$$\mathbf{u}(t, \mathbf{r}_s) = \sum_{k>0} \Re e \left(\frac{1}{i\sigma_k} \int_0^t dt' M_k(t') e^{i\sigma_k(t-t')} \mathbf{u}_k(\mathbf{r}_s) \right) . \quad (9.6)$$

where \mathbf{r}_s is the receiver/station location, index k denotes a given mode with quantum numbers ℓ, m, n , σ_k and \mathbf{u}_k are the normal frequency and normal mode respectively associated to the index k and where the source term $M_k(t')$ is given by the source integrated over the whole source volume and is expressed by

$$\begin{aligned} M_k(t) &= \int dV \Pi_{ij} \nabla^i v_k^j \\ &= \sum_{\alpha, \beta} \int dr r^2 E_{\ell n}^{\alpha\beta} \int d\Sigma Y_\ell^{Nm} \Pi_{\alpha\beta}, \end{aligned} \quad (9.7)$$

where we use a decomposition of the source term in generalized spherical harmonics and where \mathbf{v}_k is the dual normal mode. For global scale atmospheric sources, as those related to the continuous excitation of normal modes, all terms of (5) are important, in contrary to the hypothesis of *Tanimoto* [1999] which consists in neglecting the first part. Moreover, most of the pressure variations in the atmosphere are non-acoustic, i.e. such that $p_{hooke} \ll p_{true}$. Typical pressure spectral amplitude in the frequency range of normal modes are of the order of $0.5 \text{ mbar}/\sqrt{Hz}$ [*Beauduin et al.*, 1996], equivalent to a square velocity spectral density of $6.5^2 \text{ m}^2/\text{s}^2/\sqrt{Hz}$. For sources in the water, the pressure glut must be computed by using the difference between the two pressure terms. In both cases, the ground acceleration can be expressed as

$$\begin{aligned} a(t, \mathbf{r}_s) &= \sum_{k, \alpha, \beta} Y_\ell^{0m}(\theta_s, \phi_s) \Re \int_0^t dt' \int dz \\ &A_k^{\alpha\beta}(z, z_s) \frac{M_{\alpha\beta}^k(t', z)}{\rho(z)R} i e^{i\sigma_k(t-t')} \end{aligned} \quad (9.8)$$

where we choose to represent the source terms in temperature units integrated for altitudes $z = r - r_s$, and where

$$\begin{aligned} A_k^{\alpha\beta}(z, z_s) &= R\sigma_k u_k(r_s) \rho r^2 E_{\ell n}^{\alpha\beta}(r), \\ M_{\alpha\beta}^k &= \int d\Sigma Y_\ell^{Nm} \Pi_{\alpha\beta}. \end{aligned}$$

Here R is heat constant by mass unit and u_k the vertical amplitude of the mode. The trace of the acceleration density is given in *Fig. 9.2*.

Pinatubo eruption

As a first application we consider the atmospheric source term of the Pinatubo eruption. We take 18 stations of the Global Network (Geoscope and Iris) on the VLP channels corresponding to the full day of June, 15, 1991.

Two small quakes recorded on the data and originating from other sources as the

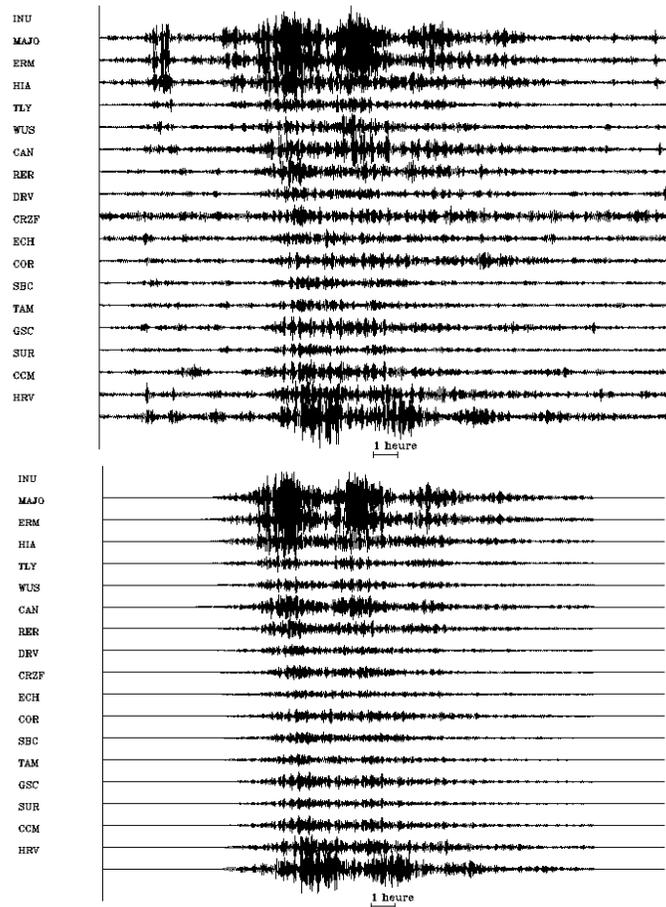


Figure 9.3: Top, band-pass filtered data recorded after the Pinatubo eruption by several stations of the global network. Bottom: synthetics found in the study.

Pinatubo region are subtracted from the data after a waveform fitting. The data cleaned are shown on the top of *Fig. 9.3*. We then perform a least square inversion of these data with synthetics filtered in the frequency band-pass window from 1 mHz to 8 mHz,

assuming that the seismic source is localized at a given altitude / depth z , is isotropic in direction and can radiate during 10 hours starting after June, 14, 1991. From relation (9.8), we then compute the acceleration at the stations altitude z_s as

$$a(t, \mathbf{r}_s) = \sum_k \Re e \frac{Y_\ell^{0m} A_k(z, z_s)}{\rho(z) R} \int_0^t dt' m_k(t', z) e^{i\sigma_k(t-t')}, \quad (9.9)$$

extending the summation up to the 10th harmonics and for all angular orders in the frequency window.

The inversion is performed by least square fitting of the vertical ground displacement after instrument correction and by adding a correlation time to the moment tensor history, and therefore by minimizing

$$\begin{aligned} Cost &= \sum_n \int (u_{obs}^n(t) - u_{cal}^n(t))^2 \\ &+ \epsilon \int dt m(t) C^{-1}(t - t') m(t'). \end{aligned} \quad (9.10)$$

We chose an exponential correlation function $C(t) = e^{-\frac{t^2}{\tau^2}}$ to stabilize inverse problem and performed inversions for all altitudes from a few kilometers depth to about 60 km of altitude. The best variance reduction (about 60 %, see *Fig. 9.4*) is found near the surface and at an altitude between 24 and 28 km.

In order to assess the validity of a low altitude source with respect to a high altitude one, we compared the amplitudes of the two different sources. The seismic moment of the source ranges between a minimum expressed as $M_0 = \tau_b(\gamma - 1)E$ [*Lognonné et al.*, 1994], where γ is the adiabatic index of the atmosphere and τ_b the duration of the blast, and $M_0 = 2\tau_b E$ when all the energy is released in kinetic energy, which might be the case for the eruption where most of the ejecta have a vertical velocity. As shown by *Fig. 9.5*, reasonable amplitudes are found only for a source at 24-28 km of altitude, with most of the energy released at the time of the individual explosions and release of seismic moment are found near the reported date of the individual eruptions. These eruptions are associated to yields of about 4000 MT.sec, corresponding to explosion releasing about 20

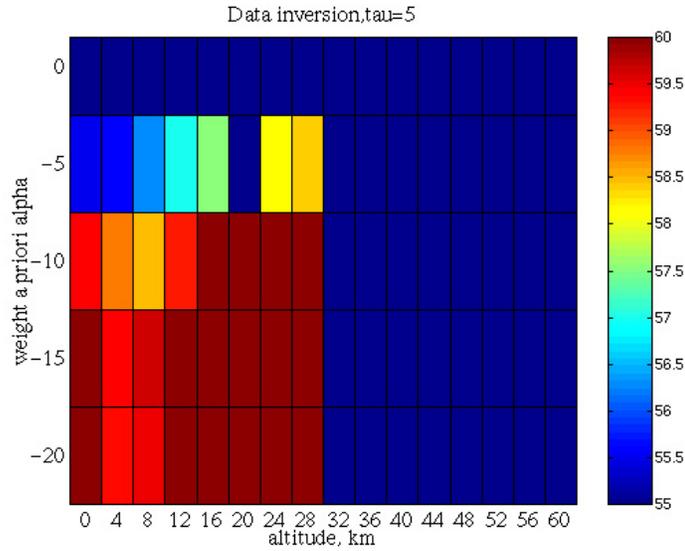


Figure 9.4: Variance reduction for a series of inversion, for different values of altitude and weighting factor ϵ .

MT during blast times of about 200-500 sec, which corresponds to the order of magnitude of the Pinatubo eruption, which released about 200 MT of energy in several explosions. Our results show that the seismic source of the Pinatubo eruption can be relatively well explained by a series of eruption rather than the complex mechanisms proposed by the previous studies.

Atmospheric signals from seismic sources

As a second application, we show atmospheric signals produced by an earthquake. We present for that purpose data of ionospheric oscillations recorded in France by an ionospheric sounder developed by *Commissariat à l'Énergie Atomique*. This instrument performs the measurement of the Doppler shift between a HF EM wave emitted from the ground and its counterpart reflected by ionospheric F layer, and provides a direct measurement of the vertical velocity \mathbf{v} of the ionosphere, following the equation:

$$\delta f = -2f_0 \frac{\mathbf{v} \cdot \cos(\theta)}{c}, \quad (9.11)$$

where θ is the zenithal angle of the ray.

The reflection altitude depends on the electron density profile : reflection occurs when plasma frequency is equal to wave frequency. The CEA network consists in 3 receivers, located 50-100 km apart from the emitter in Francourville, France. The network has been working continuously since August 1999, most of $M > 6.5$ earthquakes have been observed [Table 1]. We present the comparison of synthetics with these data [Figure 9.6]. Significant differences in amplitude are found. Even if non-linear effects are not taken into account here, they should represent about 10% of the signal at 150km and can be neglected in first approximation. In contrary, we found that attenuation due to viscosity is important above 100 km height and strongly constraints the attenuation of waves: our data can therefore be used to constraint the relatively poorly known profiles of the atmospheric viscosity. Future works will also combine this method with the modelling of the interaction of the wave with ionospheric plasma, together with thermal effects.

Date	Earthquake	Ms	Depth (km)	Δf (Hz)	Alt (km)	T (s)
8/17/99	Turkey	7.8	10	0.5	240	100
8/20/99	Costa Rica	6.7	33	0.4	170	40
9/20/99	Taiwan	7.6	10	0.3	186	70
9/30/99	Mexico	7.5	33	0.15	170?	100
10/16/99	California	7.3	10	0.7	182	40
11/12/99	Turquie	7.2	10	0.4	221	40
3/28/00	Japan	7.7	116	0.8	162	50
5/4/00	Minahassa	7.3	33	0.3	280	100
6/4/00	Indonesia	7.9	33	0.4	168	50
6/18/00	Indian Ocean	7.5	10	1.05	169	

Table 9.1: List of the events recorded during the first year of operation. Amplitude of the Doppler signals are given, as well as the altitude A and main period T of the measurement, for all recorded events.

References

- Artru, J., P. Lognonné and E. Blanc, Normal modes modelling of post-seismic ionospheric oscillations, *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 4, 697-700, 2001.
- Beauduin, R., P. Lognonné, J.P. Montagner, S.Cacho, J.F. Karczewski and M. Morand, The effect of the atmospheric pressure changes on seismic signals or how to improve the quality of a station, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **86**, 1760-1769, 1996.
- Ben-Menahem, A., Source parameters of the Siberian explosion of June 30, 1908, from analysis and synthesis of seismic signal at four stations, *Phys. Earth and Planetary Interiors*, **11**, 1-35, 1975.
- Calais, E., and Minster, J. B., GPS detection of ionospheric perturbations following the January 17, 1994, Northridge earthquake, *Geophys. Res. Lett.*, **22**, 1045-1048, 1995.
- Cevolini, G. The explosion of the bolide over Lugo di Romagna (Italy) on 19 January 1993, *Planet. Space. Sci.*, **42**, 767-775, 1994.
- Davis K and D.M. Baker, Ionospheric effects observed around the time of the alaskan earthquake of March 28, 1964, *J. Geophys. Res.*, **70**, 1251-1253, 1965.
- Donn, W.L. and M. Ewing, Atmospheric waves from nuclear explosions, *J. Geophys. Res.*, **67**, 1855-1866, 1962a.
- Donn, W.L. and M. Ewing, Atmospheric waves from nuclear explosion, 2, The soviet test of october 30, 1961, *J. Atmos. Sci.*, **19**, 264-273, 1962b.
- Harkrider, D.G., Theoretical and observed acoustic-gravity waves from explosive sources in the atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **69**, 5295, 1964.
- Hunt, J.N., R. Palmaer and Sir William Penney, Atmospheric waves caused by large explosions, *Phil. Trans. Roy. Soc. London, A*, **43**, 17-34, 1960.
- Kanamori, H., and Mori, J., Harmonic excitation of mantle Rayleigh waves by the 1991 eruption of mount Pinatubo, Philippines, *Geophys. Res. Lett.*, **19**, 721-724, 1992.
- Kanamori, H, J Mori, and D G. Harkrider, Excitation of atmospheric oscillations by volcanic eruptions, *J. Geophys. Res.*, **22**, 947-21,961, 1994.
- Kelley, M.C., Livingston, R. and Mc. Cready, M., Large amplitude thermospheric oscilla-

- tions induced by an earthquake, *Geophys. Res. Lett.*, **12**, 577-580, 1985.
- Kobayashi, N. and Nishida, K., 1998. Continuous excitation of planetary free oscillations by atmospheric disturbances, *Nature*, **395**, 357-360.
- Leonard, R.S. and R.A. Barnes, Jr., Observation of ionospheric disturbances following the Alaska earthquake, *J. Geophys. Res.*, **70**, 1250, 1965.
- Lognonné, P, Normal modes and seismograms of an anelastic rotating Earth, , *J. Geophys. Res.*, **96**,20309-20319, 1991.
- Lognonné, P, B. Mosser and F.A. Dahlen, Excitation of the Jovian seismic waves by the Shoemaker-Levy 9 cometary impact, *Icarus*, **110**, 186-195, 1994.
- Lognonné, P., C. Clévéde and H. Kanamori, Normal mode summation of seismograms and barograms in an spherical Earth with realistic atmosphere, *Geophys. J. Int.*, **135**, 388-406, 1998.
- Nishida, K., N. Kobayashi and Y. Fukao, resonant Oscillations Between the Solid Earth and the Atmosphere, *Science*, **287**, 2244-2246, 2000.
- Pitteway, M. L. V., and C. O. Hines, The viscous damping of atmospheric gravity waves, *Can. J. Phys.*, **41**, 1935-1948, 1963.
- Press, F. and D. Harkrider, propagation of acoustic-gravity waves in the atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **67**, 3889, 1962.
- Suda, N., K. Nawa and Y. Fukao, Incessant excitation of the Earth's free oscillations, *Science*, **279**, 2089-2091, 1998.
- Tanimoto , T., J. Um, K. Nishida and N. Kabayashi, Earth's Continuous Oscillations observed on Seismically Quiet Days, *Geophys. Res. Lett.*,**25**, 10, 1553-1556, 1998.
- Tanimoto, T., Excitation of normal modes by atmospheric turbulence: source of long period seismic noise, *Geophys. J. Int.*, **136**, 395-402, 1999.
- Unno, W., Y. Osaki, H. Ando, H. Saito, and H. Shibayashi, Non radial oscillations of stars, *Tokyo University Press*, 1989.
- Watada, S., Part 1: Near-source acoustic coupling between the atmosphere and the solid Earth during volcanic eruptions, *PhD Thesis, California Institute of Technology*,

Pasadena, 1995.

- Weaver, P. F., Yuen, P. C., Prolss, G. W., and Furumoto, A. S., Acoustic coupling in the ionosphere from seismic waves of the earthquake at Kurile Islands on August 11, 1969, *Nature*, **226**, 1239-1241, 1970.
- Widmer, R., and Zürn, W., Bichromatic excitation of long-period Rayleigh and air waves by the mount Pinatubo and El Chichon volcanic eruptions, *Geophys. Res. Lett.*, **19**, 765-768, 1992.
- Yamamoto, R., The microbarographic oscillations produced by the explosions of hydrogen bombs in the Marshall Islands, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **37**, 406-409, 1956.
- Yamamoto, R., A dynamical theory of micro-barographic oscillations produced by the explosions of hydrogen bombs, *J. Meteorol. Soc. Japan*, **35**, 32-40, 1957.
- Yuen, P. C., Weaver, P. F., Suzuki, R. K., and Furumoto, A. S., Continuous traveling coupling between seismic waves and the ionosphere evident in May 1968 Japan earthquake data, *J. Geophys. Res.*, **74**, 2256-2264, 1969.
- Zürn, W. and R. Widmer, World wide observation of bichromatic long-period Rayleigh-waves excited during the June 15, 1991 Eruption of Mt. Pinatubo, *in* Fire and Mud, Eruptions of Mount Pinatubo, Philippines, Ed. C. Newhall, R. Punongbayan J., Philippine Inst. of Volcanology and Seismology, Quezo City and Univ. of Washington Press, 615-624, 1996.

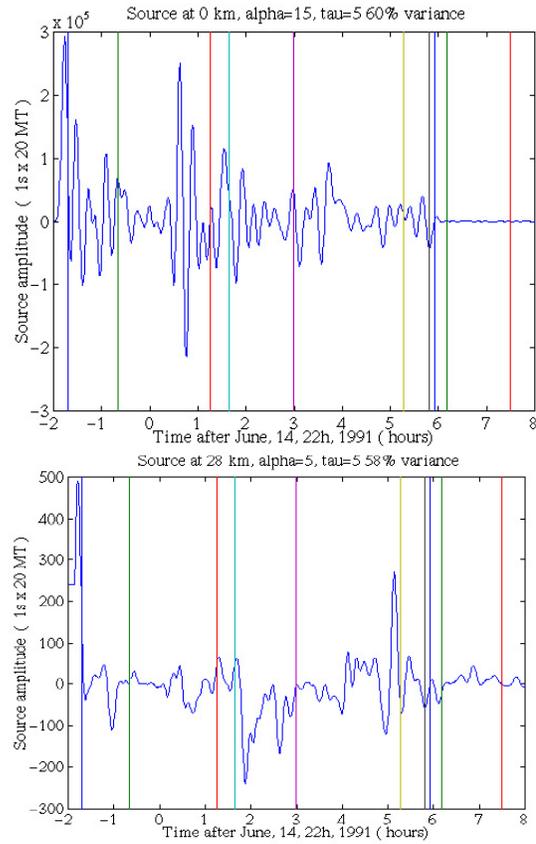


Figure 9.5: Top, source history for a surface pressure glut versus time. Amplitude is in 20 MT of equivalent TNT times one second. Bottom: same, but for a source at 28 km of altitude. Note that both the amplitude of the source and the complexity is reduced. The source term is closer from a series of explosion, each of them of about 20-40 MT and with burst times of the order of 200-500 sec. Vertical lines are associated to the reported eruption of the volcano.

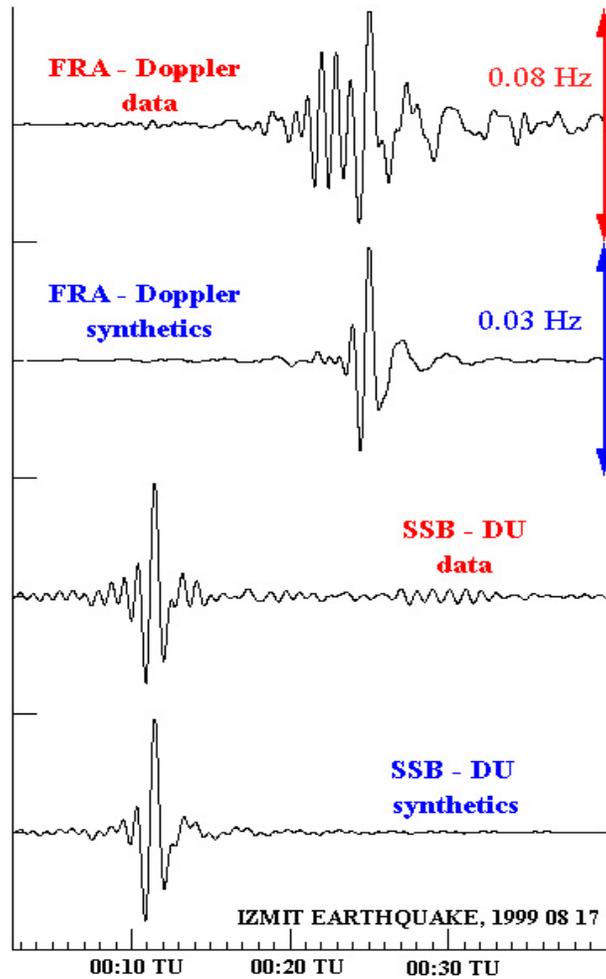


Figure 9.6: Observation of ionograms at Francourville and seismograms at the nearby Geoscope SSB station, with their synthetics for the PREM model with US Standard Atmosphere model.

Troisième partie

Développement de nouveaux outils d'observation des perturbations ionosphériques

Chapitre 10

Utilisation des réseaux denses de GPS continu

Résumé

This chapter presents the study realized in the aim of imaging ionospheric perturbation above seismic areas using TEC (Total Electron Content) data from dense GPS networks. We describe here the characteristic of GPS satellite positioning system, the different measurements and the different parameters that can affect them: clock biases, ionospheric electron content and tropospheric conditions. The use of two frequencies in GPS system allows us to access Total Electronic Content, or TEC. The data processing proposed, and the error sources induces are given.

10.1 Objectif de l'étude

L'étude des données de sondage Doppler nous donne des informations sur la propagation des ondes sismo-atmosphériques dans l'atmosphère neutre, et les basses couches de l'ionosphère. Cependant ces instruments ne permettent pas d'imager les couches supérieures de l'ionosphère, ni l'extension horizontale des perturbations. Nous manquons alors d'informations sur les perturbations du plasma à plus haute altitude, et de données correspondant aux effets à proximité de la source. Les régions à forte activité sismique étant souvent équipées ou en cours d'équipement de réseaux GPS destinés à

suivre la déformation régionale, nous avons développé un traitement des données afin d'extraire les mesures de contenu électronique total à partir des récepteurs GPS bi-fréquence.

Dans le cadre de la préparation de la mission DEMETER, nous avons donc débuté en 1998 une étude visant à mettre en œuvre une tomographie temporelle de l'ionosphère au-dessus des zones sismiques fortement couvertes par des récepteurs GPS. L'objectif est de fournir à la mission DEMETER des cartes ($2D$ ou $3D$) en temps "quasi-réel" de la densité électronique dans l'ionosphère. Le premier site d'étude choisi est la Californie, fortement instrumentée par deux réseaux denses.

10.2 Le système GPS



FIG. 10.1 – *Constellation GPS: constituées de 24 à 30 satellites répartis sur 6 plans orbitaux.*

10.2.1 Historique et principe

Le GPS — NAVSTAR GPS ou *NAVigation Satellite Timing and Ranging Global Positioning System* — est un système de positionnement par satellite à usage militaire et civil développé par les États-Unis dans les années 80. Il est fondé sur le principe de la mesure, par un récepteur au sol, des temps de parcours de signaux émis par 4 ou

plus satellites de positions connues. La partie spatiale du système est constituée d'une constellation d'au moins 24 satellites (actuellement 31 sont en orbite), de façon à assurer à un récepteur une visibilité de 4 satellites au moins, en tout point du sol. Le premier satellite a été lancé le 22 février 1978, le 24^{ème} a été opérationnel le 8 décembre 1993.

Le signal envoyé par les satellites ne contient en pratique que la position et l'heure à l'instant de l'émission. A partir des positions de 4 satellites données et des distances respectives (estimées par le temps de parcours du signal GPS), le récepteur peut calculer sa position. La caractéristique essentielle de la constellation GPS est donc la stabilité de l'horloge embarquée.

Un satellite GPS est équipé d'un oscillateur de très grande stabilité (horloge atomique Rubidium-Césium), qui lui permet, à partir d'une fréquence fondamentale $f_0 = 10,23$ MHz d'émettre sur deux fréquences en bande L, $f_1 = 1575,42$ MHz et $f_2 = 1227,60$ MHz. A partir de ces deux porteuses, le satellite génère plusieurs signaux :

- Le code pseudo-aléatoire C/A, modulé sur la porteuse L1 : longueur d'onde 293 m
- Les codes P1 et P2, sur chaque porteuse, de longueur d'onde 29,3 m. Ce code, destiné à l'origine à un positionnement de précision pour usage militaire, pouvait être brouillé. Depuis 2000, face au développement de l'utilisation civile du GPS et du fait de l'émergence de techniques permettant d'accéder à une même précision, le brouillage a été désactivé définitivement.
- Le message de navigation, contenant les éphémérides et horloges du satellite. (précision de l'éphéméride: 2 à 4 m)

Les succès du GPS, que ce soit dans les applications civiles ou scientifiques, a donné naissance à une importante bibliographie, qu'il serait trop long de détailler ici. Je citerai à titre d'exemple les ouvrages de *Hofmann-Wellenkof* et al. [1992], *Leick* [1995] et *Teunissen et Kleusberg* [1998].

10.2.2 Observables GPS

Mesures de Pseudodistance

Un récepteur GPS bi-fréquence enregistre sur les signaux C/A, P1 et P2 la distance estimée à partir du temps de parcours. Si t^s est le temps auquel le signal a été émis, dans le référentiel de l'horloge du satellite, et t_r le temps de réception dans le référentiel du récepteur, on définit la pseudodistance par:

$$P_r^s = c(t_r - t^s), \quad (10.1)$$

$c = 299792458 m.s^{-1}$ étant la vitesse de la lumière dans le vide. Cette observable est calculée à partir des codes pseudo-aléatoires modulés sur les deux porteuses. On a ainsi jusqu'à trois observables:

C_1 : mesure sur le code C/A

P_1 : mesure sur le code P1

P_2 : mesure sur le code P2.

Mesures de phase

De plus, le récepteur mesure le déroulement de la phase sur chaque fréquence à chaque passage du satellite. Cette mesure est initialisée à chaque arrivée en visibilité du satellite et s'exprime en mètres par:

$$L_r^s = c(t_r - t^s) + \lambda N. \quad (10.2)$$

Ici, λ est la longueur d'onde de la porteuse, et N_r^s est un entier inconnu appelé **ambiguïté entière**, traduisant l'incertitude sur le nombre entier de cycles parcourus par la phase avant que le récepteur capte le satellite. Cet entier est constant pour une série continue de mesures par le récepteur pour un satellite donné. Pour un satellite donné et un récepteur donné, la quantité inconnue N est la même pour toutes les mesures tant qu'il n'y a pas interruption du signal. Une interruption du signal provoque un saut de cycle, c'est-à-dire

une autre valeur pour l'ambiguïté.

La mesure de phase est réalisée sur les deux fréquences, ce qui nous donne deux observables supplémentaires:

L_1 : mesure sur la fréquence $f_1 = 1575,42$ MHz

L_2 : mesure sur la fréquence $f_2 = 1227,60$ MHz

10.2.3 Paramètres influençant la mesure GPS

La pseudodistance mesurée n'est pas directement la distance réelle entre le satellite et le récepteur. Il faut en effet tenir compte des biais engendrés par les décalages d'horloge, la réfraction du signal lors de la propagation et enfin les biais engendrés par l'électronique des instruments.

Les décalages d'horloge

Les horloges du récepteur et du satellite ne sont pas synchronisées. Si l'on considère un temps absolu τ , on a $t_r = \tau_{reception} + \delta t_r$ et $t^s = \tau^{émission} + \delta t^s$. On a donc:

$$c(t_r - t^s) = c(\delta t_r - \delta t^s) + c\Delta\tau, \quad (10.3)$$

où $\Delta\tau$ est le temps de propagation réel du signal.

La réfraction du signal

Les caractéristiques de propagation des ondes électromagnétiques sont modifiées par la traversée de l'ionosphère et de la troposphère, ce qui se traduit par des biais sur les mesures GPS. Le temps de propagation effectif du signal est lié au trajet parcouru par la relation:

$$\begin{aligned} \Delta\tau &= \int \frac{n(f, \mathbf{r})}{c} dl \\ &= \frac{1}{c}\rho_g + \frac{1}{c} \int_s^r (n(f, \mathbf{r}) - 1) dl. \end{aligned} \quad (10.4)$$

n est ici l'indice de réfraction du milieu, qui est sensiblement différent de l'unité dans l'ionosphère et dans la troposphère. ρ_g est la distance effectivement parcourue par le rai. Le trajet suivi par le rai satisfait au principe de Fermat, et dépend donc des variations de l'indice de réfraction.

Réfraction dans la troposphère La réfraction dans la troposphère est liée aux variations de pression, température, composition et d'humidité relative. Il en découle une déviation du rai et un retard de propagation, ces effets étant identiques pour les deux fréquences.

Réfraction de l'ionosphère L'ionosphère est un milieu dispersif pour les ondes électromagnétiques, l'indice de réfraction (équation 4.3) est fonction de la fréquence du signal et de la densité électronique du milieu traversé. Numériquement, on a avec un bon niveau d'approximation:

$$n_\phi = 1 - 40,3 \frac{N_e}{f^2} \quad (10.5)$$

$$n_g = 1 + 40,3 \frac{N_e}{f^2} \quad (10.6)$$

On note n_ϕ l'indice de réfraction pour la vitesse de phase et n_g pour la vitesse de groupe. On remarque que l'indice de phase et l'indice de groupe diffèrent de l'unité de la même quantité mais dans le sens inverse. Le décalage dans le temps de propagation dû aux fluctuations de l'indice de réfraction se traduit alors par un retard sur les mesures de pseudodistances ou une avance sur les mesures de phase (par rapport à la distance géométrique). Pour les deux fréquences f_1 et f_2 , la correspondance entre les décalages temporels, le contenu électronique total, et l'erreur sur l'estimation de la distance est donnée dans la table 10.1.

L'effet ionosphérique peut se traduire par des erreurs de 2 à 50 mètres sur les mesures de distance. Dans la plupart des applications GPS, comme le positionnement, il est donc impératif de corriger les données de cet effet. L'utilisation des mesures effectuées sur les deux fréquences permet de le supprimer.

Fréquence (MHz)	Temps (s)	Distance (m)	TEC (e^-/m^2)
$f_1 = 1575,42$	1×10^{-9}	0,299 m	$1,841 \times 10^{16}$
	$0,543 \times 10^{-9}$	0,267 m	1×10^{16}
$f_2 = 1227,60$	1×10^{-9}	0,30 m	$1,119 \times 10^{16}$
	$0,894 \times 10^{-9}$	0,162 m	1×10^{16}

TAB. 10.1 – *Tableau des correspondances temps–distance–TEC.*

Le trajet géométrique suivi par le rai n'est pas le même *a priori* pour les deux fréquences: en effet, selon le principe de Fermat, le trajet effectivement parcouru ρ_g est celui qui minimise le temps de propagation $\Delta\tau$, qui dépend de la fréquence par l'équation 10.4. Cependant, les deux fréquences du système GPS sont assez proches pour que l'on néglige les différences de trajets géométriques. Par la suite nous ferons l'hypothèse supplémentaire que les rais correspondent à la propagation dans le vide.

Les biais électroniques

Enfin, lors de l'émission et de la réception du signal, des biais sont générés par l'électronique des satellites ou des récepteurs, engendrant des décalages dans les mesures de pseudodistance, de façon différentielle sur les deux fréquences [Mannucci et al., 1998]. Ces biais se retrouvent dans l'erreur d'estimation des temps d'émission et d'arrivée. Ils s'additionnent aux décalages d'horloge, mais contrairement à ceux-ci, ils dépendent de la fréquence. Nous verrons par la suite que la résolution de ces biais est une question essentielle pour les mesures ionosphériques à l'aide du GPS. Du point de vue formel, nous noterons:

$$b_r = \delta t_r(f_2) - \delta t_r(f_1) \quad (10.7)$$

$$b^s = \delta t^s(f_2) - \delta t^s(f_1) \quad (10.8)$$

b_r (parfois appelé IFB pour *Inter-Frequency Bias*) est le biais engendré par l'électronique du récepteur, et b^s (ou TGD pour *Transmitter Group Delay*) est généré par le satellite. Ils peuvent engendrer des erreurs de l'ordre de plusieurs nanosecondes. Les biais provenant

du satellite font l'objet d'une calibration avant le lancement, mais les valeurs obtenues diffèrent sensiblement des valeurs recalculées *a posteriori* [Coco et al., 1991] et sont donc inutilisables. En ce qui concerne les récepteurs, il n'y a pas de calibration effectuée sur les instruments récents. les variations de ces biais sont assez faibles : *Sardón et Zarraoa* [1997] ont ainsi effectué des calibrations des biais quotidiennement sur plusieurs mois: la valeur moyenne est stable, les variations de jour en jour par rapport à celle-ci n'excédant généralement pas 0,5 ns pour les satellites et 1 ns pour les récepteurs. Les travaux de *Warnant* (1996, 1997) montrent d'une part une variabilité des biais à plus court terme de l'ordre de 0,2 ns sur quelques heures, d'autre part que les variations des biais peuvent être souvent des artefacts du processus d'estimation qui utilisent une modélisation de l'ionosphère forcément imparfaite.

10.2.4 Importance relative des biais

Le tableau 10.2 donne un récapitulatif des différents paramètres induisant des délais de propagation, et de leurs importances relatives.

	Effet absolu		Effet relatif	
	Temps (ns)	Distance (m)	Temps (ns)	Distance (m)
Ionosphère	5 à 100 ns	1,5 à 30 m	3 à 20 ns	1 à 6 m
Troposphère	0 à 100 ns	0 à 30 m	0	0
Biais récepteur			-20 à 20 ns	-6 à 6 m
Biais satellite			-5 à 5 ns	-1,5 à 1,5 m

TAB. 10.2 – *Importance relative des différents paramètres influençant la mesure GPS. L'effet absolu est celui engendré sur une mesure de phase ou de pseudodistance, l'effet relatif est celui sur la différence simple de deux pseudodistances.*

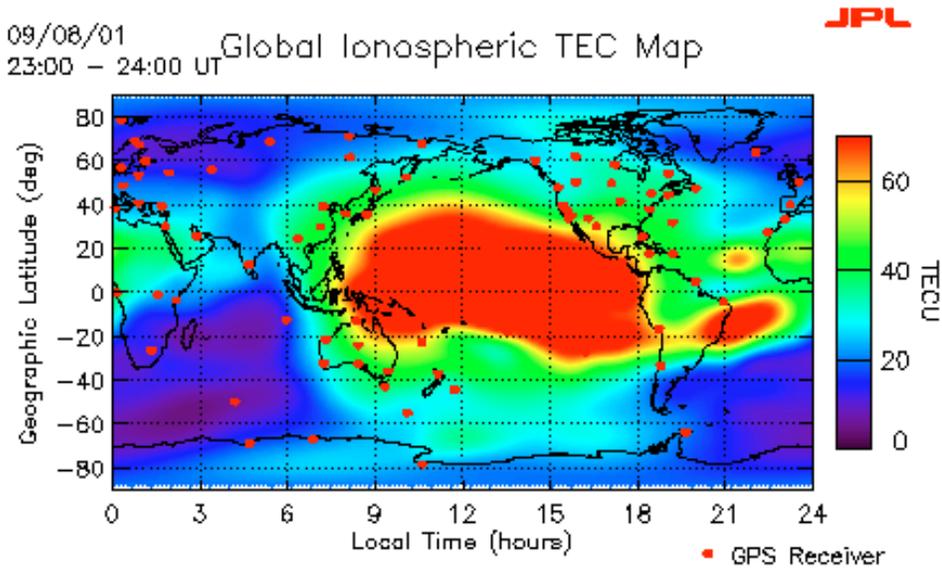


FIG. 10.3 – Exemple de carte de TEC globale, fournie par le JPL.

En utilisant l'expression de $n_g(f)$ donnée par l'équation 10.6 on obtient:

$$P_{r,GF}^s = c(b_r - b^s) + 40,3 \left(\frac{1}{f_1^2} - \frac{1}{f_2^2} \right) \int_s^r N_e dl. \quad (10.11)$$

On peut former la même combinaison avec les mesures sur la phase en utilisant l'expression de l'indice de réfraction donné par 10.5 :

$$L_{r,GF}^s = -40,3 \left(\frac{1}{f_1^2} - \frac{1}{f_2^2} \right) \int_s^r N_e dl + (\lambda_1 B_{r,1}^s - \lambda_2 B_{r,2}^s) \quad (10.12)$$

Ici, nous avons regroupé dans les termes $B_{r,i}^s$ les décalages dus à l'ambiguïté entière et aux biais électroniques; rigoureusement on a:

$$\lambda_i B_{r,i}^s = \lambda_i N + c(b_r - b^s) \quad (10.13)$$

Comme cela a été vu dans le paragraphe 10.2.3, N est un entier inconnu constant pour chaque séquence continue, et b_r et b^s sont les biais électroniques, que l'on peut considérer comme constants sur la durée d'une séquence. Nous désignerons la valeur $B_{r,i}^s$ comme l'ambiguïté réelle. Cette valeur varie donc à chaque passage de chaque satellite et pour chaque station, mais est constante sur une séquence continue de données.

On dispose ainsi de deux observables donnant le *TEC* indépendamment du positionnement du satellite. Chacune d'elle est entachée d'un biais, l'ambiguïté pour la phase, les biais électroniques pour les pseudodistances. De plus l'observable $P_{r,GF}^s$ est beaucoup plus bruitée et inexploitable pour la recherche de signaux fins. Nous allons donc chercher à résoudre l'ambiguïté sur les mesures de phase.

10.3.2 Résolution de l'ambiguïté

Elle est liée à la méconnaissance du nombre de cycles entiers parcourus par la phase sur chacune des fréquences au premier instant où le signal du satellite est reçu par le récepteur.

Il est possible de combiner encore les mesures pour évaluer l'ambiguïté:

$$L_{r,GF}^s + P_{r,GF}^s = c(b_r - b^s) + (\lambda_1 B_{r,1}^s - \lambda_2 B_{r,2}^s) \quad (10.14)$$

Cette combinaison est bruitée de la même façon que $P_{r,GF}^s$, mais dans l'hypothèse d'un bruit blanc, on peut calculer sa moyenne sur une séquence continue de données et tirer parti du fait que l'ambiguïté est constante (figure 10.4), ainsi que les biais électroniques (sur la durée d'une séquence), et remplacer dans 10.12 l'ambiguïté réelle par:

$$\lambda_1 B_{r,1}^s - \lambda_2 B_{r,2}^s = \langle L_{r,GF}^s + P_{r,GF}^s \rangle - c(b_r + b^s). \quad (10.15)$$

10.3.3 Extraction de l'information ionosphérique

Pour calculer le contenu électronique total, nous utiliserons donc la combinaison suivante:

$$\begin{aligned} L_{r,iono}^s &= L_{r,GF}^s - \langle L_{r,GF}^s + P_{r,GF}^s \rangle \\ &= -40,3 \left(\frac{1}{f_1^2} - \frac{1}{f_2^2} \right) \int_s^r N_e dl - c(b_r - b^s). \end{aligned} \quad (10.16)$$

La combinaison formée dans l'équation 10.16 sera utilisée pour calculer le contenu électronique total. On dispose en effet ici d'une mesure peu bruitée, sans ambiguïté

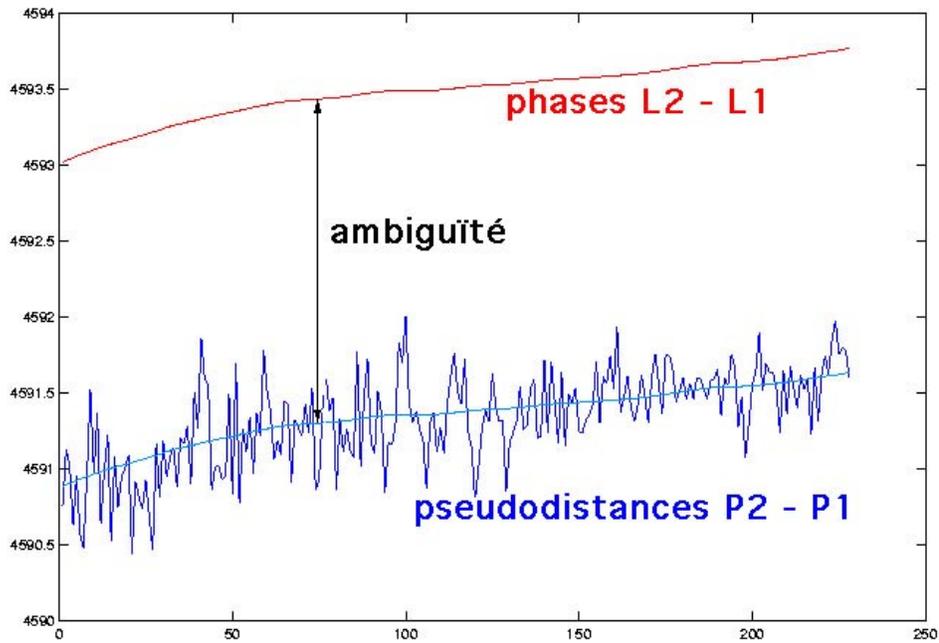


FIG. 10.4 – *Correction de l'ambiguïté: les données de pseudodistance, très bruitées, permettent cependant de déterminer la valeur de l'ambiguïté sur la phase en moyennant sur une séquence continue de données*

arbitraire. Les biais instrumentaux sont à présent l'obstacle principal pour obtenir la valeur absolue du contenu électronique total. Ceux-ci dépendent soit du satellite émetteur, soit de la station réceptrice, et en combinant les observations de différents couples satellite station, nous pouvons espérer calculer les valeurs de ces biais avec une précision suffisante.

10.4 Traitement des données

10.4.1 Position du problème

Nous avons vu (section 10.3 comment extraire l'observable $L_{r,iono}^s$ des données GPS. Celle-ci se présente comme la somme de trois termes:

- la composante ionosphérique :

$$-40,3 \left(\frac{1}{f_1^2} - \frac{1}{f_2^2} \right) \int_s^r N_e dl.$$

Ce terme dépend de la densité électronique dans l'ionosphère, ce que nous cherchons à déterminer, mais aussi de la géométrie du rai.

- Le biais du récepteur : ce biais ne dépend ni du satellite émetteur, ni de la géométrie du rai. Sa variation en temps est faible.
- Le biais du satellite : ce biais ne dépend que du satellite, et sera identique pour les différents récepteurs “captant” son signal à un instant donné.

Concrètement, le traitement des données va passer par plusieurs étapes:

1. Dans un premier temps, il faut récupérer et lire les données GPS. Celles-ci se présentent sous le format standard RINEX (pour *Receiver INdependent EXchange format*, [Gurtner, 1994]), donnant pour un récepteur donné les observables mesurées pour tous les satellites en visibilité. En parallèle, l'IGS met en libre accès sur Internet les éphémérides des satellites de la constellation.
2. Dans un premier traitement, les fichiers RINEX sont traités afin d'extraire la combinaison $L_{r,iono}^s$ et de supprimer les données trop bruitées ou aberrantes.
3. Enfin il faut séparer les biais électroniques du TEC et corriger de la géométrie de la constellation.

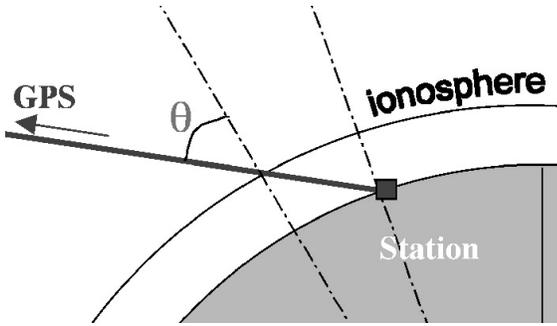


FIG. 10.5 – Correction géométrique à appliquer pour obtenir le TEC sur un profil vertical.

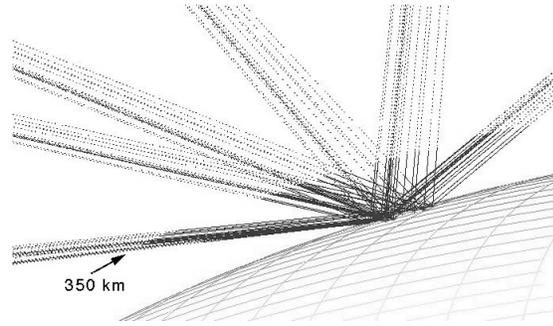


FIG. 10.6 – Couverture pour un réseau de 16 stations recevant chacune les données de 6 satellites.

10.4.2 Approximation de couche mince

La structure de l'ionosphère présente un maximum d'ionisation très localisé dans la couche F_2 , vers 350 km d'altitude. Un premier niveau d'approximation est donc de considérer l'ionosphère comme une couche infiniment fine située à cette altitude h . Le contenu électronique total d'un rai satellite récepteur s'exprime alors de façon simple par:

$$\int_s^r N_e dl = \frac{TEC}{\cos(\theta)} \quad (10.17)$$

où TEC représente la densité électronique de l'ionosphère intégrée suivant un profil vertical, pris au point d'intersection du rai avec la couche fine considérée (figure 10.5), et R est le rayon terrestre. $\theta(h)$ est l'angle zénithal (angle que fait le rai avec la verticale locale à l'altitude h).

$$\theta(h) = \arcsin\left(\frac{R}{R+h} \sin \theta(0)\right) \quad (10.18)$$

10.4.3 Erreur engendrée par l'approximation

L'erreur liée à cette approximation peut être quantifiée pour un profil type d'ionosphère. Nous avons créé des synthétiques pour un profil d'ionosphère type (figure 10.7), uniforme en latitude et en longitude, en intégrant pas à pas la contribution au délai ionosphérique de chaque couche. Nous obtenons ainsi le contenu électronique total

“oblique”, c’est-à-dire tel qu’il est vu par le rai (figure 10.8). Puis nous avons calculé le TEC à partir de ces données synthétiques, et comparé la valeur obtenue avec la densité intégrée directement d’après le profil. Cette erreur varie avec l’inclinaison du rai. La figure 10.9

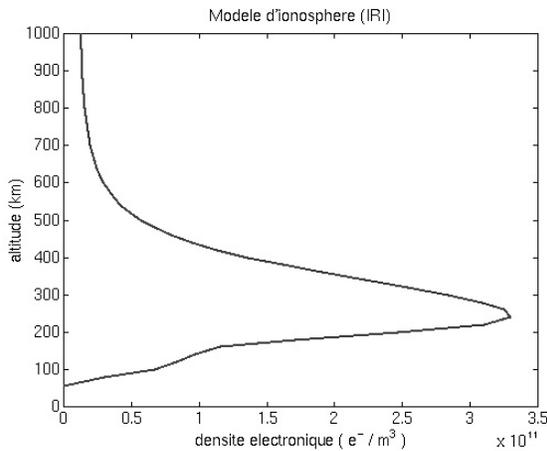


FIG. 10.7 – *Modèle d’ionosphère utilisé (exemple de sortie du modèle IRI). Le maximum d’ionisation est ici assez bas (280 km).*

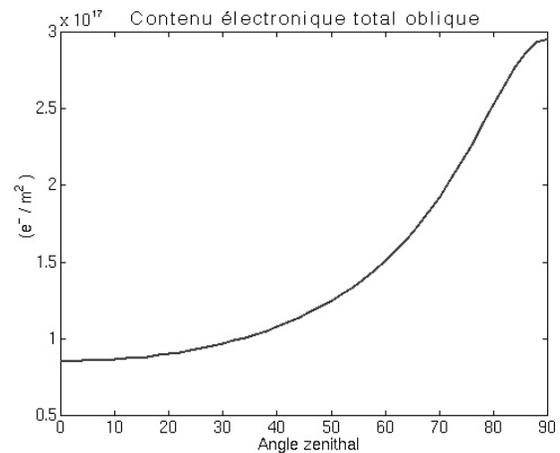


FIG. 10.8 – *Densité électronique intégrée selon le rai satellite station pour différents angles zénithaux.*

montre l’erreur engendrée par cette approximation, en fonction de l’angle zénithal et de l’altitude choisie pour placer la couche mince. On vérifie que cette erreur n’excède pas 1% pour les angles zénithaux faibles, ou de plus le choix de l’altitude est peu influent : le meilleur accord est trouvé lorsque l’altitude choisie est non pas celle du maximum d’ionisation, mais la médiane. En revanche, pour les rai inclinés, il devient crucial de bien se positionner en altitude. On notera toutefois que les récepteurs GPS “coupent” généralement les rai correspondant à un angle zénithal supérieur à 80°. L’erreur commise dans cette approximation reste cependant acceptable pour les premières étapes de notre étude.

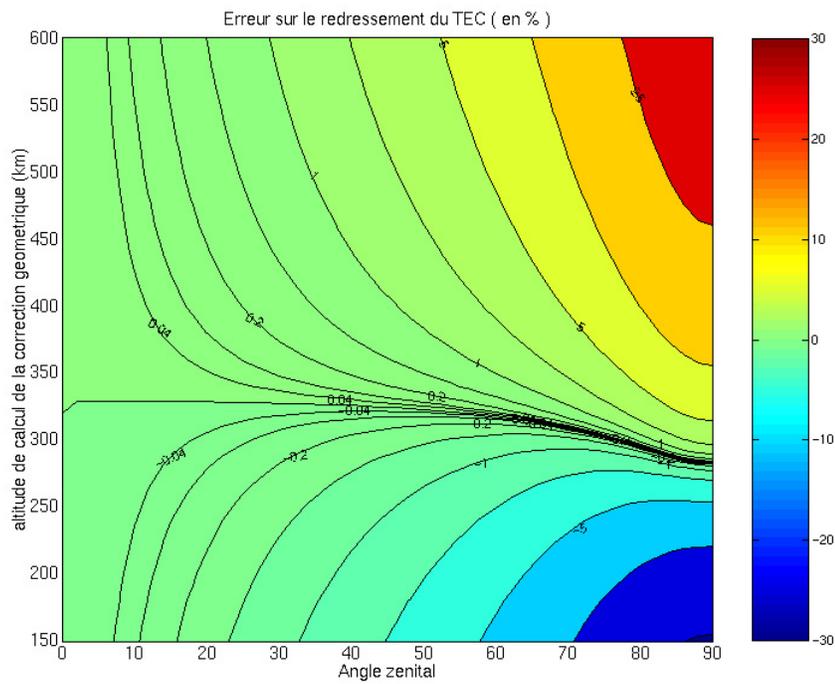


FIG. 10.9 – Erreur (en %) engendrée par l'approximation de couche mince sur l'estimation du TEC vertical, en fonction de l'angle zénithal et de l'altitude choisie.

10.5 Inversion conjointe du TEC et des biais

En se plaçant dans le cadre de l'approximation de couche mince, on doit alors, pour déterminer le TEC, résoudre le système, pour chaque observable:

$$L_{r,iono}^s = \frac{\Phi}{\cos(\theta)} TEC - c(b_r - b^s). \quad (10.19)$$

La constante Φ est donnée par:

$$\Phi = 40,3 \left(\frac{1}{f_1^2} - \frac{1}{f_2^2} \right). \quad (10.20)$$

Remarquons tout d'abord qu'il y a une indétermination intrinsèque dans le système : les biais ne sont définis que relativement les uns aux autres et il est possible d'ajouter une constante à tous les biais sans modifier le résultat du système. Nous fixerons donc une station de référence arbitraire dont le biais associé sera considéré comme nul. De plus si l'on ne dispose pas d'information supplémentaire pour contraindre le TEC, le problème est largement sous-déterminé.

Dans les travaux d'imagerie globale de l'ionosphère, dont le but est d'obtenir la variation diurne et jour à jour de l'ionosphère, un modèle d'évolution de la densité électronique dans l'ionosphère est utilisé, et l'inversion consiste à ajuster les biais de sorte que le TEC calculé corresponde le mieux à la forme générale attendue de l'ionosphère [*Mannucci et al., 1998*].

Dans notre cas, nous recherchons des perturbations localisées aux dessus de zones sismiques, et pour lesquelles l'état des connaissances ne nous permet pas d'estimer la forme générale ou l'amplitude. Notre démarche est alors d'utiliser les réseaux denses et la corrélation spatiale du TEC pour estimer les biais. Dans le chapitre qui suit nous détaillerons le travail effectué sur le réseau de Californie, qui se structure en deux étapes : dans un premier temps, nous nous concentrons sur l'estimation des biais et de la variation grande échelle du TEC; une fois les biais caractérisés, nous pouvons regarder les structures plus fines.

Chapitre 11

Cartes de densité électronique dans l'ionosphère

Total Electron Content maps of the ionosphere

We present here the application of preceding chapter to effective mapping of ionosphere. Our first work was performed using Southern California GPS network. We describe the data processing set up. The main point is the joint inversion of ionospheric TEC and electronic biases, using Kalman filtering. The determination of biases is preliminary to fine observation of short-scale structures. The first attempt to detect signal following Hector Mine earthquake does not lead to any evidence, and further study is necessary. Another work has just started using the Japanese network.

11.1 Introduction aux travaux sur le réseau de Californie

11.1.1 Le réseau de Californie

Le réseau GPS continu de Californie est divisé en 2 zones géographiques :

1. Le réseau de Californie du Nord, [*Bay Area Regional Deformation*], composé d'environ 25 récepteurs bi-fréquence ;

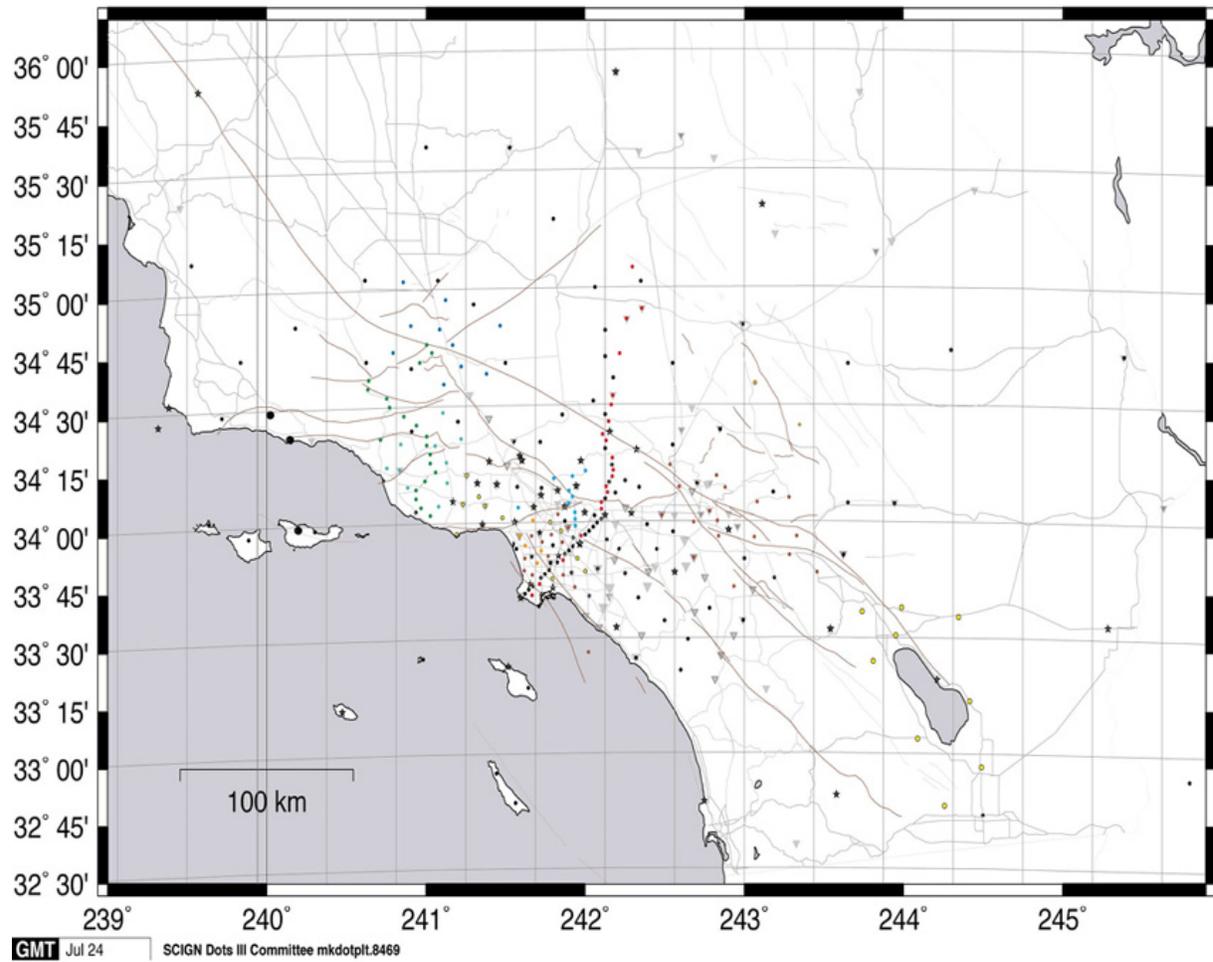


FIG. 11.1 – Le réseau de Californie du Sud (SCIGN), composé de 250 récepteurs.

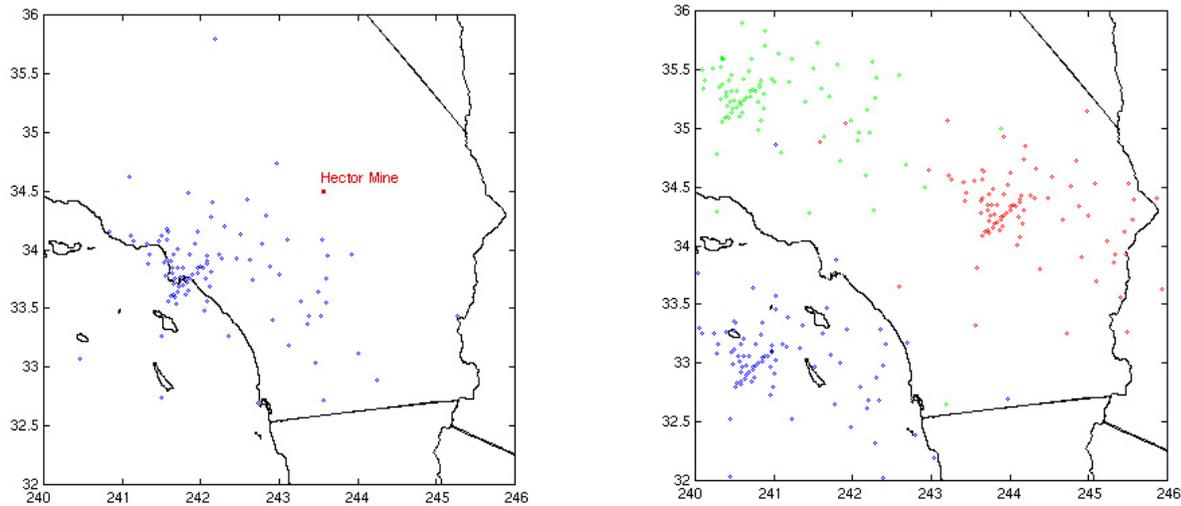


FIG. 11.2 – Récepteurs utilisés pour le calcul du TEC (à gauche), et points de mesure correspondant pour environ 130 stations et 3 satellites en visibilité (à droite).

2. Le réseau de Californie du Sud [*Southern California Integrated Network*], composé actuellement de 250 récepteurs (figure 11.1).

Les données de ces deux réseaux sont accessibles avec 24 heures de délai par ftp, sous format RINEX. Le réseau de Californie du Sud compte à ce jour environ 250 récepteurs, ce qui donne entre 1000 et 1500 points de mesures du TEC avec un pas d'échantillonnage de 30 secondes. La figure 11.2 montre la distribution (à droite) des points sub-ionosphériques à un instant donné en utilisant, 150 récepteurs et 3 satellites.

11.1.2 Traitement des données GPS et calcul du TEC

Le traitement de données mis en place suit les différentes étapes décrites dans la partie 10.3. Il se décompose en quatre étapes principales.

1. Récupération par ftp des fichiers RINEX et des fichiers d'orbite.
2. Décodage des fichiers pour obtenir la combinaison ionosphérique. Calcul du facteur d'obliquité et de l'ambiguïté pour chaque passage. Élimination des données trop bruitées, incomplètes ou aberrantes.

3. Inversion conjointe des biais électroniques et de la variation grande échelle du contenu électronique total.
4. Étude des résidus et travail sur les petites échelles.

Cette étude est le fruit d'une forte collaboration au sein du département. La mise en place de l'extraction et du traitement des données, a été réalisée avec l'aide de Céline Bouchet, Ingénieur d'Études au Département des Études Spatiales de mai 1999 à septembre 2000. En ce qui concerne l'exploitation et les premiers résultats, nous avons travaillé en interaction avec le travail de thèse de Vesna Ducic [Ducic, 2001], commencé en septembre 2000 sur la détermination, au moyen de réseaux GPS denses, des corrections ionosphérique et troposphérique haute résolution pour les données d'imagerie satellitaire (inSAR, positionnement GPS).

11.2 Détermination des biais

11.2.1 Problème inverse

La détermination des biais électroniques nécessite de résoudre à chaque instant le système formé par l'équation 10.19:

$$L_{r,iono}^s = \frac{\Phi}{\cos(\theta)} TEC - c(b_r - b^s). \quad (11.1)$$

A un instant donné, notons r_k le récepteur et s_k le satellite associés à l'observable L_k , (x_k, y_k) les coordonnées du point d'intersection entre le rai considéré et la couche mince ionosphérique, et enfin $\eta_k = \Phi / \cos \theta$ le facteur de passage du TEC oblique au TEC vertical. Le problème posé consiste à déterminer conjointement les biais b_r , b^s et la carte contenu électronique total $TEC(x, y)$, étant donné les observables L_k , et l'équation du problème direct:

$$L_k = \eta_k TEC(x_k, y_k) + c b_{r_k} - c b^{s_k}. \quad (11.2)$$

Il s'agit d'un cas classique de problème inverse linéaire, qui peut donc être traité par le formalisme de *Tarantola et Valette* [1987]. Suivant leurs conventions, notons \mathbf{d} les

observables et \mathbf{m} le modèle à inverser :

$$\mathbf{d} = \left\{ L_k, k = 1 \text{ à } N_{données} \right\} \quad (11.3)$$

$$\mathbf{m} = \left\{ \begin{array}{l} TEC(x_j, y_j), (x_j, y_j) \text{ définissant les points du modèle;} \\ b_{r_k}, k = 1 \text{ à } N_{récepteurs}; \\ b^{st}, l = 1 \text{ à } N_{satellites} \end{array} \right\}. \quad (11.4)$$

L'équation du problème direct peut donc s'écrire

$$\mathbf{d}^{cal} = \mathbf{G} \cdot \mathbf{m}. \quad (11.5)$$

Notons ici que selon l'échantillonnage choisi pour le modèle peut nécessiter une interpolation vers les points de mesure. L'opérateur d'interpolation est ici inclus dans l'opérateur \mathbf{G} . Concrètement, il s'agit alors de minimiser la fonction coût:

$$S(\mathbf{m}) = \frac{1}{2} \left[\begin{array}{l} \mathbf{t}(\mathbf{d}^{cal} - \mathbf{d}^{obs}) \cdot \mathbf{C}_d^{-1} \cdot (\mathbf{d}^{cal} - \mathbf{d}^{obs}) \\ + \mathbf{t}(\mathbf{m} - \mathbf{m}_{priori}) \cdot \mathbf{C}_m^{-1} \cdot (\mathbf{m} - \mathbf{m}_{priori}) \end{array} \right]. \quad (11.6)$$

Les matrices \mathbf{C}_d et \mathbf{C}_m définissent respectivement les covariances associées aux observations et au modèle. Les observations sont supposées indépendantes les unes des autres donc \mathbf{C}_d est diagonale. De même, les biais électroniques sont indépendants et la sous-matrice $[\mathbf{C}_m]_{kl}$ correspondante est diagonale.

La covariance associée au TEC sur la grille du modèle doit utiliser notre connaissance a priori de la structure de l'ionosphère. Dans l'objectif de déterminer les biais, il faut tout d'abord regarder le TEC à grande échelle pour éviter une sous-détermination du problème. Le contenu électronique total de l'ionosphère est dominé par la variation diurne liée à l'ensoleillement, et est à cette échelle très régulier spatialement. Nous pouvons donc utiliser une grande longueur de corrélation L_{corr} sur le modèle du TEC à inverser, ce qui se fait en utilisant une matrice de covariance *a priori* de la forme

$$[\mathbf{C}_m]_{kl} \propto \exp \left(-\frac{(x_k - x_l)^2 + (y_k - y_l)^2}{L_{corr}^2} \right). \quad (11.7)$$

En revanche, ce cadre d'inversion introduit des erreurs sur les biais estimés, dans la mesure où les variations à courte longueur d'onde du TEC sont alors interprétées comme des biais électroniques. De plus, nous ne prenons pas en compte ici la stabilité temporelle du TEC à l'échelle de quelques minutes. Pour stabiliser l'inversion, nous appliquons donc un filtre de Kalman.

11.2.2 Le filtre de Kalman

Le filtre de Kalman est une technique d'estimation numérique fréquemment utilisée en pistage et en commande. Son intérêt est de prendre en compte la connaissance que l'on a de l'évolution temporelle du modèle à inverser. Il consiste en une itération de séquences *inversion*_(t) / *prédiction*_(t+1), qui permet d'utiliser les résultats de l'inversion au temps $(t-1)$ en information *a priori* pour l'inversion suivante. Les itérations successives permettent alors d'améliorer le modèle *a priori* et par là de rendre plus efficace l'inversion.

Formalisme

Le problème direct à résoudre est de la forme:

$$\mathbf{d}(t) = \mathbf{G}(t) \cdot \mathbf{m}(t) + \mathbf{w}(t), \quad (11.8)$$

où $\mathbf{d}(t)$ est l'ensemble des observations (L_k dans notre cas), $\mathbf{m}(t)$ est le modèle à inverser (b_r, b^s et $TEC(x, y, t)$), $\mathbf{G}(t)$ est l'opérateur relatif à l'équation 11.2, et $\mathbf{w}(t)$ est l'erreur de mesure, considérée comme un bruit blanc gaussien de matrice de covariance $\mathbf{Q}(t)$

On considère de plus que le modèle $\mathbf{m}(t)$ satisfait l'équation d'évolution de la forme:

$$\mathbf{m}(t+1) = \mathbf{F}(t) \cdot \mathbf{m}(t) + \mathbf{u}(t) + \mathbf{v}(t). \quad (11.9)$$

$\mathbf{F}(t)$ est l'opérateur d'évolution du système, $\mathbf{u}(t)$ est une entrée déterministe, et $\mathbf{v}(t)$ est un bruit blanc centré gaussien de covariance $\mathbf{R}(t)$. Cette formulation permet de contraindre la variation temporelle du modèle à inverser. Dans notre cas, il faut expliciter la variation temporelle du TEC et des biais. On considère donc ici que les biais sont invariants dans le

temps. En ce qui concerne le TEC, il est rigoureusement possible d'introduire dans $\mathbf{F}(t)$ la variation diurne correspondant au changement d'heure locale: l'opérateur F est dans ce cas une translation en longitude, et l'on utilise alors $\mathbf{u}(t)$ pour caractériser la variation du TEC liée au cycle diurne à l'extrémité Est de la zone d'étude. Dans la mesure où le pas de temps de 30 secondes est très faible comparé au cycle de 24 heures, nous simplifierons radicalement notre inversion en supposant une ionosphère stationnaire sur un intervalle de temps, soit $\mathbf{u}(t) = \mathbf{0}$ et $\mathbf{F}(t) = \mathbf{Id}$. Le bruit blanc $\mathbf{v}(t)$ traduit l'erreur associée au modèle d'évolution: dans notre cas, il est nécessaire de relâcher la covariance associée au TEC, puisque nous n'introduisons pas d'évolution du TEC dans $\mathbf{F}(t)$.

Prédiction

L'étape de prédiction consiste à utiliser l'équation d'évolution 11.9 pour estimer, à partir du modèle $\widehat{\mathbf{m}}_{(t|t)}$ inversé à l'itération précédente, le modèle $\widehat{\mathbf{m}}_{(t+1|t)}$ *a priori* et sa covariance associée pour l'étape suivante :

$$\begin{aligned}\widehat{\mathbf{m}}_{(t+1|t)} &= \mathbf{F}_t \cdot \widehat{\mathbf{m}}_{(t|t)} + \mathbf{u}_t \\ \mathbf{C}_{\mathbf{m}_{(t+1|t)}} &= \mathbf{F}_t \cdot \mathbf{C}_{\mathbf{m}_{(t|t)}} \cdot \mathbf{F}_t^T + \mathbf{Q}_t\end{aligned}\quad (11.10)$$

L'équation d'observation 11.9 permet alors une prédiction de la mesure $\widehat{\mathbf{d}}_{obs_{(t+1|t)}}$ attendue au temps $t + 1$:

$$\widehat{\mathbf{d}}_{obs_{(t+1|t)}} = \mathbf{G}_{t+1} \cdot \widehat{\mathbf{m}}_{(t+1|t)}.\quad (11.11)$$

Comparaison et recalage

La seconde étape consiste en une inversion de l'équation 11.8 suivant les formules pour un problème inverse linéaire gaussien [Tarantola et Valette, 1987]: on obtient alors le nouveau modèle $\widehat{\mathbf{m}}_{(t+1|t+1)}$ et sa covariance associée $\mathbf{C}_{\mathbf{m}_{(t+1|t+1)}}$ par:

$$\begin{aligned}\widehat{\mathbf{m}}_{(t+1|t+1)} &= \widehat{\mathbf{m}}_{(t+1|t)} + \mathbf{K}_{t+1} \left(\mathbf{d}_{obs_{t+1}} - \widehat{\mathbf{d}}_{obs_{(t+1|t)}} \right) \\ \mathbf{C}_{\mathbf{m}_{(t+1|t+1)}} &= \mathbf{C}_{\mathbf{m}_{(t+1|t)}} - \mathbf{K}_{t+1} \cdot \mathbf{G}_{t+1} \cdot \mathbf{C}_{\mathbf{m}_{(t+1|t)}}, \text{ où} \\ \mathbf{K}_{t+1} &= \mathbf{C}_{\mathbf{m}_{(t+1|t)}} \cdot {}^t\mathbf{G}_{t+1} \cdot \left(\mathbf{G}_{t+1} \cdot \mathbf{C}_{\mathbf{m}_{(t+1|t)}} \cdot {}^t\mathbf{G}_{t+1} + \mathbf{R}_{t+1} \right).\end{aligned}\quad (11.12)$$

11.3 Résultats de l'inversion

Nous avons réalisé une inversion conjointe du TEC et des biais instrumentaux suivant le processus présenté plus haut sur une série temporelle de 2 mois, du 16 septembre au 16 novembre 1999. L'équation d'observation a été obtenue à partir de l'équation 11.2 en exprimant une interpolation du TEC au plus proche voisin, *i. e.*, en considérant une grille régulière ($x_i = x_0 + i\Delta x$, $y_j = y_0 + j\Delta y$):

$$TEC^{cal}(x, y) = m_{ij} \text{ tel que } \left(|x - x_i| < \frac{\Delta x}{2} \text{ et } |y - y_j| < \frac{\Delta y}{2} \right) \quad (11.13)$$

où m_{ij} est le modèle de TEC sur le point de la grille (x_i, y_j) . Le modèle *a priori* utilisé pour la première itération est un TEC uniforme sur la zone d'étude correspondant à la valeur donnée par le modèle IRI 95 [Bilitza, 1995], et des biais électroniques nuls.

11.3.1 Biais électroniques

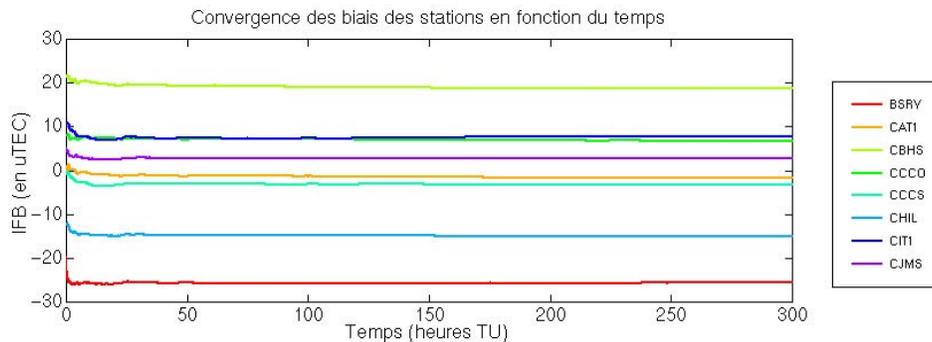


FIG. 11.3 – Convergence des biais pour quelques stations.

La convergence des biais électroniques est effective en quelques jours, comme le montre les figures 11.3 et 11.4. On constate qu'il faut plus de temps pour résoudre les biais des satellites dans la mesure où leur passage en visibilité n'excède pas quelques heures par jour. Une fois les biais stabilisés dans le processus de Kalman, il n'y a plus d'amélioration de la covariance du modèle estimé. Les résidus entre les données calculées et les observations sont dues alors aux variations courtes longueur d'onde ou courtes périodes qui ne peuvent

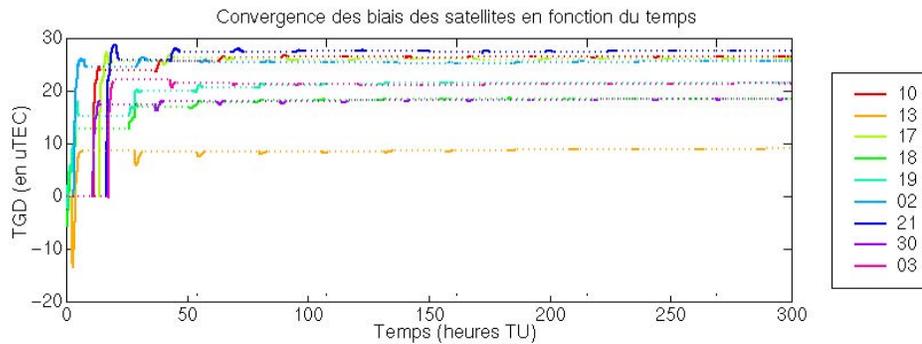


FIG. 11.4 – *Convergence des biais pour quelques satellites.*

plus être résolues par le formalisme de Kalman, puisque l'équation d'évolution n'en tient pas compte.

11.3.2 Variation diurne du TEC

La figure 11.5 illustre la variation diurne du contenu électronique vertical moyen sur la zone étudiée. Cette variation est associée à la radiation solaire (des valeurs maximales pour le TEC pendant la journée et des valeurs minimales la nuit). La figure 11.6 représente la variation diurne pour le même jour calculée à l'aide du modèle IRI [Bilitza, 1995].

11.3.3 Comportement du TEC sur deux mois

La figure 11.7 représente l'évolution de la valeur moyenne du TEC durant la période d'inversion. On note, outre le cycle diurne, une grande variabilité d'un jour sur l'autre, liée à l'activité solaire. Les pics correspondent en effet à des jours d'orages magnétiques, comme le montre la courbe du bas.

11.3.4 Test de résolution

Nous avons effectué un test de résolution pour vérifier la possibilité d'imager des structures de petite échelle à partir des données dont nous disposons. Nous avons pris un modèle de TEC "en damier" (figure 11.8), puis calculé les données synthétiques dans une

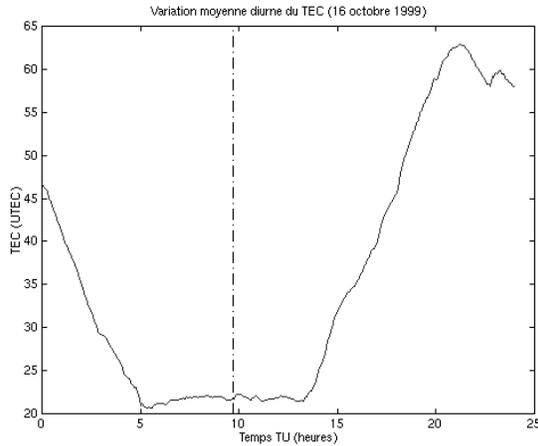


FIG. 11.5 – Variation diurne du contenu électronique vertical (en uTEC) observée par GPS, pour la journée du 16 octobre 1999.

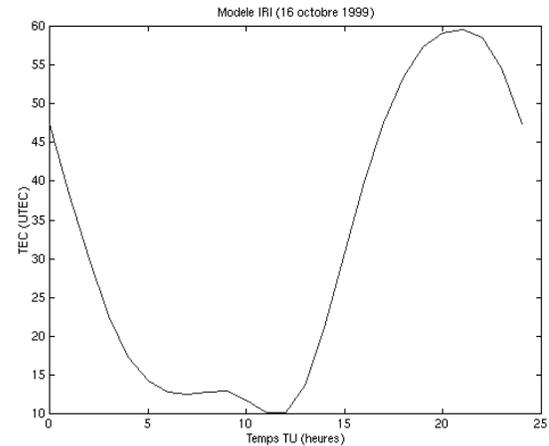


FIG. 11.6 – Variation diurne du contenu électronique vertical (en uTEC) prédite par le modèle IRI, pour la journée du 16 octobre 1999.

configuration de stations et satellites donnée, en supposant les biais électroniques déjà connus. L'inversion des synthétiques porte alors juste sur la structure bi-dimensionnelle du TEC. Le résultat est présenté sur la figure 11.9: on constate que l'inversion donne de bons résultats dès que l'on a des points de mesures en nombre suffisant. La figure 11.10 montre ce même résultat en faisant varier le contraste avec la covariance *a posteriori*. On vérifie alors bien que l'inversion est consistante, et que la covariance permet d'estimer la validité du modèle inversé dans une région donnée. On constate ainsi que le réseau actuel permet d'imager des structures fines, de longueur d'onde inférieure à 100 km. Il est possible d'atteindre une meilleure résolution sur des zones plus réduites, correspondant aux "amas" de points pour un satellite donné.

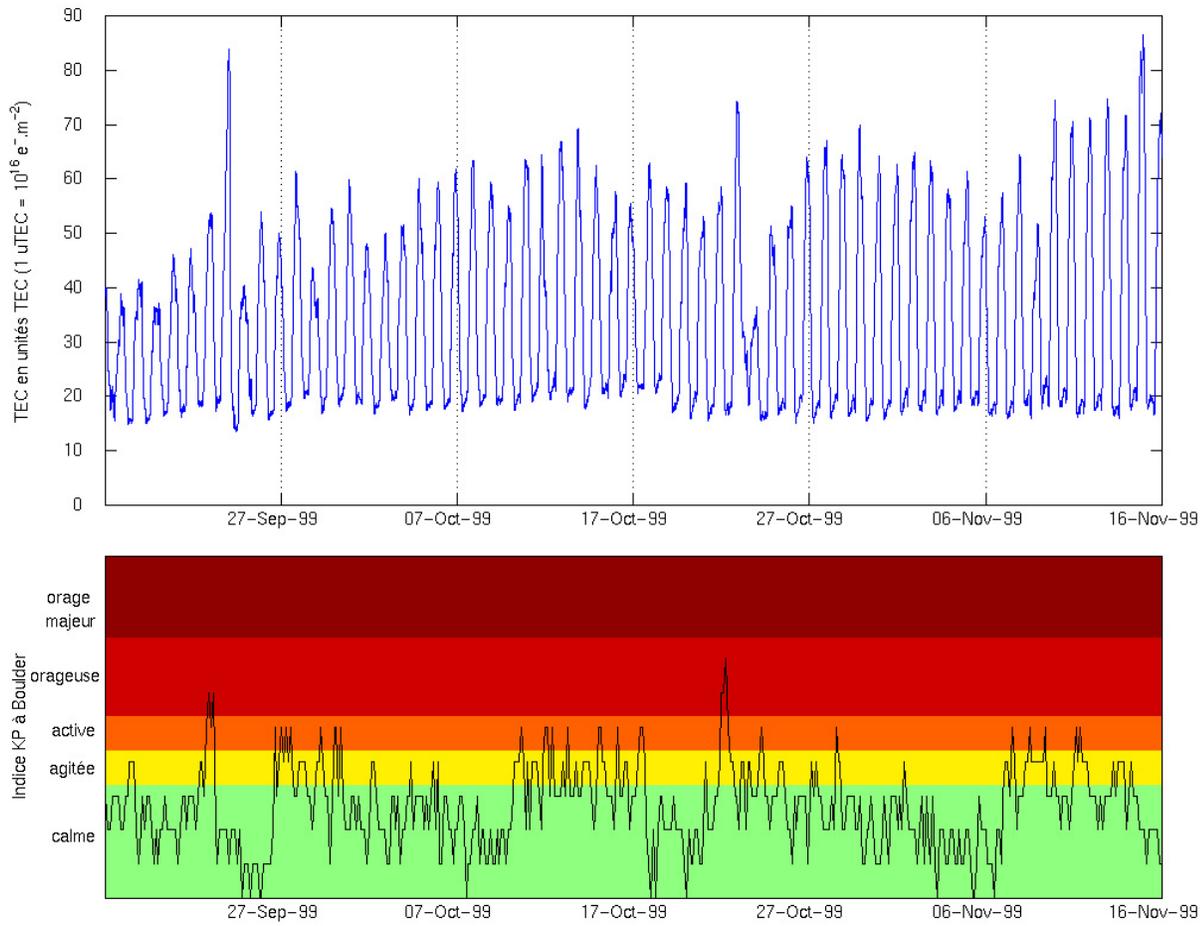


FIG. 11.7 – *En haut* : Variation du TEC du 16 septembre au 16 novembre 1999. *En bas* : Indice d'activité géomagnétique K enregistré à Boulder pour la même période.

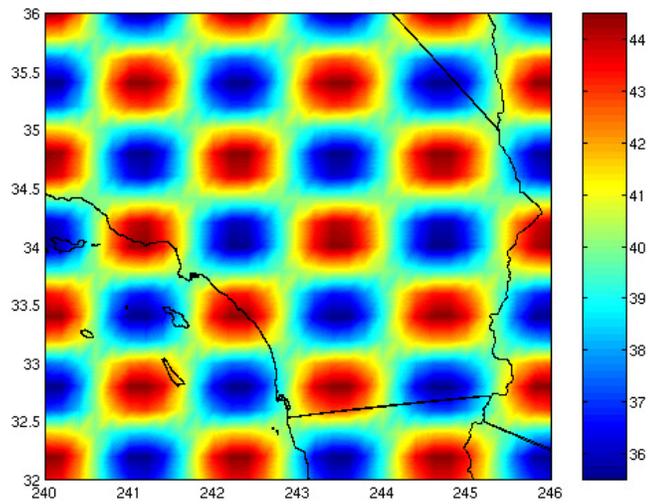


FIG. 11.8 – Modèle de TEC "en damier" utilisé pour le test de résolution. La longueur d'onde caractéristique est d'environ 100 km.

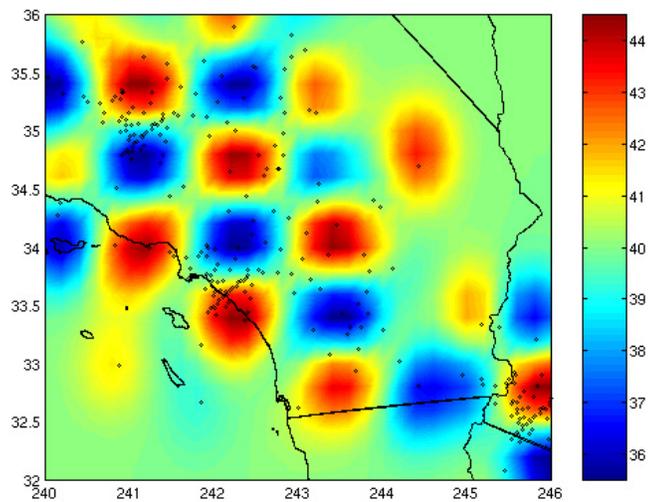


FIG. 11.9 – Modèle de TEC obtenu après inversion. La longueur de corrélation utilisée est de 30 km. Les zones pour lesquelles nous ne disposons pas de données se rapprochent de la valeur du TEC a priori.

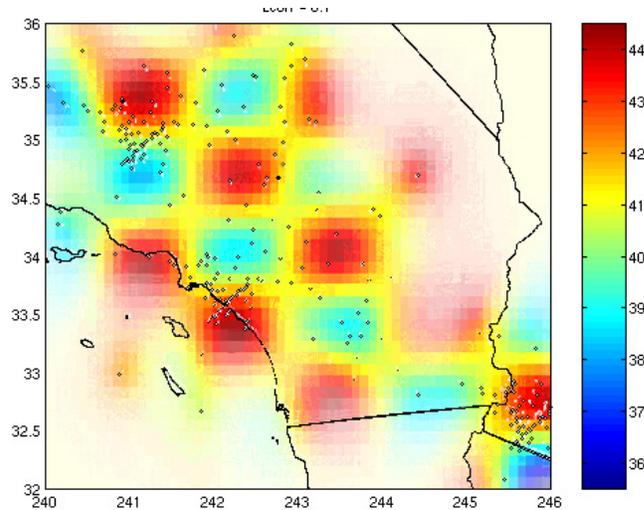


FIG. 11.10 – Même figure que précédemment en utilisant de plus une échelle de luminosité pour la covariance a posteriori. Les zones claires sont celle de faible réduction de variance.

11.4 Variations du TEC autour du séisme d’Hector Mine

Nous avons réalisé une première étude pour imager les variations du TEC à la suite du séisme d’Hector Mine (16 octobre 1999, 9 h 46 min 45 sec, $M_s = 7,3$, $lat = 34,50 N$, $lon = 116,32 O$ [Dziiewonski et al., 2000]). Il est important de préciser le caractère préliminaire de cette étude: la variabilité de l’ionosphère rend difficiles les interprétations que l’on peut faire au vu d’un seul exemple. Ainsi le processus d’inversion et interpolation, qui donne de bons résultats sur des échelles spatiales et temporelle étendues comme dans la section 11.3, nous permet d’obtenir la variation diurne et les biais (section 11.4.1); sur des échelles plus fines, d’une part le problème devient moins contraint par manque de points de mesures, d’autre part la structure tridimensionnelle des perturbations prend de l’importance, et est donc une source d’erreur qu nous ne prenons pas en compte à ce stade. Pour passer à des échelles plus fines, il est indispensable de savoir *a priori* de quelle nature et de quelle force sera le signal sismique sur le TEC, ce qui est l’objet de la section 11.4.2. Nous présenterons enfin une tentative pour isoler un signal se propageant

depuis l'épicentre (section 11.4.4).

11.4.1 Variation à grande échelle

La première étape a consisté à inverser les biais électroniques et la variation diurne en utilisant la méthode décrite dans la section 11.2.2. Nous avons ainsi obtenu, à chaque pas de temps, une carte de l'ionosphère (figure 11.11), en bon accord avec le modèle IRI calculé pour le même jour (figure 11.12). La figure montre les cartes obtenues toutes les heures le 16 octobre 1999. La tendance générale est identique, les écarts observés pouvant s'expliquer par les variations de l'activité solaire différente. Il n'est pas possible de distinguer sur ces données un signal clair d'origine sismique: ceci s'explique d'une part par l'importance du signal diurne qui masque les variations plus fines, d'autre part parce que le filtre de Kalman n'est pas adapté à la mise en évidence de telles perturbations, comme nous l'avons souligné au paragraphe 11.3.1. Il va donc être nécessaire de filtrer le contenu électronique total inversé pour isoler la variation diurne, puis de soustraire celle-ci aux observations pour s'intéresser ensuite aux résidus.

11.4.2 Simulation par sommation de modes

Avant de regarder les résidus, il est important de définir au mieux le type de signal que nous souhaitons identifier et isoler. Nous présentons ici une application des modélisations développées dans la partie II. Les programmes de sommation de modes tels que nous les avons mis au point dans le chapitre 7 permettent en effet de calculer la variation de densité $\delta\rho(\mathbf{r}, t)$ dans l'atmosphère neutre. Afin de quantifier dans un premier temps les perturbations liées au signal que l'on peut attendre sur le TEC, nous avons calculé les variations de densité électronique en faisant l'hypothèse que celle-ci varie avec la densité globale. Cela revient à négliger tous les effets de plasma, et à supposer que l'entraînement des électrons par les particules neutres est parfait. Il est alors aisé de calculer le TEC

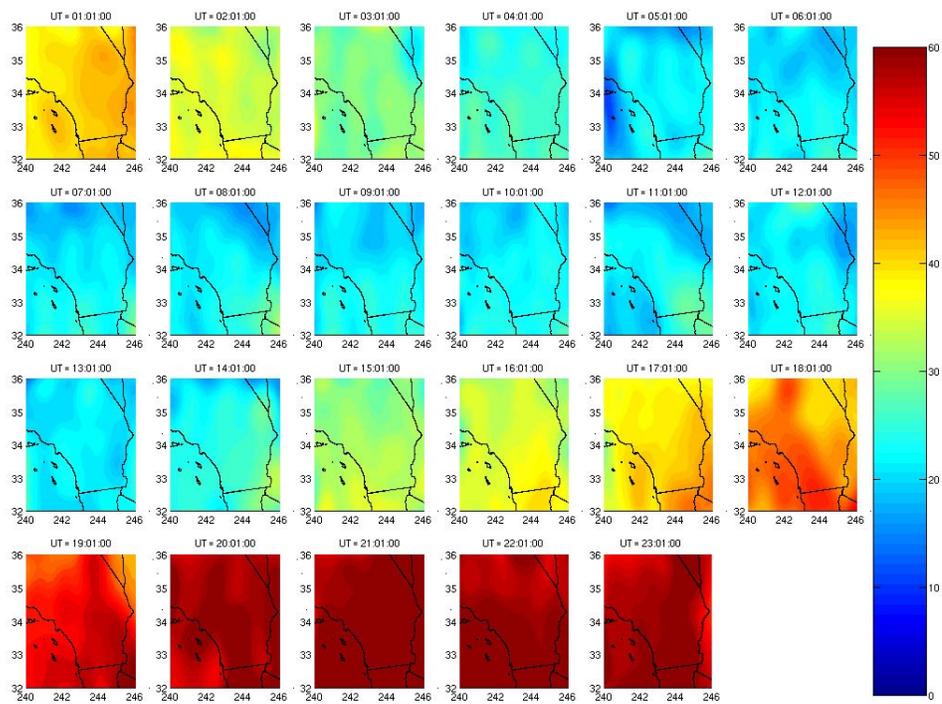


FIG. 11.11 – Cartes de TEC calculées à partir des données GPS

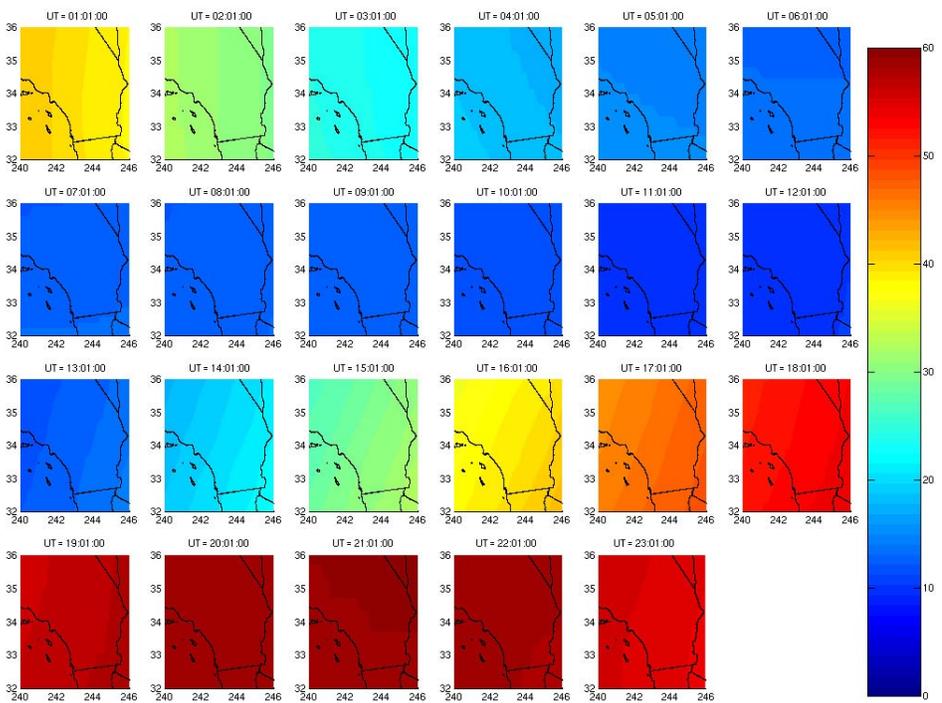


FIG. 11.12 – Cartes de TEC modélisées par le programme IRI.

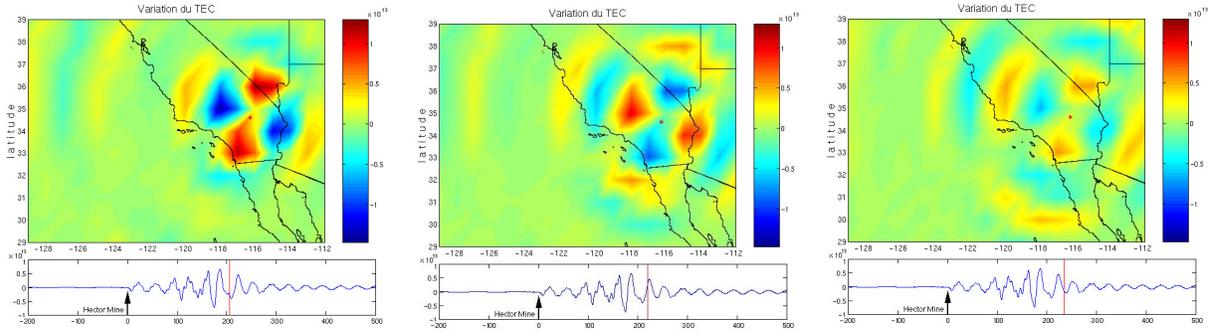


FIG. 11.13 – Variation du TEC au-dessus de la Californie calculée d'après les programmes de sommations de modes.

synthétique en intégrant:

$$TEC_{syn}(x, y, t) = \int_{z=0}^{z=\infty} N_e(z) \frac{\delta\rho(\mathbf{r}, t)}{\rho_0(z)} dz. \quad (11.14)$$

L'objet de ce calcul n'est pas ici de déterminer précisément le signal recherché — les hypothèses faites sont certainement trop fortes —, mais d'obtenir un ordre de grandeur du signal attendu.

Les résultats ont été obtenus dans le cadre du stage de DEA de Giovanni Occhipinti durant l'année 2001 [Occhipinti,] sont présentés sur la figure 11.13 pour trois instants différents. On voit que les variations du contenu électronique total sont de l'ordre de $10^{13} e^- \cdot m^{-2}$, ce qui est 1000 fois moins que la variation diurne. La faiblesse du signal attendu provient de deux facteurs principaux :

1. Le mécanisme au foyer du séisme d'Hector Mine est un décrochement horizontal presque pur et provoque donc un mouvement vertical faible. Cependant il s'agit d'un signal à très courtes périodes au regard de la dynamique d'ensemble de l'ionosphère, donc il est envisageable d'utiliser un filtre passe-bas pour isoler ce signal.
2. Les oscillations post-sismique présentent une longueur d'onde verticale petite devant les échelles de hauteurs de la haute atmosphère et de l'ionosphère. Le contenu électronique total vertical intègre alors plusieurs oscillations, perdant ainsi de la sensibilité, comme cela avait été souligné en section 4.3.2 [Davis, 1973].

Ce constat implique la nécessité de mettre au point un traitement des données bien adapté au signal recherché. Plusieurs stratégies sont possibles, ainsi que leurs combinaisons :

- Isoler la bande de fréquences des ondes sismiques : c’est la méthode utilisée par *Calais et Minster* [1995] lors du séisme de Northridge, et que nous tenterons de reproduire dans la section 11.4.3.
- Rechercher un signal se propageant depuis l’épicentre : c’est l’objet de la section 11.4.4
- Utiliser les données provenant de rais inclinés : en effet, dans ce cas l’intégration du contenu électronique est beaucoup plus sensible à la région du maximum d’ionisation, donc à une couche de faible épaisseur. Les signaux de courte longueur d’onde verticale sont donc moins susceptibles d’être moyennés par l’intégration.

Nous présentons plus bas les résultats préliminaires obtenus pour ces différentes stratégies.

11.4.3 Etudes des données filtrées

La figure 11.14 montre les données de deux récepteurs GPS situés au même endroit et de trois satellites au moment du séisme, pour lesquelles nous avons calculé la combinaison $L_{r,GF}^s$ (combinaison “*GF*” sur la phase, équation 10.12), puis appliqué un filtre passe-bande entre 10 et 3 minutes, à l’identique de [*Calais et Minster*, 1995]. On constate par les différences entre les deux récepteurs que le rapport signal sur bruit est très médiocre. Il n’est alors pas possible de détecter d’une manière très claire un signal post-sismique aussi faible que celui simulé par sommations de modes, même si l’on observe effectivement un accroissement du signal ionosphérique.

11.4.4 Rayonnement de l’énergie

Une deuxième approche a été envisagée afin d’isoler un signal se propageant depuis l’épicentre du séisme. Nous avons tout d’abord filtré les séries temporelles du TEC en

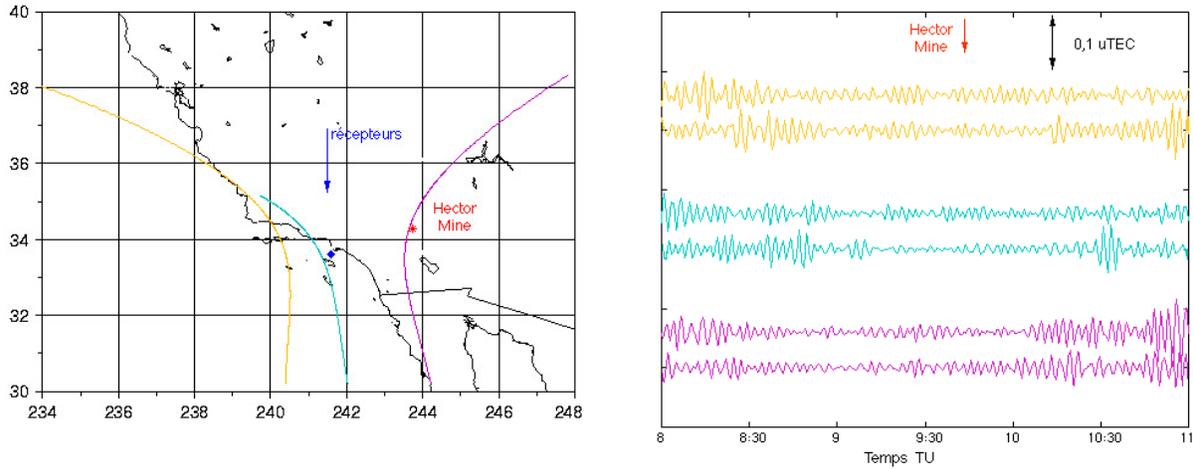


FIG. 11.14 – TEC filtré entre 10 et 3 minutes (à droite) pour trois satellites et deux récepteurs situés au même endroit (points sub-ionosphériques correspondant aux passages des satellites à gauche).

chaque point de la grille afin de supprimer le signal diurne. Puis nous avons calculé l'intégrale:

$$E(r_e, t) = \frac{1}{2\pi} \int |\widetilde{TEC}(x_0 + r_e \cos \theta, y_0 + r_e \sin \theta, t)| d\theta, \quad (11.15)$$

où \widetilde{TEC} est le signal filtré. Cette formulation doit en effet intégrer de façon constructive la part du signal ionosphérique se propageant depuis l'épicentre, et améliorer ainsi le rapport du signal sismique sur les autres sources. Le résultat de cette intégration est donné sur la figure 11.15.

On voit apparaître un premier signal 15 à 20 minutes après le séisme à environ 60 km de l'épicentre, puis un signal beaucoup plus fort 2 heures après le séisme, cette fois-ci au-dessus de la zone épiscopentrale. On peut interpréter le premier signal comme l'arrivée de l'onde directe à l'altitude du maximum d'ionisation, donc à un effet purement dynamique d'entraînement des électrons par l'onde acoustique. Le deuxième signal, plus tardif correspondrait alors à un effet lié à la dissipation de l'énergie transportée, par chauffage des couches ionosphériques au dessus de l'épicentre, comme observé par *Kelley et al.* [1985].

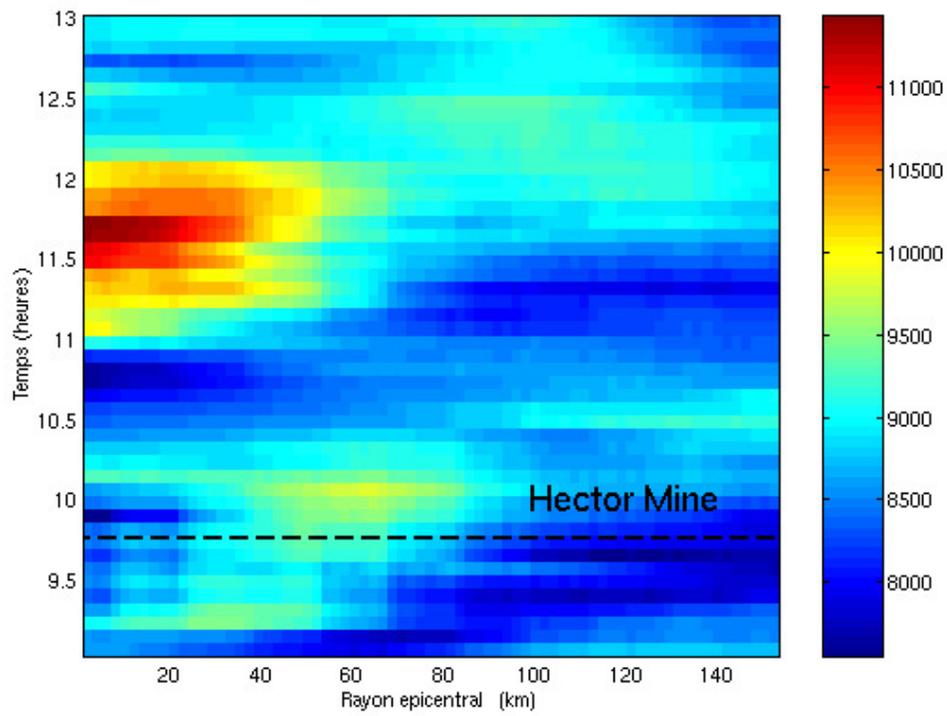


FIG. 11.15 – "Énergie" des variations du TEC intégrée sur les cercles d'égalité distance épiscopentrale (en abscisse) en fonction du temps (en ordonnées)

11.5 Conclusion, et perspectives avec le réseau du Japon

Cette étude entamée dans le cadre de la préparation des mesures d'accompagnement au sol de DEMETER nous a donc permis de réaliser de premières cartes de contenu électronique total au-dessus de la Californie. Les résultats obtenus dans l'inversion des biais et de la structure à grande échelle montrent un bon accord, tant avec les modèles existant qu'avec les autres moyens d'observation dans l'ionosphère.

La seconde étape de ce travail est de concentrer l'étude sur les petites échelles, dans lesquelles se situent *a priori* les signaux d'origine sismique. Deux écueils sont ici à éviter:

- D'une part, l'accès aux petites échelles spatiales et temporelles nécessite un processus d'inversion plus raffiné qu'actuellement: il faut notamment prendre en compte les erreurs induites par l'approximation de couche mince, voire inverser conjointement la structure verticale.
- D'autre part, les perturbations de l'ionosphère à ces échelle sont assez mal connues du point de vue général. Dans l'objectif d'observer des signaux sismiques, il me semble nécessaire de poursuivre les modélisations dans le cadre du couplage thermosphère - ionosphère, en intégrant les équations de la magnétohydrodynamique. Ceci nous permettra notamment de rechercher les meilleures conditions d'observation, par exemple avec des rais plus inclinés.

Dans ce cadre il apparaît largement insuffisant de limiter notre étude à un seul cas: il est maintenant absolument nécessaire de l'étendre à des données provenant d'autres tremblements de Terre, plus favorables si possible à un couplage sol atmosphère, et correspondant à d'autres environnement ionosphérique (heure solaire différente, conditions magnétiques plus ou moins perturbées etc.).

A ce titre nous avons démarré une collaboration avec le *Geographical Survey Institute* afin de réaliser le même traitement des données GPS. Le réseau de GPS continu du Japon

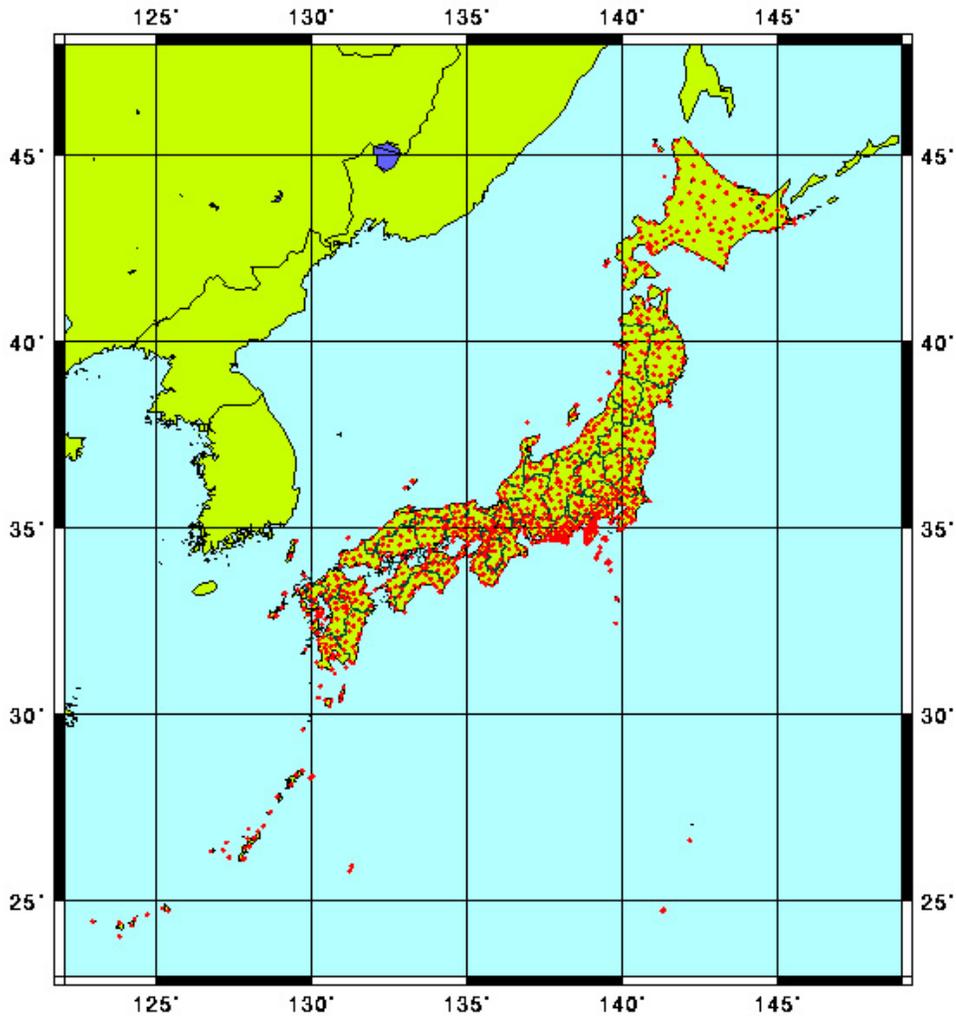


FIG. 11.16 – Réseau GPS du Japon.

(figure 11.16) est en effet constitué de plus de 1000 station réparties très uniformément sur tout l'archipel. L'objectif est de disposer du même dispositif de traitement de données au cours de la durée de vie de DEMETER.

Chapitre 12

Analyseur plasma sur DEMETER

IAP: plasma analyzer on DEMETER

DEMETER satellite will be able to detect plasma perturbation in situ since 2003. We present a preliminary study in order to calibrate IAP (on-board plasma analyzer) with regards to ionospheric conditions. The objective of IAP instrument is to measure ionic composition, temperature and mean velocity of main ionic component. Our first objective was to model precisely the instrumental response of IAP for the preparation of data processing. The first section (12.1) is then a presentation of IAP instrument, which is divided in two analyzers: ADV measures the direction of mean velocity of ions, and APR measures the composition, temperature and density of different species. In order to characterize instrumental response, we started to perform (in sections 12.2 to 12.4) a numerical modeling of direct problem: given plasma conditions, what is the output of IAP. The first results are presented, as well as convergence tests.

Nous avons vu dans le chapitre 5 les perspectives offertes par la future mission DEMETER en termes de mesures *in situ*. L'altitude prévue pour DEMETER (800 km) est certainement trop élevée pour pouvoir détecter directement les oscillations liées aux ondes infrasoniques. Cependant les observations déjà réalisées de perturbations de l'ionosphère après les séismes ont fait état de variations de densité électronique ou de température qui seront détectables par le satellite. Nous avons ainsi entamé une étude de sensibilité de l'instrument IAP aux perturbations du plasma local, dont les résultats devraient nous

permettre, à terme, de calibrer les capteurs et de mettre en place le traitement des données pour détecter de telles perturbations, qu'elles soient post-sismiques ou d'une autre origine.

12.1 Rappel sur les instruments

12.1.1 Rôle de IAP dans DEMETER

L'expérience IAP a pour but de mesurer la densité, la composition ionique, les températures et vitesses d'ensemble des ions majoritaires (H^+ , He^+ , O^+). Son objectif est d'une part mettre en évidence les perturbations du plasma ionosphériques qui pourraient être induites par l'activité sismique ou volcanique, d'autre part de fournir les paramètres du milieu (densité, composition, vitesse) nécessaire pour interpréter les mesures d'ondes effectuées par les expériences ICE et IMSC.

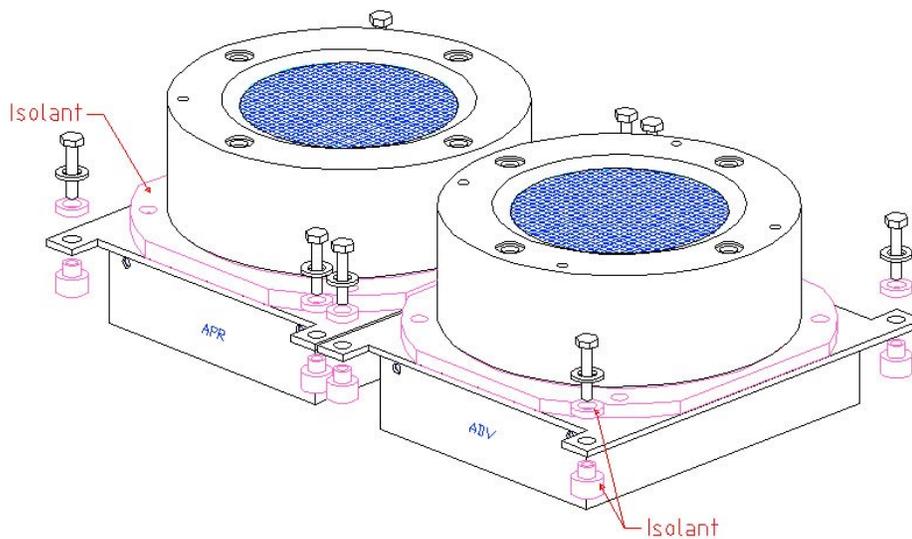


FIG. 12.1 – Schéma de l'instrument IAP, où apparaissent les grilles d'entrées des deux analyseurs APR et ADV.

L'expérience IAP fait appel à deux instruments, APR pour la mesure de la distribution en énergie des ions thermiques incidents, ADV pour la mesure de la direction de la vitesse. Les deux analyseurs sont conçus de façon semblable. Les particules entrant dans

l'analyseur sont séparées suivant leur énergie au passage de plusieurs grilles polarisées de façon adéquate. Un collecteur mesure le courant engendré par les particules atteignant le fond de l'analyseur. Dans le cas de l'instrument APR (analyseur à potentiel retardé), la mesure de l'intensité collectée en fonction du potentiel de l'une des grilles (appelée grille retardatrice) permet de déterminer la composition du plasma et la vitesse moyenne de chaque type d'ions. Dans le cas de l'instrument ADV (analyseur de la direction de la vitesse), le collecteur est divisé en quatre parties, permettant de déterminer l'angle d'incidence des ions collectés.

12.1.2 APR Analyseur à Potentiel Retardateur

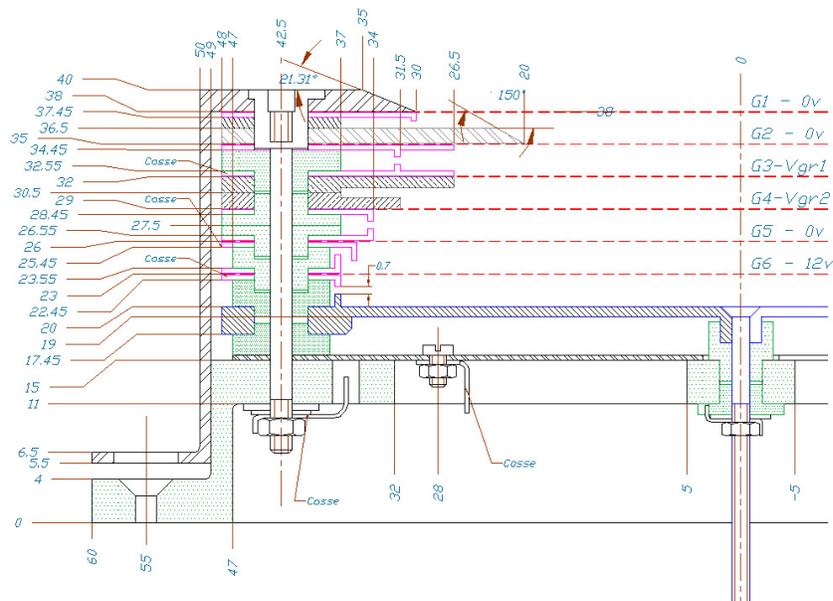


FIG. 12.2 – Le capteur APR: le potentiel $G2$ appliqué à la grille permet de sélectionner les ions selon leur énergie; le collecteur C mesure le courant entrant, ce qui permet d'en déduire la distribution en énergie des ions du plasma local.

La figure 12.2 montre une coupe de l'analyseur APR. La grille double $G1$ à 0 V sert d'écran électrostatique pour empêcher le potentiel variable appliqué à la grille $G2$ de perturber le plasma. La grille double $G2$ est polarisée au potentiel retardateur V_2 : seuls

les ions d'énergie supérieure à $E(V_2)$ peuvent franchir cette grille et être collectés sur le collecteur C. La variation de V_2 entre 0 V et une valeur de 22 V permet d'arrêter tous les ions du plasma ou détermine la distribution en énergie des ions qui pénètrent dans l'analyseur APR, à partir de laquelle on peut remonter à la composante de la vitesse des ions le long de l'axe de l'analyseur ainsi qu'à leur température. La grille G3 polarisée à -12 V est destinée d'une part à repousser les électrons thermiques du plasma qui peuvent pénétrer dans l'analyseur, d'autre part à repousser vers le collecteur les photoélectrons qui en sont émis sous l'impact des UV (Soleil, géocouronne, ...). La grille G4 à 0 V sert d'écran électrostatique pour empêcher toute fluctuation de potentiel sur G3 et d'influencer le collecteur.

12.1.3 ADV Analyseur pour mesure de la Direction de la Vitesse

L'analyseur ADV permet de déterminer la direction de la vitesse d'ensemble des ions dans le repère du satellite. Connaissant la projection de cette vitesse sur l'axe de visée commun à APR et ADV grâce aux mesures de l'analyseur APR on en déduit le vecteur vitesse d'ensemble des ions dans un repère terrestre qui est le paramètre intéressant. Le collecteur de l'analyseur ADV est en fait composé de 4 collecteurs identiques (figure 12.3): en court-circuitant A et B ainsi que C et D, on mesure la direction de la vitesse dans le plan $(y0z)$, en court-circuitant A et C ainsi que B et D on mesure la direction de la vitesse dans le plan $(x0z)$. La figure 12.4 fournit une coupe schématique de l'analyseur ADV. La grille G1 à 0 V sert d'écran pour protéger le plasma extérieur des potentiels appliqués aux différentes grilles. La grille G2 a 2 rôles. En fonctionnement normal elle peut être polarisée à 0 V ou à +2 V : le premier cas est utilisé lorsqu'on cherche à déterminer la dynamique d'ensemble du plasma en acceptant tous les ions. Le second cas est utilisé pour arrêter les ions H^+ et permet de mesurer avec plus de précision la vitesse des ions O^+ . La grille G3 polarisée à 0 v est en fait un diaphragme. Les 2 grilles G4 et G5 sont des écrans, la grille G5 limitant l'influence du potentiel appliqué à G5 dans l'espace que les ions traversent à

la sortie du diaphragme G3. La grille G6 polarisée à -12 V permet d'arrêter les électrons thermiques venant du plasma et de repousser vers le collecteur les photoélectrons qui sont créés par l'impact des UV (Soleil, géocouronne, ...). Le courant collecté sur le groupe C1 de 2 collecteurs est transmis en TM. Comme on connaît le rapport des courants collectés par C1 et C2, qui fournit l'indication de direction de la vitesse, on peut en déduire le courant total mesuré par $C1 + C2$ qui est proportionnel à la densité du plasma.

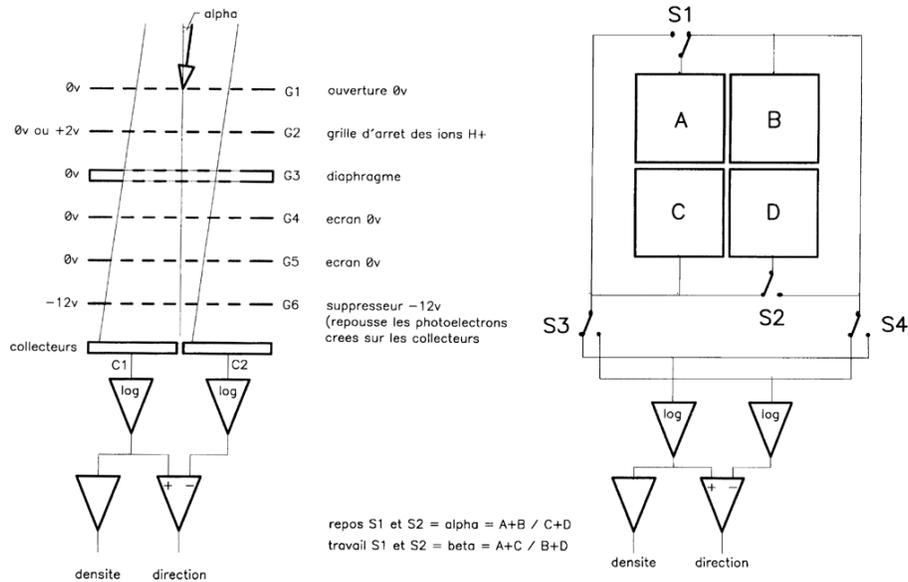


FIG. 12.3 – Schéma de fonctionnement de l'analyseur ADV (sur la gauche). Le flux de particules arrivant avec un angle α induit des courants différents sur les quatre collecteurs (à droite).

12.2 Réponse de l'analyseur aux perturbations du plasma

12.2.1 Objectif de l'étude

L'analyse des données de l'instrument IAP va nécessiter un traitement fin des données afin d'en extraire les paramètres du plasma. En ce qui concerne l'instrument ADV, le

densités, vitesse d'ensemble et température des principales espèce. Il s'agit alors d'un problème inverse, dont nous proposons pour l'instant d'examiner la contrepartie directe.

12.2.3 Problème direct

Il s'agit ici de modéliser les courants collectés en fonction des paramètres macroscopiques du plasma, de la géométrie de l'analyseur et des potentiels appliqués aux différents éléments. Étant donnée une particule caractérisée par sa nature (masse, charge), sa vitesse instantanée et sa position, il est possible de déterminer si celle-ci sera ou non collectée: Il faut pour cela vérifier:

- si la particule peut franchir la gaine électrostatique engendrée par le potentiel du satellite relativement au plasma.
- si la particule atteint la grille d'entrée de l'analyseur.
- pour chaque grille, si la particule traverse la grille, touche les parois de l'analyseur ou revient en arrière.
- Enfin si la particule arrive sur le collecteur.

Rigoureusement, si δn est le nombre de particules collectées en un temps δt , l'intensité mesurée par le collecteur sera: $I_c = \frac{\delta n}{\delta t} q$, où q est la charge des particules.

Les plasmas qui seront traversés par le satellite DEMETER sont caractérisés par une fonction de distribution dans l'espace de phase de type maxwellienne:

$$f(r, v) d^3r d^3v = N_i(r) \left(\frac{1}{\pi \sigma_i^2} \right)^{\frac{-3}{2}} \exp \left(\frac{-|v|^2}{\sigma_i^2} \right) d^3r d^3v, \quad (12.1)$$

où N_i est la densité, σ_i est la vitesse thermique

$$\sigma_i = \sqrt{\frac{kT_i}{m_i}}, \quad (12.2)$$

T_i et m_i étant respectivement la température et la masse atomique de la particule considérée. Rappelons que la fonction de distribution représente la probabilité d'existence

d'une particule dans l'élément de volume $d^3r d^3v$ de l'espace des phases (position \times vitesse). Dans le cas de la maxwellienne, cette densité de probabilité est uniforme sur l'espace des positions, et gaussienne pour chaque composante cartésienne de la vitesse.

Si l'on note, pour une particule située en (r, v)

$$\begin{aligned} If(r, v, \delta t) &= 1 && \text{si la particule est collectée} \\ &&& \text{en un temps } \delta t \\ &= 0 && \text{sinon,} \end{aligned} \quad (12.3)$$

on a alors :

$$\delta n = \int If(r, v, \delta t) f(r, v) d^3r d^3v, \quad (12.4)$$

l'intégrale portant sur l'espace des phases complet.

Notre programme de simulation a donc pour but d'intégrer la formule suivante :

$$I_c = \frac{1}{\delta t} \sum_i q_i \left(\int If(r, v, \delta t) f(r, v) d^3r d^3v \right). \quad (12.5)$$

Il est possible de limiter le nombre de variables à intégrer en remarquant que pour un état (r, v) donné, l'ion ne peut en aucun cas atteindre l'analyseur si $z - z_0 > v_z \delta t$ ou $z - z_0 < 0$, où z est la variable d'espace suivant l'axe perpendiculaire à la grille d'entrée. Si le plasma est homogène, c'est-à-dire si la densité ne dépend pas de \mathbf{r} , on peut alors supprimer l'intégration suivant z en multipliant par le facteur $v_z \delta t$.

Une autre simplification est obtenue plaçant la variable de position de la particule (donc 2 variables x et y) directement sur la grille d'entrée. En effet, lors du passage de la gaine, la composante de la vitesse dans le plan $(x0y)$ n'est pas affectée, et la répartition des ions dans un plan perpendiculaire à l'axe de l'analyseur reste uniforme. Il est alors indifférent d'intégrer sur la position de départ ou sur la position dans le plan de la grille d'entrée à partir du moment où l'on garde ce terme à l'intérieur de l'intégrale sur les vitesses (pour justifier le passage de la gaine). On peut donc écrire :

$$I_c = \sum_i q_i N_i \left(\int_v \left(\int_{x', y' \in G_E} If(x', y', v) dx' dy' \right) v_z g(v) d^3v \right), \quad (12.6)$$

avec

$$g(v) d^3v = \left(\frac{1}{\pi \sigma_i^2} \right)^{\frac{-3}{2}} \exp \left(\frac{-|v|^2}{\sigma_i^2} \right) d^3v. \quad (12.7)$$

12.3 Principe de modélisation.

Pour calculer l'intégrale dans l'expression de δn (équation 12.4), nous utilisons une méthode de Monte-Carlo. Cet algorithme permet de calculer des intégrales impliquant un grand nombre de variables d'intégration avec un coût de calcul moindre, en utilisant la relation :

$$I = \int \Phi(x) f(x) dx \quad \rightarrow \quad I_N = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \Phi(X_n) \\ \text{lorsque } N \rightarrow \infty, \quad (12.8)$$

et où X_n est une variable aléatoire de densité de probabilité $f(x)$ sur l'espace d'intégration. Lorsque cet espace est trop grand pour pouvoir calculer l'intégrale par des méthodes classiques, il devient alors intéressant du point de vue du coût calcul d'utiliser l'approximation : Le nombre de tirages aléatoires pour Monte-Carlo sera en effet moins coûteux que la discrétisation de l'espace d'intégration.

Rappelons que $f(x)dx$ représente la probabilité qu'un tirage de la variable X se situe dans un élément de volume dx autour du point x. On a donc :

$$\int f(x)dx = 1, \quad (12.9)$$

où l'intégrale porte sur l'ensemble des valeurs possibles.

Dans notre cas, le plasma est déjà décrit comme une densité de probabilité sur l'espace des phases. Nous avons cependant effectué des hypothèses simplificatrices sur les positions, réduisant ainsi le champ d'intégration. Il nous faut alors contrôler que nous utilisons bien une densité de probabilité normée sur cet espace, soit :

$$h(x', y', v) dx' dy' d^3v = \frac{1}{\pi r_G^2} \left(\frac{1}{\pi \sigma_i^2} \right)^{\frac{-3}{2}} \exp \left(\frac{-|v|^2}{\sigma_i^2} \right) d^3v, \quad (12.10)$$

le terme $1/\pi r_G^2$ étant le terme de normalisation sur la surface d'entrée du collecteur.

Le terme complémentaire, permettant de décrire I_c sous la forme :

$$I = \int \Phi(x', y', v) h(x', y', v) dx' dy' d^3v \quad (12.11)$$

est donc donné par :

$$\Phi(x', y', v) = \pi r_G^2 q_i N_i I f(x', y', v) v_z. \quad (12.12)$$

A partir de la densité de probabilité h nous allons donc générer un grand nombre K de particules $(x'_k, y'_k, \mathbf{v}_k)$, et pour chacune de celles-ci, calculer

$$\delta I_k = \Phi(x'_k, y'_k, v_k) \quad (12.13)$$

puis moyenner pour obtenir

$$I_c = \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K \delta I_k. \quad (12.14)$$

Remarquons enfin que le tirage aléatoire suivant h se décompose en un tirage uniforme de x' et y' sur la grille d'entrée, et un tirage suivant une gaussienne pour chaque composante cartésienne de la vitesse.

12.4 Implémentation du programme

Les programmes ont été écrits, en ce qui concerne l'architecture générale et la syntaxe employée, par Brice Dourado. J'ai repris ses codes et ai réalisé les modifications nécessaires pour les corriger des erreurs de méthode commises. Les programmes pour APR et ADV sont quasiment identiques, à l'exception de la sortie qui distingue les quatre collecteurs pour ADV.

Le schéma en est :

1. Lecture des fichiers d'entrée, qui définissent la géométrie de l'analyseur (positions, tailles et potentiels des grilles), l'attitude du satellite et son potentiel, les caractéristiques des différents ions du plasma, et enfin le nombre K d'ions à générer et les paramètres à faire varier pour la simulation.

2. Pour chaque espèce d'ion, K itérations d'une boucle dont les étapes sont
 - génération des caractéristiques de l'ion suivant la fonction de distribution
 - calcul progressif de la trajectoire de l'ion jusqu'à déterminer s'il arrive au collecteur (et quel collecteur pour ADV)
 - si l'ion est collecté, incrémentation de

$$\frac{1}{K} \delta I_k = \frac{1}{K} q_i N_i I f(x', y', v) v_z \pi r_G^2$$

3. Somme des contributions de chaque ion, sortie du programme

12.5 Validation du programme

12.5.1 Comparaison avec une formule analogique

Nous avons comparé les résultats obtenus pour APR avec une formulation analogique du problème. En effet on peut exprimer le flux d'ions I traversant un grille au potentiel Φ par rapport au plasma par :

$$F_i(\Phi) = \frac{N_i V_{iz}}{2} \left[1 + \operatorname{erf}(\beta_i f_i) + \frac{1}{\sqrt{\pi} \beta_i V_{iz}} e^{-(\beta_i f_i)^2} \right] \quad (12.15)$$

Où N_i est la densité des ions dans le plasma, V_{iz} la composante du vecteur vitesse d'ensemble des ions le long de l'axe de visée (Oz) de l'analyseur qui est égale à la vitesse du satellite sur ce même axe additionné à celle du plasma. β_i représente l'inverse de la vitesse thermique des ions soit:

$$\beta_i = \left(\frac{m_i}{2kT_i} \right)^{\frac{1}{2}},$$

et

$$f_i = V_{iz} - \sqrt{\frac{2\Phi}{m_i}}.$$

On peut donc faire une approximation du courant collecté par:

$$I_i = q_i F_i(\Phi) S, \quad (12.16)$$

où S est la surface d'entrée de l'analyseur.

12.5.2 Test de la convergence

Nous avons ensuite testé la convergence de la méthode, en calculant les courants simulés en utilisant 10^4 , 10^5 , 10^6 particules générées de chaque espèce. Cela nous permet d'ajuster au mieux le nombre d'ions à générer en fonction de la précision souhaitée. Nous montrons ici les résultats pour l'instrument APR (figures 12.5 et 12.6).

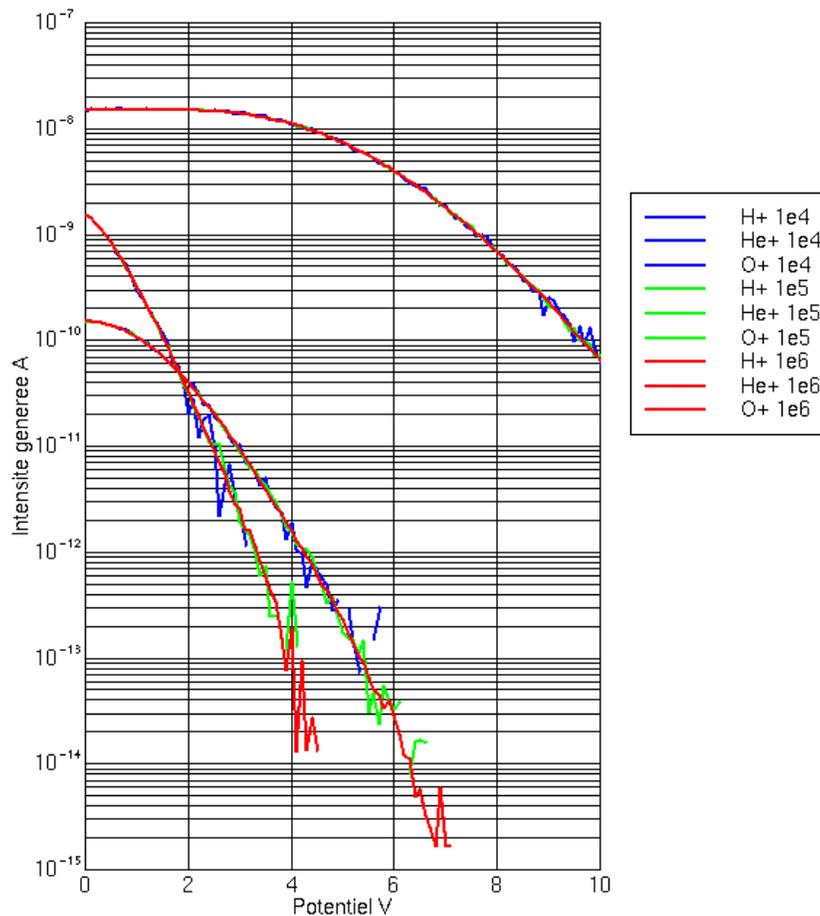


FIG. 12.5 – Résultat de la simulation pour APR: courant collectés pour les différents ions en utilisant 10^4 , 10^5 puis 10^6 particules générées.

Les simulations avec un grand nombre (jusqu'à 10^6 ions générés) permettent de descendre à des intensités plus faibles. Les analyseurs sont conçus pour avoir une limite

de détection pour des courants d'environ 3×10^{-11} A. On peut donc se limiter à des calculs avec moins de 10^5 ions générés, ce qui représente un grand gain de temps calcul. En revanche, la figure 12.6 montre que le bruit numérique est lui aussi fonction du nombre de particules générées. Pour la simulation à 10^5 particules, il est de l'ordre de 1%.

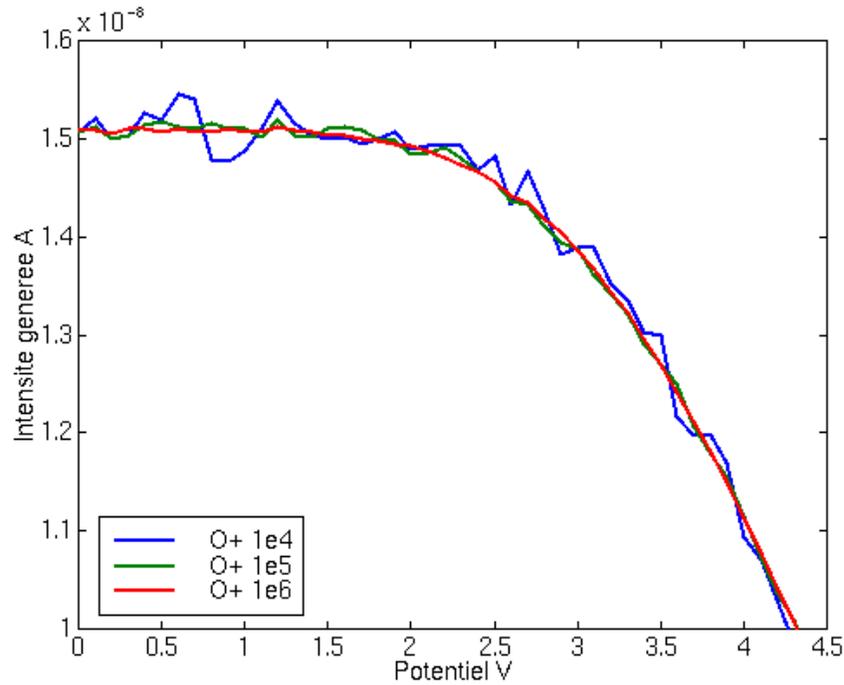


FIG. 12.6 – Résultat de la simulation pour APR: agrandissement de la composante $O+$ à faible potentiel retardateur

12.6 Conclusion préliminaire

Les modélisations réalisées pour l'expérience IAP représentent une première approche pour préparer le traitement des données de DEMETER. Il n'est pas encore possible actuellement de calculer les perturbations post sismiques que l'on peut attendre à 800 km. Il est fort probable que le signal purement dynamique aura été dissipé (section 8), et il faudra donc examiner les perturbations du plasma liées à un transfert thermique, comme

envisagé dans le cadre des travaux sur les perturbations du contenu électronique total (section 11.4.4).

Quatrième partie

Conclusions et perspectives

Chapitre 13

Perspectives scientifiques autour du couplage sismo-atmosphérique

Perspectives

This chapter presents the perspectives open by this work. As studies on seismo-atmospheric coupling are quite new, we face now different ways to continue our investigations, as well as several applications of our results. Firstly, in the area of seismic waves in the atmosphere:

- An extension of systematic studies of atmospheric filtering of waves can be useful either in the frame of CTBT applications, or in atmospheric science, to better understand the generation and propagation of travelling ionospheric disturbances.*
- From the seismological point of view, detection of seismic waves in the atmosphere can be of great interest if we get an imagery capability: trans-horizon radars could offer this, as they are sensitive to displacements of ionospheric layers. Another way to do this is a space, with a Doppler topside ionospheric sounder.*

Secondly, in the area of numerical modeling, we have to continue studies on atmospheric sources, in order to verify our interpretation in the case of Pinatubo eruption. Also, it is in principle possible to compute tsunami modes: for the time being, the radiative boundary condition is probably not adapted to tsunami and gravity waves frequencies. And last, the question of toroidal modes frequencies detected on magnetic data after earthquake is unresolved.

La relative nouveauté des études sur le couplage entre la Terre solide et son atmosphère, combinée avec le développement d'instruments d'observation, au sol ou par satellite, des phénomènes atmosphériques ou ionosphériques, ouvre des perspectives extrêmement diverses sur le plan scientifique. Ce domaine permet en effet d'envisager de nouvelles méthodes pour appréhender et observer la physique de la Terre et même des planètes. Je citerai ici quelques-unes des perspectives évoquées au cours de ma thèse. Certaines font déjà l'objet de travaux poussés, d'autres ont été proposées comme objectifs à plus long terme. Enfin, certaines idées plus ambitieuses devront probablement attendre, tapies au coin de la pensée scientifique, de nouveaux développements théoriques ou instrumentaux pour voir le jour.

13.1 Ondes sismiques dans l'atmosphère

Cette première partie a pour objet les retombées scientifiques possibles de l'étude des ondes sismiques de l'atmosphère.

13.1.1 Propagation atmosphérique

Comme cela a été souligné dans le chapitre 8, les signaux post-sismiques dans l'ionosphère offrent la possibilité d'étudier la propagation des ondes infrasoniques dans l'atmosphère, puisque la source en est bien connue, et que l'on peut la modéliser avec une bonne précision à l'aide de la sismologie.

Outre la détermination du profil de viscosité dans l'atmosphère, qui est le premier objectif, tant par son intérêt scientifique propre que dans le souci d'améliorer les modélisations présentées dans la partie II, je pense que ces travaux peuvent apporter de nouveaux outils dans deux applications des sciences de l'atmosphère :

- Dans le cadre de la détection des essais nucléaires : avec la mise en place du CTBT (*Comprehensive Test Ban Treaty*), ou traité d'interdiction totale des essais nucléaires. Les explosions nucléaires produisent des signaux de même nature que les

signaux post-sismiques.

- Pour l'étude des perturbations ionosphériques itinérantes: ces perturbations, générées par couplage entre l'atmosphère neutre et l'ionosphère au passage d'ondes de gravité, sont encore assez mal connues en ce qui concerne leurs sources. Pour les ondes de gravités "sismique", nous disposons maintenant d'un outil de modélisation de la perturbation atmosphérique jusqu'à son interaction avec l'ionosphère. Une étude plus quantitative pourrait alors être menée dans la caractérisation du mécanisme de couplage avec le plasma

13.1.2 Observation globale des ondes de surface

L'existence d'ondes sismiques dans l'atmosphère observables par des techniques radar telles le sondeur Doppler permet en outre d'envisager une nouvelle méthode d'acquisition de données sismologiques. En effet, l'un des enjeux de la sismologie actuelle est de parvenir à une couverture suffisante, en termes de densité de récepteur comme d'extension spatiale.

Les méthodes de tomographie actuelle de la croûte sont toutes limitées par le nombre de stations sismiques. Même si les réseaux mondiaux comptent maintenant quelques milliers de stations, et que des projets très ambitieux sont proposés aux USA avec un millier de stations (USArray), les résolutions des méthodes de tomographie sismique sont encore très loin d'imager des structures de l'ordre de quelques dizaines de kilomètres au niveau d'un continent. Seule cette résolution permettrait une imagerie de la croûte compatible avec les réelles structures tectoniques et géomorphologiques, bassins, zones de subductions, etc. Au niveau du continent européen, de tels modèles tomographiques permettraient une véritable révolution, autant dans notre compréhension de la tectonique que dans notre connaissance de la croûte et des risques sismiques associés, tant au niveau des amplifications locales associées aux structures sédimentaires que des extensions en profondeur des failles sismiques.

L'une des perspectives de cette thèse est de passer d'une acquisition ponctuelle, comme le sondeur Doppler, à une réelle imagerie sur toute la surface du front d'onde. Le radar

trans-horizon Nostradamus développé par l'ONERA-DEMR et déployé dans l'ouest de la France, serait à ce titre un bon candidat : Il s'agit d'un radar à impulsion et à fréquence variable, d'une portée de quelques milliers de kilomètre au sol, permettant de mesurer les mouvements de cibles proches du sol ou de l'ionosphère au travers du décalage Doppler entre le faisceau émis et reçu. La résolution au niveau de l'ionosphère du faisceau Radar est de l'ordre de la dizaine de kilomètres et le radar permet un balayage continu d'une surface de 500x500 km² en quelques secondes avec cette résolution.

13.1.3 Sismologie spatiale

Sur Terre...

Il est aussi possible d'envisager une détection "par le haut" des ondes de surface par le biais de méthodes radar. Des sondeurs ionosphériques embarqués fonctionnent déjà, permettant de mesurer les réflexions d'ondes HF sur la partie supérieure de l'ionosphère (au-dessus de 300 km) : ils correspondent cependant à des mesures ponctuelles. Pour arriver à réaliser une imagerie, il est nécessaire d'imaginer plutôt un sondeur bi-statique, susceptible de balayer une zone entière lors du passage de l'onde.

... ou ailleurs ?

Une dernière application est l'étude des éventuels séismes des autres planètes, en particulier de Venus. Venus est le siège d'une importante activité volcanique, et bien qu'aucune structure de type plaques tectoniques n'y ait été détectée, il est possible d'y envisager une activité sismique. La difficulté de la détection sur Venus provient de l'opacité de son atmosphère, qui ne laisse pratiquement pas de bandes de fréquences par lesquelles on pourrait observer la surface.

La mission VENUS EXPRESS [*Chicarro et al., 2001*], acceptée par l'ESA en mai 2001 dans le cadre de l'appel à idées pour la réutilisation de la plate-forme Mars Express, consiste en l'envoi d'une sonde en orbite autour de Venus pour en étudier l'atmosphère à l'aide de méthodes radio et optiques, ainsi que de mesures de plasma. Il serait alors

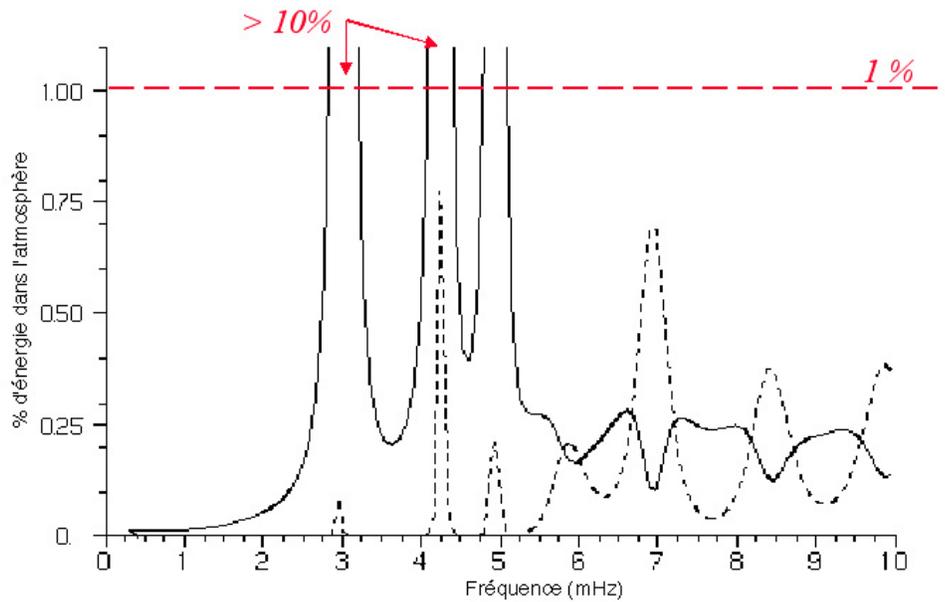


FIG. 13.1 – Part dans l’atmosphère de l’énergie des modes solides de Venus pour la branche fondamentale, en fonction de la fréquence.

intéressant de rechercher d’éventuels signaux d’origine sismique. En effet, la densité de l’atmosphère de Venus est de l’ordre de 60 kg.m^{-3} , soit 60 fois plus que sur Terre: l’efficacité du couplage est donc dans le même rapport, atteignant plus de 10 % aux alentours de 3 mHz (figure 13.1). On peut donc s’attendre à pouvoir détecter des séismes pour un ordre de magnitude de moins que sur Terre.

13.2 Modélisation globale

13.2.1 Signaux sismiques d’origine atmosphérique

Les travaux effectués sur l’excitation des modes sismiques par des éruptions volcaniques (section 9) semblent prometteurs. Le mécanisme de source obtenu par l’inversion — une source à 60 km d’altitude — est assez éloigné de ce que l’on pourrait imaginer intuitivement. Il est donc assez intéressant de vérifier que l’on retrouve ce type de source, soit pour d’autres éruptions volcaniques, soit pour d’autres sources explosives, afin de

valider notre étude.

13.2.2 Tsunamis et ionosphère

Le calcul des modes pour le système complet permet d'obtenir les modes océaniques. Il est alors en théorie possible de modéliser le signal ionosphérique associé à la propagation d'ondes de tsunamis. Le couplage attendu est plus important que pour les modes sismiques, car la vitesse de groupe des ondes de tsunami est très proche de celle des ondes atmosphériques. Cependant, le domaine fréquentiel est celui des ondes de gravité, et les simplifications effectuées pour établir la condition de surface radiative (section 6.2.4) ne sont plus valables — notamment le découplage entre la vitesse et la perturbation de gravité. Il est donc nécessaire de modifier l'expression de la condition aux limites dans la méthode variationnelle.

13.2.3 Modes toroïdaux

A la suite des séismes du Chili en 1960, puis de l'Alaska en 1964, des perturbations magnétiques longues périodes ont été enregistrées, dont les périodes caractéristiques correspondent aux fréquences propres des premiers modes toroïdaux de la Terre solide [Winch et al., 1963, Hirshberg et al., 1967]. Aucune des théories exposées à l'époque n'a permis de mettre en place une relation de cause à effet satisfaisante, et il serait intéressant de regarder si un couplage entre les modes toroïdaux et l'atmosphère pourrait se produire et engendrer de tels signaux.

Chapitre 14

Conclusion

14.1 En français...

Au moment de conclure cette thèse, il est bon de rappeler quels en étaient les objectifs, et essayer de tirer un bilan des travaux réalisés. Le sujet du couplage entre la Terre solide et l’atmosphère est très récent en sismologie, comme en aéronomie, bien que les manifestations en aient été observées depuis déjà quelques décennies. Son intérêt n’est apparu que lorsque ces signaux sont devenus détectables et identifiables dans tous les domaines scientifiques. La sélection du satellite DEMETER par le CNES en 1998 a relancé une réflexion sur la possibilité de détecter depuis l’espace, les signaux d’origine sismique. Bien que ce projet soit tourné vers la recherche de précurseurs, il est apparu nécessaire de mieux comprendre quels étaient les signaux détectables après les séismes, dans la mesure ou leur existence elle-même n’est pas sujette à controverse.

Cette thèse a donc démarré dans le dessein d’éclaircir tant le phénomène physique en lui-même, que les moyens d’observations et les perspectives ouvertes.

La première partie s’est donc voulue un “état de l’art” concernant le couplage sismo-atmosphérique. Malgré l’impossibilité d’être exhaustif, nous avons tenté de détailler non seulement les observations effectuées historiquement, mais aussi les outils théoriques disponibles pour comprendre celles-ci, ainsi que les outils d’observations envisageables

pour accumuler des données de façon plus systématique.

La deuxième partie vise à établir une modélisation globale du système Terre capable de prendre en compte les phénomènes de couplage. Partis des sommations de modes désormais classiques en sismologies, nous avons pu étendre celle-ci à l'atmosphère. Il est dès lors possible de modéliser certains des signaux observés de longue date par le biais des sondeurs Doppler. Le bon accord entre les synthétiques ainsi calculés et les observations a ouvert la voie à de nombreuses perspectives, tant en sismologie pour la capacité d'imagerie qu'en aéronomie, pour la possibilité de bien contraindre l'origine du signal. Il reste cependant à établir l'outil théorique permettant de passer ensuite de l'atmosphère neutre à l'ionosphère. Des modélisations du plasma ionosphérique déjà existantes permettent de calculer la propagation de perturbations dans l'ionosphère, et pourraient être adaptées aux signaux d'origine sismiques. Cependant le manque d'observations quantifiables nous a conduit à d'abord développer des outils de mesure adaptés à la surveillance de signaux post-sismiques.

C'est l'objet de la troisième partie de ce mémoire, qui s'inscrit plus particulièrement dans le cadre de DEMETER, du fait de l'objectif commun de détection. Nous y présentons d'abord les travaux sur l'imagerie de l'ionosphère au moyen du contenu électronique total : plusieurs sources font états d'observations de signaux post-sismiques, cependant aucune étude n'avait poussé les recherches plus loin pour établir une véritable description quantitative de la perturbation. Si le GPS, par la disponibilité et l'importance des réseaux dans les régions actives s'annonce comme un outil prometteur pour étudier l'ionosphère dans le détail, un important travail de traitement des données est nécessaire pour valider les résultats. Nous présentons ensuite les études réalisées pour le capteur IAP DE DEMETER, qui sont encore assez préliminaires dans la mesure où le lancement de DEMETER est pour 2003. L'objectif sera ensuite de réaliser des simulations "complètes", depuis le séisme jusqu'au signal reçu par DEMETER.

L'ouverture de cette étude tant sur la modélisation que sur l'observation n'a malheureusement pas toujours permis de relier dans le cadre de cette thèse tous les aspects

abordés. Le thème du couplage entre la Terre solide et l'atmosphère est donc loin d'être épuisé, nous ouvrant déjà de nombreuses perspectives à prospecter pour les années à venir.

14.2 In English...

As the times comes to conclude this thesis, let us recall what were the objectives, and try to get an assessment of this work. Solid Earth - atmosphere coupling is a recent issue in seismology as in aeronomy, although related phenomena have been observed for some decades. The interest of this theme appeared when the associated signals became detectable and identifiable in all the fields concerned. Selection of DEMETER mission by the CNES in 1998 reopened researches on the possibility to detect earthquake-related signals from space. The main goal of DEMETER is a search for possible precursors, however it appeared necessary to better understand what were post-seismic signals, insofar their existence is not controversial in this case.

This thesis started therefore with the aim of clarifying as much the physical phenomenon as the observation tools and perspectives.

The first part is then an attempt to recall the current knowledge about seismo-acoustic coupling. Despite the impossibility to be exhaustive, we tried to detail both the observations made, the theories developed and the instruments used or foreseen for the understanding of our problem until now.

The second part aims to develop a global modeling of Earth system, capable of taking into account ground-atmosphere coupling. Starting from normal modes summation, which is now a common technique in seismology, we extended it to atmosphere. It is hence possible to model the signals observed on Doppler sounding networks for long. The good agreement between synthetics and data opened different perspectives from the capability of surface waves imagery in seismology to a well-constrained source of gravity waves in aeronomy. Some work still remains, of course: we need now to develop a theory that would allow to model perturbation up to the ionospheric plasma. Techniques for modeling propagation of plasma perturbation already exist, that could be adapted to seismic events.

However the lack of systematic observations led us to first develop tools for a continuous survey of post-seismic signals.

This is therefore the objective of the third part, which takes place more specifically in the frame of DEMETER preparation, due to the common aim of detection. We present first the study on ionospheric imagery using GPS dense network: different sources claimed the detection of post-seismic perturbations, but without presenting a really quantitative description of phenomenon. If GPS appears to be a promising tool, due to the importance and density of continuous network in seismic areas, an important data processing has to be set up to obtain a good accuracy on short scale imagery. We present secondly some work performed for DEMETER on-board instrument IAP: it is still a preliminary study in the sense that launch is planned in 2003. The final objective is to realize “complete” simulations, *i. e.* from the earthquake to the signal measured by DEMETER.

The objectives of this thesis deal both with modeling and with observation. It was not always possible to link in three years all the issues tackled. The theme of solid Earth - atmosphere coupling is therefore far from closed, and already opens numerous perspectives for the years to come.

Cinquième partie

Bibliographie et annexes

Références

- Artru, J., P. Lognonné, et E. Blanc (2001). Normal modes modelling of post-seismic ionospheric oscillations. *Geophysical Research Letters* 28, 697–700.
- Artru, J., P. Lognonné, E. Blanc, et T. Farges (2001). Theory and observation of acoustic coupling between the solid earth and its atmosphere. In *Proceedings ION/OHP Joint Meeting, Jan 2001*. inclus dans cette thèse.
- Banks, P. M. et G. Kockarts (1973). *Aeronomy, Part B*. Academic Press, New York and London.
- Bay Area Regional Deformation. page web: tt <http://quake.geo.berkeley.edu/bard/bard.html>.
- Ben-Menahem, A. (1975). Source parameters of the Siberia explosion of June, 1908, from analysis and synthesis of seismic signals at four stations. *Phys. Earth Planet. Inter.* 11, 1–35.
- Bilitza, D. (1995). *International Reference Ionosphere 1995*. NSSDC 90-22, Greenbelt, Maryland. tt <http://nssdc.gsfc.nasa.gov/space/model/models/iri.html>.
- Blanc, E. (1985). Observations in the upper atmosphere of infrasonic waves from natural or artificial sources: A summary. *Ann. Geophys.* 3, 673.
- Bolt, B. A. (1964). Seismic air waves from the great Alaska earthquake. *Nature* 202, 1095–1096.
- Calais, E. et J.-B. Minster (1995). GPS detection of ionospheric perturbations following the January 17, 1994, Northridge earthquake. *Geophys. Res. Lett.* 22, 1045–1048.

- Calais, E. et J. B. Minster (1998). GPS, earthquakes, the ionosphere, and the space shuttle. *Phys. Earth Planet. Int.* 105, 167–181.
- Cevolini, G. (1994). The explosion of the bolide over Lugo di Romagna (Italy) on 19 January 1993. *Planet. Space. Sci.* 42, 767–775.
- Chicarro, A. *et al.* (2001). VENUS EXPRESS. In *Meeting on the re-use of the Mars Express platform at Venus*.
- Coco, D. S., C. Coker, S. R. Dahlke, et J. R. Clynch (1991). Variability of GPS satellite differential group delay biases. *IEEE Trans. Aerosp. Electron. Syst.* 27(6), 931–936.
- Cowling, T. G. (1941). The non-radial oscillations of polytropic stars. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 101, 369–373.
- Dahlen, F. A. et J. Tromp (1998). *Theoretical Global Seismology*. Princeton University Press, Princeton, New Jersey.
- Davies, J. B. et C. B. Archambeau (1998). Modeling of atmospheric and ionospheric disturbances from shallow seismic sources. *Phys. Earth Planet. Int.* 105, 183–199.
- Davies, K. et D. Baker (1965). Ionospheric effects observed around the time of the Alaskan earthquake of march 28, 1964. *J. Geophys. Res.* 70, 1251–1253.
- Davis, M. J. (1973). the integrated ionospheric response to internal atmospheric gravity waves. *J. Atmosph. Terr. Phys.* 35, 929–959.
- Donn, W. et M. Ewing (1962a). Atmospheric waves from nuclear explosion, 2, The Soviet test of October 30, 1961. *J. Atmos. Sci.* 19, 264–273.
- Donn, W. et M. Ewing (1962b). Atmospheric waves from nuclear explosions. *J. Geophys. Res.* 67, 1855–1866.
- Ducic, V. (2001). Tomographie 3D de l'ionosphère et de la troposphère: application à la mission DEMETER et amélioration de l'interférométrie SAR. Thèse de l'université Paris 7 en préparation - rapport de 1ère année.

- Dziewonski, A. et D. L. Anderson (1981). Preliminary Reference Earth Model. *Phys. Earth Planet. Inter.* 25, 297–356.
- Dziewonski, A., G. Ekström, et N. Maternovskaya (2000). Centroid-Moment Tensor solutions for October-December, 1999. *Phys. Earth Planet. Inter.* 121(3), 205–221.
- Dziewonski, A. M. *et al.* (1999). Centroid-Moment Tensor solutions. *Phys. Earth. Planet. Inter.*. parution trimestrielle.
- Farges, T., , A. L. Pichon, E. Blanc, S. Perez, et B. Alcoverro (2001). Ondes de gravité générées par l'éclipse du 11 août 1999. *Chocs CEA*. à paraître.
- Farges, T., J. Artru, E. Blanc, P. Lognonné, et A. L. Pichon (2001). Effet des séismes sur l'ionosphère. *Chocs CEA*. à paraître — inclus dans cette these page 95.
- Francis, S. H. (1973). Acoustic-gravity modes and large-scale traveling ionospheric disturbances of a realistic, dissipative atmosphere. *Jour. Geophys. Res.* 78, 2278–2301.
- Friedman, J. P. (1966). Propagation of internal gravity waves in a thermally stratified atmosphere. *Jour. Geophys. Res.* 71, 4, 1033–1054.
- Gurtner, W. (1994). RINEX: The Receiver-Independent Exchange Format. *GPS World* 5(7), 48–52. Format disponible sur le site :
<ftp://igsceb.jpl.nasa.gov/igsceb/data/format/rinex2.txt>.
- Harkrider, D. G. (1964). Theoretical and observed acoustic-gravity waves from explosive sources in the atmosphere. *J. Geophys. Res.* 69, 5295.
- Hines, C. O. (1960). Internal atmospheric gravity waves. *Can. J. Phys.* 38, 145?–1481.
- Hirshberg, J., R. G. Currie, et S. Breiner (1967). Long period geomagnetic fluctuations after the 1964 Alaskan earthquake. *Earth and Planetary Science Letters* 3, 426–428.
- Hofmann-Wellenkof, B. H., H. Lichtenegger, et J. Collins (1992). *GPS: Theory and Practice*. Springer.

- Hooke, W. H. (1968). Ionospheric irregularities produced by internal atmospheric gravity waves. *J. Atmosph. Terr. Phys.* 30, 795–823.
- Hunt, J., R. Palmaer, et S. W. Penney (1960). Atmospheric waves caused by large explosions. *Phil. Trans. Roy. Soc. London* 43, 17–34.
- International GPS Service. page web: <http://igs.cb.jpl.nasa.gov/index.html>.
- Johnston, M. J. S. (1989). Review of magnetic and electric field effects near active faults and volcanos in the USA. *Phys. Earth. Planet. Inter.* 57, 47–63.
- Kanamori, H. et J. Mori (1992). Harmonic excitation of mantle Rayleigh waves by the 1991 eruption of mount Pinatubo, Philippines. *Geophys. Res. Lett.* 19, 721–724.
- Kanamori, H., J. Mori, et D. G. Harkrider (1994). Excitation of atmospheric oscillations by volcanic eruptions. *J. Geophys. Res.* 22, 21947–21961.
- Kelley, M. C., R. Livingston, et M. McCready (1985). Large amplitude thermospheric oscillations induced by earthquakes. *Geophys. Res. Lett.* 12, 577–580.
- Klostermeyer, J. (1972). Numerical calculation of gravity waves propagation in a realistic thermosphere. *J. Atmosph. Terr. Phys.* 43, 765–???
- Kobayashi, N. et K. Nishida (1998). Continuous excitation of planetary free oscillations by atmospheric disturbances. *Nature* 395, 357–360.
- Lamb, H. (1945). *Hydrodynamics*. Dover Publications, New York.
- Landau, L. et E. Liefchitz (1971). *Mécanique des fluides*. Editions Mir.
- Leick, A. (1995). *GPS Satellite Surveying*. Wiley.
- Leonard, R. S. et R. A. Barnes Jr. (1965). Observation of ionospheric disturbances following the Alaska earthquake. *J. Geophys. Res.* 70, 1250.
- Liu, H. P., D. L. Anderson, et H. Kanamori (1976). Velocity dispersion due to anelasticity; implications for seismology and mantle composition. *Geophys. J. R. Astron. Soc.* 47, 41–58.

- Lognonné, P. (1991). Normal modes and seismograms in a rotating anelastic earth. *J. Geophys. Res.* *96*, 20309–20319.
- Lognonné, P. et E. Clévéde (2001). Normal modes of the Earth and planets. In *IASPEI Handbook*. à paraître.
- Lognonné, P., E. Clévéde, et H. Kanamori (1998). Normal mode summation of seismograms and barograms in a spherical earth with realistic atmosphere. *Geophys. J. Int.* *11*, 11–11.
- Lognonné, P., B. Mosser, et F. Dahlen (1994). Excitation of the Jovian seismic waves by the Shoemaker-Levy 9 cometary impact. *Icarus* *110*, 186–195.
- Love, A. (1927). *A treatise on the mathematical theory of elasticity* (4th ed.). Cambridge university press.
- Mannucci, T. *et al.* (1998). A global mapping technique for GPS-derived ionospheric electron content measurements. *Radio Science* *33*, 565–582.
- Najita, K., P. F. Weaver, et P. C. Yuen (1973). A tsunami warning system using an ionospheric technique. *Proceedings of the IEEE* *62*, 5,563–567.
- Najita, K. et P. C. Yuen (1979). Long-period oceanic rayleigh wave group velocity dispersion curve from HF Doppler sounding of the ionosphere. *J. Geophys. Res.* *84*, A4,1253–1260.
- Nishida, K., N. Kobayashi, et Y. Fukao (2000). Resonant oscillations between the solid Earth and the atmosphere. *Science* *287*, 2244–2246.
- Occhipinti, G. Détection des ondes sismiques sur les atmosphères de la Terre et Venus. rapport de stage de DEA, 2001.
- Parrot, M., J. Achache, J. Berthelier, E. Blanc, A. Deschamp, F. Lefeuvre, M. Menvielle, J. Plantet, P. Tarits, et J. Vilain (1993). High frequency seismo-electromagnetic effects. *Phys. Earth Planet. Inter.* *77*, 65–83.
- Parrot, M. et M. M. Mogilevsky (1989). VLF emissions associated with earthquakes

- and observed in the ionosphere and magnetosphere. *Phys. Earth. Planet. Inter.* 57, 86–99.
- Pinettes, P., P. Bernard, J. Artru, P.-A. Blum, R. Verhille, P. Milas, et G. Veis (1998). Strain constraint on the source of the alleged Varostos-Alexopoulos-Nomicos (VAN) precursor of the 1995 Aigion earthquake (Greece). *J. Geophys. Res.* 103, B7,15145–15155.
- Pitteway, M. L. V. et C. O. Hines (1963). The viscous damping of atmospheric gravity waves. *Can. J. Phys.* 41, 1935–1948.
- Press, F. et D. Harkrider (1962). Propagation of acoustic-gravity waves in the atmosphere. *J. Geophys. Res.* 67, 3889.
- Roult, G. et W. Crayford (2000). Analysis of ‘background’ free oscillations and how to improve resolution by subtracting the atmospheric pressure signal. *Phys. Earth Planet. Inter.* 121, 325–338.
- Row, R. V. (1967). Acoustic-gravity waves in the upper atmosphere due to a nuclear detonation and an earthquake. *J. Geophys. Res.* 72, 1599–1610.
- Sardón, E. et N. Zarraoa (1997). Estimation of total electron content using GPS data: How stable are the differential satellite and receiver instrument biases? *Radio Science* 32, 1899–1910.
- Shibata, T. (1983). A numerical calculation of the ionospheric response to atmospheric gravity waves in the F-region. *J. Atmosph. Terr. Phys.* 45, 797–809.
- Southern California Integrated Network. page web: [tt http://www.scign.org](http://www.scign.org).
- Suda, N., K. Nawa, et Y. Fukao (1998). Incessant excitation of the Earth’s free oscillations. *Science* 279, 2089–2091.
- Takeushi, H. et H. Saïto (1972). Seismic surface waves. In *Methods in Computational Physics*. ed. Bolt, B. A., Academic Pres, New, York.

- Tanimoto, T. (1999). Excitation of normal modes by atmospheric turbulence: source of long period seismic noise. *Geophys. J. Int.* 136, 395–402.
- Tanimoto, T., K. N. J. Um, et N. Kabayashi (1998). Earth's continuous oscillations observed on seismically quiet days. *Geophys. Res. Lett.* 25,10, 1553–1556.
- Tarantola, A. et B. Valette (1987). *Inverse Problem Theory*. Elsevier, Amsterdam.
- Teunissen, P. G. et A. Kleusberg (1998). *GPS for Geodesy*.
- U. S. Standard Atmosphere (1976). *U. S. Standard Atmosphere, 1976*. U. S. Government printing Office, Washington D.C.
- Unno, W., Y. Osaki, H. Ando, H. Saito, et H. Shibayashi (1989). *Non radial oscillations of stars*. Tokyo university press.
- Varostos, P. et K. Alexopoulos (1984a). Physical properties of the variations of the electric field of the Earth preceding earthquakes - I. *I. Tectonophysics* 110, 99–125.
- Varostos, P. et K. Alexopoulos (1984b). Physical properties of the variations of the electric field of the Earth preceding earthquakes - II. *Tectonophysics* 110, 73–98.
- Varostos, P., K. Alexopoulos, K. Nominos, et M. Lazaridou (1986). Earthquake prediction in Greece based on seismic electric signals. *Nature* 322, 120.
- Warnant, R. (1996). *Etude du comportement du Contenu Electronique Total et de ses irrégularités dans une station de latitude moyenne. application aux calculs de positions relatives par le GPS*. Ph. D. thesis, Série Géophysique (N Hors-série) de l'Observatoire Royal de Belgique, Bruxelles.
- Warnant, R. (1997). Reliability of the TEC computed using GPS measurements — the problem of hardware biases. *Acta. Geod. Geoph. Hung.* 32(3-4), 451–459.
- Watada, S. (1995). *Part 1: near-source acoustic coupling between the atmosphere and the solid Earth during volcanic eruptions*. Ph. D. thesis, California Institute of Technology.

- Whipple, F. (1930). The great Siberian meteor and the waves, seismic and aerial, which it produced. *Roy. Meteorol. Soc. Quarterly Jour.* 56, 287–304.
- Widmer, R. et W. Zurn (1992). Bichromatic excitation of long-period Rayleigh and air waves by the mount Pinatubo and El Chichon volcanic eruptions. *Geophys. Res. Lett.* 19, 765–768.
- Winch, D. E., B. A. Bolt, et L. Slauicijts (1963). Geomagnetic fluctuations with the frequencies of the torsional oscillations of the earth. *J. Geophys. Res.* 68, 2685.
- Woodhouse, J. H. (1988). The calculation of the eigenfrequencies and eigenfunctions of the free oscillations of the earth and the sun. In *Seismological Algorithms*. D. J. Doornbos.
- Yamamoto, R. (1956). The microbarographic oscillations produced by the explosions of hydrogen bombs in the Marshall Islands. *Bull. Am. Meteorol. Soc.* 37, 406–409.
- Yamamoto, R. (1957). A dynamical theory of micro-barographic oscillations produced by the explosions of hydrogen bombs. *J. Meteorol. Soc. Japan* 35, 32–40.
- Yuen, P. C., P. F. Weaver, R. K. Suzuki, et A. S. Furumoto (1969). Continuous travelling coupling between seismic waves and the ionosphere evident in May 1968 Japan earthquake data. *J. Geophys. Res.* 74, 2256–2264.
- Zurn, W. et R. Widmer (1996). World wide observation of bichromatic long-period Rayleigh-waves excited during the June 15,1991 eruption of Mount Pinatubo. In *Fire and Mud, eruptions of Mount Pinatubo, Philippines*, pp. 615–624. C. Newhall, R. Punongbayan J., Phillipine Institute of Volcanology and Seismology, Quezo City and University of Washington Press.

Annexe A

**Article: Normal modes modelling of
post-seismic ionospheric oscillations**

Normal modes modelling of post-seismic ionospheric oscillations

Juliette Artru, Philippe Lognonné,

Institut de Physique du Globe de Paris, Paris, France

Elisabeth Blanc

Laboratoire de Détection et de Géophysique, Bruyères le Chatel, France

Abstract. Since 1960, several experiments have shown strong perturbations of the ionosphere after earthquakes. For the biggest quakes, Doppler ionospheric soundings have revealed displacements of several tens of meter of the ionized layers E and F. An accurate modelling of these phenomena was however never described.

We present here synthetic displacements of such oscillations and compare it with experimental data. Realistic models of the atmosphere including viscosity are used, as well as realistic Earth and seismic source model. These ionospheric oscillations are computed by normal modes summation taking explicitly into account the coupling between the solid Earth and the open atmosphere. They are associated to the Rayleigh fundamental surface waves. We obtain a good agreement between synthetics and observations, so it should be possible to use this method to study the ionospheric post-seismic perturbations and possibly the high altitude profile of the density and the viscosity of the atmosphere.

Introduction

Various ground-based or satellite observations have shown the generation of atmospheric and ionospheric disturbances by earthquakes. They have been observed either on electromagnetic measurement [Parrot *et al.*, 1993], or on ionospheric soundings [Yuen *et al.*, 1969; Kelley *et al.*, 1985; Blanc, 1985]. They are expected to be observed by the DEMETER satellite, which objectives are the recording of natural and anthropogenic ionospheric disturbances. Most of the post-seismic signals observed can be explained by a dynamic coupling at the solid Earth atmosphere interface: the vertical displacement of the ground, either near the epicenter or due to Rayleigh waves, induces upward propagating waves in the atmosphere. Although the amplitude is very small on the ground, the oscillations are strongly amplified towards the top of the atmosphere because of the exponential decrease of the density with height. The interaction with ionospheric plasma should then produce the disturbances observed on TEC measurements [Calais & Minster, 1995], and the oscillations of the E and F layers shown by ionospheric sounding.

We present here a method to model the post-seismic atmospheric oscillations induced by earthquakes using normal modes summation. This is commonly used in seismology to compute synthetics long period seismograms, given a 1-D spherical solid Earth model and a source mechanism. In this work, we take into account the whole system, *i. e.* the solid

Earth model and an atmospheric model. Both the excitation (quake, explosion) or the observation can be computed at any place in the complete Earth model.

The first step consists in the computation of eigenmodes of the Earth with a viscous atmosphere. The second step is then a generalization of the normal modes summation techniques, where the displacement is not computed at the altitude of the E and F layers.

Theory

Solid Earth coupling with atmosphere

Adding an atmosphere to the solid Earth induces, by continuity of the radial projection of stresses and of the vertical displacement, a coupling between the solid Earth and the atmosphere. Due to the density contrast, the kinetic energy transferred is generally small, but the amplitude of the atmosphere vertical displacement is the same as in the solid Earth. However, if we assume no dissipation mechanism, a strong amplification occurs: the kinetic energy ρv^2 is conserved whereas the density ρ is exponentially decreasing. For a magnitude of 8, surface waves produce typically at teleseismic distance a few millimeters displacement of the ground, and displacement amplitudes reach up to hundred meters at 100 km height. At higher altitude, these displacements are attenuated by the increasing dynamic viscosity of the rarefied atmosphere and are finally completely lost in heat. Realistic models of the atmosphere must therefore take into account both the atmospheric viscosity and the radiative open boundary.

Attenuation mechanisms

In the neutral atmosphere and at low altitude, the perfect gas law is quite realistic especially for the frequency range where we expect some signal (less than 0.05 Hz). At higher altitude, above 100 km, this description has to be refined: viscous and possibly non-linear and thermal effects appear.

The typical frequency domain of the ionospheric perturbations is from 1 to 50 mHz. In this range, viscous dissipation is expected to be important above 100 km high [Pitteway & Hines, 1963]. For a frequency ω , using the Hooke approximation, we can write the viscous stress tensor as:

$$\mathbf{T}'_{ij} = i\omega\mu_{\text{vis}} \left(\frac{\partial \mathbf{u}_i}{\partial \mathbf{x}_j} + \frac{\partial \mathbf{u}_j}{\partial \mathbf{x}_i} - \frac{2}{3}\delta_{ij} (\nabla \cdot \mathbf{u}) \right). \quad (1)$$

Here, u_i is the displacement and μ the dynamic viscosity. This can be treated as an anelasticity case. As the viscous tensor is frequency dependent, an iterative process will be used to solve the eigenmodes equation. The thermal or non-linear effects will be neglected here. We will discuss the validity of this approximation later.

Earth and atmosphere model

The model used here is anisotropic PREM [Dziewonski & Anderson, 1981] for the solid Earth, and *U. S. Standard Atmosphere*, [1976] for the atmosphere, considered as a neutral gas up to 150 km height.

Modes computation

Normal modes solution

Let us now compute the normal modes for such an Earth model. The theory is described in details by Lognonné *et al.*, [1998], and we will here just recall the main steps of the computation.

Due to the lack of free surface at the top of the atmosphere, we use an open radiating surface, following Unno [1989] and Watada [1995], and assume a local dependence of the modes at the top of the atmosphere as r^λ . As shown by Lognonné *et al.*, [1998], each eigenfrequency ω is then associated with two values of λ , respectively associated to modes with upward propagating energy and downward propagating energy. We then select the upward propagating solution, and apply a mapping which allows us to transform a complete basis of test functions \mathbf{u}_n chosen as eigenmodes for an elastic Earth model with free surface into a complete basis of test functions \mathbf{v}_n for an Earth model with an open radiating condition at frequency ω . The complete set of “free surface modes” computed with the *minos* software [Woodhouse, 1988] is taken in this computation, especially with the different types of modes (figure 1) :

- solid modes: these are the “traditional” seismic modes: the energy in the atmosphere is a few per thousand of the total energy.
- atmospheric acoustic and gravity modes: nearly all the energy is in the atmosphere. Group velocities are about 0.01 and 0.2 km.s^{-1} respectively.
- oceanic modes, corresponding to tsunamis modes.

Note that at high angular order, the first acoustic branch corresponds to modes trapped at the atmosphere top free surface and are an artefact of the free-boundary condition.

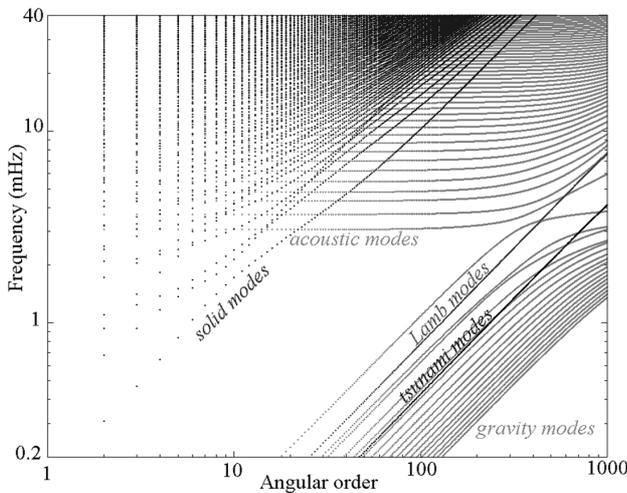


Figure 1. Normal mode basis obtained by *minos* software, using PREM+USSA model. Gray dots are solid modes, light gray dots are acoustic, Lamb and gravity atmospheric modes, black dots are oceanic modes.

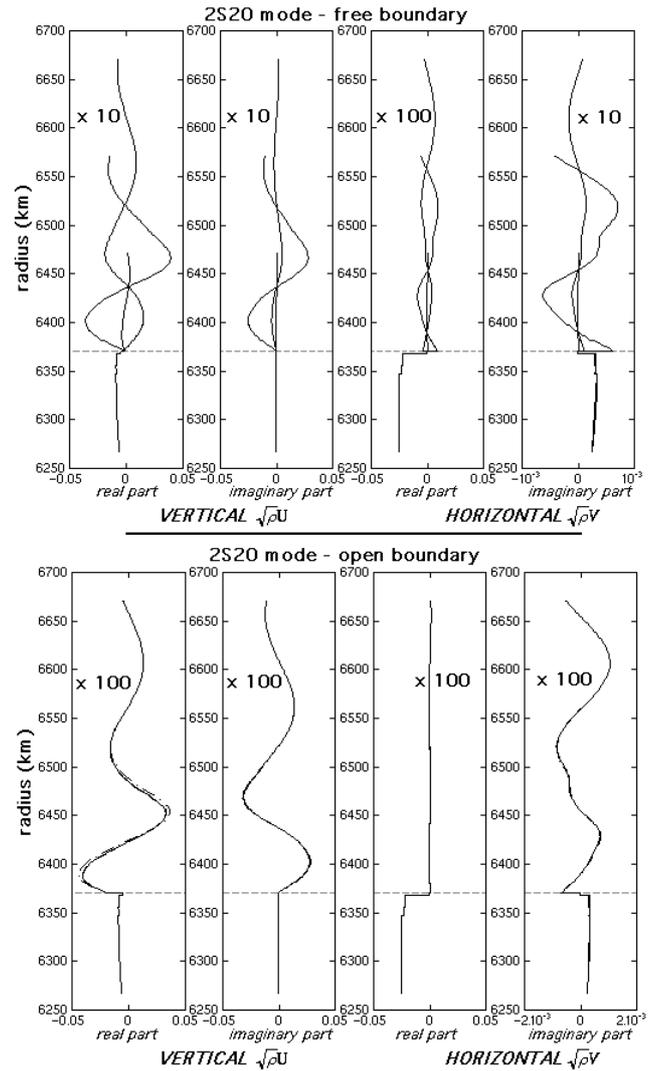


Figure 2. Influence of the boundary condition on the modes. The figure represents the solid modes 2 S 20 computed for 100, 200 and 300 km thick atmosphere models with free (top) and radiative (bottom) boundary conditions. The variation of $\rho^{1/2}U$, where U is the displacement, is shown with respect to the distance to the center of the Earth, and the amplitudes are multiplied by 10 or 100 in the atmosphere (above 6371 km).

The final step consists then in an iterate solution of the eigenmode problem

$$-\omega^2 \mathbf{v} = \mathbf{A}(\omega) \mathbf{v} \quad (2)$$

where $\mathbf{A}(\omega)$ is the elastodynamic operator with the frequency dependent and complex stiffness tensor associated to attenuation in the solid Earth (following Liu *et al.* [1975]), and to the viscosity in the atmosphere following (1). In this eigenmode problem, we practically search the solution as

$$|\mathbf{v}\rangle = \sum \mathbf{c}_n \mathbf{v}_n^1, \quad (3)$$

and solve (2) as a variational problem. Note that in this last stage, the first acoustic mode is effectively shifted above the Lamb mode branch.

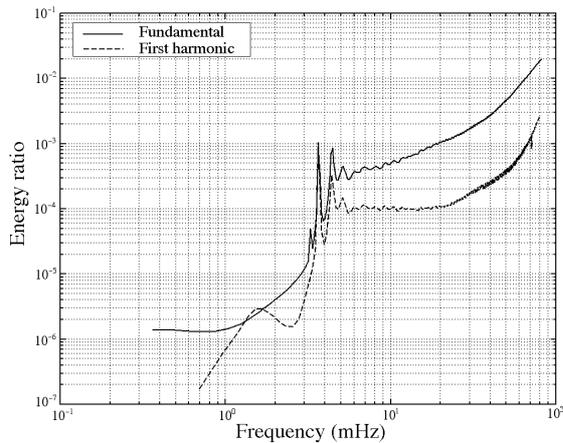


Figure 3. This figure shows the energy ratio in the atmosphere, for the fundamental and first harmonic branches of solid modes. Two peaks at 3.7 and 4.4 mHz are due to a strong coupling with the first acoustic branches.

Realistic modes

The figure 2 shows the differences between the free-boundary and the open-boundary modes. We computed the modes with three different atmospheric thicknesses: 100, 150 and 200 kilometers. The good superposition of the open boundary modes shows that the computation does not introduce an error due to the top of the model. On the figure 3 the energy ratio in the atmosphere is plotted for the two first solid branches. Two peaks at 3.68 and 4.3 mHz are connected to the frequencies of the first two atmospheric acoustic modes.

Synthetics and data comparison

Data: Doppler ionospheric sounding

We illustrate the method by comparing synthetics with data for the Mexican Earthquake of September, 19, 1985 ($M_w = 7.7$, lat = 18.18 N, lon = 102.37 W), with the CMT source parameters from *Dziewonski et al.*[1987].

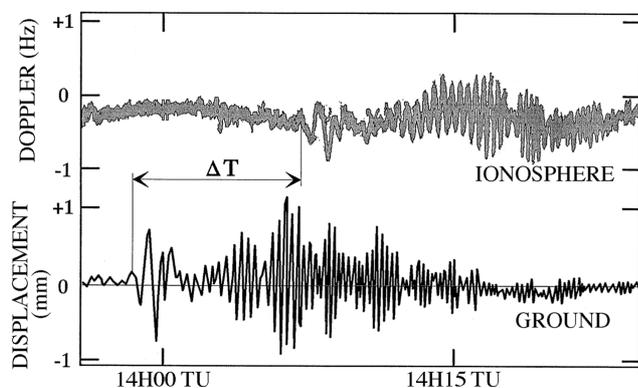


Figure 4. Ionospheric sounding at Francourville after the Mexican earthquake (1985, Sept 19th, $M=7.9$). The Doppler shift observed (about 0.5 Hz) correspond to displacement of the order of 100 m and velocities of about 20 m/s for an ionospheric layer at 150 km height.

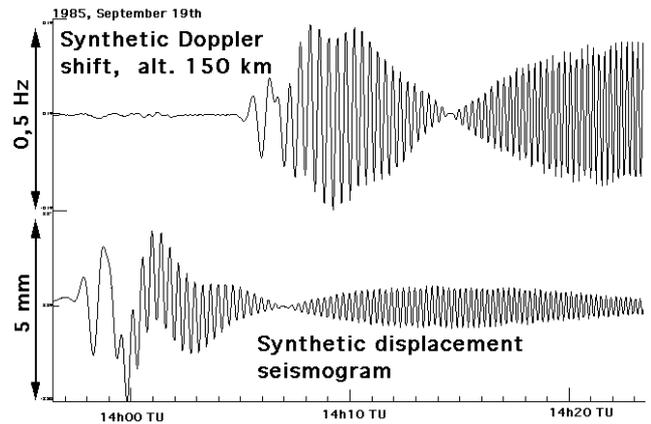


Figure 5. Synthetics computed for the Mexican earthquake. The bottom trace is the synthetic displacement on the ground in Francourville, the top one is the synthetic Doppler shift evaluated from synthetic speed for a frequency of 4.624 MHz.

Perturbations of the ionosphere were observed by Doppler sounding performed at Francourville, near Chartres. Doppler sounding consists in the measurement of Doppler frequency shift between an HF electromagnetic wave ($f_0 = 4.624$ MHz) emitted from the ground and its counterpart reflected on the ionosphere. The reflection altitude depends on the electron density profile (reflection occurs when plasma frequency is equal to wave frequency), and the Doppler shift is related to the vertical velocity v of the reflecting layer as:

$$\delta f = -2f_0 \frac{v \cos(\theta)}{c}, \tag{4}$$

where θ is the zenithal angle of the ray. Figure 4 shows the Doppler measurement. The amplitude of the Doppler shift oscillations reaches 1 Hz peak to peak, which corresponds to a displacement of about 100 m, a speed of 20 m/s, for an altitude of 150 km.

Mexican earthquake: synthetics

Synthetics Doppler diagrams are presented on the figure 5. The arrival time and amplitude at 150 km high are in

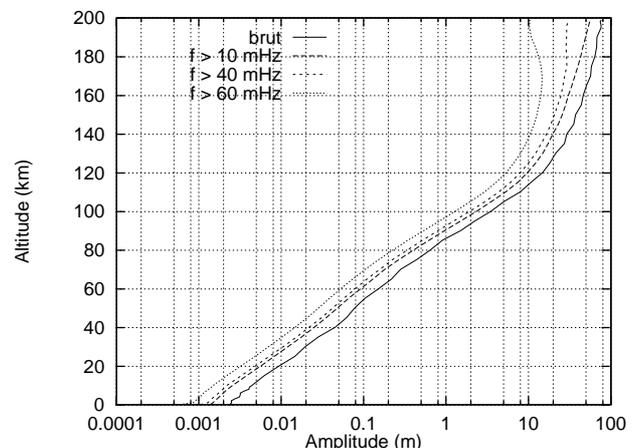


Figure 6. Synthetic displacement maximum amplitude versus height. The figure shows the amplification of the wave in the atmosphere. Attenuation due to viscosity becomes important above 100 km height, which is coherent with previous studies.

good agreement with the Doppler sounding data. Because of the lack of digital data for this earthquake, it is difficult to judge the agreement in the spectral range. The higher frequencies are less attenuated on the synthetics, probably due to the underestimation by our model of the attenuation and surface wave scattering effect. Figure 6 shows the displacement amplitude of the wave versus height, for different frequency ranges. The viscous attenuation appears first for the higher frequencies at about 100 km height. The non-linear terms, neglected during the computation, can be estimated: of the order of $\mathbf{v} \cdot \nabla(\mathbf{v}) \sim \frac{\omega^2 \mathbf{u}^2}{cT}$, they can be compared to $\omega^2 \mathbf{u}$. For $\mathbf{u} \sim 100$ m, $f \sim 50$ mHz, $c \sim 1000$ m/s, we get a ratio of 0.5%, which confirms the linear approximation as still valid.

Conclusion

This computation allows us to model perturbations in the atmosphere induced by coupling with solid Earth. Despite several assumptions made in the atmosphere, we have obtained good preliminary results for post-seismic signals. This method should also permit to study other coupling phenomena like those recorded during volcanic eruptions, atmospheric explosions or tsunami waves. Concerning the thermal or electromagnetic perturbations of the ionosphere observed after earthquakes, they result from non-linear coupling with heat or Maxwell equations, so it is difficult to process them with normal modes theory. However, our computation can be used to produce boundary conditions in ionospheric plasma modelling software.

Acknowledgments. This is IGP contribution 1694. We thank C.-V. Meister and anonymous reviewers for constructive reviews. This work was funded by INSU program PNRN and CNES, in the frame of the DEMETER microsatellite.

References

- Blanc, E., Observations in the upper atmosphere of infrasonic waves from natural or artificial sources: a summary, *Annales Geophysicae*, 3, 6, 673-688, 1985.
- Calais, E., and J.-B. Minster, GPS detection of ionospheric perturbations following the January 17, 1994, Northridge earthquake, *Geophys. Res. Lett.*, 22, 1045-1048, 1995.

- Committee on the Extension to the Standard Atmosphere, *U. S. Standard Atmosphere, 1976*, 227 pp., U. S. Government Printing Office, Washington, D.C., 1976.
- Dziewonski, A., and D. L. Anderson, Preliminary Reference Earth Model, *Phys. Earth Planet. Inter.*, 25, 297-356, 1981.
- Dziewonski, A. M., J. E. Franzen and J. H. Woodhouse, Centroid-moment tensor solutions for July - September 1985., *Phys. Earth Planet. Inter.*, 42, 205-228, 1986.
- Kelley, M. C., Livingston, R., and McCready, M., Large Amplitude Thermospheric Oscillations Induced By Earthquakes, *Geophys. Res. Lett.*, 12, 577-580, 1985.
- Liu, H. P., D. L. Anderson and H. Kanamori, Velocity dispersion due to anelasticity; implications for seismology and mantle composition. *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 47, 41-58, 1975.
- Lognonné, P., E. Clévéde, and H. Kanamori, Computation of seismograms and atmospheric oscillations by normal-mode summation for a spherical earth model with realistic atmosphere, *Geophysical Journal International* 135, 388-406, 1998.
- Parrot, M., J. Achache, J.J. Berthelier, E. Blanc, A. Deschamp, F. Lefeuvre, M. Menvielle, J.L. Plantet, P. Tarits, and J.P. Vilain, High frequency seismo-electromagnetic effects, *Phys. Earth Planet. Inter.*, 77, 65-83, 1993.
- Pitteway, M. L. V., and C. O. Hines, The viscous damping of atmospheric gravity waves, *Can. J. Phys.*, 41, 1935-1948, 1963.
- Unno, W., Y. Osaki, H. Ando, H. Saito, and H. Shibayashi, Non radial oscillations of stars, *Tokyo University Press*, 1989
- Watada, S., Part 1: Near-source acoustic coupling between the atmosphere and the solid Earth during volcanic eruptions, *PhD Thesis, California Institute of Technology, Pasadena*, 1995.
- Woodhouse, J. H., The calculation of the eigenfrequencies and eigenfunctions of the free oscillations of the Earth and the Sun, in *Seismological Algorithms*, edited by D. J. Doornbos, pp. 321-370, 1988.
- Yuen, P.F., P.F. Weaver, R.K. Suzuki, and A.S. Furumoto, Continuous traveling coupling between seismic waves and the ionosphere evident in May 1968 Japan earthquake data, *J. Geophys. Res.*, 74, 2256-2264, 1969.

J. Artru, P. Lognonné, Département des Études Spatiales, Institut de Physique du Globe de Paris, 4 avenue de Neptune, 94107 Saint Maur des Fossés cedex, France. (e-mail: artru@ipgp.jussieu.fr; lognonne@ipgp.jussieu.fr)

E. Blanc, Laboratoire de Détection et de Géophysique, Commissariat à l'Énergie Atomique, BP 12, 91680 Bruyères le Chatel, France. (e-mail: blanc@ldg.bruyeres cea.fr)

(Received April 13, 2000; revised August 10, 2000; accepted October 20, 2000.)

Annexe B

Article: Strain constraint on the source of the alleged Varotsos-Alexopoulos-Nomicos (VAN) precursor of the 1995 Aigion earthquake (Greece)

Strain constraint on the source of the alleged Varotsos-Alexopoulos-Nomicos (VAN) precursor of the 1995 Aigion earthquake (Greece)

Patrick Pinettes,¹ Pascal Bernard, Juliette Artru, Pierre-Antoine Blum, and René Verhille

Département de Sismologie, UMR CNRS 7580, Institut de Physique du Globe de Paris, Paris

Paraskevas Milas and George Veis

Dyonisos Satellite Observatory, National Technical University of Athens, Athens

Abstract. We present the data continuously monitored at the Institut de Physique du Globe de Paris/National Technical University of Athens Galaxidi geophysical observatory before the 1995 Aigion earthquake (Greece) and analyze their implications for the source of the alleged Varotsos-Alexopoulos-Nomicos (VAN) precursor (seismic electric signals (SES)) of this earthquake. On April 30, 1995, an electrotelluric anomaly of 10 mV km^{-1} was observed at the VAN station of Volos, located 150 km NE of Aigion. The VAN group attributed it to the preparation for the 1995 Aigion earthquake. The same day, the N-S tiltmeter of the Galaxidi observatory, located 30 km NE of Aigion, did not detect any tilt above its noise level, 7.5×10^{-8} rad. Assuming all conditions which provide the greatest electric signal at Volos but the smallest local deformation, we model the characteristics of the source that is required to generate the SES observed at Volos with a N-S tilt at Galaxidi compatible with our observations. We suppose, as is usually done for possible earthquake precursors, that the electrotelluric signal results from streaming potentials induced in response to the pore fluid flow accompanying an aseismic creep event near the hypocenter of the upcoming earthquake. We also suppose that the electrical structure between Aigion and Volos is composed of a favorable two-dimensional (2-D) horizontal conductive layer at midcrustal depth, excluding a local amplification at Volos (the SES appeared with comparable $\Delta V/L$ values on both the short and long measurement lines), as well as a highly speculative ad hoc 1-D channel between Aigion and Volos (as proposed by VAN). With these assumptions, we find that a coupling coefficient greater than 500 V MPa^{-1} would explain the reported anomaly. Typical values of this coefficient measured in the laboratory are of the order of 100 mV MPa^{-1} . The source of the SES of April 30, 1995, is hence very unlikely to have been located in the hypocentral zone of the 1995 Aigion earthquake, whatever its actual link with the earthquake.

1. Introduction

A few observations suggest that some earthquakes may be preceded by detectable anomalies of geophysical signals [Scholz, 1990, chapter 7]. Among them, the ones made by the Varotsos-Alexopoulos-Nomicos (VAN) group [Varotsos and Alexopoulos, 1984a, b, 1987; Varotsos and Lazaridou, 1991; Varotsos et al., 1993, 1996a, b] are still a matter of debate [Lighthill, 1996; Geller, 1996b; Gruszow et al., 1996]. Varotsos and his colleagues monitor the electrotelluric potential in several stations in Greece and claim that their signals reveal systematic anomalies before major earthquakes. Several mechanisms have been proposed to explain their results [Park et al., 1993]. Unfortunately, none of the proposed models is well constrained, as the hypocentral strain has up to now never been measured at the time of the anomalies.

On June 15, 1995, an $M_s = 6.2$ earthquake occurred in Aigion [Bernard et al., 1997a]. A month and a half before, on April 30, 1995, the VAN group observed an electrotelluric anomaly (seismic electric signals (SES)) of 10 mV km^{-1} at its station of Volos, located about 150 km NE of Aigion [Varotsos et al., 1996b]. On May 19, 1995, they issued an earthquake prediction based on this SES [Geller, 1996a]. In a fax dated June 15, 1995, they asserted that this prediction was a success, implicitly attributing the SES of April 30, 1995, to the preparation for the 1995 Aigion earthquake [Geller, 1996a].

The aim of this paper is not to discuss the validity of this prediction. It has already been done elsewhere [Geller, 1996a; Bernard et al., 1997b]. We focus on the location of the source of the SES, whatever its actual link with the earthquake.

The Institut de Physique du Globe de Paris/National Technical University of Athens Galaxidi geophysical observatory, located about 30 km NE of Aigion (Figure 1), was measuring the local horizontal tilts and the vertical strain on April 30, 1995. For the first time, a constraint on the epicentral strain is thus available at the time of a SES.

¹Now at Observatoire Royal de Belgique, Bruxelles.

Copyright 1998 by the American Geophysical Union.

Paper number 98JB00959.
0148-0227/98/98JB-00959\$09.00

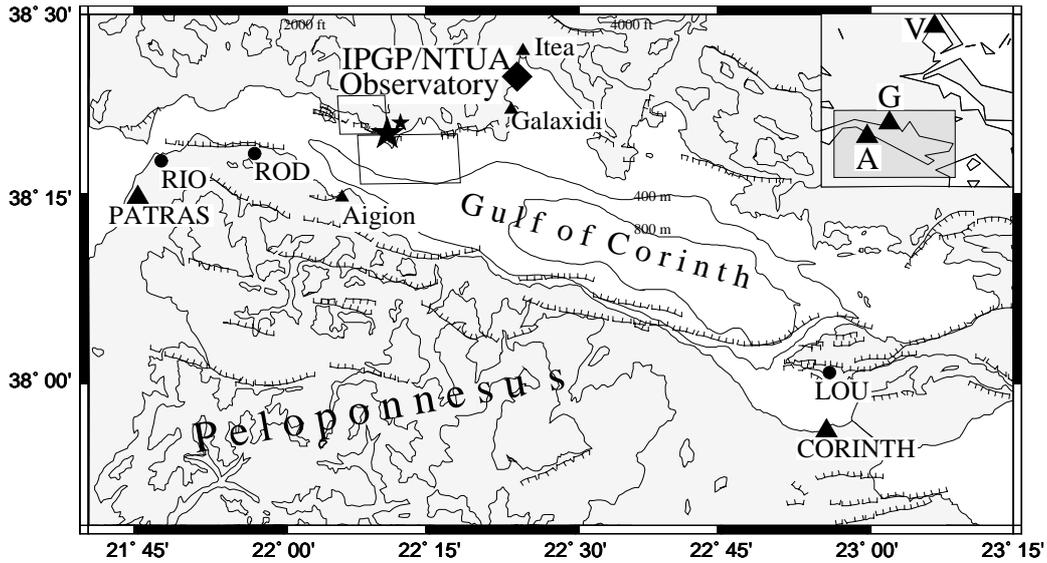


Figure 1. Map of the Gulf of Corinth in Greece (faults from *Armijo et al.* [1996]). The small star represents the nominal position of the epicenter of the $M_s = 6.2$ 1995 Aigion earthquake according to *Bernard et al.* [1997a]. The bigger one represents its farthest possible position from the Galaxidi geophysical observatory. The rectangles, large and small, represent the surface projections of the fault that broke during the main shock (once again according to *Bernard et al.* [1997a]) and the creep event that is tested in section 4, respectively. RIO, ROD, and LOU represent the approximate locations of the VAN stations mentioned in the text [*Varotsos et al.*, 1996b, Figure 1]. In the inset, V represents the location of the city of Volos, A represents Aigion, and G represents Galaxidi.

After a brief description of the Galaxidi observatory, we present the Volos and Galaxidi data of April 30, 1995. Supposing, as is typically done for possible earthquake precursors, that the source of the SES is located in the hypocentral zone of the impending earthquake and using the mechanism that appears to be the most effective for generating it, we then model the characteristics of the source that are required to generate the electric potential observed at Volos with a N-S tilt at Galaxidi compatible with our observations. Comparing the coefficient deduced from the model to the values typically measured in the laboratory, we finally discuss the location of the source of the SES of April 30, 1995.

2. Galaxidi Geophysical Observatory

The Galaxidi geophysical observatory (Figure 2) is located on an outcrop of Jurassic limestone in a natural cave very stable in temperature (varying less than $0.2\text{ C}^\circ/\text{day}$). On April 30, 1995, it was measuring (1) mechanical parameters quantifying the local strain, that are the horizontal tilt in two perpendicular directions (N-S and E-W), and the vertical opening of a crack of characteristic length approximately 10 m; (2) geophysical parameters likely to be affected by earthquakes under preparation, that are the radon content of the air inside of the cave and of the soil outside the cave; (3) parameters likely to perturb the mechanical signals, that are the sea tide, the temperature inside and outside the cave, and the pressure and

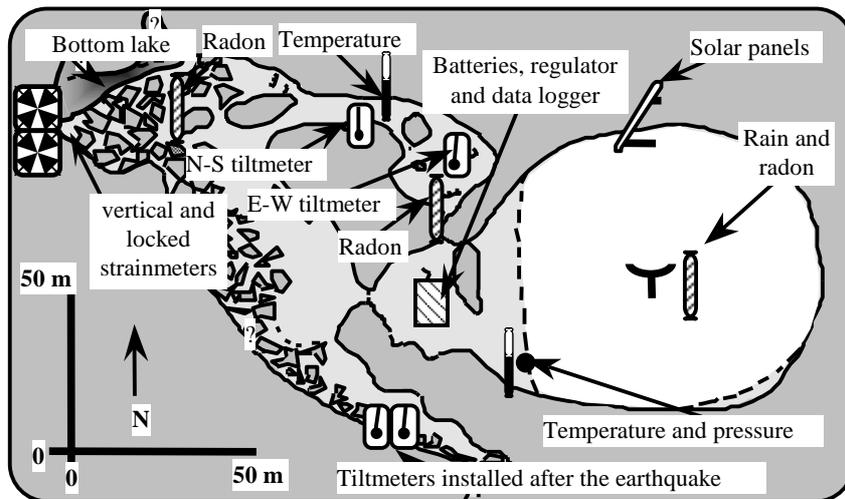


Figure 2. Schematic view of the cave from above. The light shading represents the parts of the observatory that are inside the cave, while the outside is represented in white. The sea is located about 100 m to the east.

the rain outside the cave; and (4) parameters quantifying all the possible technical drifts and artifacts, that are the signals delivered by a locked strainmeter and by a short-circuited input of the data logger, the power consumption of the logger, and the voltage of the batteries.

All the instruments were powered by a system composed of a power regulator connected to four 40 Ah batteries and two 60 W solar panels. All the signals but the radon and sea level ones were digitized every 10 s with an analogue to digital converter of 16 bits around ± 2.5 V. The data were saved in three times. At first, they were put in real time in the internal buffer memory of the logger. Then, the PC that drives the observatory automatically transferred them every day from the logger memory to its hard disk. Finally, they were definitely retrieved from the observatory every 3 months on the occasion of an operator's visit.

The calibration of the Zöllner-type silicate tiltmeters and of the 30 cm base-length silicate strainmeter was made in the laboratory according to classical procedures (P.-A. Blum, personal communication, 1993). The error bars of the data coming from these instruments and measured with our logger can hence be easily determined. We thus can assert that on April 30, 1995, for a period ranging from minutes to hours, the sensitivity of our tiltmeters was at least of 5×10^{-8} rad for the N-S direction and 10^{-7} rad for the E-W direction, while it was at least of 0.05 μm for the vertical strainmeter.

These sensitivities do not permit the regional tectonic tilts or strains to be directly derived from the measurements. Three different distortions can perturb the tectonic parameters before they are measured. First, the topography above the cave is known to have a possibly important effect [Harrison, 1976]. At Galaxidi, the hill above the cave is almost flat. This effect can thus be excluded [Pinettes, 1997]. The second distortion that is known to be possibly important for Zöllner-type tiltmeters is the local deviation between the stresses applied to the bedrock and the stresses applied to the points of measurement. To estimate this, we installed, after the 1995 Aigion earthquake, new tiltmeters about 50 m away from the original instruments (Figure 2). In the period of interest, the signals delivered by the new instruments do not differ from the ones delivered by the former instruments [Pinettes, 1997]. Should the tilts be distorted, the structure responsible for it would thus have to have a characteristic size of at least 50 m. Local deviations are consequently excluded too. The last distortion that is likely to affect the tilt data is the "cavity effect," that is, the geometrical effect of the rooms where the instruments are installed [Harrison, 1976]. To check whether it is negligible or not, we modeled, in the 100-300 s band, the effect of nine remote earthquakes of moment magnitude greater than 7 and compared the results obtained with the tilt data filtered at 100-300 s [Artru, 1997; Pinettes, 1997]. No distortion appeared above the relative precision of the method, 50% (Figure 3). Should the room distort the data, its effect would thus have to be limited to 50%. We consequently can assert that on April 30, 1995, for a period ranging from minutes to hours, the sensitivity in regional tectonic tilt of our observatory was at least of 7.5×10^{-8} rad for the N-S direction and 5×10^{-7} rad for the E-W direction.

The transfer function between the regional strains and the signal delivered by the vertical strainmeter is more difficult to evaluate. To get a first estimation of it, we modeled the vertical strain induced at Galaxidi by two remote earthquakes of moment magnitude greater than 7 and compared the results obtained with the signals delivered by the instrument. In order to estimate the effect of the crack where the instrument is installed, we

normalized the data to the characteristic length of the crack (≈ 10 m) before we made the comparisons. The ratios found between the observations and the modeled strain happened to be equal to 3.5 in both cases [Pinettes, 1997]. Though encouraging in terms of sensitivity to vertical strains (levels down to 1.5×10^{-9} might be detectable), the presently available in situ calibrations are, however, not representative, as they sample only one azimuth (N90°E) and as they are not redundant. Further investigations are consequently required before the transfer function of the strainmeter can be considered as known. However promising they may look, the extension data cannot thus be used in quantified models for the moment.

3. Volos and Galaxidi Data of April 30, 1995

The Galaxidi and Volos data for the period of interest are given Figures 4, 5, and 6. To enable an objective assessment of the quality of the Galaxidi data, we first present a 4 day period around April 30, 1995 (Figure 4). The two tiltmeters and the strainmeter obviously monitor the tide. Yet, while the precision is good for the vertical extension, the signal to noise ratio is poor for the N-S tilt, and a significant drift is superimposed on the E-W tilt. Some of the anomalies present on the mechanical data are furthermore clearly due to technical imperfections, as attested to by the technical parameters simultaneously recorded. For instance, each time the data are automatically transferred from the logger memory to the PC hard disk (every day at 0800 UT), the logger current abruptly goes down. In the meantime, the voltage of the batteries drops, the logger instant precision deteriorates, and the tilt and extension data become corrupted by artifacts.

The SES appeared on April 30, 1995, between 0540 UT and 0720 UT (reprinted here in Figure 5a from Varotsos *et al.* [1996b]). The Galaxidi data during this period are given in Figure 5b. A first anomaly in the Galaxidi data began at 0535 UT. It is due to the 0.8 V jump in the batteries' voltage that appeared simultaneously at sunrise when the solar panels suddenly delivered their power. A second anomaly is visible at 0625 UT. It is a response to a sudden jump in the logger instant precision. A final anomaly appeared at 0715 UT. It is once again caused by an imperfection of the data logger.

Of course, examples of such artifacts can be seen almost every day, as attested to by Figure 6, where similar data for a similar sunrise period are presented. Given the sensitivity of our observatory, it is thus an established fact that no anomalies of geophysical origin have been recorded by the tiltmeters and the strainmeter of the Galaxidi geophysical observatory at the time of the SES of April 30, 1995.

4. Model

The Galaxidi observatory data place a new constraint on the strain at the hypocenter of an earthquake that the VAN group claims to have been preceded by an electrotelluric precursor. It is interesting to see what it means in terms of the physical processes that are generally considered capable of generating SES. With this aim in view, we now model the characteristics of the source that are required in the vicinity of the 1995 Aigion earthquake hypocenter to generate the April 30, 1995, SES of Volos, with a tilt at Galaxidi compatible with our observations. To provide the most stringent test of the model, we assume that all conditions are such as to maximize the theoretically

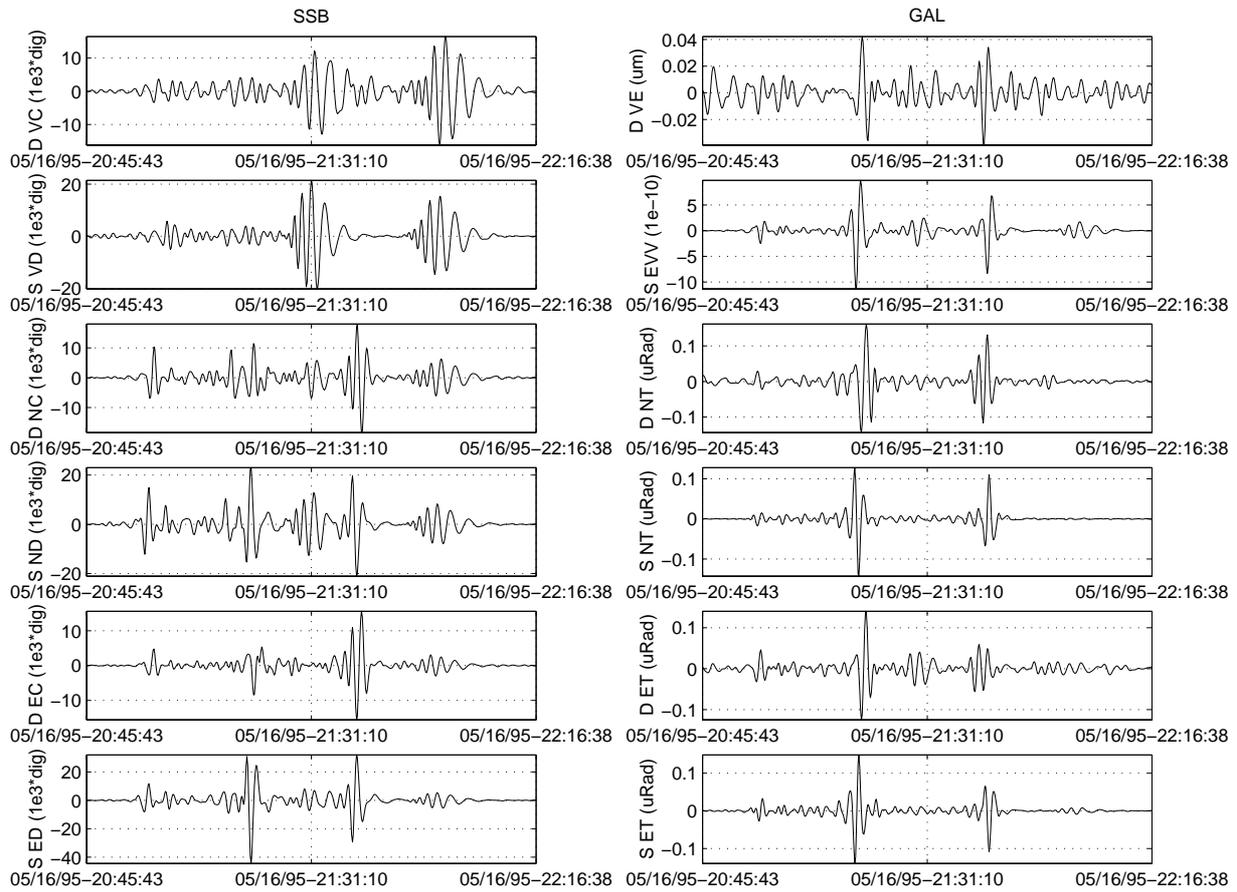


Figure 3. Example of comparison between the theoretically calculated effect of an earthquake at SSB (Geoscope network) and GAL (Institut de Physique du Globe de Paris/National Technical University of Athens geophysical observatory) with the data recorded by the VLP channels of SSB and by the N-S and E-W tiltmeters and the vertical strainmeter of GAL. The earthquake is the Loyalty Islands earthquake of May 16, 1995, that occurred at 2012:40 UT ($M_w = 7.4$). The SSB data, observed vertical component (D VC) in thousands of SSB seismograph digits, observed north component (D NC) in thousands of SSB seismograph digits, and observed east component (D EC) in thousands of SSB seismograph digits, as well as the theoretically estimated effects at SSB, synthetic vertical component (S VC) in thousands of SSB seismograph digits, synthetic north component (S NC) in thousands of SSB seismograph digits, and synthetic east component (S EC) in thousands of SSB seismograph digits, include the seismometer response. They are also filtered at 100-300 s with a sixth-order Butterworth digital filter. The GAL data, vertical extension (D VE) in microns, N-S tilt (D NT) in microradians, and E-W tilt (D ET) in microradians, as well as the theoretically estimated effects at GAL, synthetic vertical strain (S EVV) in 10^{-10} strains, N-S apparent tilt due to the synthetic acceleration (S NT) in microradians, and E-W apparent tilt due to the synthetic acceleration (S ET) in microradians, are once again filtered at 100-300 s with a sixth-order Butterworth digital filter. The theoretically estimated effects result from the summation of the first 15 eigenmodes of the Earth. The characteristics of the source are the ones proposed by Harvard (centroid moment tensor solutions). The model taken for the Earth is the preliminary reference Earth model [Dziewonski and Anderson, 1981]. The comparisons between the observations and the theoretically estimated effects at SSB reveal that the relative precision of the method is approximately 50%. No distortion above this precision can be identified at GAL. The ratio between D VE and S EVV normalized to 10 m is 3.5.

estimated SES and to minimize the theoretically calculated epicentral deformation.

The streaming potentials [Adamson, 1990, section 5] are the most efficient of the processes that can generate quasi-static electrotelluric signals with rock strains [Bernard, 1992; Park et al., 1993]. We therefore suppose that the SES results from streaming potentials induced in response to the pore fluid flow accompanying an aseismic creep event that transferred stress to the part of the fault that ruptured during the main shock.

Bernard et al. [1997a] located the hypocenter of the upcoming earthquake at 10 ± 3 km in depth, N38.3519° and E22.2°, with a horizontal uncertainty of ± 2 km. They moreover found that the rectangular fault plane that best fit their 24 Global Positioning System (GPS) measurements as well as their Interferometric

Synthetic Aperture Radar (InSAR) interferogram covering the time of the earthquake was almost normal, with a strike of N275°, a dip of 35° to the north, and a vertical extension of 9.7 km (Table 1 and Figure 1). We thus suppose that the creep event is located downdip of the main shock rupture at 9.5 km depth on a plane dipping 35° to the north and with a rake of -83° (Table 1). To minimize the tilt induced at Galaxidi, we limit its southeast extension to 2 km southwest to the nominal position of the epicenter, that is, to its farthest possible position from the Galaxidi geophysical observatory. The maximum size of the creep event was estimated by comparing the theoretical effect induced at Galaxidi by increasing surface circular dislocations with the tilt and strain observations made at Galaxidi. Given the radius r of the tested dislocation, we

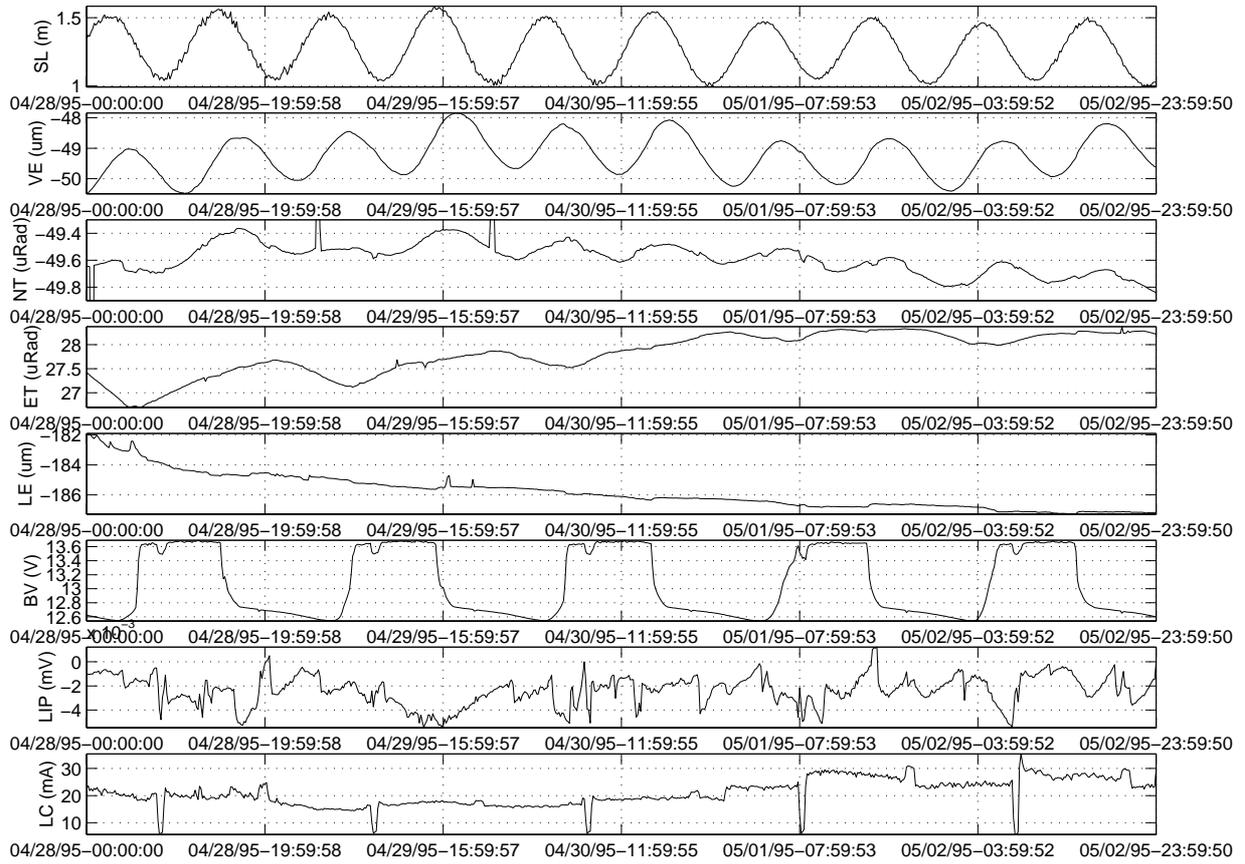


Figure 4. Galaxidi sea level (SL) in meters, vertical extension (VE) in microns, N-S and E-W tilts (NT and ET) in microradians, locked extension (LE) in microns, batteries' voltage (BV) in volts, logger instant precision (LIP) in millivolts, and logger current (LC) in milliamperes for a 4 day period around April 30, 1995. The sea level data are sampled at 1 point every 10 min, while the other signals, originally sampled at 1 point every 10 s, are presented here mean-average decimated to 1 point every 10 min. The three visible spikes on the N-S tilt data have been cut for scaling reasons.

Table 1. Faults Used in the Model

	Strike, deg	Dip, deg	Rake, deg	Length, km	Width, km	Slip, cm	Upper Depth, km
* Co-seismic	275	35	-83	15	9	87	4.5
Pre-seismic	275	35	-90	7.1	7.1	37	9.5

According to *Bernard et al.* [1997a, Table 3].

calculated the seismic moment M_0 by using the relation [Brune, 1970]

$$M_0 = \frac{16}{7} \times \Delta\sigma \times r^3, \quad (1)$$

with $\Delta\sigma$, the stress drop, fixed to the stress released by the main shock, approximately 4 MPa [Bernard et al., 1997a]. Taking the same value for the rigidity μ as the one used by Bernard et al. [1997a] for their GPS and InSAR model (33 GPa), we then used the definition of the seismic moment [Aki, 1966],

$$M_0 = \mu \times S \times D, \quad (2)$$

to determine the amplitude D of the slip, with $S = \pi r^2$. Approximating the tested circular dislocation by a square of the same area and supposing as is customary for such calculations that the two Lamé parameters are equal, we finally used an Okada code [Okada, 1992] to estimate the effect at Galaxidi. Following Bernard et al. [1997a], we did not forget at that step to artificially raise the dislocations of 2 km in order to take into consideration the influence of the low rigidity of the local crust on the true surface displacements.

For a radius of 4 km, we calculated a tilt at Galaxidi equal to 5.3×10^{-8} rad in the N-S direction, and to 3.3×10^{-8} rad in the E-W direction. The vertical strain was for its part equal to -0.042 μ strains. These values are lower than the sensitivity of the observatory. For a radius of 5 km, we found tilts of 9.6×10^{-8} rad for the N-S direction and 9×10^{-8} rad for the E-W direction, while the vertical strain was equal to -0.08 μ strains. The N-S tilt is greater than the sensitivity. The maximum aseismic slip that may have occurred in the vicinity of the hypocenter of the 1995 Aigion earthquake thus corresponds to an equivalent radius of approximately 4 km. It is associated with a slip of 35 cm on a 7.1×7.1 km² segment (Table 1 and Figure 1). It corresponds to a $M_w = 5.8$ event.

Let us now estimate the fluid flow that this creep event can induce. Once again with an Okada code [Okada, 1992] and assuming a pure normal fault mechanism at, this time, the real

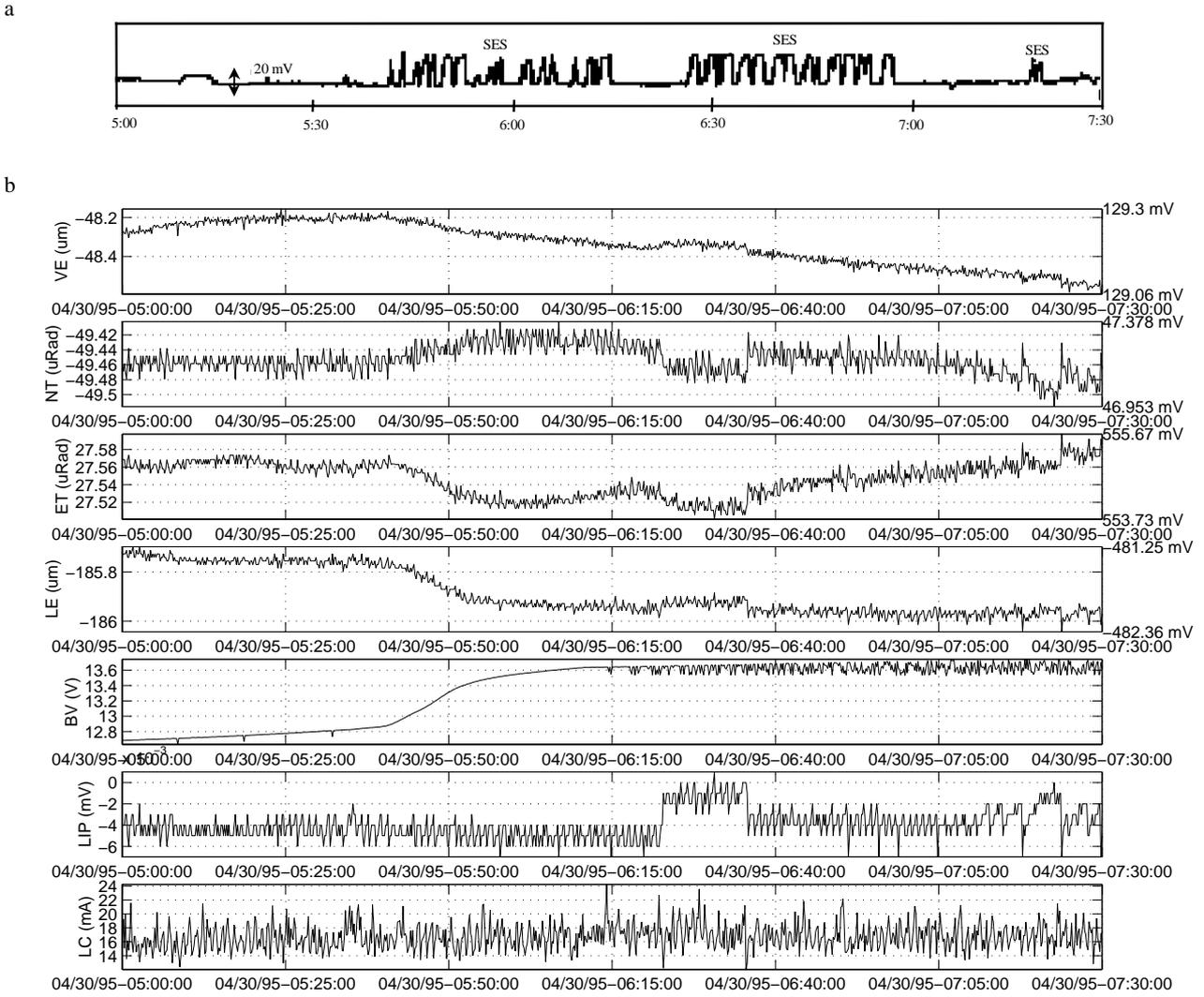


Figure 5. (a) The seismic electric signal activity recorded at the VAN station of Volos on April 30, 1995 [Varotsos *et al.*, 1996b, Figure 10]. (b) Raw Galaxidi vertical extension, N-S and E-W tilts, locked extension, batteries' voltage, logger instant precision, and logger current for April 30, 1995 from 0500 UT till 0730 UT.

depth, we calculated the stress tensor σ_{ij} induced in the vicinity of the fault. Then, supposing undrained conditions, we used the relation [Skempton, 1954]

$$P = -B \times \frac{\sigma_{ii}}{3}, \quad (3)$$

where B is the skempton coefficient, to calculate the pore pressure P induced. Taking B equal to its theoretical maximum of 1, we finally obtained the pressure distribution given in Figure 7. As expected, the maxima are concentrated at the edges of the fault, and provided that we exclude the points which belong to the fault plane, the values are in agreement with the given stress drop.

To estimate the streaming potentials induced, we made a few simplifications. Noticing that the points that contribute to the streaming potential are located at the high-pressure gradients, which are concentrated at the edges of the fault, we calculated equivalent constant pressure gradients in small cells located at the edges of the fault (Figure 8) and determined the equivalent electrokinetic dipoles generated there with simple models [Bernard, 1992, appendix A]. In practice, we first selected a

space quadrant ($x < 3.55$ km and $z > 0$ km), and, given a threshold pressure, we retained all the points where the pressure was greater than the threshold. Then, for the cells corresponding to each electrokinetic dipole (indexed i in the following, with $i = 1$ for the short dipole and $i = 2$ for the long one), we approximated the volume described by the retained points by an equivalent rectangular parallelepiped with axes parallel to O_x , O_y , and O_z . Then, we calculated the positions (x_{Bi}, y_{Bi}, z_{Bi}) of the pressure barycenters and the mean values P_{mi} of the pressure distribution in each cell. At last, we concentrated the charges at the barycenter positions, and we calculated their values Q_i by using the relation [Bernard, 1992]

$$Q_i = \epsilon \times C \times \frac{\Delta P_i}{\Delta L_i} \times S_i, \quad (4)$$

where C is the streaming coefficient, ϵ is the electric permittivity, $\Delta P_i = 2 \times P_{mi}$ is the difference of pressure imposed, $\Delta L_1 = 2 \times z_{B1}$ and $\Delta L_2 = 7100 - 2 \times x_{B2}$ are the distances over which the pressure is imposed, and S_i is the surface where the charges

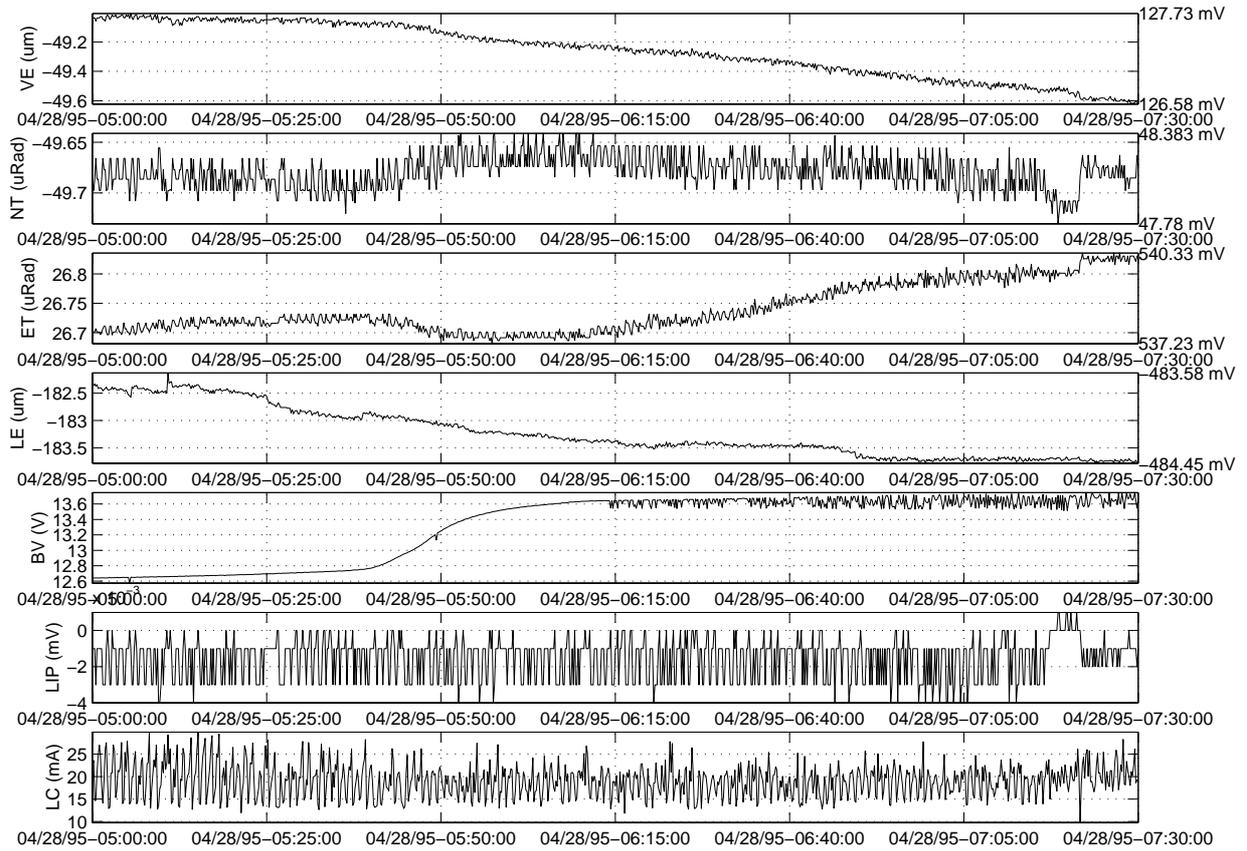


Figure 6. Same data as Figure 5b, except that they are presented for a similar sunrise period 2 days before.

are concentrated (S_1 parallel to the fault plane and S_2 perpendicular to it).

When measured under the laboratory conditions, C is typically equal, for natural rocks, to 100 mV MPa^{-1} [Ishido and Mizutani, 1981; Morgan *et al.*, 1989; Jouniaux and Pozzi, 1995]. This value cannot be easily extrapolated to depth since the temperature, the pressure, and the salinity are far different in the laboratory than at depth. Noticing that C is expected to decrease with the salinity (the conductivity current becoming more important) and with the temperature (the thermal movements destroying the electrical double layer), we assigned to C its maximum reasonable value, 1 V MPa^{-1} .

The only free parameter of the model is, in fact, the threshold pressure. To constrain it, we looked at its impact on the electric fields E_i generated at Volos by the electrokinetic dipoles of Figure 8. We supposed that the medium was homogeneous between Aigion and Volos, and we used the relation [see, e.g., Bernard, 1992]

$$E_i = \frac{C \times \Delta P_i \times S_i}{2\pi \times d^3}, \quad (5)$$

where d is the distance between the source and Volos used to calculate E_i . ΔP_i decreases with decreasing values of the threshold, while S_i increases. We found that the product of these two competitive effects reaches a rather well-defined maximum for thresholds between 1 and 3 MPa. To better constrain the threshold, we afterward checked whether the time required by the fluid to flow presents any additional clue. Classical results from the diffusion equation, where the mineral and soil compressibilities are, as here, negligible compared with the fluid

compressibility, show that the time T_i required for a pore pressure to cover a distance ΔL_i follows [see, e.g., de Marsily, 1986, chapter 5]

$$T_i = \frac{\eta \times \beta \times \phi}{\pi^2 \times k} \times \Delta L_i^2, \quad (6)$$

where η is the fluid dynamic viscosity, β is the fluid compressibility, ϕ is the averaged porosity, and k is the permeability. Deduced from the position of the pressure barycenters, the length of the short electrokinetic dipole happened to be equal to 630 m when the threshold was fixed to 3 MPa and was equal to 1.6 km when it was fixed to 1 MPa. In the meantime, ΔL_2 was always equal to 7.1 km, whatever the threshold pressure. To minimize T_i , we fixed η to 10^{-3} Pa s , β to $5 \times 10^{-10} \text{ Pa}^{-1}$, ϕ to 10^{-2} , and k to 10^{-2} D [see, e.g., de Marsily, 1986, chapter 5]. We thus finally found that the minima values of T_i were 5.7 hours and 1.45 days for the short electrokinetic dipole with threshold pressures of 3 and 1 MPa, respectively, and always 1 month for the long electrokinetic dipole. These values represent the time for pressure decay. They are hence a good estimation of the duration of the electric emissions, so that they can be compared with the characteristic times of the observed SES. Figure 5a shows that the SES lasted from a few minutes to an hour and a half. These observed characteristic times are much lower than the theoretically expected durations. However, it can be noticed that, for the short electrokinetic dipole, the model overestimates ΔL . In fact, the pressure gradient is important just close to the fault plane (Figures 7b and 7c). The places where the fluid flow contributes to the pressure balance are thus much more concentrated in reality than in the

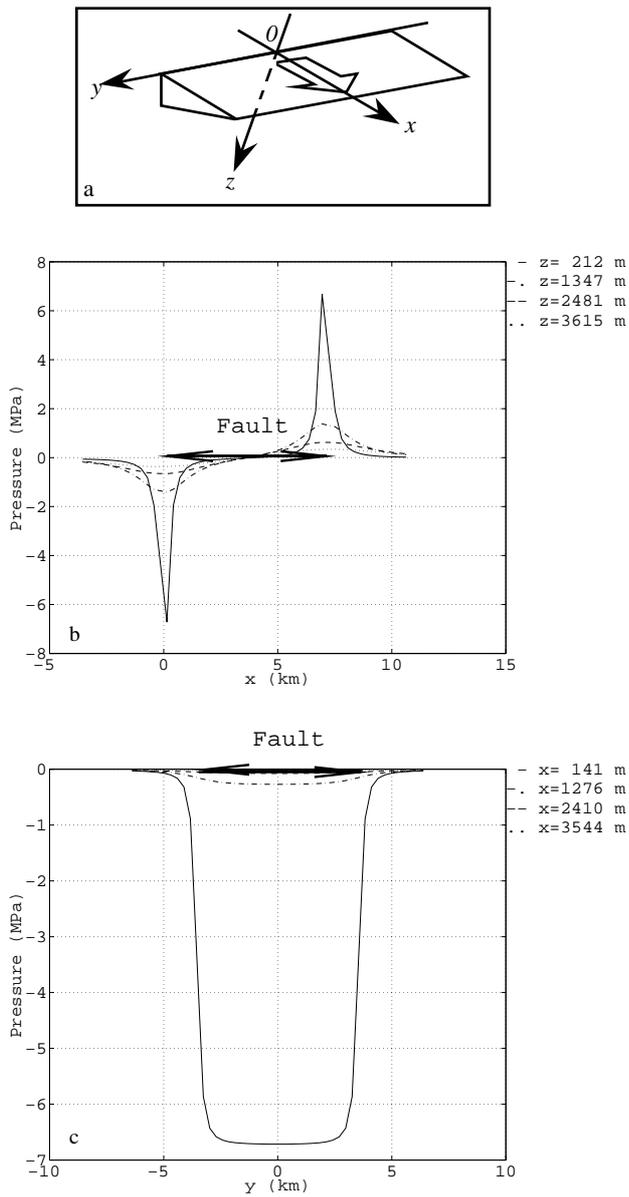


Figure 7. (a) Axes used for the profiles. The z axis is perpendicular to the fault plane. (b) Pressure profiles along lines of different depths and parallel to the x axis for $y \approx 140$ m. (c) Pressure profiles along lines of different positions along the x axis and parallel to the y axis for $z \approx 210$ m. The grid used in the calculations was sampled at ≈ 100 m.

model. The theoretically expected durations are therefore lower than what is given above at least for the short electrokinetic dipole. Consequently, while the long electrokinetic dipole must clearly be excluded, the short one derived from the biggest threshold remains plausible. Also owing to the expected higher permeability of the fault zone, the intermittent character of the SES at periods of a few minutes can be made compatible with the theoretically expected duration, provided that we suppose that small instabilities in the aseismic slip modulate the permeability and change, in turn, the streaming potentials. We thus eventually supposed that the SES was induced by the short electrokinetic dipole of Figure 8 with a threshold pressure of 3 MPa. Its length was 630 m, and it drove a pressure difference of 9.15 MPa, with an electric charge of 6×10^{-7} C.

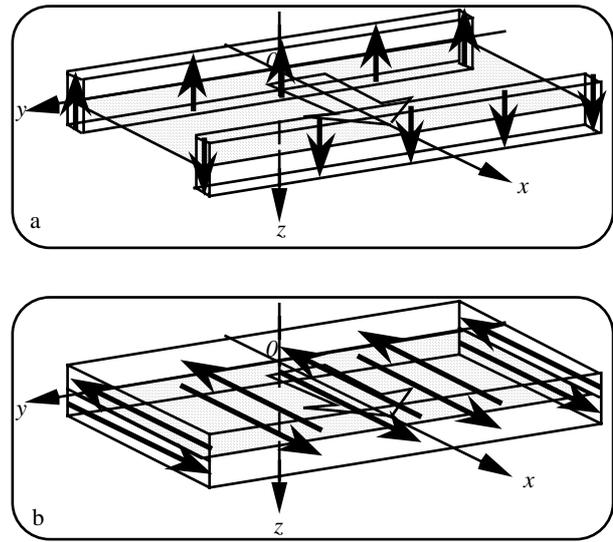


Figure 8. Schematic view of the approximations made for the calculation of the streaming potentials and their equivalent electrokinetic dipoles. The bold arrows represent the main fluid flow, and the shaded plane represents the dislocation considered. (a) Short electrokinetic dipoles. (b) Long electrokinetic dipoles.

The last step to do in the modeling consists of estimating how the electric field can propagate from its source to Volos. The SES of April 30, 1995, appeared with comparable $\Delta V/L$ values on both the short and long VAN measurement lines [Geller, 1996a]. The longest line measuring 22 km, a local amplification at Volos must thus be excluded. The VAN group moreover claims that its stations are sensitive to very large areas. Should the SES be propagated from the earthquake hypocenters to the VAN stations by ad hoc one-dimensional (1-D) conductive channels, such channels would thus have to be distributed almost all over Greece. They would therefore constitute a network of channels, whose global effect would be that of a 2-D conductive layer. An ad hoc 1-D conductive channel between Aigion and Volos must consequently be excluded too. The assumption regarding the diffusion of the electric field, which is the most favorable to VAN's hypothesis that we can make, therefore consists in supposing that the electrical structure between Aigion and Volos is composed of a 2-D horizontal conductive layer located at midcrustal depth. It traps the electric field between the source and the station and leads to an $1/r^2$ decay of the electric field [Bernard, 1992].

On the basis of the magnetotelluric soundings of Pham *et al.* [1996], we considered that a plausible stratified medium for the region surrounding the 1995 Aigion earthquake is $500 \Omega \text{ m}$ down to 8 km, $50 \Omega \text{ m}$ between 8 and 16 km, and $1000 \Omega \text{ m}$ below. We supposed that this structure is valid from Aigion to Volos, and to maximize one last time the estimated SES, we limited the source to only one of the two electrokinetic dipoles of Figure 8a. With these assumptions, we found that the electric field at Volos is equal to $16 \mu\text{V km}^{-1}$ provided that we concentrate on phenomena that last more than a minute. To reach the reported 10 mV MPa^{-1} , we had to impose a streaming coefficient at the source of 625 V MPa^{-1} for the resistivity contrast given above or 480 V MPa^{-1} for a resistivity contrast of 100 ($1000 \Omega \text{ m}$ down to 8 km, $10 \Omega \text{ m}$ between 8 and 16 km, and $1000 \Omega \text{ m}$ below).

5. Discussion

The VAN group had three stations that were operating in the Gulf of Corinth on April 30, 1995. One was located near Loutraki, and the other two were located near Patras (see Figure 1). Although close to the epicenter, these stations did not detect any anomaly at the time of the SES of Volos [Varotsos *et al.*, 1996b].

We calculated the electric field generated by our model at these stations with a streaming coefficient of 480 V MPa^{-1} at the hypocenter and a contrast resistivity of 100. The results are 1.3 V km^{-1} at ROD, 280 mV km^{-1} at RIO, and 38 mV km^{-1} at LOU. In order to be more favorable to VAN, we considered another resistivity structure beneath the Gulf, $2000 \Omega \text{ m}$ in the whole half-space. The results of the simulations then lead to 860 mV km^{-1} at ROD, 170 mV km^{-1} at RIO, and 10 mV km^{-1} at LOU. Clearly, none of these electric fields is compatible with the absence of signal reported by VAN.

Imposing a source of the SES of April 30, 1995, at the hypocenter of the 1995 Aigion earthquake thus requires an extremely high streaming coefficient at the source, a very favorable conductive structure between the hypocenter and Volos, and a very unfavorable conductive structure under the Gulf of Corinth. Though not impossible, the last two conditions are very unlikely. The first one is completely unrealistic. The SES of April 30, 1995, cannot consequently have been generated by streaming potentials in the hypocentral zone of the upcoming earthquake.

Another point should be emphasized. We showed in section 2 that the vertical strainmeter at Galaxidi amplifies by a factor of 3.5 the strains induced by the two remote moment magnitude greater than 7 earthquakes that up to now were analyzed. Lacking reliable in situ calibrations, we did not take into consideration these data in the present analysis. If we had retained them with this amplification factor, we would have found a maximum size for the possible preseismic dislocation of $1.35 \times 1.35 \text{ km}^2$. It would have corresponded to a $M_w = 4.8$ event. An important aseismic slip on the fault of the impending earthquake is hence very unlikely to have occurred at the time of the alleged VAN precursor of the 1995 Aigion earthquake.

6. Conclusion

We first saw that the N-S tilt at Galaxidi cannot have been greater than 7.5×10^{-8} rad on April 30, 1995. Taking this constraint into consideration, we then modeled the characteristics of the source that would have been required at the hypocentral region of the 1995 Aigion earthquake to generate the electrotelluric anomaly of April 30, 1995, reported by VAN.

Assuming all the conditions that provide the greatest electric signal at Volos but the smallest deformation at Galaxidi, we found that a streaming coefficient greater than 500 V MPa^{-1} would have been necessary to explain the observations. This value is 5000 times higher than what is usually measured in the laboratory. It is not realistic. The source of the April 30, 1995, SES of Volos is hence very unlikely to have been located in the hypocentral zone of the 1995 Aigion earthquake, whatever its actual link with the earthquake. We furthermore confirm that

streaming potentials induced by possible preseismic creep events are not expected to generate detectable electric fields farther than 100 km for shallow M 6 earthquakes like the 1995 Aigion earthquake.

7. Appendix

Bernard [1992] calculated the horizontal electric field generated at the surface of a stratified conductive medium consisting of two horizontal layers of conductivities σ_1 from 0 down to H_1 and σ_2 from H_1 down to H_2 over a half-space of conductivity σ_3 . He buried his charge Q_0 at the depth z_0 . Typographic mistakes led to a few errors in the formulae given in his appendix A. The electric potential $\Phi_i(r)$ should be multiplied by $Q_0/4\pi\epsilon$, and R should be replaced by $R' = R \times \exp[-2k \times (H_2 - H_1)]$ in the expressions of B_1 and D .

For the case $H_2 = 2 \times H_1$, the property of J_0 used to simplify the results is, in fact,

$$\int_0^{+\infty} J_0(kr) \times e^{-kz} dk = \frac{1}{\sqrt{r^2 + z^2}}, \quad (7)$$

and the surface horizontal electric potential $V_{(x)}$ created at the distance x follows

$$\begin{aligned} V_{(x)} = & \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{K_1}{P_2 - P_1} \times \left(\frac{P_2}{P_1^n} - \frac{P_1}{P_2^n} \right) \times \frac{1}{\sqrt{x^2 + (z_0 + 2 \times n \times H_1)^2}} \\ & + \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{K_2}{P_2 - P_1} \times \left(\frac{P_2}{P_1^n} - \frac{P_1}{P_2^n} \right) \times \frac{1}{\sqrt{x^2 + [z_0 + 2 \times (n+1) \times H_1]^2}} \\ & + \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{K_3}{P_2 - P_1} \times \left(\frac{P_2}{P_1^n} - \frac{P_1}{P_2^n} \right) \times \frac{1}{\sqrt{x^2 + [z_0 - 2 \times (n+1) \times H_1]^2}} \\ & + \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{K_4}{P_2 - P_1} \times \left(\frac{P_2}{P_1^n} - \frac{P_1}{P_2^n} \right) \times \frac{1}{\sqrt{x^2 + [z_0 - 2 \times (n+2) \times H_1]^2}} \end{aligned} \quad (8a)$$

when $\sigma_1 \neq \sigma_2$, $\sigma_2 \neq \sigma_3$, and $\sigma_1 \neq \sigma_3$,

$$\begin{aligned} V_{(x)} = & \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{K_1}{P_1^n} \times \frac{1}{\sqrt{x^2 + (z_0 + 2 \times n \times H_1)^2}} \\ & + \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{K_3}{P_1^n} \times \frac{1}{\sqrt{x^2 + [z_0 - 2 \times (n+1) \times H_1]^2}} \end{aligned} \quad (8b)$$

when $\sigma_2 = \sigma_3$ and $\sigma_1 \neq \sigma_2$, and

$$V_{(x)} = \frac{Q_0}{2\pi\epsilon} \times \frac{1}{\sqrt{x^2 + z_0^2}} \quad (8c)$$

when $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3$, P_1 and P_2 being the roots of

$$\frac{\sigma_3 - \sigma_2}{\sigma_2 + \sigma_3} \times X^2 + 2 \times \frac{\sigma_3 \times (\sigma_2 - \sigma_1)}{(\sigma_1 + \sigma_2) \times (\sigma_2 + \sigma_3)} \times X + 1 = 0, \quad (8d)$$

where

$$\begin{aligned}
 K_1 &= \frac{Q_0}{2\pi\epsilon}, \\
 K_2 &= \frac{Q_0}{2\pi\epsilon} \times \frac{(\sigma_2 - \sigma_1) \times (\sigma_3 - \sigma_2)}{(\sigma_1 + \sigma_2) \times (\sigma_2 + \sigma_3)}, \\
 K_3 &= \frac{Q_0}{2\pi\epsilon} \times \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2}, \\
 K_4 &= \frac{Q_0}{2\pi\epsilon} \times \frac{\sigma_2 - \sigma_3}{\sigma_2 + \sigma_3},
 \end{aligned} \tag{8e}$$

if $0 \leq z_0 \leq H_1$,

$$\begin{aligned}
 K_1 &= \frac{Q_0}{2\pi\epsilon} \times \frac{2 \cdot \sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2}, \\
 K_2 &= K_3 = 0, \\
 K_4 &= \frac{Q_0}{2\pi\epsilon} \times \frac{2 \times \sigma_2 \times (\sigma_2 - \sigma_3)}{(\sigma_1 + \sigma_2) \times (\sigma_2 + \sigma_3)},
 \end{aligned} \tag{8f}$$

if $H_1 \leq z_0 \leq 2 \times H_1$, and

$$\begin{aligned}
 K_1 &= \frac{Q_0}{2\pi\epsilon} \times \frac{4 \times \sigma_2 \times \sigma_3}{(\sigma_1 + \sigma_2) \times (\sigma_2 + \sigma_3)}, \\
 K_2 &= K_3 = K_4 = 0,
 \end{aligned} \tag{8g}$$

if $2 \times H_1 \leq z_0$.

The numerical calculations made by Bernard [1992] were based on the correct formulae.

Acknowledgments. We thank Ephoria of paleoanthropology-peleology from the Greek Ministry of Culture for allowing us to work in the Galaxidi cave. We are also grateful to Y. Okada and E. Stutzmann for having provided us with his Fortran routines corresponding to his paper of 1992 and her numerical codes that enabled us to generate synthetic seismograms for earthquakes classically parameterized, respectively. We thank Evelyn Roeloffs and an anonymous referee for their important and constructive reviews. This work was funded by the PNRN program, INSU/CNRS, and the E.C. Environment and Climate Program, Topic Seismic Risk, Contract #ENV4V-CT96-0276. This is IGP contribution 1530.

8. References

- Adamson, A. W., *Physical Chemistry of Surfaces*, 5th ed., Wiley-Interscience, New York, 1990.
- Aki, K., Generation and propagation of *G* waves from the Niigata earthquake of June 16, 1964, 2, Estimation of earthquake movement, released energy, and stress-strain drop from *G* wave spectrum, *Bull. Earthquake Res. Inst. Univ. Tokyo*, *44*, 26-88, 1966.
- Armijo, R., B. Meyer, G. C. P. King, and D. Papanastassiou, Quaternary evolution of the Corinth rift and its implications for the late Cenozoic evolution of the Aegean, *Geophys. J. Int.*, *126*, 11-53, 1996.
- Artru, J., Analyse et modélisation de données géophysiques multiparamètres du golfe de Corinthe, in *Rapport de stage d'option scientifique* (in French), *Promotion X-94*, Ecole Polytech., Palaiseau, 1997.
- Bernard, P., Plausibility of long distance of electrotelluric precursors to earthquakes, *J. Geophys. Res.*, *97*, 17,531-17,546, 1992.
- Bernard, P., et al., The *M*_s = 6.2 June 15th, 1995 Aigion earthquake (Greece): Evidence for low angle normal faulting in the Corinth rift, *J. Seismol.*, *1*, 131-150, 1997a.
- Bernard, P., P. Pinettes, P. M. Hatzidimitriou, E. M. Scordilis, G. Veis, and P. Milas, From precursors to prediction: A few recent cases from Greece, *Geophys. J. Int.*, *131*, 467-477, 1997b.
- Brune, J., Tectonic stress and the spectra of seismic shear waves from earthquakes, *J. Geophys. Res.*, *75*, 4997-5009, 1970.
- de Marsily, G., *Quantitative Hydrogeology: Groundwater Hydrology for Engineers*, Academic, San Diego, Calif., 1986.
- Dziewonski, A. M., and D. L. Anderson, Preliminary Reference Earth Model, *Phys. Earth Planet. Inter.*, *25*, 297-356, 1981.
- Geller, R. J., VAN: A critical evaluation, in *A Critical Review of VAN – Earthquake Prediction From Seismic Electric Signals*, edited by J. Lighthill, pp. 155-238, World Sci., River Edge, N. I., 1996a.
- Geller, R. J. (Ed), Debate on "VAN," *Geophys. Res. Lett.*, *23*, 1291-1452, 1996b.
- Gruszow, S., J.-C. Rossignol, A. Tzanis, and J.-L. Le Mouél, Identification and analysis of electromagnetic signals in Greece: The case of the Kozani earthquake VAN prediction, *Geophys. Res. Lett.*, *23*, 2025-2028, 1996.
- Harrison, J. C., Cavity and topographic effects in tilt and strain measurement, *J. Geophys. Res.*, *81*, 319-328, 1976.
- Ishido, T., and H. Mizutani, Experimental and theoretical basis of electrokinetic phenomena in rock-water systems and its applications to geophysics, *J. Geophys. Res.*, *86*, 1763-1775, 1981.
- Jouniaux, L., and J.-P. Pozzi, Streaming potentials and permeability of saturated sandstones under triaxial stress: Consequences for electrotelluric anomalies prior to earthquakes, *J. Geophys. Res.*, *100*, 10,197-10,209, 1995.
- Lighthill, J. (Ed.), *A Critical Review of VAN – Earthquake Prediction From Seismic Electric Signals*, World Sci., River Edge, N. I., 1996.
- Morgan, F. D., E. R. Williams, and T. R. Madden, Streaming potential properties of Westerly Granite with applications, *J. Geophys. Res.*, *94*, 12,449-12,461, 1989.
- Okada, Y., Internal deformation due to shear and tensile faults in a half space, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, *82*, 1018-1040, 1992.
- Park, S. K., M. J. S. Johnston, T. R. Madden, F. D. Morgan, and H. F. Morrison, Electromagnetic precursors to earthquakes in the ULF band: A review of observations and mechanisms, *Rev. Geophys.*, *31*(2), 117-132, 1993.
- Pham, V.-N., D. Boyer, G. Chouliaras, and P. Bernard, Electrical conductivity and structure of the crust around the gulf of Corinth (Greece) from Magneto-Telluric Soundings (MTS) Results, *C. R. Acad. Sci., Sér. II*, *323*, 651-656, 1996.
- Pinettes, P., Précurseurs géophysiques des séismes: Approches expérimentales et modélisations (in French), Ph. D. thesis, Univ. Paris 7, Paris, 1997.
- Scholz, C. H., *The Mechanics of Earthquakes and Faulting*, Cambridge Univ. Press, New York, 1990.
- Skempton, A. W., The pore-pressure coefficients A and B, *Geotechnique*, *4*, 143-147, 1954.
- Varotsos, P., and K. Alexopoulos, Physical properties of the variations of the electric field of the earth preceding earthquakes, I, *Tectonophysics*, *110*, 73-98, 1984a.
- Varotsos, P., and K. Alexopoulos, Physical properties of the variations of the electric field of the earth preceding earthquakes, II, Determination of epicentre and magnitude, *Tectonophysics*, *110*, 99-125, 1984b.
- Varotsos, P., and K. Alexopoulos, Physical properties of the variations of the electric field of the earth preceding earthquakes, III, *Tectonophysics*, *136*, 335-339, 1987.
- Varotsos, P., and M. Lazaridou, Latest aspects of earthquake prediction in Greece based on seismic electric signals, *Tectonophysics*, *188*, 321-347, 1991.
- Varotsos, P., K. Alexopoulos, and M. Lazaridou, Latest aspects of earthquake prediction in Greece based on seismic electric signals, II, *Tectonophysics*, *224*, 1-37, 1993.
- Varotsos, P., M. Lazaridou, K. Eftaxias, G. Antonopoulos, J. Makris, and J. Kopanas, Short-term earthquake prediction in Greece by seismic electric signals, in *A Critical Review of VAN – Earthquake Prediction From Seismic Electric Signals*, edited by J. Lighthill, pp. 29-76, World Sci., River Edge, N. I., 1996a.
- Varotsos, P., K. Eftaxias, M. Lazaridou, K. Nomicos, N. Sarlis, N. Bogris, J. Makris, G. Antonopoulos, and J. Kopanas, Recent earthquake prediction results in Greece based on the observations of seismic electric signals, *Acta Geophys. Pol.*, *XLIV*(4), 301-327, 1996b.

J. Artru, P. Bernard, P.-A. Blum, P. Pinettes, and R. Verhille, Département de Sismologie, UMR CNRS 7580, Institut de Physique du Globe de Paris, 4 Place Jussieu, 75 252 Paris cedex 05, France. (e-mail: Patrick.Pinettes@oma.be, bernard@ipgp.jussieu.fr.)

P. Milas and G. Veis, Dyonisos Satellite Observatory, National Technical University of Athens, 9 Heron Polytechniou Street, Athens, 157 80 Zographos, Greece. (e-mail: pmilas@survey.ntua.gr.)

(Received September 16, 1997; revised February 17, 1998; accepted March 18, 1998.)

List of Figures

2.1	<i>Microbarogram obtained in New Orleans after 58 MT explosion at 3.66 km height in Novaya Zemlya. Main signal corresponds to a gravity wave, last part to acoustic wave.</i>	20
2.2	<i>Doppler sounding and seismogram observed at Francourville (France) after Mexico earthquake on September 19, 1985. The Doppler shift of 0.5 HZ corresponds to velocity of about 20 m.s⁻¹ at 150 km high.</i>	22
2.3	<i>TEC perturbation above California after Northridge earthquake. From Calais et Minster [1995].</i>	22
2.4	<i>Mechanism for generation of atmospheric waves from an earthquake; figure adapted from Calais et Minster [1998].</i>	25
2.5	<i>Stack of frequency spectrum of IDA network seismograms after Pinatubo eruption in June 1991. From [Zurn et Widmer, 1996].</i>	27
3.1	<i>Different domains for acoustic and gravity waves, as a function of frequency and horizontal wave number. N_0 is Brunt-Väisälä frequency (eq 3.14) and N_1 is acoustic cut-off frequency (eq 3.16). f_0 correspond to Earth rotation, which is neglected in section 3.2.2.</i>	37
3.2	<i>Structure of atmosphere and ionosphere: temperature and electron density profiles.</i>	40
3.3	<i>From Hooke [1968]: electron density perturbation induced by a gravity wave.</i>	43
4.1	<i>Principle for ionospheric sounding. Figure from Farges et al. [2001]</i>	46

4.2	<i>Scheme of Doppler sounding technique: the receiver measures the frequency variation of the wave reflected by ionosphere. This Doppler shift is directly related to vertical velocity of reflecting layer.</i>	46
5.1	<i>Orbit of AUREOL-3 over the epicenter of an earthquake that occurred at 19:45:48 TU, and corresponding record of Eh component at 72 Hz. From Parrot et al. [1993]</i>	55
5.2	<i>DEMETER satellite.</i>	57
5.3	<i>DEMETER payload architecture.</i>	60
6.1	<i>US Standard Atmosphere 1976: density, temperature and sound velocity profiles used in this work</i>	70
6.2	<i>Dynamic viscosity profile.</i>	72
6.3	<i>Frequencies of all modes of Earth with atmosphere between 0.1 and 20 mHz as a function of angular order. Solid modes are in green, atmospheric modes are in blue, tsunami modes in red.</i>	81
6.4	<i>Atmospheric part of solid modes energy for the two first harmonics. The two peaks at 3.6 mHz and 4.3 mHz correspond to those observed after Pinatubo eruption (figure 2.5).</i>	84
6.5	<i>0 S 20 modes for free (left) and radiative (right) boundary condition, computed for different atmosphere thicknesses.</i>	85
6.6	<i>0 S 400 with or without viscosity attenuation.</i>	86
6.7	<i>Solid modes for $n = 0$, $\ell = 2 - 200$. Here is plotted $\sqrt{\rho}U$ as a function of radius in the upper mantle and atmosphere</i>	87
6.8	<i>Same as figure 6.7 for the first harmonic ($n = 1$).</i>	88
6.9	<i>Same as figure 6.7 for the second harmonic ($n = 2$).</i>	88

- 7.1 *Data (from SSB, France, top) and synthetics for the June, 18, 2001 earthquake (South Indian Ocean). The synthetics are presented (middle), for modes with and without atmosphere. The summation was performed with harmonics for $n = 0$ to 3. Difference between the two synthetics is plotted on the bottom, with amplitudes multiplied by 10. 91*
- 7.2 *Synthetics and data from Francourville Doppler sounding for Izmit earthquake (17 august, 1999). 92*
- 7.3 *Maximum amplitude of synthetic displacement as a function of altitude, for different low-pass filters. Amplitudes at ionospheric height show a good agreement with Doppler observations. 93*
- 8.1 *Francourville ionospheric Doppler sounding network. Altitude of sounding is determined from ionograms. The FRC-BLC link exists for two frequencies, that allows 2 altitudes of sounding. 98*
- 8.2 *Comparison of ground vertical velocity recorded on Lormes seismometer and Doppler sounding from Francourville after the South Indian Ocean earthquake on June, 18 , 2000. Arrival times are in agreement with an infrasonic wave propagation vertically from the ground. 100*
- 8.3 *Comparison of 3 links after Costa Rica earthquake on August 20th 1999. The first arrival is on FRC-BRN link, other arrivals are a few seconds behind. 102*
- 8.4 *Coupling intensity: atmospheric part of energy for solid modes. 104*
- 8.5 *Data and synthetics for the June 18th, 2000. 106*
- 8.6 *Synthetics for the three links for Costa Rica earthquake. Differences in arrival times correspond to Rayleigh wave propagation speed on the ground. 107*
- 8.7 *Seismogram (black) and Doppler sounding (red and blue) spectrum. 109*

- 8.8 Amplification factor as a function of altitude (axes are the same as in figure 8.11), for the 06/18/2000 earthquake. Note the weaker amplification at low frequencies due to the gravity cut-off frequency, and attenuation due to viscosity for frequencies greater than 25 mHz. Higher coupling efficiency is also apparent at 3.7 and 4.3 mHz. 110
- 8.9 Seimogram and microbarogram after India earthquake (01/26/2001) recorded from the CTBT station in Mongolia. 115
- 8.10 Kinetic energy vertical profiles for different types of modes. Although most of the energy is localised in one part of the system, a few energy remains in the others, which induces coupling effects. 118
- 8.11 Amplification factor versus altitude as a function of frequency, deduced from numerical simulations. 120
- 9.1 Amplitude of the Solid spheroidal normal modes in the upper mantle and atmosphere. 125
- 9.2 Trace of the acceleration term for an isotropic atmospheric sources $A_{\ell,n} = \delta_{\alpha,\beta} A_{\ell,n}^{\alpha,\beta}$ at the Earth surface ($z=0$). Note the small amplifications near the two frequencies corresponding to the fundamental and first overtone of the atmospheric modes. 126
- 9.3 Top, band-pass filtered data recorded after the Pinatubo eruption by several stations of the global network. Bottom: synthetics found in the study. 129
- 9.4 Variance reduction for a series of inversion, for different values of altitude and weighting factor ϵ 131

9.5	Top, source history for a surface pressure glut versus time. Amplitude is in 20 MT of equivalent TNT times one second. Bottom: same, but for a source at 28 km of altitude. Note that both the amplitude of the source and the complexity is reduced. The source term is closer from a series of explosion, each of them of about 20-40 MT and with burst times of the order of 200-500 sec. Vertical lines are associated to the reported eruption of the volcano.	136
9.6	Observation of ionograms at Francourville and seismograms at the nearby Geoscope SSB station, with their synthetics for the PREM model with US Standard Atmosphere model.	137
10.1	GPS constellation: it is composed of 24 to 30 satellites divided in 6 orbital planes.	142
10.2	International GPS Service network.	149
10.3	Example of global TEC map as provides by JPL.	150
10.4	Ambiguity correction: pseudodistances are noisier than phase measurements, but are free from ambiguity constant.	152
10.5	Geometric correction applied to slant TEC in, order to obtain vertical TEC.	154
10.6	Ray passes for a 16 receivers network and 6 satellites.	154
10.7	Ionosphere electron density profile used for simulations. The maximum of ionization is at 280 km, which is quite low.	155
10.8	Slant total electron content as a function of zenithal angle.	155
10.9	Error (in %) induced by the single layer approximation, depending on zenithal angle and selected reference altitude.	156
11.1	Southern California Intergrated GPS Network, composed of 250 receives.	159
11.2	Receiver used in this study (left), and corresponding points of measurement for 3 satellite in sight (right).	160
11.3	Receiver biases determination with Kalman filter.	165
11.4	Satellite biases determination with Kalman filter.	166

11.5	<i>Diurnal variation of vertical electron content measured on October 16, 1999.</i>	167
11.6	<i>Diurnal variation of vertical electron content estimated from IRI model for the same day.</i>	167
11.7	<i>(top) TEC variation from September 16th to November 16th 1999. (bottom) K index for geomagnetic activity recorded at Boulder for the same time period.</i>	168
11.8	<i>Synthetic TEC model used for a resolution test. The characteristic wavelength is about 100 km.</i>	169
11.9	<i>Result of the inversion: the correlation length used is here 30 km.</i>	169
11.10	<i>Same as previous figure, with a light scale for a posteriori covariance. Light areas correspond to an insufficient variance reduction.</i>	170
11.11	<i>TEC map computed from GPS data on October 16th, 1999.</i>	172
11.12	<i>TEC maps estimated from IRI model for the same day.</i>	172
11.13	<i>Normal modes simulation of relative TEC fluctuations above California after Hector Mine earthquake.</i>	173
11.14	<i>TEC band-pass filtered time series for two adjacent receivers and 3 satellites. Sub-ionospheric point are showed on the left.</i>	175
11.15	<i>TEC variations energy integrated on areas of same epicentral distance, versus time.</i>	176
11.16	<i>Continuous GPS Japanese network.</i>	178
12.1	<i>Scheme of IAP instrument, consisted of two plasma analyzers, APR and ADV.</i>	180
12.2	<i>APR analyzer: potential applied on G2 induces a selection of ions depending on their energy. Collector C measures the corresponding incoming current. A data processing allows to recover plasma energy distribution, and hence density and mean velocity of principal components.</i>	181
12.3	<i>Scheme of ADV Analyzer (left): Thermal ions flux arrives with an angle α induces different currents on the four collectors (on the right).</i>	183

12.4 ADV analyzer: direction of mean velocity of particles is measured using ratio of currents collected on different parts of collector.	184
12.5 Result of numerical simulations for APR: collected current as a function of G2 potential, for different ions. The simulation is repeated with 10^4 , 10^5 and 10^6 particles generated in the Monte Carlo algorithm.	190
12.6 Result of numerical simulation for APR : zoom of O^+ current for low G2 potentials	191
13.1 Atmospheric part of energy for Venus fundamental solid modes, as a function of frequency.	199

List of Tables

4.1	<i>List of 16 earthquakes for which significant signal has been observed on Doppler sounding record, between August 1999 and February 2001.</i>	49
9.1	<i>List of the events recorded during the first year of operation. Amplitude of the Doppler signals are given, as well as the altitude A and main period T of the measurement, for all recorded events.</i>	132
10.1	<i>Table of correspondences between time delay, distance, and total electron content.</i>	147
10.2	<i>Relative importance of different parameters affecting GPS measurements, for either one frequency, or for the difference between two frequencies. . . .</i>	148

Abstract

In the 1960s, strong perturbations of the ionosphere following earthquakes highlighted the dynamic coupling between the solid Earth and its atmosphere. Numerous observations of related phenomena have been performed since, either on satellite or ground-based measurements. This thesis presents a study of these phenomena, based firstly on modeling of this coupling using seismological methods, secondly on the development of new observation tools adapted to this new area of research. This work takes place in the frame of DEMETER mission preparation (CNES microsatellite dedicated to observation of ionospheric signals related to seismic or volcanic activity, whose launch is expected in early 2003).

The first part presents the different observations of Earth-atmosphere coupling related phenomena, as well as properties of post seismic perturbations of atmosphere and ionosphere. These signals are interpreted as the propagation of infrasonic waves from the ground towards the atmosphere. They are generated by the ground vertical displacement due to Rayleigh waves, and are strongly amplified due to the exponential decrease of density. Interaction with ionospheric plasma should then produce the electromagnetic perturbations observed.

The second part establishes an extension of normal modes theory to an Earth with atmosphere. It is then possible to compute synthetic seismograms for a source and receiver either in solid Earth, ocean or atmosphere. We compare synthetics to Doppler ionospheric sounding data from CEA.

*The third part presents work performed in order to develop new tools of observation in the ionosphere. Firstly, a GPS data processing has been developed: dual-frequency GPS receivers indeed give access to TEC (Total Electron Content, electronic density integrated along the satellite-receiver ray path). We use data from dense network to perform TEC maps over seismic areas. A first application to Southern California network is presented. Secondly, a study has been started in order to determine DEMETER IAP instrument response to plasma perturbations in the frame of the mission preparation. This instrument will allow measuring *in situ* plasma perturbation over seismic areas.*

We finally conclude by showing the perspectives opened by seismo-atmospheric signal, either in seismology or aeronomy research areas.

Résumé

Depuis 1960, de fortes perturbations de l'ionosphère consécutives à des tremblements de Terre ont mis en évidence le couplage dynamique entre la Terre solide et l'atmosphère. De nombreuses observations de phénomènes associés ont depuis été réalisées, par des mesures au sol ou par satellite. Ce mémoire présente une étude de ces phénomènes, fondée d'une part sur la modélisation de ce couplage par les méthodes sismologiques, d'autre part sur le développement de nouveaux outils d'observation adaptés à ce nouveau champ de recherches. Ce travail s'inscrit dans le cadre de la préparation de la mission DEMETER (microsatellite CNES dédié à l'observation des signaux ionosphériques induits par l'activité sismique ou volcanique, dont le lancement est prévu en 2003).

La première partie présente les différentes observations en liaison avec le couplage Terre atmosphère, ainsi que les caractéristiques des perturbations observées après les séismes. Ces signaux sont interprétés comme la propagation d'ondes infrasoniques dans l'atmosphère, induites par un couplage dynamique avec le sol, à proximité de la source, ou lors du passage des ondes de Rayleigh loin de l'épicentre. Des ondes de pression ascendantes sont engendrées dans l'atmosphère, et sont ensuite fortement amplifiées à cause de la décroissance exponentielle de la densité avec l'altitude. L'interaction de ces ondes avec le plasma ionosphérique serait alors à l'origine des effets électromagnétiques observés.

La deuxième partie est dédiée à l'établissement d'une extension des méthodes de calcul de modes propres. Il est alors possible de calculer des sismogrammes synthétiques pour une source et une station situées soit dans la Terre solide, soit dans l'océan ou l'atmosphère. Les synthétiques calculés par sommation de modes, pour une source sismique, montrent un bon accord avec les données fournies par le sondeur Doppler du CEA.

La troisième partie présente les travaux réalisés pour développer de nouveaux outils d'observation dans l'ionosphère. Un traitement des données de réseaux GPS denses a été développé afin de réaliser des cartes de contenu électronique total au-dessus de zones à forte activité sismique. Les récepteurs GPS bi-fréquence donnent en effet accès au contenu électronique total de l'ionosphère (TEC), c'est-à-dire la densité électronique intégrée le long du trajet satellite-station. Une première application au réseau de Californie du Sud est présentée. Enfin, une étude sur la réponse de l'instrument IAP du satellite DEMETER a été entamée dans le cadre de la préparation de la mission. Cet instrument permettra de mesurer *in situ* les perturbations du plasma au-dessus de zones sismiques.

Nous développons enfin en conclusion les perspectives ouvertes par les signaux sismo-atmosphériques, que ce soit dans les champs de la sismologie ou de l'aéronomie.