

TOMOGRAPHIE ACOUSTIQUE DU LÉMAN

THÈSE N° 3171 (2004)

PRÉSENTÉE À LA FACULTÉ SCIENCES ET TECHNIQUES DE L'INGÉNIEUR

Institut de transmissions, ondes et photonique

SECTION DE GÉNIE ÉLECTRIQUE ET ÉLECTRONIQUE

ÉCOLE POLYTECHNIQUE FÉDÉRALE DE LAUSANNE

POUR L'OBTENTION DU GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES TECHNIQUES

PAR

Xavier FALOURD

DEA de génie mécanique, Ecole Centrale de Nantes, France
et de nationalité française

acceptée sur proposition du jury:

Prof. M. Rossi, directeur de thèse

Prof. P. Blanc-Benon, rapporteur

Dr Y. Stephan, rapporteur

Prof. J.-P. Thiran, rapporteur

Lausanne, EPFL
2005

Version abrégée

0.1 Résumé

L'objectif était de démontrer que la tomographie acoustique constitue une nouvelle méthode pour l'étude des processus de grande échelle du Léman. Le travail s'est d'abord porté sur l'état de l'art des différents domaines connexes à la tomographie, à savoir : la propagation du son, le traitement du signal et la limnologie physique. Le développement et l'installation d'un système de tomographie a été effectué pour l'étude de la dynamique du Grand Lac par analyse de la propagation suivant son petit axe. La recherche s'est ensuite concentrée sur la modélisation de la propagation du son et sa confrontation avec des données expérimentales. Un calendrier de profils de température a été créé à partir de quatre fonctions empiriques orthogonales constituant une information fondamentale pour la résolution du problème tomographique. La modélisation de la déstratification thermique et de l'action des ondes internes stationnaires sur la propagation valide les mesures hivernales, lesquelles sont corrélées aux données météorologiques. Il est établi que la qualification des processus majeurs gouvernant l'hydrodynamique du bassin (stratification, ondes internes) est possible par l'analyse des temps de propagation du son entre deux sites proches des rives.

L'ensemble du travail constitue une référence de transposition de la tomographie océanique au cas lacustre. Il apporte des solutions, basées sur l'expérience, pour une meilleure compréhension des processus dominants des grands lacs pendant leur phase de déstratification thermique.

0.2 Abstract

The main objective was to show that the acoustic tomography constitutes a new method to investigate the main hydrodynamical processes of the lake of Geneva. The work is based on the various related fields to the tomography, namely : acoustic wave propagation, signal processing and physical limnology. The development of a tomographic system was carried out so as to study the dynamics of the Great Lake by the analysis of the propagation along its small axis. This work is based on modelling of the sound propagation and its systematic comparison with experimental data. The constitution of a temperature profiles calendar is created starting from four orthogonal empirical functions constituting a fundamental

information for the resolution of the tomographic problem. The modelling of the thermal destratification and of internal stationary waves effects on the propagation validate winter measurements, which are correlated with the weather data. It is established that the qualification of the major processes controlling hydrodynamics (thermal stratification, internal waves) is possible by the analysis of sound travel times between two sites close to the banks.

The main part of this work constitutes a reference for the adaptation of oceanic tomography to the case of great lakes. It suggests solutions for a best comprehension of the major processes during their phase of thermal destratification.

Remerciements

Je remercie Monsieur Touradj Ebrahimi, professeur du Laboratoire de traitement des signaux de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (LTS1-EPFL), d'avoir accepté la présidence de cette thèse.

Je remercie Monsieur Jean-Philippe Thiran, professeur du Laboratoire de traitement des signaux (LTS5-EPFL) d'avoir porté son jugement sur ce travail qui traite un peu de signal.

Je remercie Monsieur Yann Stephan du Service Hydrographique et Océanographique de la Marine (CMO/SHOM) pour ses commentaires experts et son encouragement pour mes activités lacustres.

J'exprime toute ma gratitude à Monsieur Philippe Blanc-Benon, Directeur de Recherche au Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique (Ecole Centrale de Lyon) pour le vif intérêt qu'il porte à cette recherche et ses nombreux conseils et commentaires pour l'élaboration de ce manuscrit.

Enfin, je souhaite remercier vivement Monsieur Mario Rossi, directeur de thèse et professeur au Laboratoire d'Electromagnétisme et d'Acoustique (LEMA), pour m'avoir permis de développer cette thématique tout au long de ces années et de m'avoir facilité nombre de démarches qu'elles soient administratives ou techniques pour la bonne réalisation de ce travail.

Je remercie Monsieur Ulrich Lemmin du Laboratoire d'Hydraulique Environnementale (LHE-EPFL), requérant de ce travail, m'ouvrant ainsi les portes de la limnologie physique, domaine passionnant.

J'exprime ma gratitude à Claude Perrinjaquet, ingénieur du LHE, pour ses conseils précieux en automatisme et principe de mouillage, et pour son enthousiasme et sa sympathie permanente.

Un travail comme celui-ci ne pourrait avoir d'existence sans Roland Dupuis, ancien technicien du LEMA, qui a souffert de mes nombreuses, mais sympathiques impatiences pour la réalisation pratique de ce travail, sans oublier Romuald Rondot, toujours disponible pour

les nombreuses mises au point de l'instrument.

Je souhaite exprimer ma sympathie à Maxime et l'équipe du Sauvetage d'Ouchy pour ces moments lacustres inoubliables.

Bien sûr, je n'oublie pas de saluer l'effort collectif de tout le laboratoire tant pour les réalisations technologiques d'une part, et les efforts physiques considérables d'autre part, que je leur ai imposé. Un grand merci à Delphine, Pierre-Jean, Frédéric, Michel, Hervé, Thomas et Sébastien pour leur aide constante.

Je remercie toute l'équipe du LEMA et son directeur, le professeur Juan Mosig, pour tous ces moments chaleureux tout au long de ces années.

Enfin, je ne saurai assez remercier ceux qui m'ont accompagné tout au long de ce travail : mes parents, mes frères, sans oublier mes amis de Lausanne, de France ou d'ailleurs ...

Table des matières

0.1	Résumé	5
0.2	Abstract	5
1	Introduction	21
1.1	Intérêt de la tomographie acoustique des lacs	21
1.2	Objectifs de la recherche	22
1.3	Présentation du rapport	23
2	Principe de la tomographie	25
2.1	Célérité du son dans l'eau	26
2.2	Bathycélérimétrie	26
2.2.1	Modélisation	27
2.2.2	Relation entre c et T	28
2.3	Approximation géométrique : tracé de rayons	28
2.4	Analyse des temps de propagation	29
2.5	Analyse de données expérimentales	30
2.6	Tomographie acoustique du Léman	33
3	Instrumentation pour la TAL	35
3.1	Principe expérimental	35
3.2	Définition des sites	36
3.3	Technologies	36
3.4	Instrument OWP1	38
3.5	Instrument TWP1	39
3.6	Remarques	40
4	Analyse du problème direct	43
4.1	Régime thermique du bassin lacustre	43
4.2	Recherche d'un modèle de stratification thermique	44
4.2.1	Relevés des profils de température	44
4.2.2	Décomposition en fonctions empiriques orthogonales	47
4.2.3	Modèle de stratification thermique annuel	49
4.2.4	Décomposition du champ de température annuel du Grand Lac	50

4.2.5	Régime thermique annuel du Grand Lac	52
4.3	Influences sur la propagation	53
4.3.1	Modélisation avec un fond plat	53
4.3.2	Modélisation avec topographie réelle	55
4.4	Refroidissement hivernal	58
4.4.1	Bathythermie hivernale synthétique	58
4.4.2	Simulations de propagation	59
4.4.3	Discussion	61
4.4.4	Comparaison avec les relevés expérimentaux	62
4.5	Conclusion	66
5	Méthodes d'observation	67
5.1	Principe de la détection active	67
5.1.1	Équation du sonar	70
5.1.2	Dimensionnement du signal	71
5.2	Les signaux utiles	73
5.2.1	Rampe linéaire en fréquence	73
5.2.2	Signal BPSK	74
5.2.3	Expression du signal reçu	75
5.3	Les méthodes d'estimation de temps de propagation	75
5.3.1	Filtrage adapté	76
5.3.2	Filtrage adapté et élimination (FAE)	77
5.3.3	Méthodes à haute résolution	79
5.3.4	Méthodes bayésiennes	80
5.4	Méthodes spatio-temporelles	81
5.4.1	Réseau rectiligne uniforme	81
5.4.2	Estimation successive de τ et θ	83
5.4.3	Formation de voies actives	84
5.4.4	Algorithme MUSIC Actif Large Bande (MUSICAL)	84
5.5	Analyse spatio-temporelle sur des données réelles	84
5.5.1	Détection d'un groupe de rayons R-SR	85
5.5.2	Détection d'un groupe de rayons SR-BR	87
5.6	Conclusion	89
6	Observations d'ondes internes	91
6.1	Génération des ondes de surface et internes	91
6.2	Vagues et seiches de surface	93
6.3	Seiches internes	93
6.3.1	Action de la rotation de la Terre	95
6.3.2	Ondes de Kelvin	96
6.3.3	Ondes de Poincaré	97
6.3.4	Relevés hydrodynamiques	98

6.4	Détection d'ondes internes stationnaires	99
6.4.1	Relevés acoustiques	99
6.4.2	Modélisation de basculement	100
6.4.3	Simulation de basculement $h = 5$ m	103
6.4.4	Simulation de basculement $h = 20$ m	106
6.4.5	Basculement et refroidissement	107
6.5	Détection d'ondes internes non-stationnaires	109
6.6	Conclusion et proposition	112
7	Conclusion et perspectives	113
A	Petit Lac	115
B	Tracé de rayons : Logiciel PRAMM	119
C	Algorithme Haute résolution MUSIC	121
D	Base de données hydrodynamiques	123
D.1	Profils de température :	123
D.2	Mesures à partir de mouillage	123
D.2.1	Essais Été 2001	123
D.2.2	Essais Hiver 2001/2002	123
D.2.3	Essais Été 2002	123
	Bibliographie	134

Table des figures

1.1	Illustration de deux trajectoires du son dans un milieu stratifié	22
2.1	Illustration de trois bathycélérimétries	27
2.2	Rayons Munk Canonique	29
2.3	Rayons Munk Polaire	29
3.1	Le Léman	35
3.2	Sites des mouillages et axes de propagation	37
3.3	Mouillages OWP1	38
3.4	Mouillage TWP1	41
3.5	Station TWP1	42
4.1	Situation des stations de prélèvements s1 à s6, s01 et s02.	45
4.2	Champ de température 1987 - 1991 du Grand Lac	45
4.3	Champ de température 1987 - 1991 du Petit Lac	45
4.4	Bathythermie hivernale	46
4.5	Bathythermie estivale	46
4.6	Décomposition du champ de température pluri-annuel du Grand Lac	48
4.7	Décomposition du champ de température annuel du Grand Lac	50
4.8	Diagrammes polaires du Grand Lac	51
4.9	Cycle Straskraba - Lemmin	52
4.10	Modèle du champ de célérité annuel	53
4.11	Diagrammes temps - angle	55
4.12	Séries temporelles des rayons propres - fond plat	56
4.13	Séries temporelles des rayons propres - topographie réelle	57
4.14	Profil de température hivernal	58
4.15	Tracé de rayons - stratification hivernale	59
4.16	Caractéristiques des rayons - refroidissement	60
4.17	Rayons R-SR - refroidissement	62
4.18	Température de l'eau à 1m - Mât Buchillon	63
4.19	Rayons détectés entre le 18 décembre 2003 et le 25 février 2004	63
4.20	Évolution du rayon R-SR pendant le refroidissement	64
4.21	Rayons détectés entre le 18 décembre 2003 et le 25 février 2004	65

5.1	Modèle de propagation	68
5.2	Détection de rayons monotrace	69
5.3	Détection de rayons multitrace	69
5.4	Modèle de la ligne de transmission	72
5.5	Rampe linéaire en fréquence	73
5.6	BPSK	75
5.7	Détection par élimination	78
5.8	Comparaison FA - MUSIC temporel	80
5.9	Réseau linéaire	82
5.10	Délais relatifs	83
5.11	MUSICAL	85
5.12	Rayons n°1 sur deux réseaux d'hydrophones	86
5.13	Rayons n°2 sur deux réseaux d'hydrophones	88
5.14	Intersection de rayons n°2 sur deux réseaux d'hydrophones	89
6.1	Rose des vents	92
6.2	Synopsis des ondes stationnaires	94
6.3	Synopsis : Onde de Kelvin	96
6.4	Synopsis : Onde de Poincaré	97
6.5	Température Amphion Hiver 2003	98
6.6	Stratification estivale sur l'axe de propagation	99
6.7	Détection du basculement de la thermocline	100
6.8	Représentation d'un état de basculement de la thermocline	102
6.9	Tracé de rayons pour une situation de basculement de la thermocline	102
6.10	Détection basculement $h = 5$ m	104
6.11	Détection basculement zoom $h = 5$ m	104
6.12	Détection basculement $h = 20$ m	105
6.13	Détection basculement zoom $h = 20$ m	105
6.14	Détection basculement et refroidissement	108
6.15	Détection basculement et refroidissement - zoom	108
6.16	Détection onde interne non-stationnaire	110
6.17	Synopsis : génération onde interne non-stationnaire	111
6.18	Détection processus non identifié	112
A.1	Décomposition du champ de température annuel du Petit Lac	116
A.2	Diagrammes polaires du Petit Lac	117
D.1	Stratifications estivales sur l'axe de propagation	124
D.2	Courant Ouchy Hiver 2001	125
D.3	Courant Amphion Hiver 2001	126
D.4	Météo Hiver 2001	127
D.5	Courant Ouchy Été 2001	128
D.6	Courant Amphion Été 2001	129

D.7	Température Amphion Été 2001	129
D.8	Courant Amphion Été 2001 zoom	130
D.9	Température Amphion Été 2001 zoom	130
D.10	Courant Amphion Hiver 2002	131
D.11	Température Amphion Hiver 2002	131
D.12	Courant Amphion Hiver 2002 - zoom	132
D.13	Température Amphion Hiver 2002 - zoom	132
D.14	Météorologie Hiver 2003	133
D.15	Température Amphion Hiver 2003	133

Chapitre 1

Introduction

1.1 Intérêt de la tomographie acoustique des lacs

Il est établi que l'approvisionnement en eau potable de haute qualité sera menacé dans un proche avenir. Les grands lacs profonds jouant un rôle primordial pour cet approvisionnement, des stratégies au sujet de leur gestion à long terme se doivent d'être élaborées. Le développement des concepts et des outils appropriés passe par la meilleure compréhension possible du transport et du mélange des masses d'eaux. La limnologie physique essaye d'identifier ces processus par des observations quasi-continues.

L'observation des grands lacs profonds s'appuie sur les méthodes utilisant de l'instrumentation amarrée combinée avec une modélisation numérique. Son but est d'expliquer les forces générant les ondes internes, et de comprendre le rôle des événements épisodiques et leur impact sur le "système lac". En limnologie, la plupart des mesures sont effectuées près du rivage en raison des conditions de travail difficiles dans la partie centrale des grands lacs, partie où se situent les processus qui influencent fortement la dynamique des eaux proches du rivage. Actuellement, la caractérisation de ces phénomènes ne peut se faire qu'à partir de bateaux (profils de conductivité, température et pression) et/ou avec un réseau d'instruments mouillés (courantomètres, chaînes de thermistances). De par le coût élevé de tels déploiements et par le fait que seulement les propriétés locales sont mesurées, les apports d'une telle approche sur de longues durées sont forcément limités. Le nombre d'instruments disponibles et leur résolution spatiale a souvent comme conséquence des imperfections graves pour la cartographie des processus dominants, en particulier dans les couches profondes de la partie centrale d'un bassin.

La gestion environnementale des lacs nécessite donc de disposer d'une méthode d'observation globale pour l'étude de l'interaction entre les couches de surface (épilimniques) et les couches profondes (hypolimniques) : c'est le but de cette thèse que de proposer un tel outil.

Basé sur les progrès accomplis au cours des dernières années en tomographie acoustique des océans (TAO) [47] [8] [43], la tomographie acoustique du Léman (TAL) est potentiellement un puissant outil pour étudier la dynamique des processus physiques dans les lacs puisque appropriée à une surveillance à long terme, pour un coût modeste comparé à celui de l'instrumentation traditionnelle.

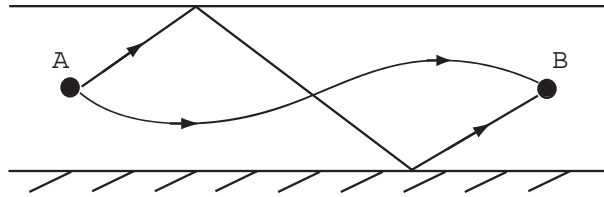


FIG. 1.1: Illustration de deux trajectoires possibles du son dans un milieu stratifié entre un point A et un point B.

La tomographie s'appuie sur les propriétés de propagation des sons dans l'eau : en raison d'une célérité variable avec la température et la pression statique, la propagation entre deux points (ou sites) se fait par trajets multiples (fig. 1.1). Un signal issu d'un émetteur (A) arrive en un récepteur (B) sous la forme de plusieurs répliques distinctes en amplitude et en retard. A chaque trajectoire, définie comme rayon acoustique, est associé un temps de propagation témoin des conditions hydrodynamiques. La tomographie exploite l'analyse des temps de propagation pour réaliser une mesure indirecte de l'état hydrodynamique du lac. Il suffit de peu de sources et de récepteurs acoustiques disposés sur les frontières du volume d'eau d'intérêt pour remonter aux champs de courant et de température. Ceci simplifie considérablement les mesures in situ du fait de la simplicité des dispositifs qui n'entravent pas ou peu les différentes activités lacustres.

1.2 Objectifs de la recherche

Ce travail est un essai de synthèse quant à la transposition des méthodes de tomographie océanique vers le Léman. Plus spécifiquement, son orientation est basée sur les propriétés de propagation d'ondes acoustiques dans l'environnement lacustre. On s'est donné pour but de caractériser les variations saisonnières de la stratification thermique verticale et de détecter et mesurer la dynamique de différentes composantes du champ de courant. En définissant judicieusement les sites de sondage acoustique, l'information sur l'état moyen du lac peut être obtenue par inversion des caractéristiques du son capté. La tomographie acoustique du Léman (TAL) constitue de la sorte une mesure de l'état hydrodynamique d'un bassin lacustre pendant les différentes périodes de stratification d'intérêt pour le limnologue.

Le travail s'est axé sur l'expérimentation systématique sur plusieurs périodes combinant, lorsque cela a été possible, mesures acoustiques et hydrodynamiques. Une modélisation simple de la propagation dans le bassin du Grand Lac est effectuée à des fins de comparaison et de validation de la méthodologie proposée. L'ensemble du travail a été fait sur l'analyse de la propagation entre deux sites du petit axe du Grand Lac.

Bien que l'on ne traite ici que de la configuration la plus simple, la tomographie acoustique du Léman peut être prolongée dans une grande variété de configurations plus complexes pour un certain nombre d'applications. En principe, deux arrangements de transducteurs émetteurs/récepteurs immergés en deux sites distincts dans le bassin suffisent pour l'observation de la stratification thermique et de la dynamique des mélanges verticaux ; l'étude de la vortécité du grand bassin nécessite, elle, un troisième site.

Afin de valider le principe de mesure, un ensemble d'expériences tomographiques, de court ou de long terme, ont été menées alternativement en parallèle avec des relevés hydrodynamiques tout au long de l'avancement de cette recherche (annexe D). Le travail s'est articulé selon quatre directions :

- réalisation d'un instrument permanent pour la TAL,
- transposition des méthodes de TAO au cas lacustre,
- étude de la propagation du son en bassin lacustre stratifié fluctuant,
- analyse des données expérimentales acoustiques et hydrodynamiques.

1.3 Présentation du rapport

Le rapport est structuré selon les phénomènes observés et leur analyse. C'est pourquoi sont présentées les notions ainsi que les mesures des différents processus hydrodynamiques bien ou peu caractérisés. Il est évident que sur une période aussi brève, nombre de processus observés dans les données expérimentales n'ont pu être traités. L'auteur a donc adopté une démarche générale pour la résolution du problème tomographique du Léman.

Le deuxième chapitre est consacré au rappel du principe de la tomographie acoustique océanique et sa transposition pour la limnologie physique du Léman (stratification saisonnière - ondes internes).

Le troisième chapitre est consacré à la définition des sites de sondage et à l'instrumentation. Un descriptif complet des deux stations tomographiques est donné. D'autre part, nous citons les difficultés expérimentales rencontrées au cours de ce travail eu égard les moyens à disposition.

Le quatrième chapitre traite de la stratification verticale saisonnière du Grand Lac et de son action sur la propagation. La stratification thermique du Grand Lac est d'abord ana-

lysée à partir de relevés de température et modélisée par des fonctions empiriques à des fins d'inversion. Un modèle de stratification hivernale dynamique est effectué permettant de qualifier son influence sur la propagation et est confronté aux mesures expérimentales.

Le cinquième chapitre aborde les méthodes d'observations classiquement utilisées en TAO. Un bilan des types de signaux utiles à la discrimination temporelle des rayons acoustiques est donné ainsi que des traitements susceptibles d'être mis en oeuvre. L'analyse de la répartition spatio-temporelle des différents types de rayons montre l'utilité d'un réseau en réception. Ces traitements sont illustrés à partir des résultats expérimentaux.

Le sixième chapitre concerne les ondes internes du Léman. Un rappel de la genèse des ondes internes stationnaires et non stationnaires est présenté. Un jeu de simulation caractérisant le mouvement des masses d'eaux, selon un modèle simple à deux couches, après un événement de vent sur la surface du lac, évalue la sensibilité de la méthode. La détection d'ondes internes stationnaires est illustrée à partir des relevés expérimentaux, confirmant les prédictions du modèle. Les ondes non stationnaires sont identifiées comme un bruit dans la mesure.

En annexe, on donne un ensemble de mesures hydrodynamiques et météorologiques illustrant les différents processus caractérisant l'hydrodynamique pour différentes zones du Léman et pour des périodes précises de l'année. Certains n'ont pas été traités dans ce travail mais reflètent l'importance d'effectuer une synthèse de leur action sur la propagation du son.

Chapitre 2

Principe de la tomographie

Au cours des deux dernières décennies, la tomographie acoustique des océans s'est imposée comme une méthode de mesure en océanographie physique tant pour la description et l'étude de la stratification thermique, que pour la détection et l'analyse des ondes internes dans diverses zones océaniques (de petites ou de grandes dimensions) et bassins maritimes [47] [43] [8]. Son principe repose sur la dépendance de la vitesse du son avec la température, la pression et la salinité. Pour des profils de température et de salinité donnés selon la profondeur, il correspond un profil de célérité conditionnant le trajet du son entre un site d'émission et un de réception. Le principe repose donc sur la détermination des fluctuations de la célérité autour d'un profil modèle. Un atlas des différents profils de vitesse est donné par Munk [47] afin d'illustrer leur influence sur la propagation.

Deux approches indissociables sont nécessaires pour la paramétrisation du champ de température (via le champ de célérité). On distingue le problème direct du problème inverse. Le problème direct est résumé comme suit : soit les champs de célérité \mathbf{c} et de courant \mathbf{u} connus, considérant les caractéristiques de la source, calculer la structure du signal au récepteur. Le problème inverse est : soit le signal émis $e(t)$ et le signal reçu $r(t)$ connus, calculer les propriétés du milieu de propagation \mathbf{c} et/ou \mathbf{u} . Avant de mettre en place une expérience de tomographie, il est primordial d'aborder le problème direct, sans quoi toute tentative d'interprétation des données expérimentales s'avérerait infructueuse.

En limnologie physique, il n'existe pas encore d'atlas décrivant des bathycélérimétries des grands lacs profonds. La stratification thermique répondant directement aux conditions climatiques, il est indispensable d'entreprendre une compréhension globale du "système lac" et d'identifier ses paramètres intrinsèques. La considération de ces derniers doit aider à résoudre le problème direct donc faciliter la résolution du problème inverse. Nous n'avons pas trouvé de référence concernant la tomographie acoustique des grands lacs profonds et du Léman en particulier. Cependant, il est évident que notre étude doit s'inspirer de la TAO appliquée en différentes zones océaniques et bassins maritimes dans lesquels se manifestent des processus hydrodynamiques semblables à ceux du Léman.

2.1 Célérité du son dans l'eau

Dans l'océan, la vitesse du son peut être définie par l'expression de MacKenzie ([25], [26]). L'analyse des propriétés thermodynamiques du bassin lacustre nécessite le choix d'une formulation satisfaisante de la célérité du son en fonction de la température et de la pression. L'eau des bassins lacustres ne possédant pas les mêmes propriétés que l'eau pure et que l'eau de mer ¹, nous avons décidé de reprendre l'expression de la vitesse du son donnée par Chen et Millero [6]. Ainsi, à un profil de température est associé un profil de célérité, ou bathycélérimétrie, définissant les conditions de propagation du son.

2.2 Bathycélérimétrie

Dans un bassin lacustre le gradient de température horizontal est petit vis à vis du gradient vertical : il est possible de faire l'hypothèse que le champ de température est stratifié horizontalement. En limnologie physique, le profil de température est ramené à un modèle à trois couches. La première couche, appelée épilimnion, est constituée des eaux de surface dont l'état thermodynamique est fortement corrélé aux conditions climatiques. Elle se superpose à des eaux plus froides de densités supérieures : l'hypolimnion. La transition entre ces deux couches est généralement abrupte : cette zone à fort gradient de température et de densité est appelée thermocline (ou métalimnion). Ce modèle est principalement rencontré pendant la stratification estivale.

La bathycélérimétrie représentative du bassin (fig. 2.1) peut être définie par :

- l'épilimnion où la célérité évolue de façon monotone avec la profondeur ;
- une thermocline où la célérité décroît en relation avec la température ;
- un chenal profond où se situe le minimum de célérité ;
- l'hypolimnion où la célérité croît avec la pression.

Cependant l'existence d'une structure à trois couches n'est pas toujours garantie. De l'hiver à l'automne, la stratification thermique d'un bassin lacustre peut évoluer d'une structure barotrope (homothermie) à une structure barocline (par ex. à 3 couches).

On exprime le gradient de célérité vertical par :

$$\frac{dc}{dz} = \frac{dc_p}{dz} + \frac{dc_a}{dz}, \quad (2.1)$$

où z est la profondeur ($z < 0$), $\frac{dc_p}{dz}$ est le gradient de célérité potentiel et $\frac{dc_a}{dz}$ le gradient de célérité adiabatique ². Cette définition est utile puisque seul $\frac{dc_p}{dz}$ contribue aux fluctuations

¹La salinité dans le Léman est considérée comme mille fois moindre qu'en océan.

²adiabatique : se dit des transformations impliquant une expansion ou une compression sans échange de chaleur.

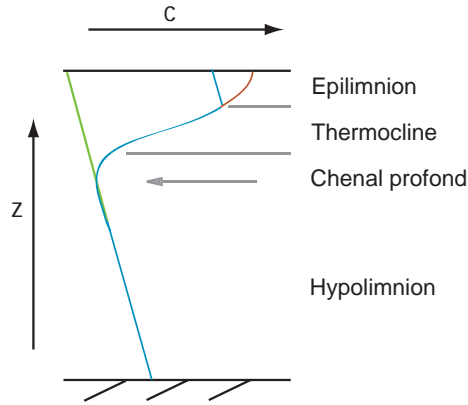


FIG. 2.1: Illustration de trois bathycélérimétries. En bleu, un profil tempéré à trois couches, en rouge à deux couches, en vert à une couche (homothermie).

du son pour tout mouvement vertical dans la colonne d'eau.

La fréquence de flottaison N , ou fréquence de *Brunt-Väisälä* [34], est utilisée pour l'examen de la stabilité de la densité, laquelle décrit le mouvement vertical. Elle indique la limite supérieure de fréquence des ondes internes de gravité et est calculée par :

$$N^2(z) = \frac{-g}{\rho} \frac{\partial \rho_p}{\partial z}, \quad (2.2)$$

où g la gravité et ρ_p est la masse volumique potentielle.

Son estimation est donc possible à partir de relevés bathythermiques. Cette quantité est directement liée au gradient de célérité par la relation suivante :

$$\frac{1}{c_A} \frac{dc}{dz} = \gamma_a \frac{N^2 - N_A^2}{N_A^2} \quad \text{avec} \quad \gamma_a = -\frac{1}{c} \frac{dc}{dz} = \text{cste}, \quad (2.3)$$

où c_A et N_A sont la célérité et la fréquence de flottaison du chenal profond lorsqu'il existe. (2.3) exprime donc la relation entre le champ de célérité et le champ de température (selon 2.6). Dans le cas où la colonne d'eau est homotherme, $N \rightarrow 0$: $c(z) = c_0 (1 - \gamma_a z)$, avec c_0 la célérité en surface.

2.2.1 Modélisation

Munk propose deux représentations types de la bathycélérimétrie (fig. 2.3 et 2.2) à partir des expressions qualifiant la fréquence de flottaison :

- le profil tempéré (canonique) : $N = N_0 e^{z/z_h}$ avec z_h la profondeur du chenal,
- le profil polaire (adiabatique) : $N = 0$.

A partir de ces deux modèles associés à des zones océaniques identifiées, la résolution du problème direct peut être entreprise. Cependant il faut considérer que certains des paramètres de propagation sont si sensibles aux détails du profil que l'applicabilité de tels modèles à une expérience spécifique est limitée. Dans le cas lacustre, il sera montré que des structures d'inversion de température sont couramment rencontrées. Dès lors ces modèles ne sont intégrés que pour qualifier un état moyen.

2.2.2 Relation entre c et T

Dans le cas d'un bassin océanique, à partir de (2.1) et des propriétés locales reliant T et Sa , il est établi que :

$$\Delta c/c = \alpha \Delta T (1 + \mu \beta / \alpha). \quad (2.4)$$

avec $\alpha \sim 3 \times 10^{-3} / ^\circ\text{C}$ le coefficient d'expansion thermique, $\beta = 1 \times 10^{-3} / \text{o}/\text{oo}$ et μ en $\text{o}/\text{oo}/^\circ\text{C}$ le coefficient entre T et Sa . Une valeur typique est $\mu \beta / \alpha = 0,03$; ainsi la détermination de Δc est au premier ordre une détermination du champ de température.

La transposition de la TAO au cas lacustre nécessite d'intégrer les relations d'état propres aux lacs. Pour le Léman α est :

$$\alpha = 1,5 \times 10^{-5} (T - 277) - 2,0 \times 10^{-7} (T - 277)^2 \text{ K}^{-1}. \quad (2.5)$$

Dans un lac d'eau "pure", il est possible de faire l'hypothèse que la masse volumique est principalement définie par la température et d'utiliser α pour évaluer les fluctuations de masse volumique par :

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} = -\alpha \frac{dT}{dz}. \quad (2.6)$$

2.3 Approximation géométrique : tracé de rayons

Une méthode explicite pour mettre en évidence la propagation du son dans un bassin lacustre est l'approche géométrique : elle définit le parcours du son en terme de rayons (trajets) dont la direction est normale aux fronts d'onde. Le tracé de rayons est une représentation des trajectoires dans un plan orthogonal à la surface de l'eau.

En présence de gradients dans le profil bathycélérimétrique, la loi de Snell montre que les rayons sont réfractés vers les zones de faible célérité.

Pour le profil tempéré, les rayons sont réfractés alternativement vers le bas par les couches supérieures où les températures sont les plus grandes et vers le haut par les hautes pressions (fig. 2.2). Ils sont définis RR (Refracted Refracted). Cette dualité de fonctionnement est comparable à un guide d'onde permettant la propagation du son à grande distance avec peu

de pertes d'énergie. Selon leur angle de départ et selon les conditions limites du bassin, il existe des rayons R-BR (Refracted Bottom Reflected) et SR-BR (Surface Reflected Bottom Reflected).

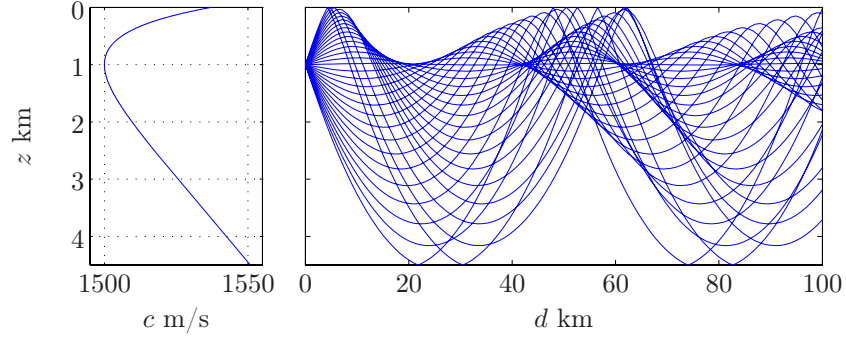


FIG. 2.2: Profil de célérité tempéré (gauche) et trajectoires des rayons (droite) en bassin océanique sans relief.

Pour le profil polaire, tous les rayons sont réfractés vers la surface par les hautes pressions puis se réfléchissent pour être réfractés à nouveau; ils sont définis par l'acronyme R-SR (Refracted Surface Reflected) (fig. 2.3).

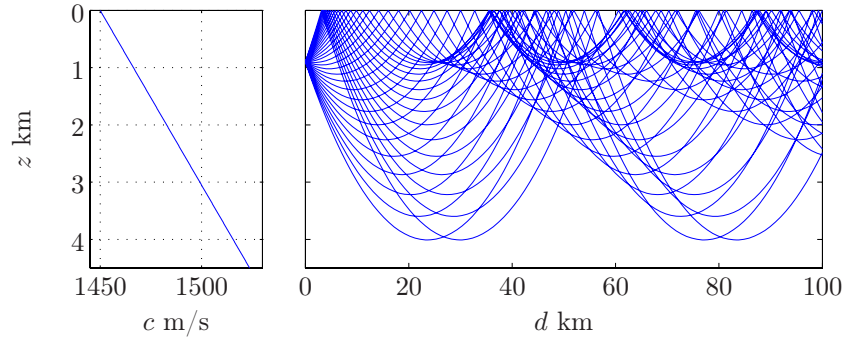


FIG. 2.3: Profil de célérité polaire (gauche) et trajectoires des rayons (droite) en bassin océanique sans relief.

2.4 Analyse des temps de propagation

On appelle rayon propre Γ_p^+ , le rayon reliant un point A et un point B, le signe en exposant définissant le sens de propagation. L'ensemble des P rayons propres associé à une géométrie donnée qualifie par l'ensemble des temps de propagation $\{\tau_p\}_{p=1,P}$ l'état hydrodynamique du milieu traversé.

Le temps de propagation le long d'un rayon propre Γ_p s'écrit :

$$\tau_p^\pm = \int_{\Gamma_p^\pm} \frac{ds}{c(z) \pm u(z)}, \quad (2.7)$$

pour une transmission de A vers B suivant le rayon Γ^+ et de B vers A pour Γ^- ; s est l'abscisse curviligne, $c(z)$ la célérité et $u(z)$ la composante de vitesse des courants le long du rayon dans le sens positif. Les rayons Γ_p^\pm sont fonctions de $c(z)$ et de $u(z)$.

Sous l'hypothèse que $\Gamma^+ \approx \Gamma^- \equiv \Gamma$ si $u/c \ll 1$, on parlera de rayon réciproque. La somme et la différence des temps de propagation réciproques sont définies par :

$$s_p = \frac{1}{2}(\tau_p^+ + \tau_p^-) = \int_{\Gamma_p} ds \frac{c}{c^2 - u^2}, \quad (2.8)$$

$$d_p = \frac{1}{2}(\tau_p^+ - \tau_p^-) = - \int_{\Gamma_p} ds \frac{u}{c^2 - u^2}. \quad (2.9)$$

Pour le cas lacustre c et u sont de l'ordre de 10^3 et de 10^{-1} m/s respectivement, dès lors u^2 peut être négligé au dénominateur. En linéarisant (2.8) et (2.9) on obtient :

$$s_p = \int_{\Gamma_p} \frac{ds}{c}, \quad \Delta s_p = - \int_{\Gamma_p} ds \frac{\Delta c}{c^2}, \quad d_p = - \int_{\Gamma_p} ds \frac{u}{c^2}. \quad (2.10)$$

Δc est de l'ordre de 10 m/s et est suffisamment grand devant u . La perturbation Δc est bien définie sur une transmission unique quel que soit le sens. La mesure de la composante de courant u requiert par contre l'analyse des différences de temps de propagation par trajets réciproques. Cette méthode est pratique pour séparer les composantes de courants barotropiques des composantes de courants barocliniques. Les rayons d'angle de départ à la source (θ_S) élevé, défini par rapport à l'horizon, donnent une bonne estimation de la moyenne verticale des vitesses horizontales et témoignent donc des composantes barotropiques.

2.5 Analyse de données expérimentales

Comme nous l'avons défini auparavant, le principe tomographique repose sur la résolution du problème direct et du problème inverse. Ainsi, l'analyse de données expérimentales peut être effectuée selon deux traitements distincts :

1. soit les positions des émetteurs et des récepteurs connues, et une série de mesure de temps de propagation $\{\tau_p\}$, trouver la meilleure estimation $\hat{c}(z)$ de $c(z)$;
2. soit la meilleure estimation $c(z, -)$ du profil *a priori* ³, un ensemble de temps de propagation *a priori* calculé $\{\tau_p(-)\}$ à partir du profil *a priori*, et soit une série de temps de propagation mesurés $\{\hat{\tau}_p\}$, calculer une meilleure estimation de $\hat{c}(z)$.

³l'argument $(-)$ marque la dépendance seule au modèle *a priori* indépendamment des mesures.

La différence des problèmes 2 et 1 réside dans l'introduction d'une information sur la célérité *a priori*. Le problème 2 est d'un plus grand intérêt car nous disposons d'information sur la zone et la période de mesure. On calcule alors la différence des temps de propagation des rayons détectés à ceux prédits par simulation :

$$\Delta\tau_p = \tau_p - \tau_p(-) = \int_{\Gamma_p} S(z) ds - \int_{\Gamma_p(-)} S(z, -) ds, \quad (2.11)$$

où $S = c^{-1}$, Γ_p est le rayon réel et $\Gamma_p(-)$ le rayon simulé. Linéarisant⁴ (2.11), l'équation s'écrit :

$$\Delta\tau_p = \tau_p - \tau_p(-) \approx \int_{\Gamma_p(-)} [S(z) - S(z, -)] ds, \quad (2.12)$$

$$\Delta\tau_p = \int_{\Gamma_p(-)} \Delta S(z) ds + \delta\tau_p, \quad (2.13)$$

où $\Delta S(z) = S(z) - S(z, -)$ est la perturbation de l'estimateur *a priori*, et de même pour τ_p . La quantité $\delta\tau_p$ est introduite pour représenter la contribution du bruit à $\Delta\tau_p$; $\delta\tau_p$ inclut de nombreuses sources d'erreur : erreurs d'observation, erreurs de modélisation associées avec la représentation mathématique pour $\Delta S(z)$ dans l'approximation (2.13). L'erreur d'observation est dominée par les fluctuations des temps de propagation associés aux ondes internes ; dès lors l'ultime limite aux inversions tomographiques est imposée par le bassin lacustre lui même. Le principal effet est dû aux températures fluctuantes à profondeur fixe issues du mouvement vertical produit par les ondes internes. Pour une transmission réciproque ($\Gamma^+ \approx \Gamma^-$), la plus grande partie du bruit dû aux ondes internes s'annule, améliorant les conditions de mesure pour la tomographie vectorielle (mesure du champ de courant).

Le choix de la méthode de résolution du problème inverse est directement lié à la consistance des paramètres qualifiant le milieu de propagation ; à savoir, s'il existe un ensemble de rayons permanents qualifiant la stratification sur le cycle annuel, ou s'il existe des fonctions empiriques décrivant les processus majeurs de la stratification.

Deux problèmes de perturbations simples sont proposés :

1. perturbation uniforme ΔS_j dans la strate j où $j = 1$ à J , J strates composant la colonne d'eau ;
2. perturbation $\Delta S_j = a_j F_j(z)$ associée au mode hydrodynamique ou fonction empirique j .

Le problème (1) est physiquement réaliste si beaucoup de petites strates sont utilisées. L'équation (2.13) peut s'écrire :

$$\Delta\tau_p = \sum_{j=1}^J E_{pj} \Delta S_j + \delta\tau_p, \quad 1 \leq p \leq P, \quad (2.14)$$

⁴La justification de cette approximation est donnée dans [47] p.52

où $E_{pj}\Delta S_j$ est la contribution à la perturbation du temps de propagation $\Delta\tau_p$ du rayon p par la perturbation de Δs_j dans la strate j pour P rayons pris en compte. Les éléments E_{pj} peuvent être évalués par l'information *a priori* suivante :

$$E_{pj} = \int_{\Gamma_p(-)} \delta_j ds, \quad (2.15)$$

où $\delta_j = 1$ dans la strate j et zéro ailleurs. Dès lors E_{pj} est la distance parcourue par le rayon p dans la strate j sur tout le parcours Γ_p .

L'équation (2.14) est un ensemble de P équations à J inconnues ΔS_j et P éléments de bruits inconnus $\delta\tau_p$. On écrit (2.14) sous une forme matricielle compacte :

$$\mathbf{y} = \mathbf{E} \mathbf{x} + \mathbf{n}, \quad (2.16)$$

$$\mathbf{y} = [\Delta\tau_p], \quad \mathbf{E} = \{E_{pj}\}, \quad \mathbf{x} = [\Delta S_j], \quad \mathbf{n} = [\delta\tau_p], \quad (2.17)$$

Le problème inverse pour \mathbf{x} donné est de résoudre, l'observation \mathbf{y} en présence du bruit \mathbf{n} . Cela consiste en l'estimation de $\hat{\mathbf{x}}$, qui diffère du vrai \mathbf{x} par $\delta\mathbf{x} = \hat{\mathbf{x}} - \mathbf{x}$.

L'estimée de $\hat{\mathbf{x}}$ s'écrit comme la somme linéaire pondérée des observations, utilisant (2.16) :

$$\hat{\mathbf{x}} = \mathbf{B} \mathbf{y} = \mathbf{B}(\mathbf{E} \mathbf{x} + \mathbf{n}), \quad (2.18)$$

Avec $\langle \mathbf{n} \rangle = 0$, la valeur attendue est

$$\langle \hat{\mathbf{x}} \rangle = \mathbf{B} \mathbf{E} \langle \mathbf{x} \rangle, \quad (2.19)$$

$\langle \rangle$ est l'opérateur de moyennage. L'incertitude est donnée par :

$$\mathbf{P} = \langle (\hat{\mathbf{x}} - \mathbf{x})(\hat{\mathbf{x}} - \mathbf{x})^T \rangle = \langle (\mathbf{B} \mathbf{y} - \mathbf{x})(\mathbf{B} \mathbf{y} - \mathbf{x})^T \rangle \quad (2.20)$$

$\mathbf{B} \mathbf{E}$ s'appelle la matrice de résolution. Elle donne la solution particulière comme une moyenne pondérée de la solution exacte en l'absence du bruit. Si la matrice de résolution est la matrice identité \mathbf{I} , alors la solution particulière est la solution réelle en l'absence de bruit. Il y a plusieurs méthodes pour trouver \mathbf{B} :

- méthode des moindres carrés.
- méthodes des moindres carrés généralisés,
- méthode par contraintes (dynamiques, équations de mouvement).

2.6 Tomographie acoustique du Léman

A la différence des applications en plein océan, l'identification dans un environnement côtier n'est pas toujours garantie. Cela est dû à l'existence des nombreux trajets suivi par le son résultant des conditions limites du bassin et des conditions changeantes sur le trajet de propagation [41]. En eau peu profonde, la résolution des différentes arrivées n'est souvent pas possible avec un seul hydrophone : l'utilisation d'un réseau d'hydrophones est requis pour retrouver le champ de célérité.

Le Léman est classé parmi les grands lacs monomictiques chauds. Il est caractérisé par sa grande surface et possède un grand hypolimnion. Au cours d'un cycle annuel, la célérité dans les eaux peu profondes varie entre 1430 et 1490 m/s suivant directement le rayonnement solaire ; on parlera d'un calendrier des bathycélérimétries. Le système de courants y est directement régi par l'action du vent et selon la stratification thermique, le lac présentera des réponses différentes à ces excitations.

La transposition des méthodes de TAO vers la TAL nécessite de prendre en compte les études menées en conditions océaniques présentant des fluctuations du milieu. Aux travers de simulations et d'expériences, nous proposons pour une période de l'année précise, une stratégie d'observation menant à la validation de la tomographie acoustique du Léman.

Chapitre 3

Instrumentation pour la TAL

3.1 Principe expérimental

L'étude a pour objectif de valider l'hypothèse que le principe tomographique est adapté à l'observation des processus hydrodynamiques de grande échelle du Léman. En accord avec U. Lemmin, nous avons choisi de concentrer cette recherche sur le grand bassin du Léman, celui-ci possédant un grand hypolimnion. C'est sur ce domaine que l'on s'attend à observer les processus caractérisant les régimes de fonctionnement des grands lacs profonds. Pour des conditions pratiques, nous avons défini les sites d'émission aux extrémités du petit axe du Grand Lac près de Lausanne et d'Amphion (fig. 3.1).

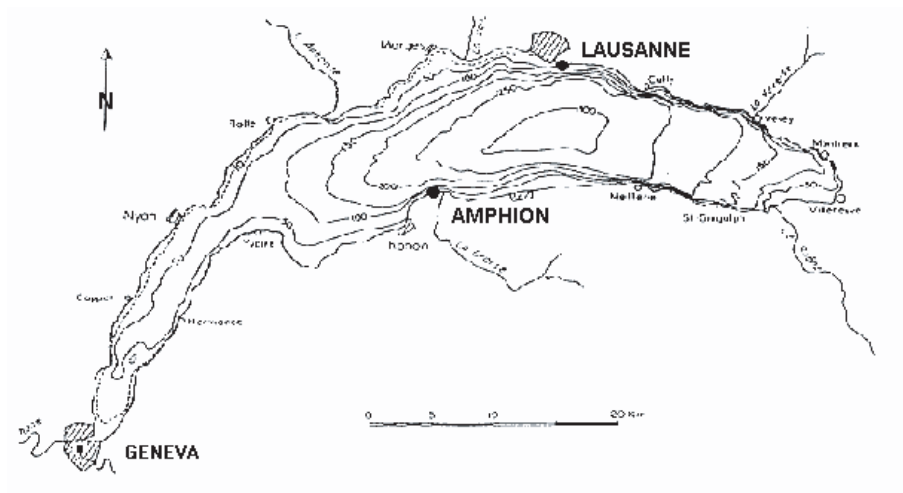


FIG. 3.1: Le Léman

3.2 Définition des sites

Le choix des sites d'immersion a été soumis aux exigences de disposer :

1. d'un axe de tomographie d'intérêt pour la pré-étude de la stratification saisonnière du Grand Lac,
2. d'un local pour l'installation de la station près de la rive dans un environnement sécurisé (malveillance et vandalisme),
3. d'une ligne de mouillage en dehors des zones de pêche en accord avec les associations locales ¹.

Ce sont finalement dans des domaines privés d'exploitation lacustre que se situent les stations tomographiques (fig. 3.2).

3.3 Technologies

L'instrumentation est composée d'une station à terre de génération et d'acquisition du son reliée par des câbles électriques au réseau de transducteurs mouillé en un point préalablement défini.

Au cours des quelques périodes de mesure, il s'est agi de mener des expériences à court ou à long terme dans le but, d'une part d'obtenir des sondages acoustiques de qualité afin d'améliorer notre compréhension du propos tomographique pour une stratification estivale et hivernale, d'autre part d'améliorer la robustesse et la précision de l'instrumentation tomographique à savoir : la maîtrise logicielle de la génération et de l'acquisition synchrone à partir d'un signal GPS (précision 300 ns) des signaux émis et reçus, et de leur stockage in situ (LABVIEW). Tous les traitements sont effectués en laboratoire à partir d'interfaces développées spécifiquement sous langage MATLAB pour la gestion de base de données, tant acoustiques qu'hydrodynamiques et météorologiques.

Entre 2001 et 2004, deux instruments furent évalués :

1. OWP1 (One Way Propagation - step 1) : propagation Ouchy \rightarrow Amphion. Les transducteurs sont près du fond.
2. TWP1 (Two Way Propagation - step 1) : propagation Ouchy \leftrightarrow Amphion. Les transducteurs sont à mi-hauteur de la colonne d'eau.

¹Sur le site d'Ouchy (fig. 3.2) la ligne rouge continue définit la limite Ouest d'implantation des transducteurs en commun accord avec les autorités locales. La distance entre la station et le site d'immersion impose l'utilisation d'un câble de 1000 m ce qui induit une charge réactive conséquente dans le dimensionnement de la chaîne d'amplification.

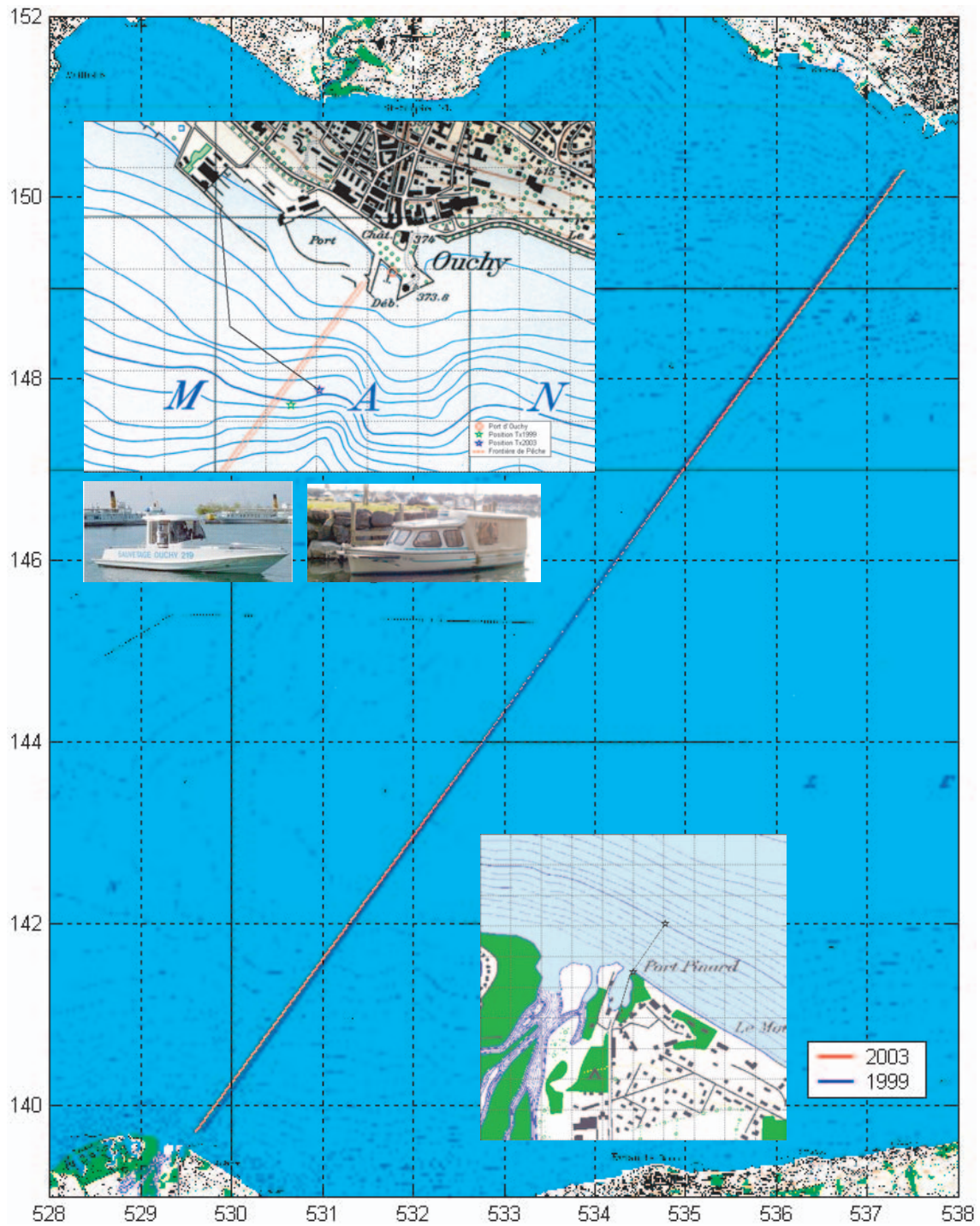


FIG. 3.2: Sites des mouillages et axe de propagation. Coord. Swissgrid (1 unité : 1 km)

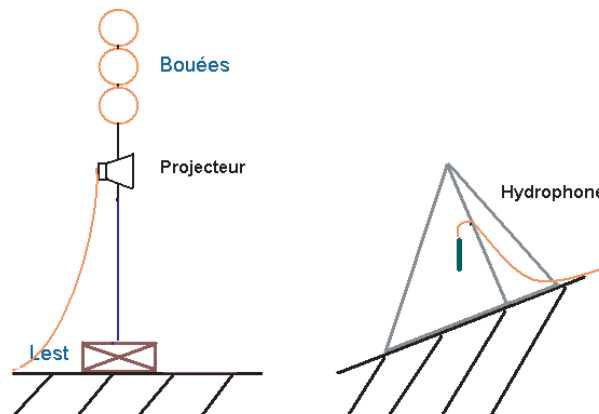


FIG. 3.3: Mouillages de OWP1. A gauche, la ligne de mouillage sur le site d'Ouchy supportant un projecteur omnidirectionnel; à droite, le support de l'hydrophone sur le site d'Amphion (pente très marquée sur ce site).

3.4 Instrument OWP1

OWP1 est composé d'un projecteur et d'un hydrophone, situés respectivement au large d'Ouchy et au large de Port Pinard (fig. 3.2) et de stations développées à partir du matériel à disposition au laboratoire. Les transducteurs sont reliés aux stations à terre par deux câbles longs de 1000 m et 500 m respectivement et sont immergés à 10 et 2 m au-dessus du fond du lac à une profondeur de 90 m. La distance entre ces deux points est référencée aux coordonnées GPS (Global Positioning System) et est de 13 kilomètres avec une incertitude de 10 m en surface.

Instrument OWP1	
Ouchy	Amphion
GPS Garmin	GPS Garmin
Ordinateur Macintosh HD G3	Ordinateur PC Pentium II (Win NT4)
NI-DAQ PCI MIO 16 XE 50	NI-DAQ PCI MIO 16 XE 10
Amplificateur Chevin A6000	-
-	Filtre Passe-bande
-	Amplificateur Brüel&Kjaer 5935
Câble 1000 m	Câble 500 m
Projecteur MASSA TR61-A (bande 4 kHz - 8 kHz)	Hydrophone Brüel&Kjaer 8106 (bande 10 Hz - 30 kHz)

Les transducteurs utilisés étaient ceux à disposition au laboratoire, c'est à dire un projecteur MASSA TR61-A de bande utile 4 à 8 kHz et d'un hydrophone Brüel&Kjaer de type 8106 (10 Hz - 30 kHz) comprenant un amplificateur intégré. Le signal utilisé était

une rampe linéaire en fréquence de caractéristiques : $T = 500$ ms, $B = 9$ KHz. Il est à noter que le transducteur était excité autour de sa bande utile et ce pour des fins de résolution temporelle malgré les distorsions induites. Nous avons évalué un signal BPSK avec le dispositif OWP1 de durée $T = 409,2$ ms (SBLM 1023, $f_c = 5000$ Hz, $f_d = 2500$ Hz).

L'ensemble des mesures effectuées n'a pas tout été traité, parfois à cause de dysfonctionnements du matériel de génération ou d'acquisition, parfois des problèmes de transmission (rupture de câbles). Cependant ci-dessous sont données les périodes de mesure effectuées avec le système OWP1.

Mesure système OWP1		
Stratification	Période	Observation
Hivernale	16 janvier 2001 au 2 février 2001	Onde de Kelvin [24]
Estivale	28 août 2001 au 13 septembre 2001	-
Hivernale	5 décembre 2001 au 17 janvier 2002	Refroidissement
Estivale	18 septembre 2002 au 30 octobre 2002	-

3.5 Instrument TWP1

Après analyse des mesures issues d'OWP1, la conception, la construction et la mise en place de TWP1 ont été entreprises suivant les contraintes et exigences précitées. Celui-ci comprend un réseau de quatre hydrophones, nécessaire pour l'identification spatio-temporelle, et un projecteur. TWP1 est constitué de deux stations identiques en terme d'algorithmie et de support informatique. Leur différence est liée aux distances entre les stations à terre et les sites de mouillage. Les circuits électriques de compensation ne possèdent donc pas les mêmes caractéristiques : les niveaux sonores délivrés en chaque site diffèrent ainsi que le rapport signal à bruit.

Face aux coûts élevés d'une installation lacustre imposés par les conditions pratiques (respect des zones de pêche, pisciculture, trafic lacustre, exigences douanières, exploitation industrielle, etc.) et les difficultés de mouillage, nous avons dû revoir intégralement la technologie, avec malheureusement une réduction des exigences matérielles. Cela a nécessité un investissement très conséquent du LEMA pour la réalisation des chaînes de réception et d'émission. L'ensemble du travail a impliqué de nombreuses journées de mises au point de prototypes. Cependant le blindage électromagnétique n'a pu être assuré : le bruit EM dans la bande 16-30 kHz nous contraint à réduire les exigences de traitement pour la discrimination des rayons.

Instrument TWP1	
Ouchy	Amphion
GPS Garmin	GPS Garmin
Ordinateur PC Pentium II (Win 2000)	Ordinateur PC Pentium II (Win 2000)
Watchdog Timer B&B	Watchdog Timer B&B
-	-
Carte de génération NI-6711	Carte de génération NI-6711
Amplificateur Chevin A6000	Amplificateur Chevin A6000
Transformateur LEMA	Transformateur LEMA
Circuits compensateurs LEMA	Circuits compensateurs LEMA
Câble 1000 m	Câble 500 m
Projecteur ITC 1001 (bande 10 kHz - 30 kHz)	Projecteur ITC 1001 (bande 10 kHz - 30 kHz)
-	-
Carte d'acquisition NI-4472	Carte d'acquisition NI-4472
Amplificateurs LEMA (4)	Amplificateurs LEMA (4)
Câble coaxiaux 1000 m (4)	Câbles coaxiaux 500 m (4)
Pré-amplificateurs LEMA (4)	Pré-amplificateurs LEMA (4)
Hydrophone ITC 1042 (4) (bande 1 Hz - 100 kHz)	Hydrophone ITC 1042 (4) (bande 1 Hz - 100 kHz)

La ligne de mouillage est constituée de deux bouées de 18 litres, d'un lest de 40 kg, d'un câble de traction de 35 mètres et de la structure supportant les transducteurs (fig. 3.5). Une balise en surface signale l'emplacement par des éclairs blancs sur le site de Port Pinard ² (lestée près de la ligne). Un câble de récupération lié aux bouées permet de retrouver la ligne depuis le quai et facilite la localisation GPS lors du mouillage (lorsque le lest est au fond, on se met d'aplomb puis on relève les coordonnées). Le câble de liaison, d'un diamètre maximum de 5 cm, comprend quatre câbles coaxiaux et un câble à 2 brins, bridés tous les 5 mètres. La profondeur des projecteurs est de 47 m pour Ouchy, 49 m pour Amphion, leur distance 13175 m pour une résolution GPS de 5 m.

3.6 Remarques

Le bateau utilisé jusqu'en hiver 2002-2003 (LHE) ne suffisant pas à l'opération de mouillage, nous avons sollicité la Société de Sauvetage d'Ouchy qui nous a gracieusement accordé ses services afin de réaliser l'installation lacustre dans les meilleures conditions de travail et de sécurité pour le personnel engagé lors de l'immersion des transducteurs. Ce sont finalement les conditions météorologiques qui ont imposé les dates d'intervention, car elles peuvent représenter un danger sérieux pour l'équipe au travail. Les opérations se sont déroulées

²Disparue pendant une tempête.

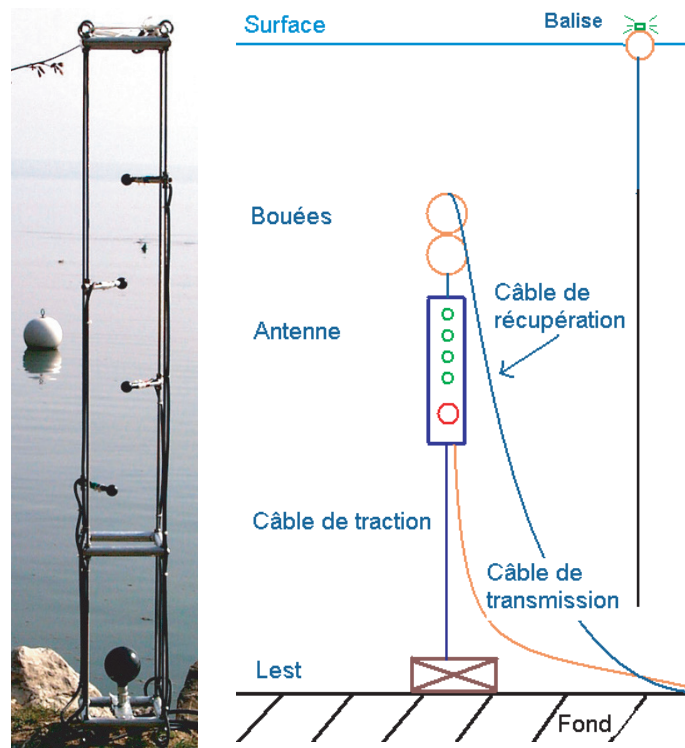


FIG. 3.4: Ligne de mouillage de TWP1

de fin juillet à fin octobre 2003, lors de fenêtres météorologiques stables. A cela se sont ajoutées les contraintes administratives pour la réalisation et l'officialisation de système TWP1 vis-à-vis des autorités suisses et françaises ainsi que des exploitants du lac (pêcheurs, dragues, ...).

On a eu à déplorer plusieurs incidents : section du câble et perte de l'hydrophone à la station de Port Pinard au printemps 2003 ; obligation de déménager l'installation dans un autre local de la SAGRADRANSE SA à l'été 2003 ; exploitation interrompue en raison du dragage à l'été 2003 ; rupture des câbles à l'automne 2003 ; cabanon d'exploitation à Ouchy endommagé pendant une tempête à l'automne 2003. A ce jour un courantomètre, mouillé au voisinage de la station de Port Pinard pendant l'hiver 2002-2003, n'a pu être récupéré.

L'instrument TWP1 est pleinement opérationnel depuis l'hiver 2003-2004. Il est possible d'effectuer des mesures continues pendant un cycle de stratification sans intervention d'opérateur.

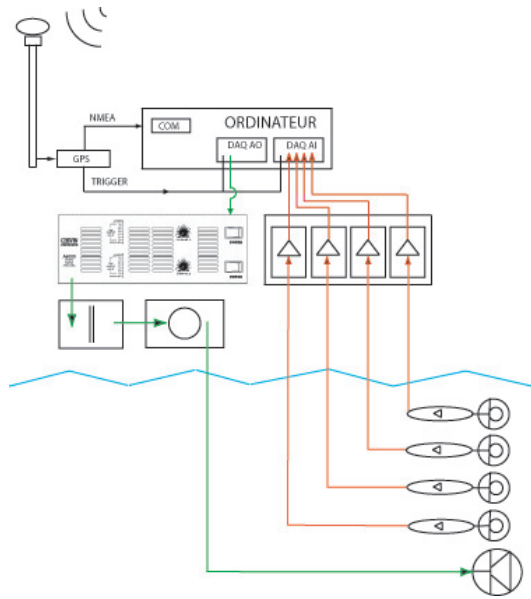


FIG. 3.5: Station TWP1

Chapitre 4

Analyse du problème direct

Comme le champ de température caractérise directement la propagation, son évolution au cours d'un cycle annuel doit être analysée. Il n'existe pas de modèle définissant directement la stratification verticale du Léman. Afin d'effectuer une synthèse du problème direct, il est impératif de tenter une modélisation représentative de la stratification. Celle-ci ne peut être exhaustive et ne présente pas de caractère physique régulier vis à vis des perturbations locales de la stratification. La tomographie étant une mesure synoptique, ce modèle se doit d'être simple mais robuste, afin d'en étudier les perturbations au cours des mesures.

Le principe est de définir les paramètres intrinsèques de la stratification selon quelques fonctions empiriques ; celles-ci permettent d'obtenir des bathythermies caractéristiques. Il est alors possible de qualifier et de quantifier l'influence de l'évolution de la stratification sur la propagation acoustique pour une configuration instrumentale donnée. Un tel modèle permet de résoudre le problème direct du tomographe et facilite la résolution du problème inverse.

Comme commenté dans le chapitre 2, il n'existe pas d'atlas de profils bathycélérimétriques des grands lacs. Il faut ramener le profil de célérité à un modèle saisonnier, sinon pluri-journalier, pour en étudier les perturbations : on parlera de calendrier des bathycélérimétries. Nous étudions dans ce chapitre la stratification du Grand Lac conditionnant la propagation entre deux sites définissant son petit axe. L'étude du Petit Lac n'a pas été entreprise, mais un modèle de stratification est donné en annexe A.

4.1 Régime thermique du bassin lacustre

La bathythermie du lac pendant le cycle annuel est directement régi par le flux thermique et le champ de vent. L'absorption d'énergie solaire par l'eau et sa dissipation ont une influence sur la structure thermique et la circulation des eaux.

M. Straskraba [45] propose l'expression suivante pour le cycle de température moyenne annuelle à la surface d'un lac :

$$T_0(\Phi, t) = 28,1 - 0,34\Phi' + (0,54 - 0,045\Phi' + 0,0146\Phi'^2 - 1,97 \cdot 10^{-4}\Phi'^3) \sin(t + t_n), \quad (4.1)$$

où $\Phi' = \Phi - 3,4^\circ$ (Φ est la latitude en degré, Φ' la latitude corrigée), t le temps en jour ($1 \leq t \leq 365$) et $t_n = 240$ jours pour l'hémisphère nord.

U. Lemmin donne une expression pour l'évaluation de la profondeur de la thermocline pour la période mars-décembre [23]. Cependant il rappelle qu'à tout moment la profondeur de la thermocline peut varier d'un facteur 2 (basculement dû au forçage par le vent).

$$z_{th}(t) = |-0,0749t^3 + 1,0504t^2 - 5,4376t + 7,0727|, \quad (4.2)$$

où t est le mois de l'année.

Les formulations (4.1) et (4.2) ne suffisent pas à une description exhaustive de la bathythermie. Afin d'améliorer la compréhension des cycles de stratification, on se doit de se référer à des données réelles recouvrant le cycle annuel afin d'en extraire les paramètres qualifiant la stratification.

4.2 Recherche d'un modèle de stratification thermique

Nous abordons l'étude à partir de la base de données CIPEL ¹ ([31] [36] [37] [38]) établie en partie entre les années 1987 et 1991, période au cours de laquelle une déstratification quasi-totale du Grand Lac a été observée pendant l'hiver 1986/1987. Celle-ci est constituée de profils de température relevés périodiquement à dates fixes depuis un bateau lorsque les conditions météorologiques autorisaient ce type de mesure. Il a été défini six points de mesures recouvrant les trois zones principales du Léman ; à savoir le Petit Lac, le Grand Lac et le Haut Lac. La figure 4.1 indique les sites de sondage.

4.2.1 Relevés des profils de température

La figure 4.2 illustre l'évolution de la bathythermie entre le début hiver 1987 et le début de l'hiver 1992. Le champ de température représenté est construit par moyennage des champs relevés aux stations s1, s2 et s3.

L'hiver 1986/1987 fut rigoureux présentant une déstratification totale du Petit Lac (fig. 4.3). Il est remarquable que le régime de température pour les eaux de surface est similaire tout au long de l'année dans les deux bassins. Cependant il existe une différence majeure entre le Petit Lac et le Grand Lac. Alors que le Petit Lac est homotherme, le Grand Lac lui

¹CIPEL : Commission Internationale pour la Protection des Eaux du Léman

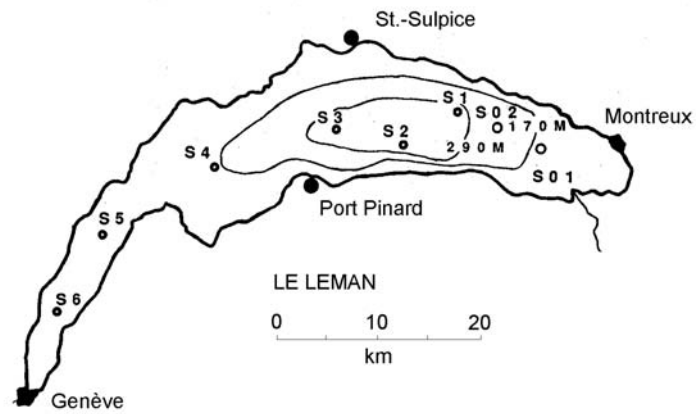


FIG. 4.1: Situation des stations de prélèvements s1 à s6, s01 et s02.

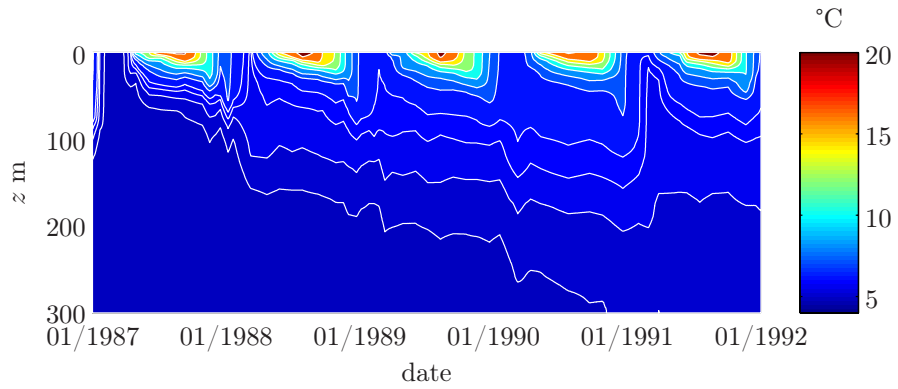


FIG. 4.2: Évolution du champ de température moyen des stations s1 à s3 (Grand Lac) de 1987 à 1991.

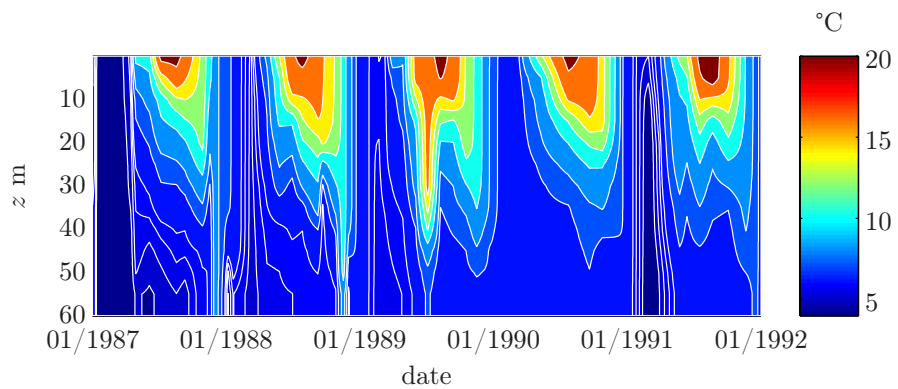


FIG. 4.3: Évolution du champ de température moyen des stations s5 à s6 (Petit Lac) de 1987 à 1991.

reste stratifié tout au long de l'année. Cette différence peut engendrer le refroidissement de l'hypolimnion du Grand Lac par courant de densité du Petit Lac vers le Grand Lac [36]. Lorsque ce processus n'a pas lieu (par hiver clément), l'hypolimnion du Grand Lac se réchauffe naturellement tout au long des années (fig. 4.2). L'accumulation de chaleur dans l'hypolimnion peut amener dès lors un mélange complet si aucun hiver rigoureux ne se manifeste pour interrompre ce réchauffement. Nous différencions la stratification du Grand Lac de celles du Petit Lac et du Haut Lac, ces dernières ayant des régimes thermiques semblables.

Nous illustrons les différents types de stratification : la stratification de type hivernal pouvant présenter une structure quasi-homotherme ou une structure d'inversion de grande dimension (fig. 4.4) et la stratification de type estival proche d'une structure tempérée (fig. 4.5).

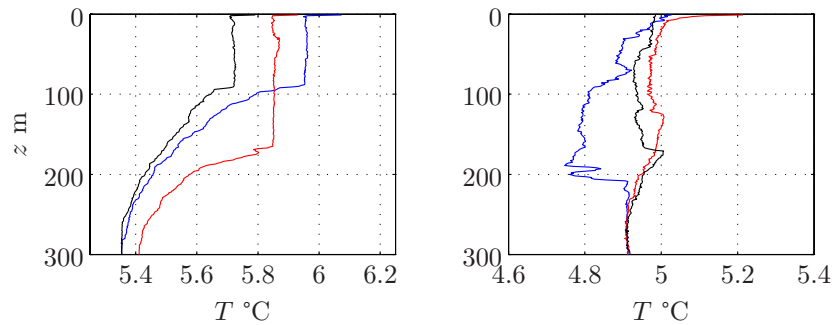


FIG. 4.4: Profils de température hivernaux relevés aux stations s1, s2 et s3. A gauche, structures quasi-homothermes stables (29 janvier 1992) présentant un gradient horizontal de température en surface et une inclinaison de l'épilimnion ; à droite structures quasi-homothermes instables ne contenant pas de thermocline saisonnière (18 mars 1987).

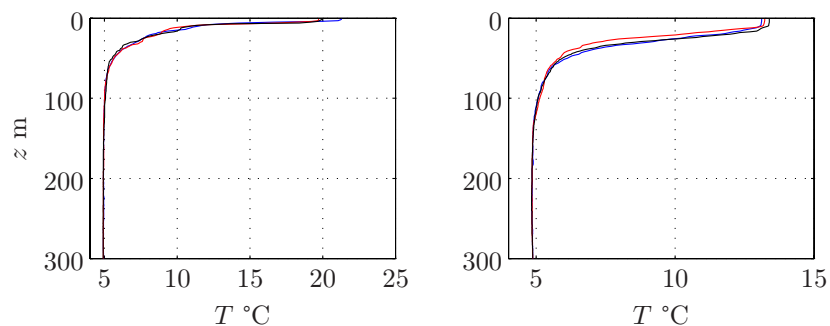


FIG. 4.5: Profils de température relevés aux stations s1, s2 et s3. A gauche, structures estivales contenant un épilimnion peu marqué, la thermocline est sous la surface (7 juillet 1987) ; à droite structures à 3 couches (28 octobre 1987).

La modélisation de la stratification thermique des deux bassins est basée sur l'ensemble des relevés de température à disposition. La base de données est constituée de 93 relevés issus d'une sonde CTD à haute résolution ($\Delta T = 1 \text{ m}^\circ\text{C}$, $\Delta z \approx 5 \text{ cm}$). L'objectif est de définir un modèle statistique journalier de la stratification et d'en caractériser l'influence sur la propagation. Nous nous intéressons au Grand Lac puisque les expériences de tomographie y ont eu lieu.

4.2.2 Décomposition en fonctions empiriques orthogonales

A partir des méthodes de décomposition d'un champ en fonctions empiriques orthogonales [40] [28] [44], il est possible d'évaluer les processus majeurs caractérisant la stratification du bassin. Il est évident que l'on doit s'attendre à retrouver des processus significatifs des conditions de flux thermique et de vent saisonnier agissant sur le bassin.

On définit le champ de température \mathbf{T} , composé de N sondages à dates fixes aux stations s_i comportant M_i mesures de température selon la profondeur. Le champ de température est réduit de sa valeur moyenne pour chaque profondeur et sa matrice de covariance est définie par $R_{\mathbf{T}} = \mathbf{T}^\top \mathbf{T}$. La recherche de composantes principales décrivant le champ de température \mathbf{T} s'effectue alors par la résolution du problème aux valeurs propres suivant :

$$R_{\mathbf{T}} C = C \Lambda, \quad (4.3)$$

où Λ est la matrice diagonale contenant les valeurs propres λ_j de $R_{\mathbf{T}}$. La matrice aux vecteurs propres est telle que $C^t C = C C^t = I$, où I est la matrice identité : les vecteurs propres constituent alors une base orthogonale. La matrice C est constituée des vecteurs propres \vec{c}_j de $R_{\mathbf{T}}$ correspondant aux valeurs propres λ_j lesquelles donnent une mesure de la part de \vec{c}_j dans la matrice de covariance $R_{\mathbf{T}}$.

On définit ces vecteurs propres comme fonctions empiriques orthogonales. Lorsqu'elles sont représentées en fonction de la profondeur, le motif décrit par chacune d'elles présente une oscillation (fig. 4.6). Pour visualiser leur évolution définie par leurs séries temporelles, il suffit de projeter le champ de température \mathbf{T} sur chaque fonction empirique orthogonale : $\vec{a}_j = \mathbf{T} \vec{c}_j$.

Il est possible de reconstruire le champ à partir de J fonctions empiriques orthogonales \vec{c}_j et leurs séries temporelles \vec{a}_j :

$$\mathbf{T}(-) = \sum_{j=1}^J \vec{a}_j \vec{c}_j. \quad (4.4)$$

Il est à noter que la notion de fonction empirique orthogonale n'a pas de signification physique puisqu'elle n'intègre pas les grandeurs caractérisant le mélange (flux thermique, turbulence). Il est préférable d'évoquer ces fonctions empiriques orthogonales comme les processus majeurs statistiques décrivant la stratification.

Le tableau ci-dessous montre que 99 % de la stratification thermique peut être décrite par les quatre premières fonctions. La figure 4.6 illustre le champ de température recomposé par sommation des champs relatifs aux fonctions avec le champ moyen annuel.

Fonction	1	2	3	4
Ratio (%)	85,42	9,25	3,64	0,92

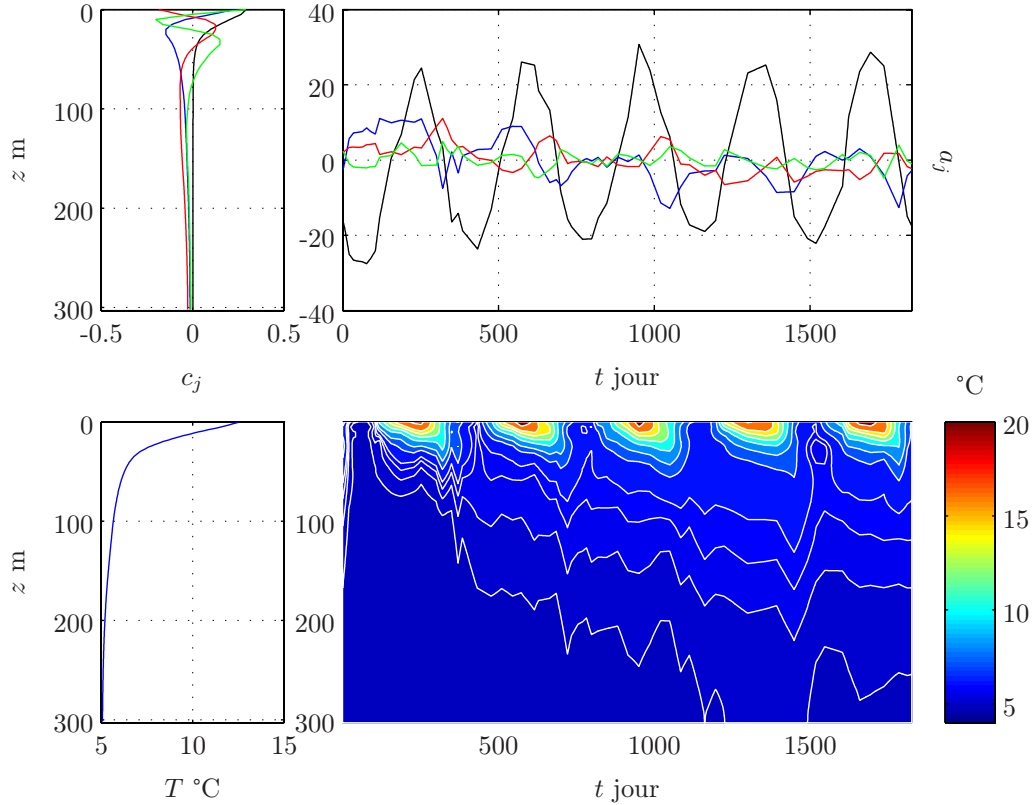


FIG. 4.6: Décomposition en fonctions empiriques orthogonales du champ pluri-annuel de température du Grand Lac. En haut : à gauche, les fonctions empiriques orthogonales 1 à 4 (noir, bleu, rouge, vert), à droite leurs séries temporelles respectives dans le temps en jour à partir du 1/1/1987. En bas à gauche : le profil bathythermique moyen annuel, à droite : le champ de température reconstitué $\mathbf{T}(-)$.

Le profil moyen annuel de température est celui auquel sont ajoutés les champs issus de chaque fonction empirique orthogonale. Il est à noter qu'il est directement associé aux valeurs estimables par l'intégration de la latitude corrigée Φ' (température moyenne annuelle en surface $T_{0,a} = 12,576$ °C, température moyenne annuelle au fond $T_{z,a} = 5,082$ °C).

Les fonctions 1 à 3 possèdent une structure pseudo-périodique. L'impact de la fonction 1 se concentre essentiellement sur les 25 premiers mètres d'eau, soit la couche où le mélange des

eaux est essentiellement dû au flux thermique. Sa série temporelle, décrivant son activité sur le cycle annuel est à un coefficient près la température de surface T_0 similaire à celle donnée par Straskraba (4.1) et témoigne de la diffusion thermique sous la surface.

L'action de la fonction 2 se concentre entre les mois d'octobre et de janvier (fig. 4.8), période à laquelle il y a réchauffement des eaux profondes par mélange dû au forçage du vent en surface. Les fonctions 3 et 4 ne sont pas interprétées ici.

Les deux premières fonctions sont donc directement associées à des régimes de fonctionnement du Léman et seront donc utiles pour la qualification de la stratification thermique.

4.2.3 Modèle de stratification thermique annuel

Le modèle repose sur la réduction du champ de température pluri-annuel des stations s1, s2 et s3 pour le Grand Lac, s5 et s6 pour le Petit Lac, en un champ de température moyen journalier sur une année. Ce modèle est construit comme suit :

- 1 - moyennage par date de sondage pour la base de données 1987-1992,
- 2 - moyennage entre les stations pour chaque date d'un cycle annuel,
- 3 - moyennage vertical des températures par pas de 5 m,
- 4 - dégradation de la résolution de l'immersion ramenée à 1 m,
- 4 - interpolation journalière des dates.

La première et la deuxième étape permettent de donner un état global de la stratification pour chaque date de sondage pour le Grand Lac. Comme on peut l'observer sur la figure 4.4 de gauche, les relevés aux diverses stations peuvent présenter un basculement de la thermocline et/ou un gradient de température horizontal. La troisième a pour but de réduire les structures d'inversion (d'instabilité) présentes dans certains profils. Finalement, nous obtenons un modèle journalier utile aux simulations de propagation par la suite.

Le Petit Lac, de par sa faible profondeur, peut devenir homotherme pendant les hivers rigoureux. Le Grand Lac quant à lui, est constamment stratifié tout au long de l'année (on ne tient pas compte ici de l'hypothèse de courants de densité entre le Petit Lac et le Grand Lac). La présence d'ondes internes et autres phénomènes affectant la stratification n'est pas prise en compte ici. La modélisation de la stratification doit représenter une base de référence pour la recherche des perturbations.

Le champ de température annuel obtenu \mathbf{T} est de dimension 303×365 ($z_{max} = 302$ m, $\Delta z = 1$ m) pour le Grand Lac et 61×365 ($z_{max} = 60$ m, $\Delta z = 1$ m) pour le Petit Lac.

4.2.4 Décomposition du champ de température annuel du Grand Lac

Le tableau ci-dessous définit l'influence des quatre fonctions empiriques calculées sur la stratification.

Fonction	1	2	3	4
Ratio (%)	92,43	6,49	0,83	0,20

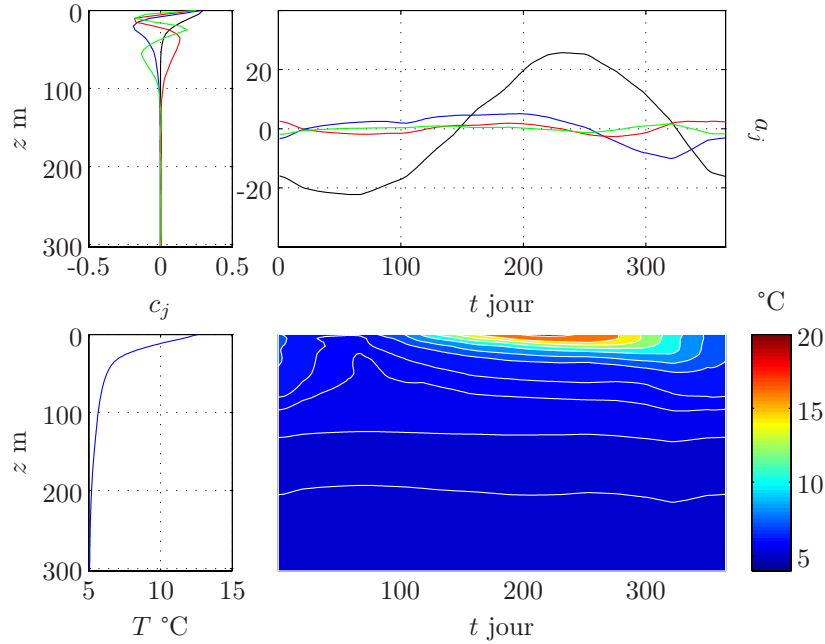


FIG. 4.7: Décomposition en fonctions empiriques du champ de température annuel du Grand Lac. En haut : à gauche, les fonctions empiriques 1 à 4 (noir, bleu, rouge, vert), à droite leurs séries temporelles respectives dans le temps décrivant un cycle annuel (1 janvier au 31 décembre). En bas à gauche, le profil bathythermique annuel, à droite le champ de température reconstitué depuis les 4 fonctions.

La figure 4.7 (gauche) illustre la pénétration des quatre premières fonctions selon l'immersion. Il est possible de considérer leurs actions comme nulles pour les immersions supérieures à 150 m. On remarque que le champ reconstitué ne présente pas ici de réchauffement de l'hypolimnion. Afin de mieux discerner la contribution des fonctions calculées, nous représentons le champ de température relatif issu des fonctions 1 (\mathbf{T}_S), 2 (\mathbf{T}_{SS}) et du résidu comprenant les fonctions 3 et 4 (fig. 4.8). Les diagrammes polaires facilitent l'interprétation des champs de température reconstitués à partir de fonctions empiriques. Ils représentent en axe radial les profondeurs et en angle, le cycle annuel.

Le champ \mathbf{T}_S représente le champ de température associé au rayonnement solaire caractérisant le refroidissement ou le réchauffement des eaux de surface. Le champ \mathbf{T}_{SS} est lui associé à la période de mélange par turbulence pendant laquelle la thermocline "descend" vers les eaux profondes.

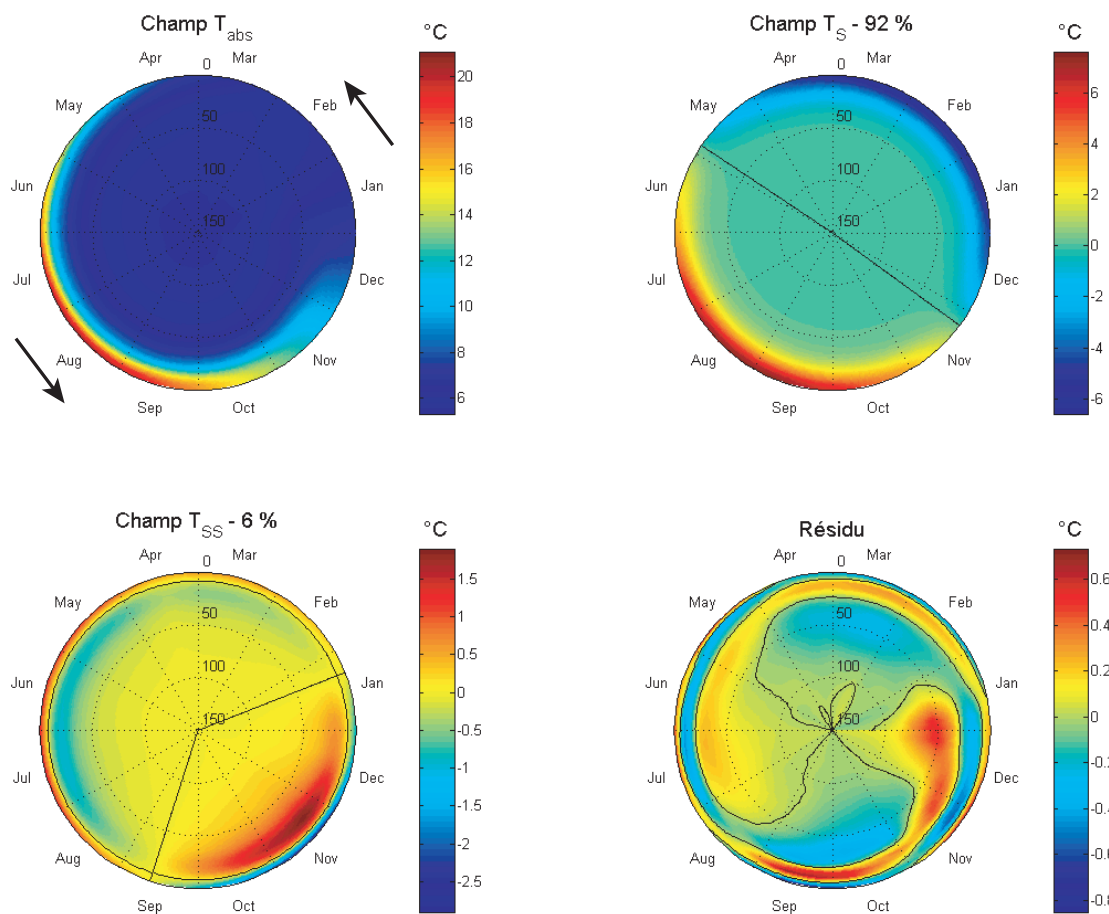


FIG. 4.8: Diagrammes polaires : du champ de température moyenné T_{abs} , du champ de température de surface T_S , du champ de température sous la surface T_{SS} et le résidu de la décomposition (resp. de gauche à droite et de haut en bas). *Le diagramme décrit le champ des 150 premiers mètres d'eau, avec en axe radial la profondeur et en angle le cycle annuel.*

4.2.5 Régime thermique annuel du Grand Lac

Le régime thermique est donc dissociable en deux périodes : la saison de réchauffement et la saison de refroidissement lorsque le lac tend à l'homothermie. A partir des observations précédentes, il est à noter que les régimes thermiques de l'épilimnion et de l'hypolimnion diffèrent : la colonne d'eau est subdivisée en deux parties ; la couche de surface (épilimnion et thermocline) et la couche inférieure (hypolimnion). La couche de surface répond directement aux conditions climatiques contrairement à la couche de fond.

Le cycle saisonnier de la stratification verticale est donc directement contrôlé par le flux thermique total et les conditions de vent agissant sur le plan d'eau au cours du cycle annuel. Lorsque le flux thermique total est positif, la chaleur s'accumule par mélange dans l'épilimnion, mais la stratification y est faible. Le forçage du vent en surface génère de la turbulence dans l'épilimnion provoquant un transfert de chaleur vertical développant la thermocline. Lorsque le flux thermique total devient négatif, la température dans l'épilimnion s'homogénéise. Peu à peu, la thermocline descend et le gradient de température entre l'épilimnion et l'hypolimnion décroît. Finalement, il disparaît complètement et le lac devient quasi-homotherme voire homotherme (fig. 4.9).

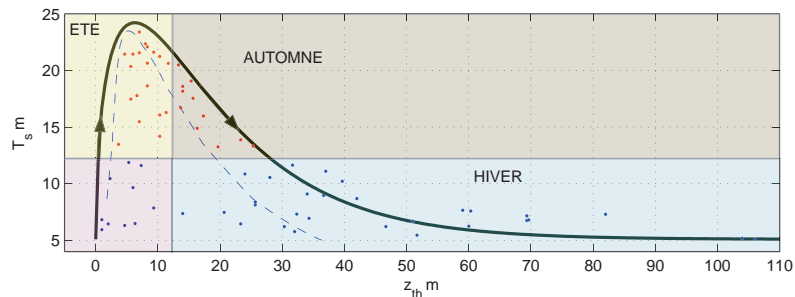


FIG. 4.9: Diagramme de correspondance Straskraba - Lemmin indiquant la profondeur de la thermocline en fonction de la température de surface (courbe discontinue bleue), en noir, une fonction estimée $T_s = 5 + 12,5 z^{\frac{1}{2}} e^{-z/12,5}$. Les points sont les valeurs issues des profils de température présentant une thermocline en s1, s2 et s3 pour les périodes mai-octobre (rouge) et novembre-avril (bleu).

Les limnologues déterminent généralement la position de la thermocline par le calcul de la fréquence de flottaison (relation 2.2) depuis des relevés de température ; elle se situe à la profondeur où N est maximale. Munk propose deux modèles de bathycélrimétrie par prise en compte de N . A partir d'une fonction représentative telle que présentée sur la figure 4.9, on dispose alors d'une information qualifiant l'évolution saisonnière du champ de célérité.

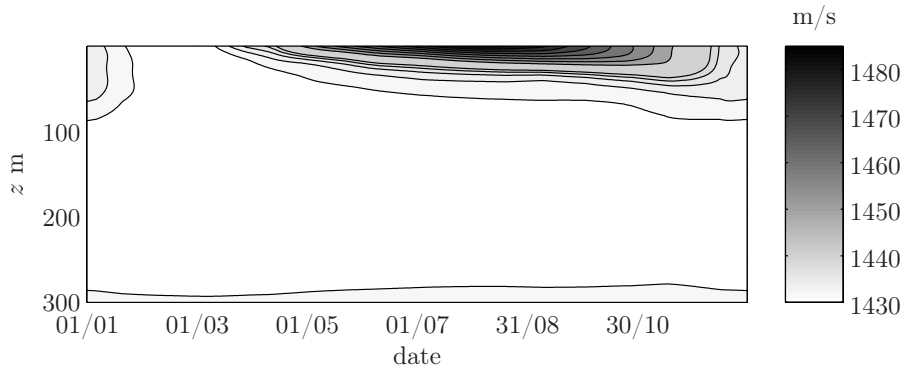


FIG. 4.10: Modèle du champ de célérité annuel du Grand Lac

4.3 Influences sur la propagation

Le modèle de stratification annuel de la bathythermie permet de calculer le champ de célérité correspondant. Afin d'observer l'influence des modifications de la bathythermie sur la propagation acoustique, un ensemble de tirs de rayons est effectué pour une configuration instrumentale donnée. La résolution du problème direct consiste en la détermination des rayons propres sur la base d'un champ de célérité variable en distance et dans le temps.

Cette thèse se concentre particulièrement sur le Grand Lac et son petit axe (Ouchy - Amphion). Sur cet axe le fond du lac possède un profil trapézoïdal. L'analyse des temps de propagation relevés au cours des différentes campagnes saisonnières nécessite l'identification des rayons "permanents" susceptibles d'être pris en compte dans le processus d'inversion. À partir de la décomposition du modèle de champ de température annuelle, le champ de célérité calculé représente le champ moyen aux fins d'analyse des rayons (fig. 4.10).

4.3.1 Modélisation avec un fond plat

Afin de mieux comprendre l'influence du champ de célérité annuel sur la propagation, un ensemble de simulations de rayons entre une source et un récepteur a été effectué sans prise en compte du profil bathymétrique réel.

Les simulations sont effectuées par le logiciel de tracé de rayons PRAMM (version 2.4) développé par la société ECTIA (cf. annexe B). Il donne les trajectoires dans un plan orthogonal à la surface du lac, des rayons propres calculés par un tir de faisceaux. L'ensemble des paramètres d'entrée est défini par : un profil de célérité $c(z)$ (invariable en distance), une bathymétrie, la profondeur de la source z_S , la profondeur du récepteur z_R , la "sensibilité" du récepteur Sh , la distance d entre la source et le récepteur, la gamme d'angle de

tir à la source θ_S , la résolution angulaire $\Delta\theta_S$, la recherche dichotomique et son nombre maximal de recherches RD et la prise en compte de la courbure de la Terre CT .

Paramètres d'entrée							
z_S m	z_R m	d km	Sh m	θ_S°	$\Delta\theta_S^\circ$	RD	CT
50	50 m	13,18	1	[-45,45]	0,01	10	non

Les simulations sont effectuées à partir de 365 bathycélérimétries définissant le cycle annuel ($\Delta z = 1$ m, $0 \leq z \leq 302$ m) calculées par la formulation de Del Grosso [14]. La courbure de la Terre n'est pas prise en compte et la surface du lac est considérée plane.

Les résultats en sortie de calcul sont les paramètres des rayons calculés et leurs trajectoires correspondantes à savoir pour chaque rayon : l'angle de départ à la source θ_S , l'angle d'incidence sur le récepteur θ_R , la distance curviligne l parcourue par le rayon, le temps de propagation τ , l'immersion minimale du rayon z_{min} et l'immersion maximale z_{max} .

Résolution en sortie de calcul					
θ_S°	θ_R°	l m	τ s	z_{min} m	z_{max} m
0,01	0,01	0,01	0,0001	1	1

La figure 4.11 (bas) illustre une partie de l'ensemble des solutions existantes pour une géométrie donnée. Le nombre de retournements nr des rayons qualifiant les changements de direction par réflexion sous la surface et/ou sur le fond ou par réfraction dans la colonne d'eau, est limité pour faciliter la lecture des figures ($nr \leq 5$). La répartition spatio-temporelle (τ , θ_R) des rayons dans des conditions type "dioptré plan", présente une structure en fer à cheval indiquant l'arrivée de rayon par quadruplet (fig. 4.11, haut).

L'influence du cycle de stratification sur les paramètres τ et θ_R ainsi que des profondeurs minimales et maximales des différents groupes de rayons est illustrée sur la figure 4.12. L'influence de la thermocline est très marquée pour les rayons dont l'angle à la source est faible. Les rayons d'angle θ_S élevé (vis à vis de l'horizon) constituent l'ensemble des rayons permanents ayant des réflexions sous la surface et sur le fond. Ces rayons sont donc d'intérêt quant à la qualification de l'état thermique de la colonne d'eau ; cependant leur prise en compte dans le processus d'inversion exige une bonne connaissance de la topographie et de ses caractéristiques.

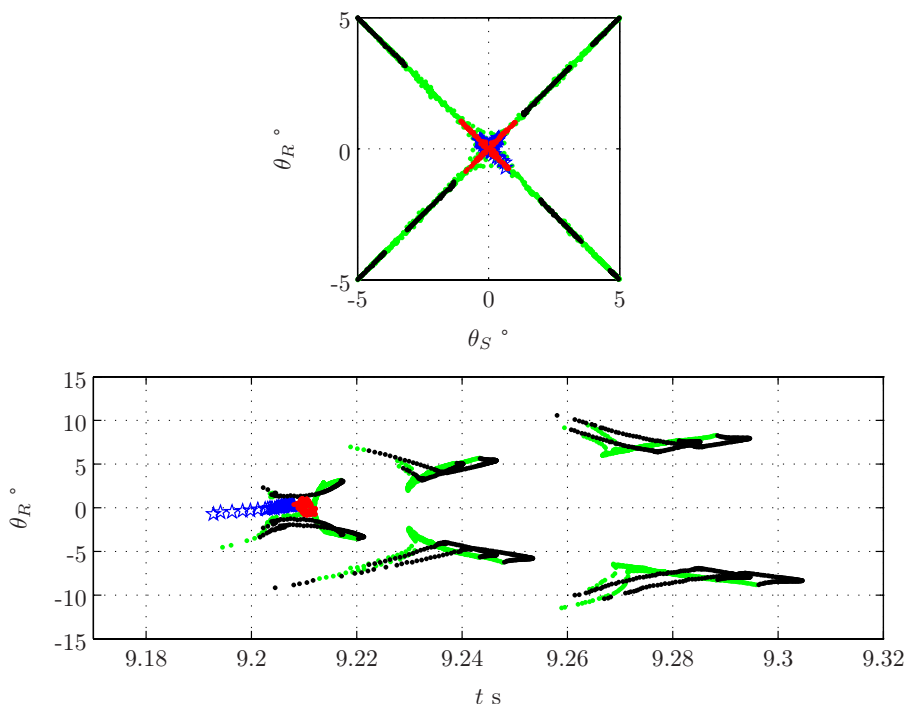


FIG. 4.11: Diagrammes $\theta_R - \theta_S$ (haut) et $\tau - \theta_R$ (bas, structure en fer à cheval) des rayons sur un cycle annuel pour une propagation dans un bassin à fond plat. En rouge les rayons du groupe R-R, en vert R-BR, en bleu R-SR et noir SR-BR. Le nombre de retournement des rayons est limité à cinq.

4.3.2 Modélisation avec topographie réelle

La figure 4.13 illustre, pour les mêmes caractéristiques de simulation, l'évolution des paramètres qualifiant les rayons se propageant dans le petit axe du Grand Lac. La structure d'arrivée des rayons est complexifiée par la topographie du bassin. Cette répartition des rayons accroît la difficulté expérimentale pour leur discrimination. Cependant on remarque que pour la période hivernale ($t < 100$ jours) deux groupes de rayons sont dissociés en temps et en angle (en bleu et rouge). Ce sont des rayons appartenant aux groupes R-SR et RR qui n'ont pas d'interaction avec la topographie ; les discriminer des autres rayons est facilité. L'objectif de notre recherche étant de confirmer l'apport de la tomographie acoustique aux recherches en limnologie physique, l'étude approfondie sera entreprise sur cette période de l'année qui constitue le scénario de propagation le plus simple pour l'identification des rayons. La période à laquelle ils existent est celle de déstratification thermique du bassin. Afin de mieux comprendre l'action de la déstratification sur la propagation, la recherche d'un modèle simple caractérisant le refroidissement de l'épilimnion est entreprise.

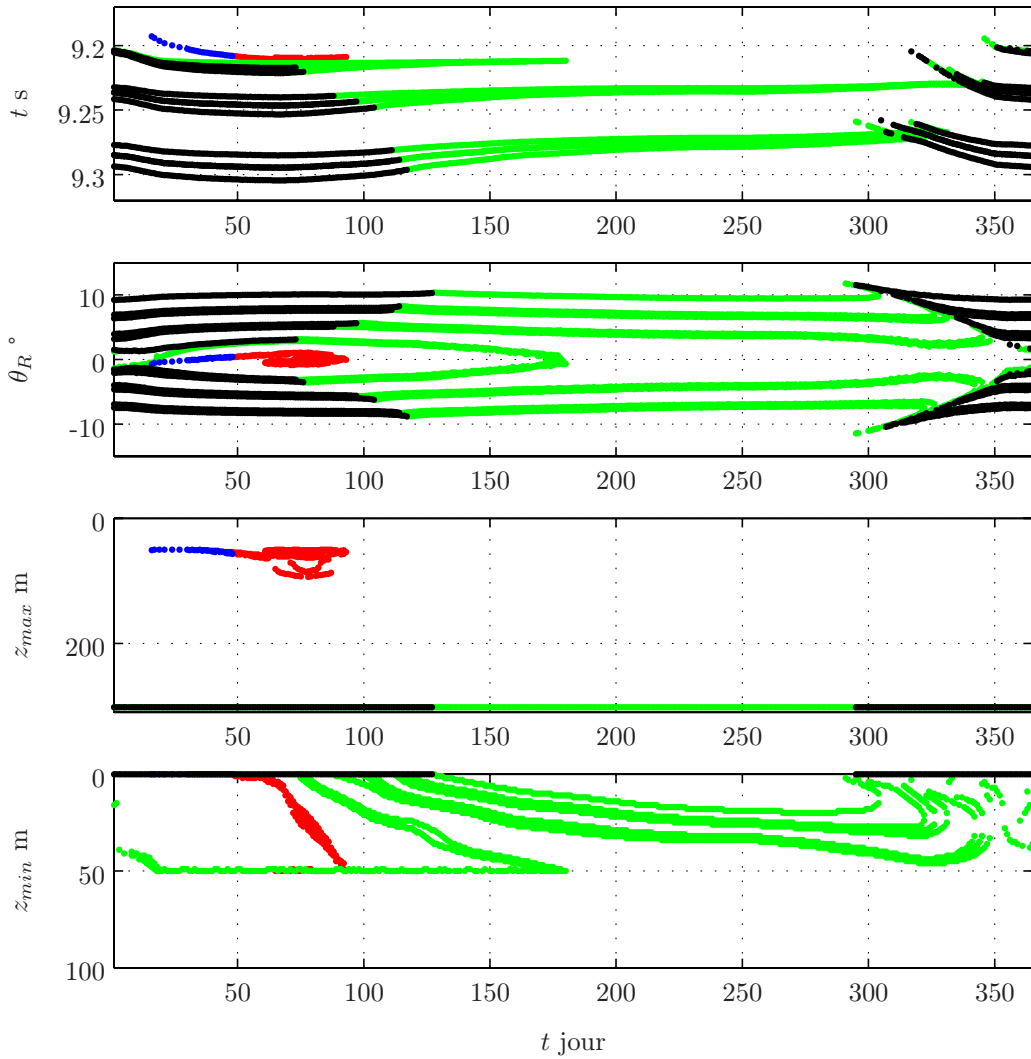


FIG. 4.12: Évolution des rayons sur un cycle annuel pour une propagation dans un bassin à fond plat (profondeur des transducteurs 50 m). De haut en bas, τ les temps de propagation des rayons, θ_R les angles d'incidence sur le récepteur, z_{max} les profondeurs maximales des rayons, z_{min} profondeurs minimales des rayons. En rouge les rayons du groupe R-R, en vert R-BR, en bleu R-SR et noir SR-BR. On remarque l'influence de la thermocline qui crée une "barrière" pendant la stratification estivale. Le nombre de retournement des rayons est limité.

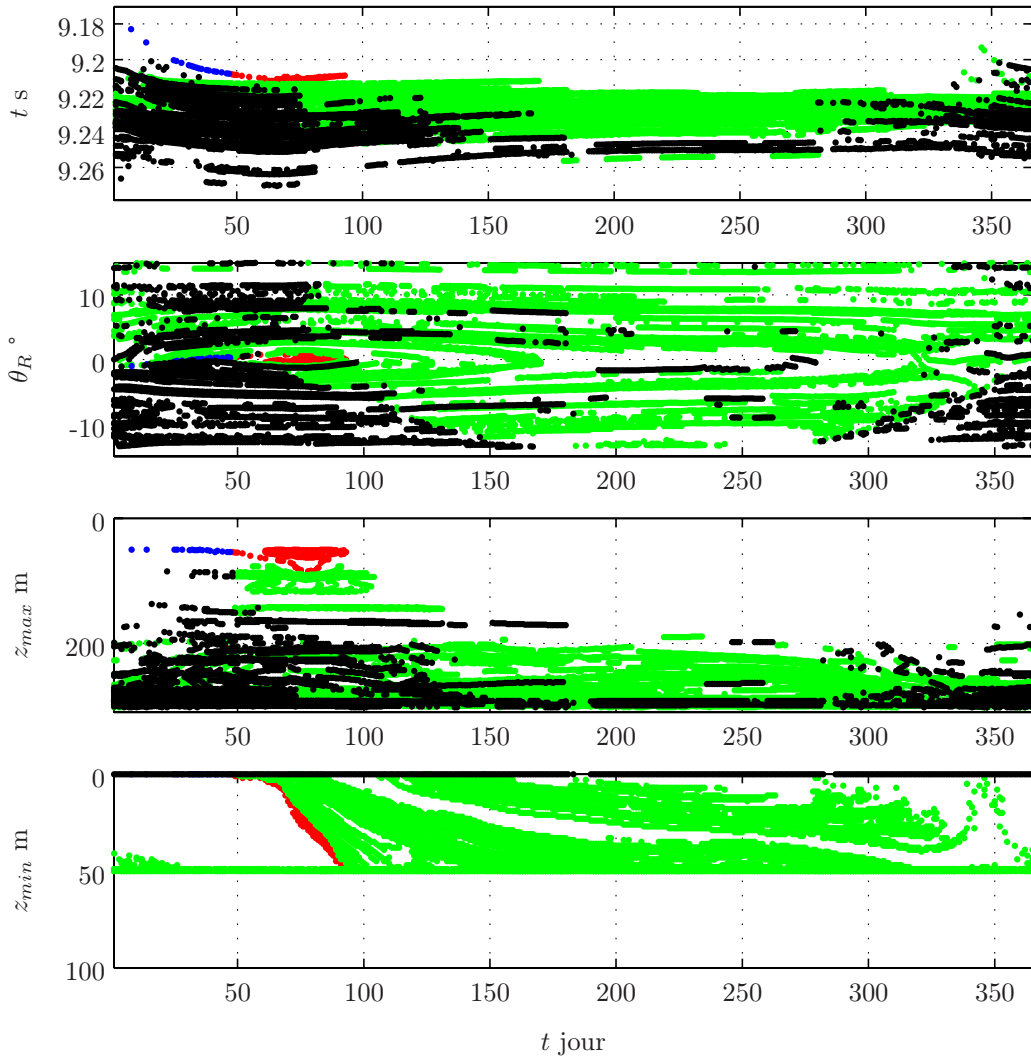


FIG. 4.13: Évolution des rayons sur un cycle annuel pour une propagation dans entre Amphion et Ouchy (profondeur des transducteurs 50 m), pour un nombre de retournements des rayons limité. De haut en bas, τ les temps de propagation des rayons, θ_R les angles d'incidence sur le récepteur, z_{max} les profondeurs maximales des rayons, z_{min} profondeurs minimales des rayons. En rouge les rayons du groupe R-R, en vert R-BR, en bleu R-SR et noir SR-BR. On remarque l'influence de la thermocline qui crée une "barrière".

4.4 Refroidissement hivernal

En hiver, le rayonnement solaire peut être si faible, que les pertes dominent le bilan thermique global du lac pendant toute la journée : le flux thermique va du lac vers l'atmosphère. La température en surface du lac décroît ainsi que la température de l'épilimnion. La hauteur de l'épilimnion, h_e , ne fait que croître pendant toute cette période. Pour un hiver rigoureux le refroidissement hivernal peut entraîner une homogénéisation de la température sur toute la colonne d'eau. La figure 4.14 de gauche donne un profil de température relevé le 10 janvier 2001. Il est à noter que la structure de l'épilimnion est quasi-homotherme avec un gradient de température $\frac{dT}{dz}$ faible et constant. Sous cette masse d'eau on retrouve une structure stratifiée composée de la thermocline et de l'hypolimnion.

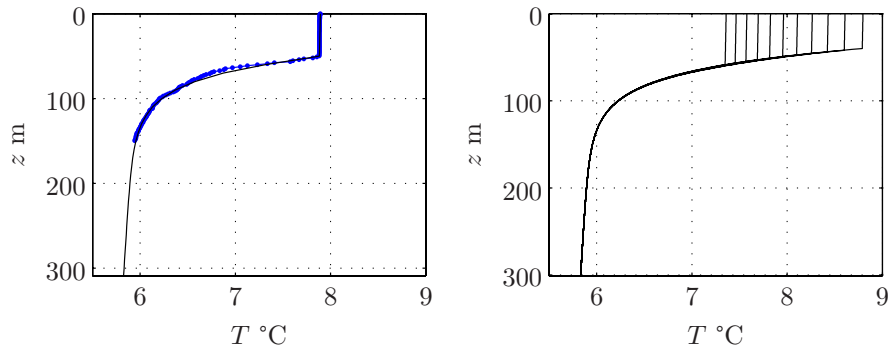


FIG. 4.14: A gauche : le profil de température du 10 janvier 2001 (bleu) et le profil estimé (noir) ; à droite : profils de température simulant le refroidissement. Le profil estimé est défini par : $\frac{dT}{dz} = 0,1875 \text{ m}^\circ\text{C/m}$, $T_h = 6 \text{ }^\circ\text{C}$, $z_h = 134 \text{ m}$, $\alpha = 5,22$.

4.4.1 Bathythermie hivernale synthétique

Sous l'hypothèse qu'il n'y a pas d'échange entre le Petit Lac et le Grand Lac par courant de densité et pas de réchauffement de l'hypolimnion, le profil bathythermique peut être modélisé par :

$$T(z) = \begin{cases} T_s + \frac{dT}{dz} z & \text{pour } z \geq h_e, \\ T_h [1 - \frac{1}{2} z_h \frac{dT}{dz} (-1 + \zeta + e^{\alpha\zeta})], & \text{pour } z < h_e, \end{cases} \quad (4.5)$$

où z est la profondeur ($z < 0$), T_s la température à la surface du lac (dans le premier mètre), z_h la profondeur de célérité minimale, T_h la température à la profondeur z_h , h_e la profondeur maximale de l'épilimnion, $\zeta = 1 - \frac{z}{z_h}$ et α une constante. Le gradient de température de la thermocline pendant le refroidissement est supposé constant.

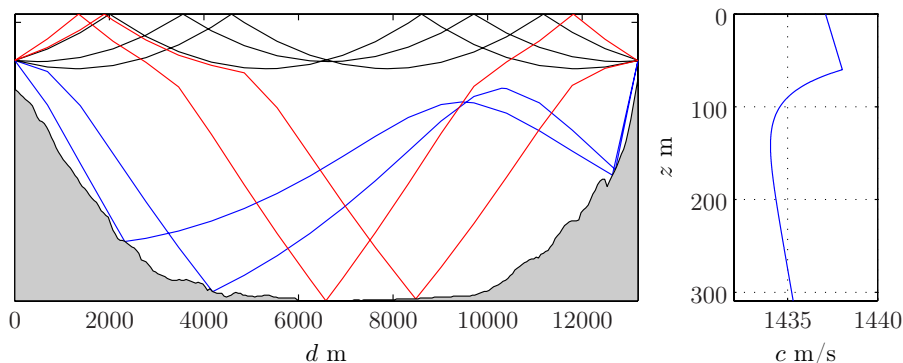


FIG. 4.15: Représentation de la trajectoire des rayons pour une stratification hivernale (représentation contractée). A gauche : trajectoires des trois types de rayons sur l'axe Ouchy - Amphion (R-SR noir, R-BR bleu, SR-BR rouge) ; à droite : un des profils de célérité utilisé pour la simulation.

4.4.2 Simulations de propagation

Pour une source et un récepteur situés dans l'épilimnion, le champ acoustique sur le récepteur peut être modélisé par la sommation de quatre types de rayons :

1. réfractés dans la colonne d'eau puis réfléchis par la surface (R-SR),
2. réfractés dans la colonne d'eau puis réfléchis par le fond du bassin (R-BR),
3. réfléchis par la surface et sur le fond (SR-BR),
4. réfractés dans la colonne d'eau (R-R).

Les rayons de type R-SR se propagent dans l'épilimnion dont le refroidissement peut être quantifié par l'augmentation de leur temps de propagation. Les rayons de type R-BR se propagent dans la thermocline et l'hypolimnion décrivant alors la structure thermique des eaux profondes. Enfin la dernière catégorie de rayons (SR-BR) témoigne de l'état global de la colonne d'eau puisque réfléchis par la surface et le fond. Les rayons R-R ne sont pas permanents et n'apparaissent pas sur la simulation illustrée (fig. 4.15).

A partir de l'expression (4.5), un ensemble de profils est calculé pour caractériser un refroidissement hivernal (fig 4.14) afin d'évaluer son influence sur la propagation. Les profils de célérité associés sont calculés par la formulation de Del Grosso [14]. La figure 4.16 illustre l'évolution des quatre groupes de rayons pendant le refroidissement qui est qualifié par l'accroissement de h_e . Le jeu de simulations a été effectué pour des profondeurs des transducteurs de 45 m et une distance entre les deux sites de 13182 m².

²Le nombre de retournements pour les groupes R-BR et SR-BR a été limité pour une meilleure lecture de la figure.

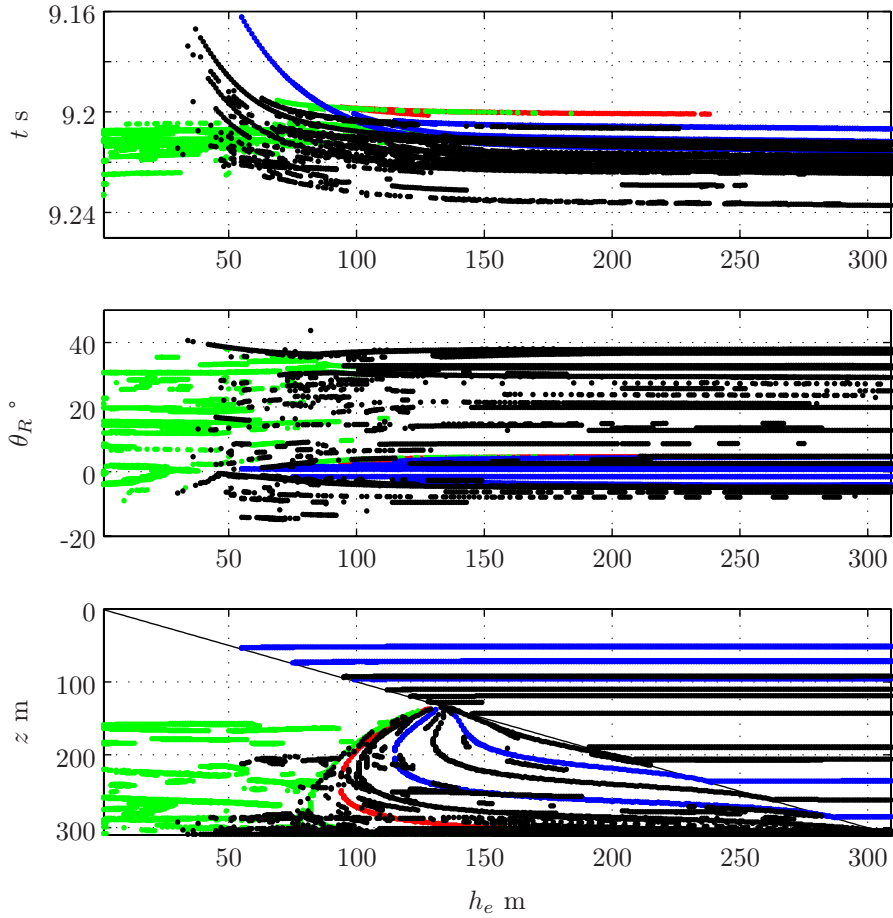


FIG. 4.16: Groupes de rayons pendant le refroidissement. En rouge, les rayons du groupe R-R, en bleu R-SR, en vert R-BR, en noir SR-BR. En haut, les temps de propagation ; au milieu, les angles d'incidence sur le récepteur ; en bas, la profondeur maximale des rayons et la droite $z = h_e$.

L'illustration des temps de propagation, des angles d'incidence sur le récepteur et leurs immersions maximales facilitent l'interprétation de l'action du refroidissement.

On remarque que seuls les groupes de rayons avec une ou plusieurs réflexions sur le fond sont permanents (R-BR, SR-BR). Au début du refroidissement, seuls les groupes R-BR (en vert) et SR-BR (en noir) sont détectés (le recouvrement des couleurs ne permet pas de dissocier ces deux groupes). Ensuite apparaît un autre ensemble de rayons de type SR-BR lorsque h_e tend vers la profondeur des transducteurs, puis le groupe R-SR (en bleu) lorsque les transducteurs sont dans l'épilimnion. Le groupe R-R (en rouge) apparaît pour disparaître par la suite.

4.4.3 Discussion

La figure 4.17 illustre le comportement du groupe de rayons R-SR. Le premier rayon détecté est facilement identifié par ses temps de propagation et ses angles d'incidence lors de l'augmentation de h_e . Son temps de propagation ne fait que croître et son angle d'incidence et son immersion maximale sont quasi-constants. Les angles d'incidence θ_R de ce groupe sont constamment compris dans l'intervalle $[-5^\circ, 5^\circ]$. La répartition en temps et en angle des rayons R-SR étant distincte des autres rayons, leur identification expérimentale sera facilitée permettant de qualifier l'évolution hydrodynamique de l'épilimnion. Il est à noter que ce groupe de rayons n'ayant pas d'interaction avec le fond du lac, il témoigne du gradient vertical de température moyen et du champ de courant de l'épilimnion, couche d'eau dans laquelle la bathycélérimétrie s'écrit $c(z) = c_1 (1 - \gamma z)$.

Au regard des immersions maximales, il est remarquable que les rayons R-SR sont détectés une fois les transducteurs dans l'épilimnion. Après analyse de l'ensemble des simulations, il est constaté que le point de déclenchement de leur détection est directement défini par la profondeur de la source et du récepteur. Il en ressort que l'observation de l'épilimnion pendant toute la phase de déstratification hivernale nécessite le mouillage des transducteurs au plus près de la surface.

Nombre de rayons SR-BR sont permanents pendant la phase de déstratification (fig. 4.16). Cependant une partie d'entre eux sont, tout comme les rayons R-SR, détectés pendant le refroidissement de l'épilimnion (en noir sur la figure 4.16), présentant une décroissance remarquable de leurs temps de propagation avec un angle d'incidence quasi-constant. Ces rayons sont donc complémentaires dans la qualification de l'état thermique de la colonne d'eau puisqu'ils sont bien discriminés par leurs angles d'incidence sur le récepteur.

On dispose de la sorte de deux groupes de rayons décrivant toute la colonne d'eau. Il est alors possible de définir une stratégie d'observation pour la qualification expérimentale de la stratification thermique du bassin.

Les simulations ont été effectuées pour des profondeurs de l'émetteur et du récepteur identiques. Au cours de leur mouillage, l'incertitude du positionnement GPS était de 5 m et les profondeurs des émetteurs de 47 m et 49 m respectivement, pour Ouchy et Amphion. Cependant, comme il a été observé lors du mouillage du dispositif, la bathythermie évolue très rapidement autour des points de mouillage (particulièrement sur la station d'Amphion). Par l'expérience, une incertitude sur l'immersion est donnée à 3 mètres. Or une variation de quelques mètres modifie de manière notable les temps de parcours sur le groupe de rayons R-SR.

L'analyse fine de ce groupe permet alors la qualification des paramètres incertains par simulation. Une fois déterminé le gradient vertical de température moyen caractérisant l'épilimnion et les paramètres de simulation trouvés, il est possible d'analyser la structure

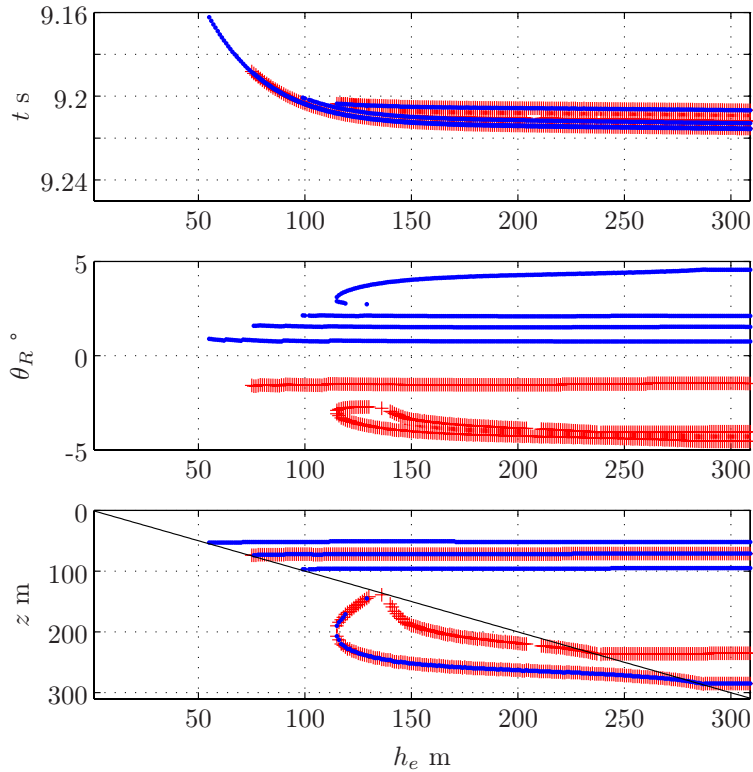


FIG. 4.17: Groupe de rayons R-SR pendant le refroidissement. En bleu $\theta_R > 0$, en rouge $\theta_R < 0$. En haut les temps de propagation; au milieu, les angles d'incidence sur le récepteur; en bas les profondeurs maximales des rayons (en noir $z = h_e$).

sous l'épilimnion avec les rayons SR-BR et R-BR. Cependant le modèle utilisé jusqu'à présent, est basé sur un gradient de température constant dans la thermocline, et n'intègre pas le réchauffement de l'hypolimnion. Une caractérisation de l'évolution du gradient de température devrait être faite.

4.4.4 Comparaison avec les relevés expérimentaux

L'évolution de la température de l'eau en surface ³ T_1 témoigne de l'évolution de la déstratification de la colonne d'eau (fig. 4.18). La figure 4.19 illustre la détection des temps de propagation entre le 18 décembre 2003 et le 29 janvier 2004 ⁴. Il est remarquable que l'évolution du premier groupe de rayons détecté (type R-SR) est en concordance avec l'évolution de la température T_1 , constituant ainsi une première validation de l'action du refroidissement sur la propagation.

³Température relevée à 1 mètre de profondeur au mât de Buchillon.

⁴Les couleurs sombres sont en relation avec les amplitudes et les temps de propagation des rayons.

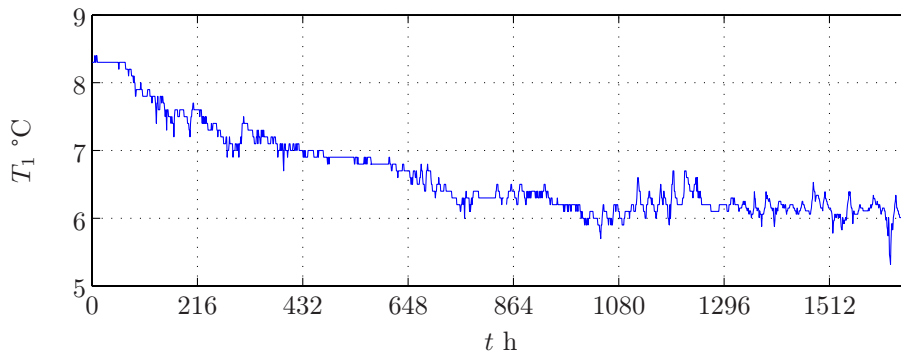


FIG. 4.18: Évolution de la température entre le 18 décembre 2003 et le 25 février 2004 par un mètre de profondeur au mât de Buchillon.

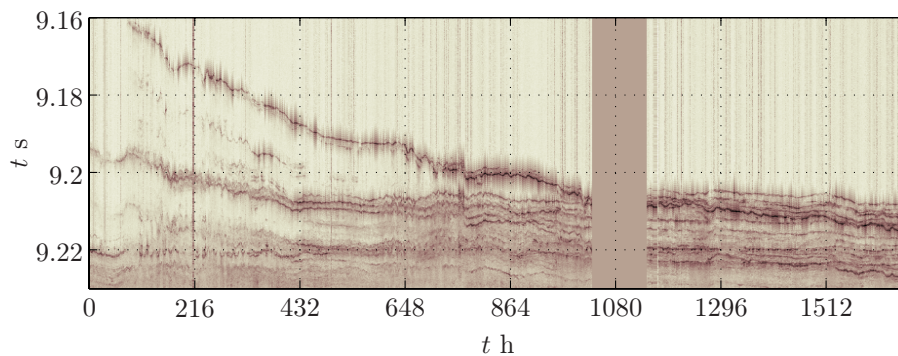


FIG. 4.19: Évolution des rayons détectés (Amphion → Ouchy) entre le 18 décembre 2003 et le 25 février 2004.

Quelques temps de propagation du premier rayon R-SR sont relevés afin de comparer les données expérimentales avec les simulations pour l'évaluation de l'état thermique de l'épilimnion lorsque les conditions météorologiques sont stables (pas de vent conséquent précédant et pendant le relevé). Les relevés de température n'ont pour valeur que la représentation du refroidissement car il peut exister une différence entre T_1 et la température moyenne de surface du Grand Lac. Il n'y a donc pas d'estimation d'erreur calculable. Il serait préférable de comparer l'évolution des temps de propagation avec le flux thermique total, celui-ci étant en permanence décroissant pendant cette période, ce qui n'est pas le cas des fluctuations de T_1 .

Afin d'explicitier l'action des différents paramètres agissant sur la propagation, nous effectuons un jeu de simulation afin d'approcher les valeurs caractéristiques de l'expérience 2003/2004 eu égard le premier rayon R-SR détecté. Les simulations ont été effectuées à partir du profil modèle représentatif de la bathythermie du 10 janvier 2001 (où seul l'épilimnion est traversé par ce rayon).

On cherche à estimer :

1. - la distance entre les sites,
2. - la profondeur supposée identique de l'émetteur et du récepteur,
3. - le gradient vertical de température moyen,
4. - la formulation de la célérité (Del Grosso, Chen & Millero).

On compare le jeu de simulations aux relevés expérimentaux définie par les temps de propagation détectés τ_1 associés aux températures T_1 . La figure 4.20 illustre les temps de propagation calculés du premier rayon R-SR détecté pendant le refroidissement. Les conditions de recherche imposées par l'expérience sont :

1. - le temps de propagation τ_1 de début de détection,
2. - le temps de propagation "asymptotique" τ_{lim} .

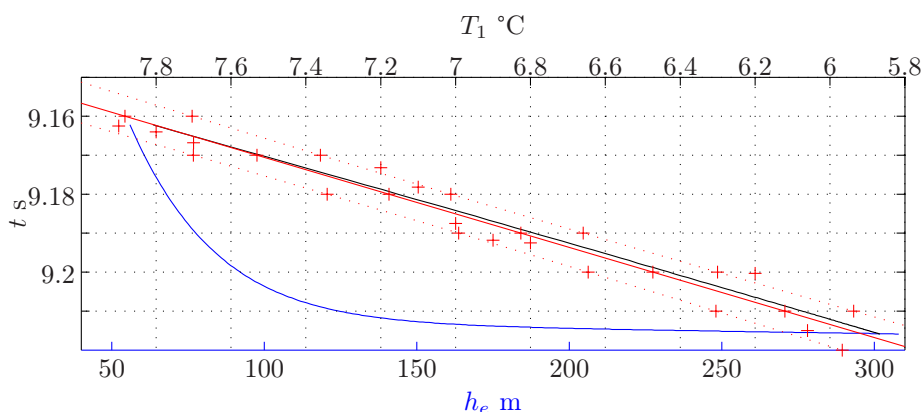


FIG. 4.20: Évolution du rayon R-SR pendant le refroidissement pour $z_s = 49$ m et $\frac{dT}{dz} = 0.215$ °mC/m et $d = 13182$ m, $Sa = 0$ (salinité), formulation de célérité de Del Grosso. En rouge, les points expérimentaux, en noir les temps de propagation en fonction de la température de surface issus du modèle; en bleu, les temps de propagation en fonction de la hauteur de l'épilimnion.

Finalement on trouve plusieurs ensembles de solutions. L'ensemble des paramètres qui s'approche le plus de la régression linéaire des points expérimentaux, est défini par les valeurs : $d = 13182$ m, $z_s = 49$ m, $\frac{dT}{dz} = 0.215$ °mC/m, $S = 0$, pour une formulation de célérité de Del Grosso. Il est à noter que les simulations ont été effectuées pour des profondeurs identiques et que seuls les temps de propagation du rayon R-SR sont intégrés dans le processus de recherche. Le modèle suppose que la surface du plan d'eau est plane ce qui n'est pas le cas lors d'événements de vents fort : des vagues de surface d'une hauteur de 1 m sont régulièrement observées.

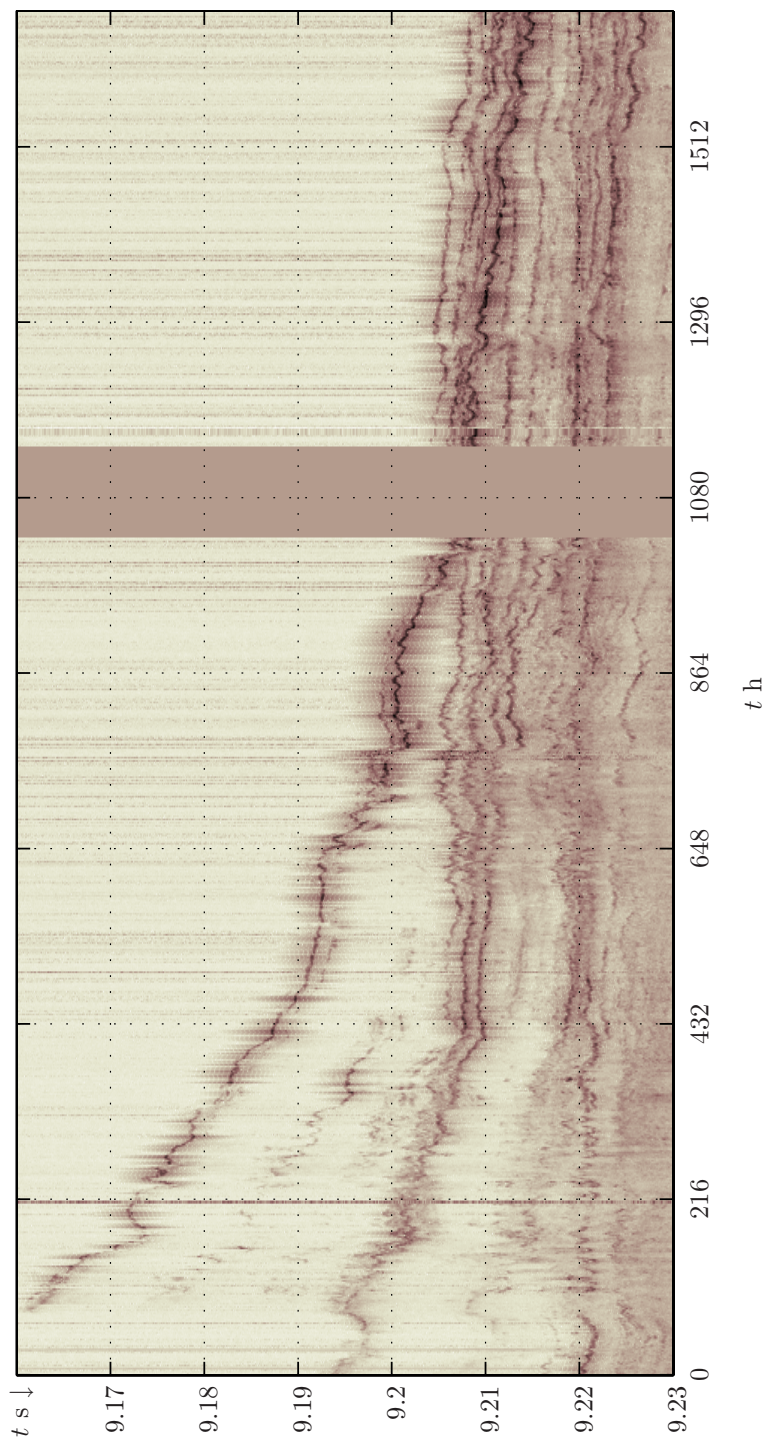


FIG. 4.21: Évolution des rayons détectés (Amphion → Ouchy) entre le 18 décembre 2003 et le 25 février 2004. Sous-échantillonnage de coefficient 8 et moyennage incohérent sur 2 heures. On note l'apparition du premier rayon R-SR et la décroissance de son temps de propagation pendant le refroidissement de la température de surface du lac. Tous les rayons sont affectés par des oscillations. Il sera montré que ces dernières témoignent d'ondes internes en relation directe avec le forçage du vent. Un problème informatique est intervenu stoppant l'enregistrement entre le 30 janvier et le 2 février.

4.5 Conclusion

Une synthèse de l'action du cycle annuel de la stratification thermique sur la propagation montre qu'il est d'intérêt d'intégrer un calendrier représentatif des profils de célérité dans le traitement des mesures. La décomposition en fonctions empiriques orthogonales du champ de température issu de relevés au sein du Grand Lac indique que la stratification peut être décrite pour 99% par quatre fonctions, dont deux sont associées à des régimes de fonctionnement du Léman. La première fonction est perturbée par le cycle annuel de température de surface du Léman et est donc caractérisable à partir de la latitude du lac. La seconde identifie l'action du vent qui, par mélange turbulent, homogénéise la température de l'eau sous la surface. A partir de ces fonctions, un calendrier représentatif des profils de célérité a été établi, constituant de la sorte une information *a priori* sur la stratification thermique du Grand Lac pour un cycle annuel, information utile lors de la résolution du problème inverse.

Lorsque le flux thermique total devient négatif, le processus de refroidissement de l'épilimnion se met en place. Avec un modèle simple, caractérisant le refroidissement de l'épilimnion sans perturbation des gradients de température dans la thermocline et l'hypolimnion, l'influence de la déstratification sur la propagation est identifiée et corrélée avec les mesures. A partir de ces résultats, il est possible de définir une stratégie d'observation. Les transducteurs doivent former un réseau vertical sous la surface afin de bien suivre la phase de déstratification thermique. La discrimination des rayons pendant la phase de déstratification est relativement aisée, permettant d'aborder les problèmes d'inversion si ces rayons sont identifiés. Leur prise en compte suffit à définir l'état thermique du Grand Lac.

Pendant la stratification estivale, l'identification des rayons est beaucoup plus difficile, nécessitant au préalable une synthèse exhaustive de la stratification hivernale par un modèle où sont impliqués tous les processus qualifiant l'hydrodynamique du Grand Lac.

Sur la figure 4.21 il est remarquable qu'aux fluctuations des temps de propagation sont associées des fluctuations d'amplitude. On se doit alors de définir combien de rayons sont contenus dans le pic caractérisant leurs temps de propagation et de mettre en oeuvre les traitements permettant de résoudre les scénarios complexes. Par la suite, nous concentrerons notre travail sur l'étude des données expérimentales pendant le refroidissement, lequel constitue comme nous l'avons montré le scénario le plus simple quant à l'évaluation de l'apport de la tomographie acoustique des lacs aux recherches en limnologie physique.

Chapitre 5

Méthodes d'observation

L'analyse des perturbations hydrodynamiques du Léman repose sur la mesure de temps de propagation τ_p et leur comparaison avec les $\tau_p(-)$ prédits par un modèle. Il a été montré dans l'analyse du problème direct que les rayons en réception décrivent, pour une propagation en milieu statique et avec un fond plat, une structure spatio-temporelle relativement simple permettant leur discrimination par l'estimation conjointe des paramètres τ_p et θ_p . De par la topographie du bassin et les conditions hydrodynamiques fluctuantes (stratification thermique et ondes internes), cette structure se complexifie, accroissant les difficultés de la discrimination. Il est donc nécessaire d'avoir recours à des méthodes de traitement du signal évoluées pour extraire les paramètres $(\hat{\alpha}_p, \hat{\tau}_p, \hat{\theta}_p)$ caractérisant les trajectoires des différentes contributions constituant le signal en réception. Cependant, l'existence de traitements adéquats n'est pas toujours garantie. Les types de signaux et les traitements propres à la mesure tomographique sont étudiés depuis de nombreuses années pour la tomographie acoustique des océans, mais il n'existe pas, pour le moment, de méthode globale adaptée au traitement de données réelles dans un environnement complexe.

La stratégie pour le dimensionnement des signaux vis à vis de la problématique lacustre est présentée. Une synthèse non exhaustive présente les différentes méthodes de discrimination temporelles et spatio-temporelles. Certaines sont illustrées sur des données réelles, d'autres au travers de simulations. Nous citons brièvement l'apport des méthodes bayésiennes et leur potentiel pour la tomographie lacustre. Enfin l'analyse de trois scénarios décrivant la répartition spatio-temporelle des groupes de rayons R-SR et SR-BR, détectés sur deux réseaux de récepteurs, explicite la suite de traitements à mettre en oeuvre pour aborder le problème d'inversion.

5.1 Principe de la détection active

Un modèle synthétique pour exprimer la propagation peut être défini par : soit $e(t)$ le son émis par la source et $r(t)$ le son sur le récepteur ; $r(t)$ peut être modélisé comme la convolution du signal émis $e(t)$ par la réponse impulsionnelle $h(t)$ du milieu de propagation

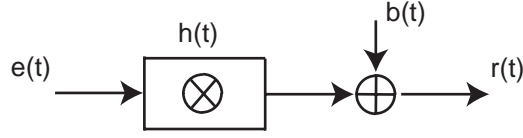


FIG. 5.1: Modèle de propagation

en présence du bruit additif $b(t)$.

$$r(t) = (h * e)(t) + b(t). \quad (5.1)$$

La réponse impulsionnelle $h(t)$ modélise les contributions des différents rayons issus de la source captés par le récepteur :

$$h(t) = \sum_{p=1}^P \alpha_p \delta(t - \tau_p), \quad (5.2)$$

où P est le nombre de trajets, τ_p le temps de propagation du trajet p , α_p son facteur d'amplitude et δ l'impulsion de Dirac. Sur le récepteur, le son peut être modélisé par :

$$r(t) = \sum_{p=1}^P \alpha_p e(t - \tau_p) + b(t). \quad (5.3)$$

L'estimation des temps de propagation est effectuée par la recherche de pics en sortie du détecteur, lequel s'exprime :

$$\Gamma_{re}(\tau) = (h * \Gamma_e)(\tau) + \Gamma_{be}(\tau), \quad (5.4)$$

où Γ_{re} est la sortie du détecteur, Γ_e l'autocorrélation de $e(t)$ et Γ_{be} un bruit.

Les pics en sortie du détecteur témoignent, par leurs émergences, de l'existence de différentes contributions dans le signal en réception, lesquelles possèdent des temps de propagation et amplitudes propres validant l'hypothèse du modèle (fig. 5.2) ; par la suite on nommera rayon toute contribution détectée. A partir de ce modèle, l'objectif est de définir les caractéristiques des signaux utiles à la discrimination temporelle des rayons et leurs traitements adéquats pour obtenir la meilleure estimation des paramètres $\{\alpha_p, \tau_p\}$. Ainsi l'identification des P rayons définis par l'ensemble $\{\hat{\alpha}_p, \hat{\tau}_p\}$ permet d'aborder le problème inverse.

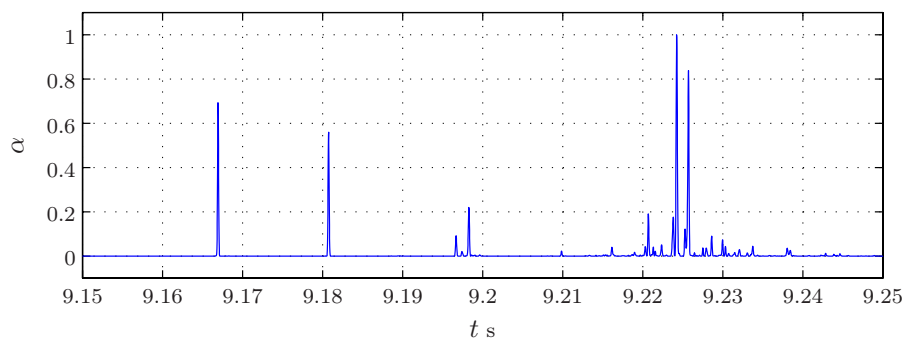


FIG. 5.2: Détection de rayons par filtrage adapté le 24 décembre 2003 00h25 min (Amphion \rightarrow Ouchy). Les pics sont associés à différents groupes de rayons se distinguant par leurs amplitudes et leurs temps de propagation. Signal monotrace.

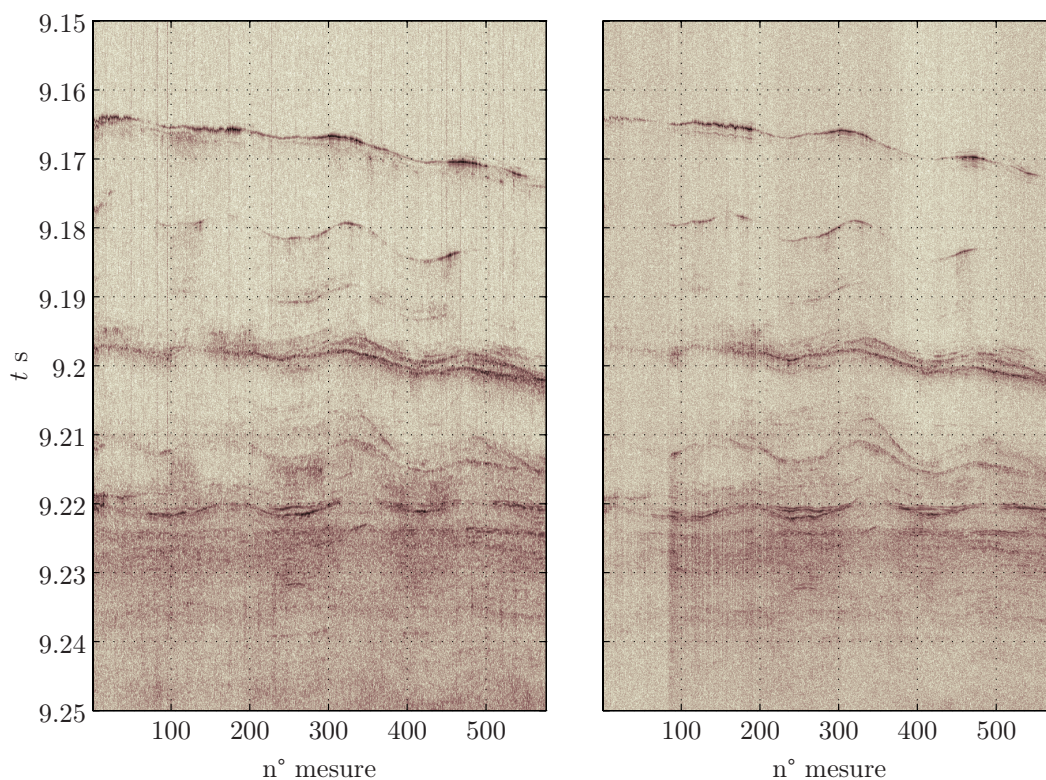


FIG. 5.3: Détection de rayons entre le 23 décembre et le 24 décembre 2003. À gauche, rayons sur le récepteur d'Ouchy ; à droite sur le récepteur d'Amphion. Les rayons sont associés à l'ensemble des points de couleur sombre. Plus sombre est le point, plus grande est son amplitude. On note l'apparition et la disparition dans le temps de différents rayons et l'évolution temporelle des rayons similaire sur les deux sites de réception. Signal multitrace.

La figure 5.3 illustre la détection de rayons pendant la stratification hivernale pour 48 heures de sondage soit 576 mesures simultanées et réciproques entre les sites d'Ouchy et d'Amphion. La répartition temporelle des pics détectés est similaire sur les deux capteurs validant l'hypothèse $\Gamma^+ \approx \Gamma^-$. Les pics sont pour certains permanents, d'autres non ; ils sont associés à différents groupes de rayons, lesquels sont tous affectés de fluctuations de leurs temps de propagation et de leurs émergences ¹.

Ici se posent pour le tomographe, les problèmes de

- détection : les pics sont-ils des rayons et combien de rayons contribuent à un pic ?
- classification : quels sont les rayons présents dans le signal ?
- localisation (estimation) : quelle est la mesure de $\hat{\tau}_p$ et son erreur ?
- identification : quels sont les $\hat{\tau}_p$ estimés correspondant aux $\tau_p(-)$ prédits ?

Selon les objectifs prédéfinis par le limnologue, les données expérimentales seront analysées par les méthodes de traitement résolvantes pour des processus hydrodynamiques identifiés dans le problème direct. A ce moment, une analyse fine des rayons pour qualifier la stratification thermique ou le champ de courant peut être entreprise.

5.1.1 Équation du sonar

L'étape préliminaire à toute constitution d'un réseau tomographique est la qualification du milieu sur la propagation. La qualité de détection est conditionnée par le rapport signal sur bruit. L'équation du sonar permet de l'évaluer selon la formulation suivante :

$$RSB = NS - PP - (NB - GT) \text{ en dB}, \quad (5.5)$$

où RSB est le rapport signal à bruit, NS le niveau sonore à la source, PP les atténuations de propagation, incluant les pertes [11] [10] et le modèle d'atténuation géométrique (sphérique ou cylindrique), NB le niveau de bruit en réception et GT le gain de traitement. Lorsque le domaine d'étude est bien paramétré (topographie, données sédimentaires, ...), une analyse par des modèles de propagation plus descriptifs peut être entreprise.

L'environnement lacustre est le siège d'un bruit très variable, principalement dû aux activités sur le plan d'eau (commerce, plaisance) et subaquatiques (forage, ...). Urick [46] donne la densité spectrale du bruit induit par les moteurs et effets du vent en surface qualifiant l'ordre de grandeur de NB . Dans notre cas, proche du site d'Amphion, au bruit usuel s'ajoute le bruit d'impact de pelles mécaniques, ramassant puis relâchant des graviers en sortie de la Dranse. Il faut donc s'attendre à devoir caractériser la densité spectrale du bruit des zones de mouillage des récepteurs.

¹On montrera par la suite que ces fluctuations témoignent de l'existence d'ondes internes et du refroidissement hivernal.

Afin de satisfaire aux conditions de bonne détection, il est souvent décidé d'émettre un niveau sonore élevé (selon les capacités de la chaîne d'amplification). Cependant il faut considérer que l'intégration d'un dispositif tomographique fonctionnant dans la gamme des fréquences audibles doit tenir compte des activités de loisir (plongeurs près de la rive ou au milieu du bassin). Ainsi avant toute définition du dispositif, les rapports sur l'influence du niveau sonore pour une personne immergée doivent donc être consultés pour évaluer s'il y a désagrément voire danger ([15] [33] [39]).

5.1.2 Dimensionnement du signal

La localisation temporelle est conditionnée par le rapport signal à bruit, le pouvoir de résolution de $s(t)$ et son traitement par filtrage adapté. Le pouvoir de résolution temporelle de $s(t)$ est défini comme la durée minimale entre deux trajets d'amplitudes égales en dessous de laquelle les deux maxima principaux en sortie du filtrage adapté ne font plus qu'un. Le pouvoir de résolution de $s(t)$ est paramétré par sa largeur de bande en fréquence B et sa durée T . Il s'agit de définir un produit BT élevé afin d'atteindre une résolution et un gain de traitement satisfaisant une bonne émergence en réception. Les signaux doivent alors être à fort pouvoir de résolution et leurs durées supérieures à l'étalement temporel T_h de la réponse impulsionnelle $h(t)$ [5].

Le signal émis doit être suffisamment intense pour que le son reçu en tout point du bassin présente un bon rapport signal à bruit. Afin d'augmenter ce dernier, un moyennage de séquences successives est effectué : la durée du son émis est $T_M = M \times T$ (M le nombre de séquences, T la durée du signal). Les micro-fluctuations du milieu pendant la durée T_M ne sont plus observables et induisent une "distorsion" et par la même des fluctuations d'amplitude dans le traitement : le moyennage est incohérent. La première séquence reçue n'est pas prise en compte (mise en fonctionnement de l'émetteur) et le moyennage est effectué avec les $(M - 1)$ séquences restantes sous l'hypothèse que le milieu est stable au cours du sondage.

Dans le cas d'une transmission réciproque simultanée, T_M doit être inférieure au temps de propagation du premier rayon (τ_1) afin que le son émis en (A) ne s'additionne pas au son émis en (B) arrivant sur le récepteur (A).

$$\begin{cases} T > T_h & : \text{condition de recouvrement de } h(t). \\ M \times T < \tau_1 & : \text{condition de non intersection de } e^+(t) \text{ et } e^-(t). \end{cases} \quad (5.6)$$

T_h représente environ 4 % de la durée définie par $T_D = \frac{D}{c}$, où D est la distance entre les émetteurs/récepteurs et c la célérité moyenne.

Dans le cas du Léman, le matériel de transmission est alimenté par le secteur électrique, ôtant les contraintes des technologies embarquées autonomes en océanographie. Cependant la longueur des câbles électriques reliant les émetteurs aux stations terrestres impose des

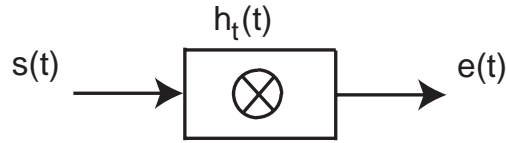


FIG. 5.4: Modèle de la ligne de transmission

contraintes en sortie des amplificateurs de puissance, nécessitant la mise en oeuvre de circuits d'adaptation [4]. Il faut établir les propriétés des signaux utiles ainsi que la chaîne d'amplification : c'est le cahier des charges défini par l'analyse du problème direct qui impose les caractéristiques du signal et de la chaîne d'amplification.

Le signal $s(t)$ est transmis par la ligne $h_t(t)$, celle-ci comprenant les amplificateurs de puissance, les circuits de compensation de puissance réactive, les câbles et le transducteur. Sur ce modèle, le son émis $e(t)$ est défini par :

$$e(t) = (h_t * s)(t). \quad (5.7)$$

Pour satisfaire aux exigences de détection, la chaîne de transmission optimale doit être adaptée, non seulement aux exigences de la mesure, mais encore aux contraintes techniques. Il est à considérer que pour différents sites les lignes de transmission ne sont pas identiques : $h_t^+(t) \approx h_t^-(t)$.

Afin d'assurer un rendement maximal des émetteurs et minimiser les distorsions à l'émission, la fréquence de $s(t)$ est centrée sur la fréquence propre du transducteur. Cependant il est parfois préférable de travailler avec des signaux à large bande pour des problèmes de discrétion ; ces derniers possèdent des densités d'énergie spectrale faibles puisque réparties sur toute la bande de $s(t)$. Différents types de signaux possèdent ces propriétés : les signaux à modulation de fréquence (linéaire ou hyperbolique) et les signaux modulés par un code à large bande. Selon les technologies à disposition et le type de traitement, et selon les cahiers des charges et contraintes prédéfinis, les uns seront préférés aux autres.

La largeur de bande est imposée par la connaissance d'un modèle de stratification et de la répartition spatiale des transducteurs dans le bassin afin de satisfaire l'identification des rayons. Les exigences de discrimination temporelle des signaux en réception et l'estimation du rapport signal à bruit déterminent les technologies d'amplification. Dans notre cas nous ne connaissons pas les caractéristiques du signal en sortie du transducteur et faisons l'hypothèse que la chaîne de transmission est stable et identique tout au long de l'expérience. Seul le traitement en réception, par l'action des filtres, sera inclus pour estimer son influence sur la détection.

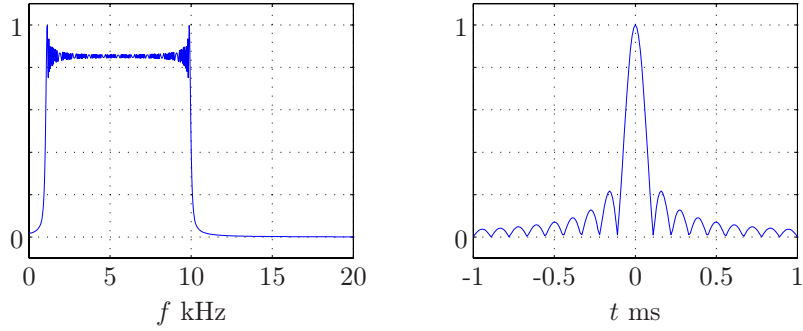


FIG. 5.5: Rampe linéaire en fréquence. A gauche : spectre de Fourier normalisé ($f > 0$); à droite : autocorrélation normalisée.

5.2 Les signaux utiles

Il existe deux classes de signaux à produit BT élevé couramment utilisés en tomographie acoustique des océans.

5.2.1 Rampe linéaire en fréquence

La rampe linéaire en fréquence est une sinusoïde caractérisée par une évolution linéaire de sa fréquence avec le temps. Son expression est :

$$s(t) = \Re\{a(t) \exp[i\theta(t)]\}; \quad (5.8)$$

où $\theta(t) = \frac{bt^2}{2} + \omega_0 t$, $b = \frac{\omega_1 - \omega_0}{T}$ avec ω_0 et ω_1 , pulsations de début et de fin du signal de durée T , $a(t)$ l'amplitude.

Son spectre de puissance étant quasi-rectangulaire, sa fonction de corrélation Γ_s a la forme d'un sinus cardinal (fig. 5.5). Son pouvoir de résolution est inversement proportionnel à sa largeur de bande ($B = \frac{\omega_1 - \omega_0}{2\pi}$), celle-ci déterminant la distance entre les lobes. Le premier lobe secondaire est 13 dB en dessous du lobe principal [5]. Il possède donc un fort pouvoir de résolution lorsque le produit BT est élevé. T étant contraint par les conditions de recouvrement et de non-intersection, B est la plus grande possible et adaptée à la réponse en fréquence de la chaîne de transmission amplificateur-câble-transducteur.

Lorsque les paramètres de $h_t(t)$ sont connus et qu'un bon rapport signal à bruit est assuré, il est possible d'optimiser le signal $s(t)$ en définissant une bande de fréquence plus large que la bande du transducteur afin d'accroître les performances de résolution au dépend du rapport signal à bruit [9] [12].

5.2.2 Signal BPSK

Le signal BPSK (Binary Phase Shift Key) est le plus communément utilisé en tomographie océanique. Il est à forte résolution temporelle et sa fréquence porteuse, centrée sur la fréquence de résonance de l'émetteur, est modulée en phase par une séquence binaire de longueur maximale (SBLM). La SBLM est une suite discrète, périodique, de valeurs $\{-1, +1\}$, dont l'autocorrélation est étroite et sans lobe secondaire. Elle est caractérisée par son ordre n , définissant la longueur d'une période $N = 2^n - 1$. Son autocorrélation est une fonction triangulaire de largeur 2θ , où θ est la durée du symbole ($\theta = 1/B$), périodique de durée $T = N\theta$.

$$\Gamma(\tau) = \begin{cases} (N+1)(1 - \frac{|\tau|}{\theta}) - 1 & \text{pour } |\tau| \leq \theta, \\ -1 & \text{pour } |\tau| > \theta. \end{cases} \quad (5.9)$$

Le signal BPSK s'écrit :

$$s(t) = a \cos(\omega_c t + \mu c(t)), \quad (5.10)$$

où :

- $c(t)$ est le code modulant la phase (SBLM) ;
- a est l'amplitude ;
- ω_c est la pulsation porteuse ;
- μ est l'angle de modulation.

L'angle de modulation détermine le rapport de la puissance de la porteuse à la puissance totale du signal. Maximiser ce rapport revient à définir :

$$\mu = \arctan \sqrt{N}. \quad (5.11)$$

Lorsque N devient grand, μ diffère peu de $\pi/2$; dans ce cas la modulation de phase à deux états est équivalente à une modulation d'amplitude à deux états (fig. 5.6) et le signal émis s'écrit :

$$e(t) = -a c(t) \sin(\omega_c t). \quad (5.12)$$

Il est établi et vérifié que le BPSK offre les meilleures performances pour l'estimation des temps de propagation [19].

Le signal reçu $r(t)$ est démodulé en phase et quadrature : l'utilisation d'un filtre passe-bas permet d'éliminer les composantes de fréquences $\pm 2\omega_c/2\pi$ en sortie du démodulateur.

$$\underline{r}(t) = \Re\{\underline{r}(t)\} + j \Im\{\underline{r}(t)\}, \text{ avec } j^2 = -1. \quad (5.13)$$

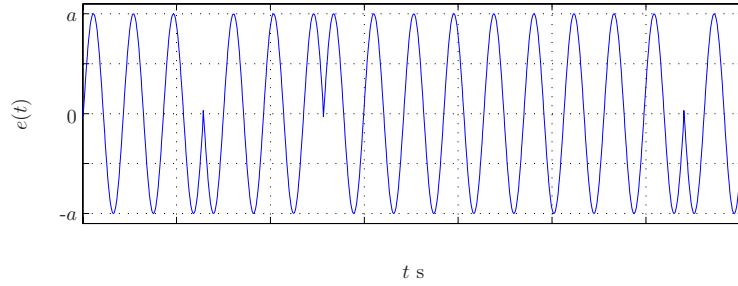


FIG. 5.6: Signal BPSK.

5.2.3 Expression du signal reçu

L'expression théorique du signal reçu après introduction d'un terme de phase peut s'écrire :

$$\underline{r}(t) = \sum_{p=1}^P \alpha_p e(t - \tau_p) \exp(j \phi_p) + \underline{b}(t). \quad (5.14)$$

où ϕ_p inclut les différents termes de phase associés : à la propagation φ_p introduite par le milieu, au temps de retard τ_p et au déphasage incertain ψ de la démodulation (synchronisation) [35].

$$\phi_p = \varphi_p - \psi - \omega_c \tau_p - \pi/2. \quad (5.15)$$

Le terme ϕ_p est supposé aléatoire uniformément réparti sur $[0, 2\pi]$.

5.3 Les méthodes d'estimation de temps de propagation

Une littérature abondante concernant l'estimation des temps de propagation, présente les différentes méthodes et leurs capacités. On distingue les approches qui traitent de l'information à partir d'une seule mesure (monotrace) avec ou sans information *a priori*, des méthodes qui intègrent plusieurs mesures successives (multitraces). Dans le cas déterministe, on distingue entre méthodes :

1. - temporelles et fréquentielles,
2. - paramétriques et non paramétriques,
3. - bayésiennes,
4. - monotrace et multitrace.

Nombre d'expériences de TAO ont été traitées selon les méthodes précitées. D. Mauuary propose une synthèse exhaustive des traitements pour la détection intégrant les effets de la chaîne de transmission [29]. Il rappelle les méthodes satisfaisant la détection et le suivi

des rayons sur des données réelles lorsque c'est possible et propose des traitements pour l'identification. Nous illustrons sur des données simulées et expérimentales quelques uns de ces traitements certifiant que seul l'analyse approfondie du problème direct définit le processus d'identification selon un objectif préétabli.

5.3.1 Filtrage adapté

Le filtrage adapté (FA) consiste à faire la convolution entre les signaux émis et reçus :

$$\begin{aligned}\underline{\Gamma}_{re}(t) &= \sum_{p=1}^P \alpha_p \Gamma_e(t - \tau_p) \exp(j\phi_p) + \underline{\Gamma}_{be}(t), \\ &= (\Gamma_e * \underline{h})(t) + \underline{\Gamma}_{be}(t),\end{aligned}\tag{5.16}$$

avec,

$$\underline{h}(t) = \sum_{p=1}^P \underline{\alpha}_p \delta(t - \tau_p), \text{ et } \underline{\alpha}_p = \alpha_p \exp(j\phi_p).\tag{5.17}$$

Sous forme matricielle, le problème s'écrit :

$$\underline{\Gamma}_{re} = S_{\Gamma} \underline{h} + \underline{\Gamma}_{be},\tag{5.18}$$

où S_{Γ} est la matrice de convolution de $\Gamma_e(t)$ dont les colonnes contiennent des versions décalées de $\Gamma_e(t)$. $\underline{\Gamma}_{re}$, \underline{h} et $\underline{\Gamma}_{be}$ sont les vecteurs associés aux signaux $\underline{\Gamma}_{re}(t)$, $\underline{h}(t)$ et $\underline{\Gamma}_{be}(t)$.

La somme de deux signaux d'amplitudes égales et de retard τ_1 et τ_2 s'écrit :

$$\underline{\Gamma}_{re}(t) = \Gamma_e(t - \tau_1) \exp(j\phi_1) + \Gamma_e(t - \tau_2) \exp(j\phi_2).\tag{5.19}$$

Lorsque les trajets sont trop proches, c'est à dire $|\tau_1 - \tau_2| \leq 2\theta$ où 2θ est la longueur du support de $\Gamma_e(t)$, des interférences d'amplitudes vont intervenir. Celles-ci seront destructrices et maximales lorsque $\phi_2 - \phi_1 \equiv \pi \pmod{2\pi}$. En effet, lorsque $\phi_2 = \phi_1 + \pi$ la partie réelle et la partie imaginaire de $\underline{\Gamma}_{re}(t)$ s'écrivent :

$$\Re[\underline{\Gamma}_{re}(t)] = [\Gamma_e(t - \tau_1) - \Gamma_e(t - \tau_2)] \cos \phi_1,\tag{5.20}$$

$$\Im[\underline{\Gamma}_{re}(t)] = [\Gamma_e(t - \tau_1) - \Gamma_e(t - \tau_2)] \sin \phi_1,\tag{5.21}$$

et les contributions des deux arrivées vont se soustraire mutuellement. Dans ce cas, la puissance utile peut être noyée dans le bruit. Ce phénomène est responsable de la disparition aléatoire de trajets.

Soit y une réalisation d'une variable aléatoire Y , et $p(y)$ la densité de probabilité de Y . Lorsque celle-ci est considérée comme fonction d'un paramètre Θ , elle est appelée fonction

de vraisemblance, et est notée $p_{\Theta}(y)$. L'estimateur au sens du Maximum de Vraisemblance (MV) de Θ est l'estimateur qui maximise $P_{\Theta}(y)$.

$$\hat{\Theta} = \arg \max_{\Theta} p_{\Theta}(y), \quad (5.22)$$

Une première façon de résoudre le problème est de chercher à estimer la réponse impulsionnelle $\underline{h}(t)$. C'est l'approche non paramétrique. Si le bruit est gaussien, l'estimateur au sens des moindres carrés de \underline{h} coïncide avec l'estimateur du maximum de vraisemblance et minimise :

$$\left\| \underline{\Gamma}_{re}(t) - (\Gamma_e * \underline{h})(t) \right\|_2 \quad (5.23)$$

après discrétisation, son expression est donnée par :

$$\hat{\underline{h}} = (S_{\Gamma}^T S_{\Gamma})^{-1} S_{\Gamma}^T \underline{\Gamma}_{re}, \quad (5.24)$$

en supposant que l'observation $\underline{\Gamma}_{re}$ est plus longue que la réponse impulsionnelle \underline{h} recherchée. Ce traitement permet une détection des temps de propagation avec un pouvoir de séparation proche du pouvoir de résolution du signal émis selon le rapport signal à bruit (fig. 5.2).

Les distorsions induites par le milieu de propagation ou par la présence de plusieurs rayons dans un pic peuvent dégrader la localisation. La résolution du problème direct montre que l'unicité d'un rayon capté au temps τ n'est pas toujours garantie. Il peut exister dans la même enveloppe plusieurs contributions acoustiques qui ne sont pas résolues par filtrage adapté. On utilise alors une technique appelée *cleaning* en RADAR [17].

5.3.2 Filtrage adapté et élimination (FAE)

Cette méthode de filtrage par éliminations successives (FAE) est basée sur la détection du pic principal en sortie de FA auquel on soustrait l'enveloppe de $\hat{\Gamma}_e$ modifiée par la chaîne de traitement (action des filtres) selon les paramètres estimés $\hat{\tau}$ et $\hat{\alpha}$. Le résidu de cette opération peut présenter soit à nouveau d'autres enveloppes témoignant de rayons soit un bruit (fig. 5.7). Ce traitement nécessite donc de définir un seuil μ conditionnant l'arrêt du processus de recherche de rayon dans le résidu.

Cette approche est intéressante pour la séparation de rayons non résolus par FA et est plus robuste qu'une simple détection de maxima au dessus d'un seuil en sortie d'un traitement FA. La précision étant limitée par le pas d'échantillonnage de $\hat{\Gamma}_e$, il faut suréchantillonner ou interpoler cette fonction pour s'affranchir de cette limite.

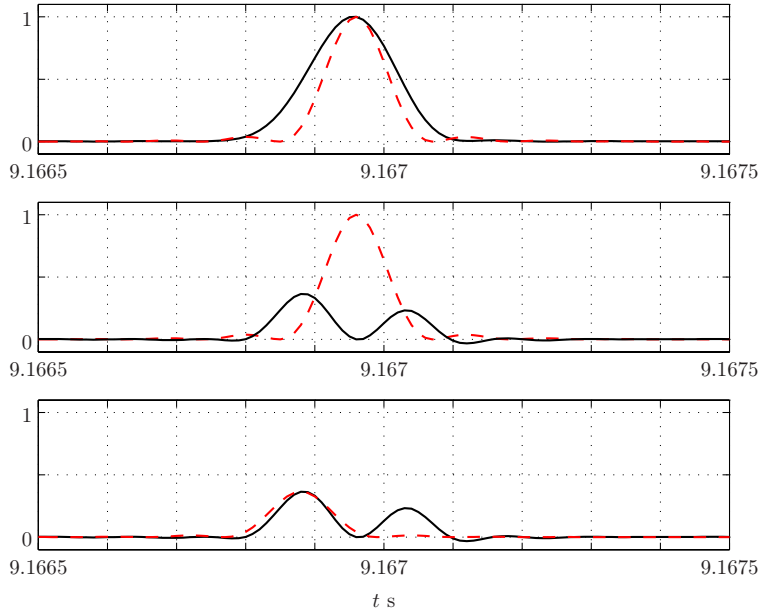


FIG. 5.7: Illustration du principe de FAE sur une trace réelle du 24 décembre 2003 00h25 min (Amphion \rightarrow Ouchy). En haut, détection d'un rayon par FA (noir) et calage de la forme estimée (rouge) ; au milieu, rayon détecté par FAE (rouge) et résidu (noir) ; en bas, résidu de la FAE (noir) et calage de la forme estimée (rouge) représentant un deuxième rayon.

Le processus de filtrage par élimination se décrit par l'algorithme suivant :

1. Détection du pic principal : $\hat{\tau} = \arg_{\tau} \max\{\Gamma_{re}(\tau)\}$, $\hat{\alpha} = \frac{\Gamma_{re}(\hat{\tau})}{\Gamma_e(0)}$.
2. Condition de seuil : $\hat{\alpha} \geq \mu$, sinon arrêt du processus.
3. Soustraction du rayon détecté : $\Gamma_{re} = \Gamma_{re} - \hat{\alpha}\Gamma_e(\hat{\tau})$.
4. Retour à l'étape 1.

Avec ce traitement on possède déjà d'une bonne information de la répartition temporelle des rayons. Cependant il est à considérer que : - lorsque deux maxima définissent une même enveloppe (d'énergie double), ce traitement est mis en échec puisqu'il ne détectera qu'un rayon. - lors du traitement multi-trace pour le suivi dans le temps des rayons, il n'est pas assuré qu'au cours du temps l'amplitude maximale sur chaque trace corresponde au même rayon.

La résolution de ce traitement est donc limitée par le support temporel de Γ_e . Lorsque deux rayons ont une différence de temps d'arrivée sur le récepteur inférieure au pouvoir de résolution de la FAE et que le traitement tomographique inverse exige leur prise en compte, des traitements dits à haute résolution temporelle doivent donc être mis en oeuvre.

5.3.3 Méthodes à haute résolution

On appelle traitement à haute résolution chronométrique, le traitement qui permet de discriminer des temps de propagation dont la différence est inférieure au support temporel de Γ_e .

Ces méthodes ont été développées pour le traitement d'antenne (localisation angulaire) et l'analyse spectrale (estimation de la densité spectrale) pour accéder à des caractéristiques du signal au delà de la résolution limite des méthodes classiques. Une classification des différentes méthodes HR est proposée par J. Munier [7].

L'algorithme MUSIC [2] [42] repose sur la décomposition en éléments propres de la matrice interspectrale du signal et de la projection d'un vecteur modèle sur le sous espace bruit issu de la décomposition et du choix des vecteurs propres associés aux paramètres recherchés (f ou θ). L'orthogonalité du vecteur modèle sur le sous espace bruit est testé par maximisation d'une fonctionnelle (différentes applications sont regroupés dans [27]).

M.A Pallas a transposé ces méthodes à l'estimation des temps de propagation et propose deux approches [35]. La première, fréquentielle, s'appuie sur la matrice interspectrale, la seconde, temporelle, est basée sur la décomposition en éléments propres de la matrice de covariance du signal. Cette dernière est plus avantageuse parce qu'elle ne nécessite pas de transformation du signal dans le domaine fréquentiel. La formulation temporelle est décrite dans l'annexe C et se résume par le principe suivant : la projection d'un vecteur modèle $\mathbf{d}(\tau)$ sur le sous espace orthogonal s'annule lorsque le paramètre de temps τ coïncide avec le paramètre τ_p d'un trajet. MUSIC temporel consiste à tester l'orthogonalité du vecteur modèle avec tous les vecteurs propres du sous-espace orthogonal ce qui revient à maximiser la fonction de la variable τ suivante :

$$F(\tau) = \frac{1}{\sum_{i=P+1}^N \mathbf{d}^H(\tau) \cdot \mathbf{v}_i}. \quad (5.25)$$

Selon le nombre d'échantillons (ou de canaux fréquentiels) composant le signal discrétisé de $s(t)$, cette méthode peut engendrer un coût de calcul considérable, à ce moment $s(t)$ peut être remplacé par sa forme intercorrélée (ou non) et/ou démodulée (ou non) du code PSK $c(t)$.

Cette méthode peut donc faciliter la discrimination de trajets non résolus par FAE et possède une résolution quatre fois plus fine [35]. Cependant, elle suppose que le nombre de trajets est connu ce qui n'est pas toujours le cas lorsque l'on traite des données réelles (bien que l'algorithme soit robuste pour une surestimation du nombre de trajets recherchés) et repose sur l'hypothèse de décorrélation des amplitudes des trajets. En TAL, nombre de trajets non résolus (prédits par la simulation) sont regroupés dans une fenêtre temporelle réduite ce qui rend inexploitable et difficilement interprétable un algorithme HR. L'application de ces algorithmes dans le cadre d'expérimentation n'est raisonnable que pour deux, voire trois trajets non résolus [29].

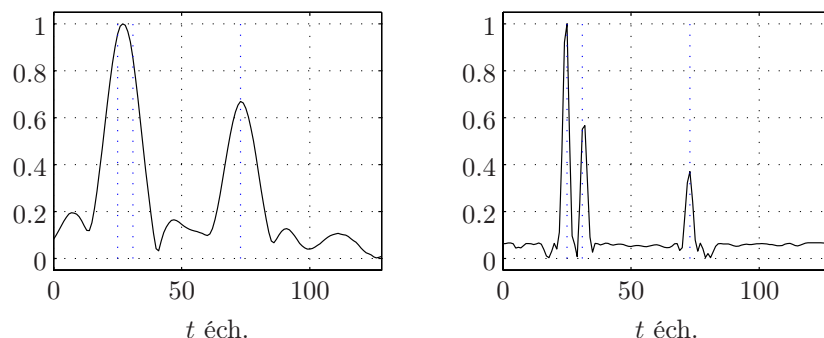


FIG. 5.8: Comparaison FA - MUSIC temporel. A gauche, sortie de FA ; à droite sortie de MUSIC temporel. Les rayons dont la durée qui les sépare est inférieure au pouvoir de résolution sont détectés par MUSIC Temporel.

5.3.4 Méthodes bayésiennes

En tomographie acoustique océanique, les méthodes bayésiennes sont apparues comme étant le moyen de traiter les données tomographiques issues de conditions océanographiques difficiles [30], ne remplissant plus les conditions de stabilité et de résolution de trajets. Elles se distinguent des méthodes précitées par l'intégration d'une information *a priori* sur les paramètres à estimer. Les différentes méthodes bayésiennes se distinguent par le type d'information *a priori* choisie :

- la corrélation entre les enregistrements successifs ;
- les temps d'arrivée fournis par les prédictions et la corrélation entre les trajets.

D'autre part, il est important de faire une distinction entre les méthodes monotraces et multitraces. Lorsque l'intervalle de temps séparant deux traces est faible, on peut supposer qu'elles sont fortement corrélées et que le milieu de propagation a peu varié. Différentes approches sont proposées pour tenir compte de cette corrélation :

- minimiser un critère de type MV pénalisé, où la pénalité traduit un critère de distance entre les temps de propagation de deux traces successives : cela suppose que les fluctuations des temps de propagation sont bornées nécessitant une information *a priori* sur tous les événements susceptibles d'intervenir (ondes internes stationnaires, non stationnaires - échantillonnage multitrace) ;
- corrélation entre les traces successives introduite sous forme d'une valeur moyenne suivie par les différents temps de retard : problèmes d'intersection de rayons et valeurs moyennes sur une période de mesure identifiée ;
- traitement de suivi des temps de retard par traitement d'image.

D. Mauuray propose à partir de ces méthodes de résoudre les problèmes de détection et de classification nécessaires pour la résolution du problème inverse [29].

Il a été montré dans l'analyse du problème direct que nombre de rayons possèdent des temps de propagation proches sinon égaux. Les traitements précités facilitent leur discrimination temporelle mais peuvent être insuffisants pour leur identification. L'apport d'une information spatiale décrivant l'angle d'incidence des rayons sur un réseau de récepteurs peut contribuer à leur identification par l'estimation conjointe de leurs paramètres τ et θ .

5.4 Méthodes spatio-temporelles

Les techniques classiques de détection angulaires sont basées sur le principe de formations de voies à partir d'un réseau de capteurs de géométrie fixe. On introduit un retard (numérique) sur chaque voie afin de "pointer" (focaliser) le réseau dans une direction et d'estimer pour chaque ouverture angulaire la composition du signal arrivant sous l'incidence θ . Cependant ces techniques ont des résolutions faibles et la directivité en sortie de traitement présente des lobes secondaires. La compensation de ces derniers contraint de mettre en oeuvre des pondérations paramétrées par la bande de fréquence du signal utile et donc par la distance inter-capteur. La résolution en formation de voies est définie par la largeur du lobe principal à 3 dB sous son maximum. D'autres méthodes ont été développées pour la recherche angulaire, l'auteur renvoie à une revue par J-F Bercher des différents traitements [20].

La discrimination des rayons se doit d'obtenir à la fois de bonnes localisations temporelle et angulaire. Afin d'optimiser l'identification des rayons, on a recours aux méthodes d'estimation conjointe de directions et de temps d'arrivée (chrono-goniométrie). Ces méthodes sont basées sur les techniques de discrimination temporelle où la géométrie du réseau de capteurs en réception a pour seule contrainte la condition d'homogénéité du champ de célérité sur le réseau.

De par les difficultés d'installation, il a été choisi de ne pas favoriser d'angle de tir. En effet nous ne maîtrisons pas l'orientation des transducteurs sur la ligne de mouillage : cette dernière est supposée verticale. Dès lors il n'y a pas de direction privilégiée tant en réception qu'en émission, ce qui implique de recourir aux techniques de traitement d'antenne lorsque la discrimination spatio-temporelle des rayons captés est nécessaire à l'identification.

5.4.1 Réseau rectiligne uniforme

La réception est assurée par un réseau rectiligne de K capteurs (fig. 5.9). La position de chacun d'entre eux est repérée par la distance l_k , distance dont l'origine est définie selon les besoins de calcul. Le signal reçu sur le capteur H_k est retardé de τ_k et est de plus bruité. Si $r_k(t)$ est le signal reçu par le capteur H_k :

$$r_k = \alpha e(t - \tau_k) \exp(j\phi) + b_k(t), \quad (5.26)$$

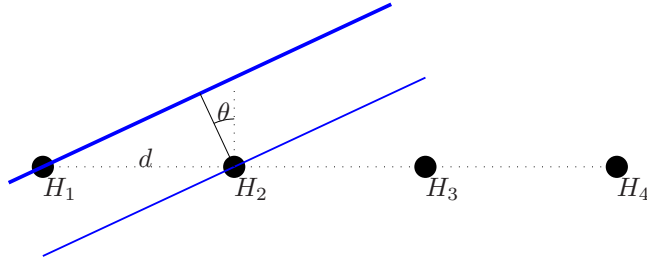


FIG. 5.9: Modèle d'une onde plane d'incidence θ sur un réseau rectiligne uniforme de 4 capteurs.

où $k = 1..K$ et b_k est un bruit, on suppose les b_k décorrélés entre eux.

On définit le retard de l'onde sur l'antenne comme le retard du front d'onde vis à vis d'un point de référence. Si l'onde est supposée plane, la relation entre τ_k et l_k est linéaire et dépend de θ , l'angle d'incidence de l'onde sur le réseau de capteurs :

$$\tau_{p,k} = \tau_p + \frac{l_k}{c} \sin \theta_p, \quad (5.27)$$

où τ_p est le retard de l'onde sur le point de référence du réseau et c la célérité du son considérée comme constante sur la longueur du réseau.

Avec P rayons en réception (5.26) s'écrit :

$$r_k = \sum_{p=1}^P \alpha_p e^{j\phi_p} \exp(j\phi_p) + b_k(t), \quad (5.28)$$

Dans le cas où la référence est H_1 (extrémité du réseau) et $l_k = (k-1)d$, avec d la distance inter-capteur, le temps de propagation du rayon p détecté sur H_k s'écrit :

$$\tau_{p,k} = \tau_{p,1} + (k-1) \frac{d}{c} \sin \theta_p. \quad (5.29)$$

avec $\tau_{p,1}$ le temps de propagation du rayon p détecté sur H_1 . On exprime les temps de propagation relatifs sur le réseau par :

$$\Delta\tau_{p,k}^1 = \tau_{p,k} - \tau_{p,1}, \text{ soit } \Delta\tau_{p,k}^1 = (k-1) \frac{d}{c} \sin \theta_p. \quad (5.30)$$

La figure 5.10 (gauche) illustre l'ensemble des temps de propagation relatifs sur le réseau de capteurs. On observe que l'ensemble des solutions caractérisant la propagation de l'onde est borné : une analyse pour la recherche angulaire est effectuée par fenêtre glissante sur toute la longueur des traces en sortie de traitement (FA, FAE, MUSIC) des signaux sur

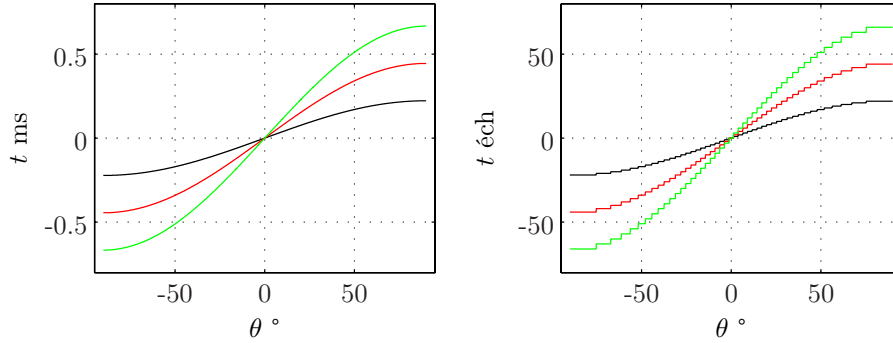


FIG. 5.10: Illustration de l'ensemble des délais relatifs $\{\Delta\tau_{p,k}^1\}$ témoignant de la propagation d'une onde plane d'incidence θ_p ($-90^\circ \leq \theta_p \leq 90^\circ$) sur un réseau rectiligne uniforme de 4 capteurs dans un champ de célérité \mathbf{c} homogène ($\Delta\tau_{p,2}^1$ en noir, $\Delta\tau_{p,3}^1$ en rouge, $\Delta\tau_{p,4}^1$ en vert). À gauche : forme analytique $\{\Delta\tau_{p,k}^1\}$ en ms ($d = 32$ cm, $c = 1440$ m/s) ; à droite : forme discrétisée, $\{\Delta\tau_{p,k}^1\}$ en échantillons pour $f_s = 100$ kHz.

chaque capteur. Sous l'hypothèse d'une progression linéaire de l'onde sur le réseau, on dispose alors d'une information *a priori* pour la discrimination des rayons de temps de propagation proches arrivant sous des incidences différentes. La figure 5.10 (droite) présente l'ensemble des délais relatifs sous leur forme discrétisée. La localisation des temps de propagation ayant pour limite le pas d'échantillonnage, la valeur de θ est calculée avec une incertitude définie par l'ensemble des solutions incertaines dues à la discrétisation.

L'intégration de la géométrie du réseau pour l'analyse des données multitraces permet alors de calculer les paramètres $\hat{\tau}_p$ et $\hat{\theta}_p$ qualifiant les rayons détectés ².

5.4.2 Estimation successive de τ et θ

Cette méthode est effectuée en deux étapes : la première consiste à détecter les temps de propagation $\{\tau_p\}_{p=1,P}$ par FA, FAE ou MUSIC ; la seconde permet de définir l'ensemble $\{\theta_p\}_{p=1,P}$ par considération de la géométrie du réseau sous les conditions d'homogénéité du champ de célérité \mathbf{c} , dans le cas contraire voir [21]. Le bassin lacustre étant en permanence le siège de mouvements perturbant le champ de température, il sera nécessaire de procéder à la qualification du champ de célérité local par l'analyse de la propagation du son entre l'émetteur et les récepteurs constituant le réseau (autocalibration). Dans le cas d'un réseau de grande dimension, cette mesure fournira une première approximation de \mathbf{c} et permettra de définir les sous-réseaux immergés dans les différents champs de célérité homogène.

²Il est à noter que l'utilisation d'un réseau rectiligne est indiquée sous l'hypothèse que les fronts d'ondes captés sont tous issus de la source sans réflexions arrières car cette situation exige l'utilisation d'un réseau tridimensionnel.

5.4.3 Formation de voies actives

La formation de voies - filtrage adapté est une méthode à formulation temporelle large bande. On cherche à déterminer l'estimateur au sens de maximum de vraisemblance des paramètres caractérisant les rayons. L'expression de l'estimateur MV est alors :

$$(\hat{\tau}, \hat{\theta}) = \arg \max \left(\left| \sum_{k=1}^K \Gamma_{r_k e}(\tau_k) \right|^2 \right), \quad (5.31)$$

Le traitement consiste d'abord à effectuer la corrélation entre les signaux émis et reçus sur chacune des composantes. Pour plusieurs valeurs de direction, on applique à chacune de ces composantes un retard $\frac{l_k}{c} \sin \theta$ avant d'en faire une sommation cohérente. Enfin on calcule le module au carré du résultat, et le maximum de cette fonctionnelle en (τ, θ) donne l'estimation des paramètres des rayons.

Cette méthode est robuste et possède des pouvoirs de résolution comparables à la formation de voies (en angle) et au filtrage adapté (en temps). La sortie du traitement est donc un diagramme en trois dimensions dont l'interprétation peut être délicate selon la distribution spatio-temporelle des rayons constituant le signal multicauteur. Cependant cette méthode peut être envisagée comme première évaluation du nombre de rayons présents dans une fenêtre d'observation permettant d'orienter l'expérimentateur dans son choix de traitement selon les données du problème direct.

5.4.4 Algorithme MUSIC Actif Large Bande (MUSICAL)

Ce traitement est basé sur la décomposition en éléments propres de la matrice interspectrale des signaux reçus sur le réseau [3]. Il possède les mêmes capacités de discrimination temporelle que MUSIC. Cependant de par les contraintes de recouvrement temporel de $h(t)$, les dimensions de la matrice interspectrale $K.F$ (F nombre de canaux fréquentiels), restreignent sa mise en oeuvre puisque le coût de calcul est trop important. Ce traitement suppose aussi sur la décorrélation des trajets ce qui n'est pas toujours garanti au cours de l'expérience. Ce traitement doit donc être effectué lorsque l'on cherche à estimer des rayons *a priori* détectés et d'intérêt tout comme pour la recherche des temps de propagation par l'algorithme MUSIC.

La figure 5.11 illustre la détection de 6 rayons simulés dont la répartition spatio-temporelle met en échec les méthodes classiques. Ce scénario potentiellement rencontré lors d'expériences tomographiques (cf. rayons R-SR, fig. 4.17) peut être résolu par MUSICAL.

5.5 Analyse spatio-temporelle sur des données réelles

Nous illustrons sur les données expérimentales, l'intérêt de disposer de l'information conjointe de τ et θ . Les groupes de rayons représentés sur la figure 5.3 possèdent visiblement les

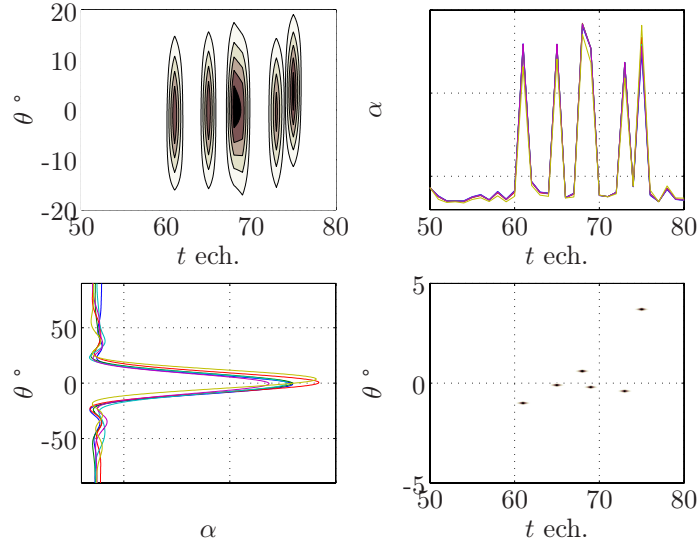


FIG. 5.11: Simulation de détection de 6 rayons par MUSICAL. En haut à gauche, sortie de MUSICAL ; en haut à droite : représentation dans la coupe temporelle ; en bas à gauche : représentation dans la coupe spatiale ; en bas à droite : détection des maxima en sortie de MUSICAL. Les six contributions simulées sont détectées.

mêmes temps de propagation détectés sur les différents sites. Cependant l'examen attentif montre que de faibles différences existent. Nous illustrons sur trois relevés l'intérêt de disposer d'un système de sondage réciproque simultané constitué de réseaux verticaux de récepteurs pour qualifier le milieu de propagation.

5.5.1 Détection d'un groupe de rayons R-SR

La répartition spatio-temporelle sur les deux réseaux rectilignes uniformes situés près d'Amphion et Ouchy du premier pic détecté le 24 décembre 2003 à 00h25 (fig. 5.2), pic associé au groupe de rayons R-SR qualifiant l'épilimnion, est illustrée sur la figure 5.12. Celle-ci montre les traces obtenues en sortie de traitement FAE (en rouge, le rayon détecté ; en noir, le résidu) des sons arrivant sur les récepteurs H1, H2, H3 et H4 formant chaque réseau vertical (signal multicapteur).

Sous l'hypothèse que $\Gamma^+ \approx \Gamma^-$, les pics détectés qualifient les mêmes rayons, leurs différences de temps de propagation entre les deux sites témoignent alors d'un champ de courant épilimnique dans le sens Ouchy \rightarrow Amphion. Le problème direct a montré que ces rayons possèdent des angles d'incidence compris entre -5° et 5° sur le récepteur d'Amphion.

L'estimation de θ associé aux pics principaux détectés par FAE (en rouge) est effectuée par intégration de l'information de propagation donnée par (5.29). Les angles d'incidence des rayons Γ^+ et Γ^- sur les récepteurs d'Amphion et Ouchy sont qualifiés par les temps

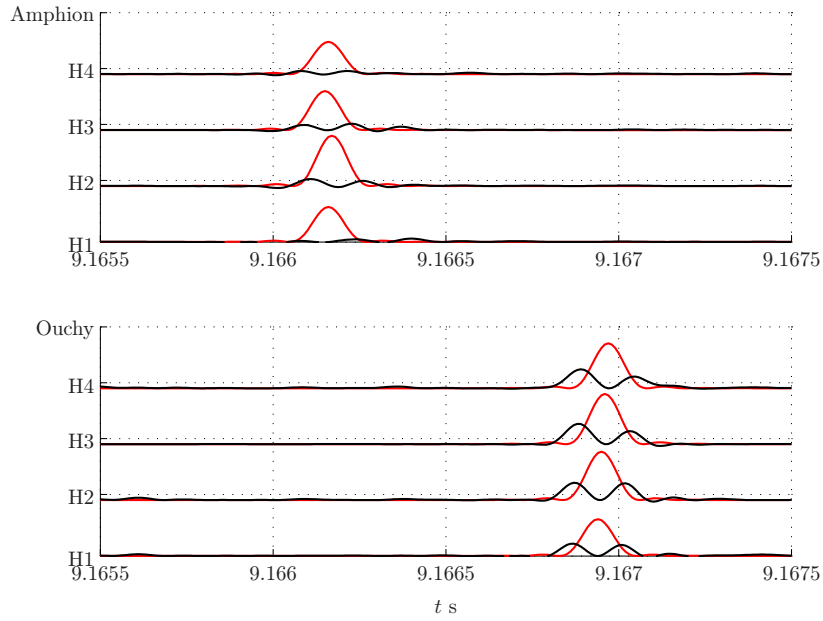


FIG. 5.12: Détection d'un groupe de rayons R-SR, le 24 décembre 2003 à 00h25 sur les réseaux verticaux composés de 4 hydrophones (H1, H2, H3, H4). En rouge, le rayon principal détecté par FAE et en noir, le résidu en sortie de FAE. Les différences de temps de propagation des rayons détectés entre les deux réseaux témoignent d'un champ de courant épilimnique.

de propagation relatifs calculés par (5.30) après estimation du champ de célérité au regard des simulations comparant les données expérimentales et simulées ³ (fig. 4.20).

Estimation de τ et θ					
Station	$\hat{\tau}_{1,1}$ s	$\hat{\tau}_{1,2}$ s	$\hat{\tau}_{1,3}$ s	$\hat{\tau}_{1,4}$ s	-
Amphion	9,16617	9,16618	9,16616	9,16617	-
Ouchy	9,16695	9,16696	9,16697	9,16698	-
-	$\Delta\hat{\tau}_{1,1}^1$ ms	$\Delta\hat{\tau}_{1,2}^1$ ms	$\Delta\hat{\tau}_{1,3}^1$ ms	$\Delta\hat{\tau}_{1,4}^1$ ms	$\hat{\theta}_1$ °
Amphion	0	0,01	-0,01	0	[-1,2 1.2]
Ouchy	0	0,01	0,02	0,03	[1,3 3.8]

La célérité $c(z_r)$ à la profondeur z_r est estimée par analyse de $\hat{\tau}_{1,1}$ associé à la température $\hat{T}(z_r)$ issu du modèle de bathythermie caractérisant la déstratification (4.5). Le temps de propagation corrigé de la composante de courant s'écrit :

$$\hat{\tau}_{1,1} = \frac{\hat{\tau}_{1,1}^+ + \hat{\tau}_{1,1}^-}{2}, \text{ soit } \hat{\tau}_{1,1} = 9,16656 \text{ s et } \hat{c}(z_r) = 1439,228 \text{ m.s}^{-1}. \quad (5.32)$$

³Pas d'autocalibration au cours de ces mesures

Les paramètres $(\hat{\tau}, \hat{\theta})$ du rayon détecté sont en accord avec les simulations (fig. 4.17). L'étape d'identification peut donc être engagée. Les rayons formant le résidu en sortie de FAE (en noir) seront traités par le même principe.

Sur la station d'Ouchy, les temps de propagation relatifs $\Delta\hat{\tau}_{1,k}^1$ révèlent une progression linéaire de l'onde sur le réseau ce qui n'est pas le cas sur la station d'Amphion : les valeurs de $\Delta\hat{\tau}_{1,k}^1$ sont réparties entre -0,01 et 0,01 ms. L'erreur de localisation est directement associée à la forme discrétisée de l'enveloppe (dépendant de la fréquence d'échantillonnage, ici $f_s = 100$ kHz) sur laquelle le maxima est détecté. Afin de s'affranchir des problèmes liés à la discrétisation, la précision de l'estimation des temps de propagation peut être entreprise par suréchantillonnage ou interpolation.

La qualification de l'état thermique de l'épilimnion sera donc entreprise par inversion des caractéristiques de ces rayons. Au préalable, une synthèse exhaustive du problème direct intégrant une modélisation tenant compte du champ de courant, devrait définir le nombre désiré de rayons pour atteindre la précision demandée par le limnologue. Celle-ci définit les exigences de résolution spatio-temporelle engageant si nécessaire le traitement par des méthodes plus résolventes (MUSICAL).

5.5.2 Détection d'un groupe de rayons SR-BR

Nous illustrons sur la figure 5.13 les temps détectés constituant le deuxième groupe de rayons présent sur la figure 5.2. D'après les simulations, ce groupe de rayons est du type SR-BR. Ils sont donc complémentaires des rayons R-SR dans la qualification de l'état thermique de la colonne d'eau.

Estimation de τ et θ					
Station	$\hat{\tau}_{2,1}$ s	$\hat{\tau}_{2,2}$ s	$\hat{\tau}_{2,3}$ s	$\hat{\tau}_{2,4}$ s	-
Amphion	9,18093	9,18076	9,18057	9,18036	-
Ouchy	9,18076	9,18076	9,18077	9,18076	-
-	$\Delta\hat{\tau}_{2,1}^1$ ms	$\Delta\hat{\tau}_{2,2}^1$ ms	$\Delta\hat{\tau}_{2,3}^1$ ms	$\Delta\hat{\tau}_{2,4}^1$ ms	$\hat{\theta}_2$ °
Amphion	0	-0,17	-0,36	-0,57	[-61,2 -56,4]
Ouchy	0	0	0,01	0,0	[-1,2 1,2]

Sur le récepteur d'Amphion, le rayon principal est détecté avec un angle d'incidence compris dans l'intervalle $[-61,2^\circ, -56,4^\circ]$. Il appartient au groupe de rayons SR-BR dont les temps de propagation augmentent et les angles d'incidence sont quasi-constants pendant le refroidissement (fig. 4.16). Sur le récepteur d'Ouchy, son angle d'incidence est dans l'intervalle $[-1,2^\circ, 1,2^\circ]$ confirmant l'intérêt de disposer d'une source omnidirectionnelle.

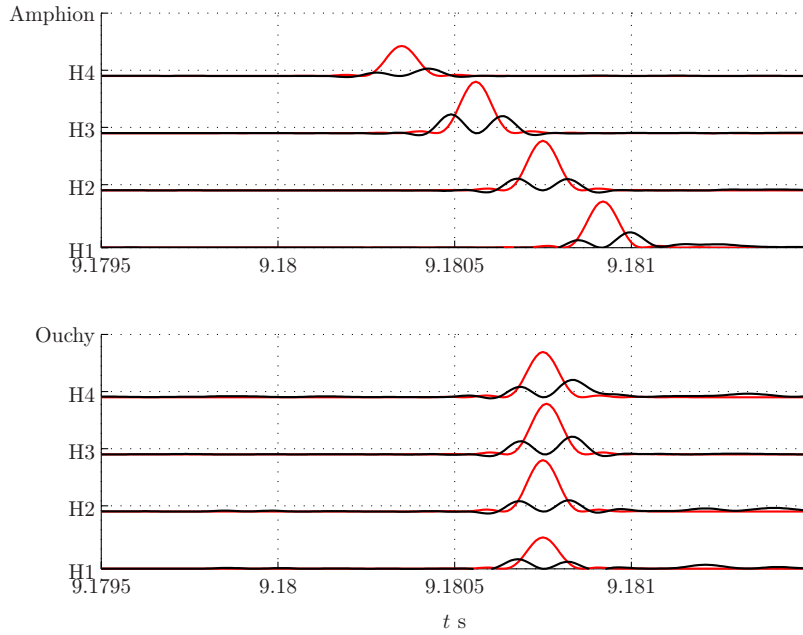


FIG. 5.13: Détection d'un groupe de rayons SR-BR le 24 décembre 2003 à 00h25 sur les réseaux d'Amphion et d'Ouchy. En rouge, le rayon principal détecté par FAE et, en noir, le résidu en sortie de FAE. Sur Amphion, le groupe de rayons est détecté pour des angles d'incidence élevés, sur Ouchy les rayons sont détectés avec une incidence faible.

Les temps de propagation associé au rayon principal sur les récepteurs H_1 de chaque station témoignent d'une différence de 0,17 ms. Cette différence peut s'expliquer par :

1. - le cisaillement du champ de courants ($\tau_{1,1}^+ < \tau_{1,1}^-$);
2. - l'incertitude de la profondeur de chaque réseau (extension du réseau 1 m).

Les deux hypothèses sont à prendre en compte dans la considération des rayons détectés. En effet, le problème direct a montré que les temps de propagation sont directement associés à la répartition spatiale des émetteurs et des récepteurs. Le modèle de propagation utilisé, supposant une bathycélérimétrie invariable en distance sur l'axe de propagation et ne tenant pas compte des champs de courant susceptibles d'être présents au cours de la mesure, l'expérimentateur se doit de définir les incertitudes sur les valeurs caractérisant ces deux hypothèses.

La figure 5.14 illustre bien les difficultés rencontrées par l'expérimentateur quant à l'identification des rayons. Sur cette figure, on observe l'intersection de deux fronts d'onde en partie résolus sur les récepteurs 1 et 2 du réseau d'Ouchy et indissociables par FA sur les récepteurs 3 et 4 d'Ouchy et d'Amphion. Ainsi face à ces situations, il est préférable d'engager une procédure de définition des paramètres τ et θ par estimations successives. En effet

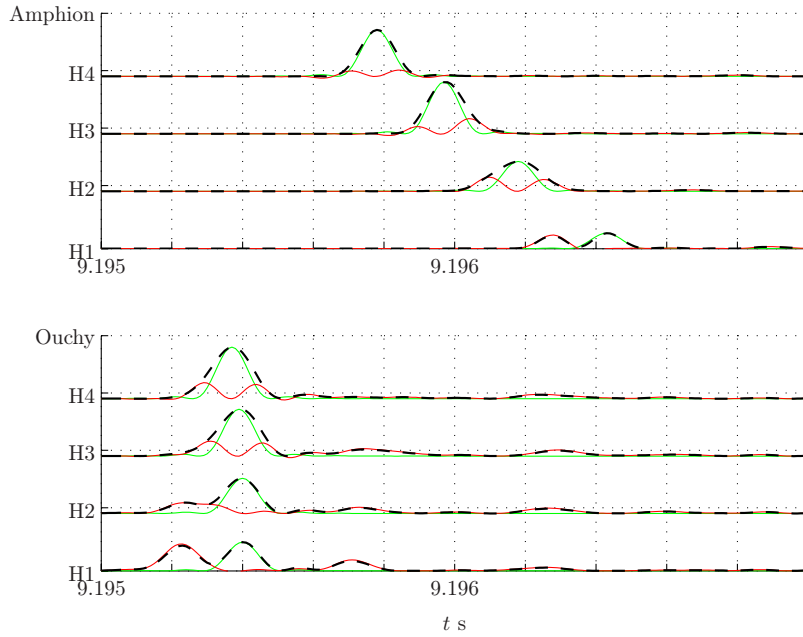


FIG. 5.14: Détection d'un groupe de rayons SR-BR le 2 janvier 2004 à 00h00 sur les réseaux d'Amphion et Ouchy. En noir, sortie de FA, en vert le rayon principal détecté par FAE et en rouge, le résidu. Sur le réseau d'Amphion, seul sur H1 deux groupes rayons sont dissociés par FA, contrairement au site d'Ouchy où ils sont discriminés sur les récepteurs H1 et H2.

ce scénario rend très difficile l'interprétation des diagrammes en sortie de FA-FV et MUCAL. Un traitement multitrace, considérant l'évolution des traces dans le temps, peut faciliter l'interprétation de telles données. Ainsi un traitement de type bayésien, intégrant les informations *a priori* qualifiant la dynamique du milieu et donc son influence sur les rayons, pourrait faciliter leur interprétation dans l'objectif d'une identification nécessaire au problème d'inversion.

5.6 Conclusion

Nous avons rappelé quels sont les signaux à fort pouvoir de résolution permettant l'identification des rayons par les méthodes de chronométrie et/ou de chrono-goniométrie. De part les faibles différences de temps de propagation entre les rayons, il a été montré que les signaux doivent satisfaire les exigences de résolution et de rapport signal sur bruit. Afin de faciliter leur identification, la réception doit être effectuée sur un réseau vertical de récepteurs pour l'estimation conjointe des paramètres τ et θ .

Il est montré qu'une procédure d'autocalibration doit être effectuée pour la vérification de l'homogénéité de la célérité sur le réseau, condition nécessaire pour l'estimation angulaire.

Sous l'hypothèse que les rayons sont réciproques, nous avons montré que le traitement permet de qualifier après identification des rayons, les différentes composantes du champ de courant.

D'autre part, au travers de trois scénarios issus de l'expérience, il est montré qu'une première analyse par estimation successive des paramètres τ et θ doit être effectuée afin d'orienter la recherche au travers d'autres traitements pour résoudre les problèmes d'identification.

Il en ressort qu'une stratégie d'observation de rayons identifiés dans le problème direct doit être établie afin de définir la succession des traitements dans le but d'optimiser l'identification et le suivi dans le temps. La disparition et l'apparition de rayons observées dans les données nécessitent d'intégrer dans le traitement une information *a priori*. Le traitement multitrace par estimation bayésienne pourrait donc satisfaire les problèmes de détection et d'identification. Cependant, la définition d'information *a priori* implique de recourir à un modèle incluant la dynamique de la déstratification mais aussi la dynamique des ondes internes (stationnaires ou non-stationnaires) qui affectent la propagation du son.

Chapitre 6

Observations d'ondes internes

Il a été montré que le refroidissement hivernal de l'épilimnion est modélisable et représente le scénario le plus simple pour l'identification des rayons et qu'il peut être observé et caractérisé par tomographie acoustique. Dans le chapitre précédent, nous avons montré quels sont les traitements susceptibles d'être mis en oeuvre pour la détection et l'identification des rayons utiles à l'inversion des données réelles. Cependant les simulations représentatives du refroidissement ne tiennent pas compte des mouvements de grande échelle caractérisant la dynamique du Léman, limitant l'interprétation des rayons détectés. La qualification de l'action de cette dynamique sur la propagation du son nécessite donc de mettre en oeuvre un modèle basé sur un champ de célérité variable en distance.

Nous rappelons les processus de genèse des ondes de surface et internes et leur caractéristiques permettant de qualifier les fluctuations de temps de propagation observées au cours l'expérience. Une modélisation s'inspire des différentes études propres au Léman qui ont abordé la modélisation numérique des ondes stationnaires ainsi que le traitement et l'analyse de données expérimentales issues de mesures hydrodynamiques.

Par comparaison des ordres de grandeurs décrivant les fluctuations des temps de propagation issues des simulations et de l'expérience, il est montré que le principe de tomographie est adapté à la détection d'ondes internes stationnaires et non stationnaires pendant la phase de déstratification.

6.1 Génération des ondes de surface et internes

Dans le chapitre traitant du problème direct, il est rappelé que la dynamique des eaux lémaniques est principalement affectée par le rayonnement solaire et l'action du vent. La stratification thermique se développant dans les eaux de surface, le vent par son caractère irrégulier va homogénéiser la température dans l'épilimnion par mélange turbulent. Il est donc nécessaire de rappeler quelle est son action sur la dynamique d'un bassin lacustre.

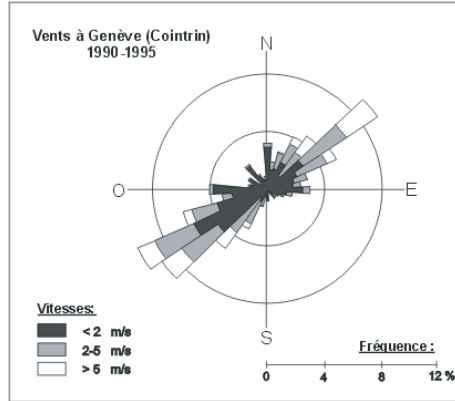


FIG. 6.1: Rose des vents pour la période 1990-1995, aéroport de Genève Cointrin

Le vent est le paramètre majeur apportant de l'énergie cinétique de l'atmosphère vers le lac. L'action du vent en surface est donnée par son transfert d'énergie par friction ; l'apport d'énergie pour une surface de lac A_s est :

$$P_w = c_w \int_{A_s} f_t u_z^3 dA, \quad (6.1)$$

où c_w est le coefficient de masque $[0..1]$, $f_t = (c_z^3 \rho_a^3 / \rho)^{1/2}$, u_z vitesse du vent mesurée à la cote z au dessus du lac, c_z le coefficient de traînée, ρ_a la masse volumique de l'air et ρ celle de l'eau [22]. Pour le Léman, le coefficient de traînée à 10 m est :

$$c_{10} = (1,052 + 0,096 \times u_{10}).10^{-3} \text{ en m.s}^{-1}. \quad (6.2)$$

Le forçage du vent est fortement influencé par la topographie, laquelle perturbe localement le champ de vent et sa direction. La distribution des vents est inhomogène et non-stationnaire et présente un caractère apériodique généralement. On distingue les vents synoptiques affectant la partie occidentale du Léman, des vents diurnes dominants dans la partie orientale. Leurs actions ont été étudiées et identifiées par Beckers [1] ; il montre aux travers de modélisations que seule la direction du vent a une importance dans la qualification des mouvements de grande échelle, le sens lui n'ayant pas d'influence. La rose des vents de l'aéroport de Cointrin (fig. 6.1) illustre deux champs de vent régulièrement observés principalement pendant la période de déstratification thermique : la bise (Nord-Est) et le vent (Sud-Ouest). Ces deux champs de vent génèrent donc des vagues de surface mais aussi des ondes internes contribuant au développement de courants. Lorsque le champ de vent possède une direction constante mais une vitesse fluctuante, le lac répond directement à ces fluctuations. Ainsi par la mesure des caractéristiques des vents, il est possible d'évaluer pour un état thermique de la colonne d'eau quelle est son action sur le bassin pour un état homotherme, stratifié ou en phase de déstratification.

6.2 Vagues et seiches de surface

Le vent génère par friction des vagues de surface. Celles-ci sont progressives et suivent la direction du vent pouvant générer un mouvement de l'eau sous la surface jusqu'à une profondeur de 10m. Elles ont des périodes de 2 à 3 s pour des longueurs entre 15 et 20m et leur hauteur caractéristique est inférieure à 1 m, mais celle-ci croît pendant les événements de vent violent et selon la course du vent sur le plan d'eau.

Les seiches de surface sont des vagues stationnaires dues à l'oscillation de la surface du plan d'eau après un événement de vent et ont une hauteur maximale de 30 cm pour le grand axe du Léman (fig 6.2). Elles se produisent lorsqu'un vent, continu et fort, s'arrête brusquement après avoir élevé le niveau de l'eau. La surface du lac se met à osciller autour d'un point nodal situé au centre du lac. Les périodes des seiches sont beaucoup plus longues que celles des vagues de surface : elles sont généralement de l'ordre de plusieurs minutes et d'amplitudes de quelques centimètres à quelques dizaines de centimètres. L'équation de Mérian (1828) définit la période du mode de la seiche fondamentale ($n = 1$) :

$$P = \frac{2L_b}{\sqrt{gh}} \text{ en s,} \quad (6.3)$$

avec L_b la longueur transversale du bassin rectangulaire, g l'accélération gravitationnelle et h la hauteur d'eau.

La dénivellation induite par le basculement de la surface libre reste inférieure à la hauteur caractéristique des vagues progressives. Les simulations entreprises dans ce travail considèrent la surface comme plane et statique. Cependant il a été montré que nombre de rayons dont l'intérêt a été préétabli ont une interaction avec la surface. Par la suite, il sera nécessaire d'inclure dans les modèles de propagation des situations d'état de surface caractéristiques du Léman et particulièrement au cours de la déstratification thermique.

6.3 Seiches internes

Les seiches internes sont générées par le vent et la tension qu'il exerce sur toute la surface du lac et commencent à osciller lorsqu'il s'arrête. Cette périodicité correspond aux modes propres d'oscillation de la thermocline. Elles se manifestent sous forme de modes de vibration et caractérisent la circulation globale du lac.

La modélisation des phases de stratification et de déstratification nécessite d'introduire l'évolution temporelle de la densité. Pour simplifier le modèle mathématique, les limnologues décrivent les situations stationnaires obtenues lors de stratifications stables et bien marquées : ils définissent alors un modèle à deux couches caractérisé par une interface (la thermocline) d'épaisseur nulle (discontinuité de densité et de vitesse) située entre l'épilimnion de hauteur h_1 et de masse volumique ρ_1 et l'hypolimnion défini par h_2 et ρ_2 .

L'équation modifiée de Mérian pour les seiches internes avec n comme mode de l'onde est donnée par :

$$P_n = 2L_b \sqrt{\frac{h_1 + h_2}{nh_1 h_2 g'}} \text{ en s,} \quad (6.4)$$

avec $g' = g \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2}$ la gravité réduite.

Contrairement aux seiches de surface, les seiches internes ont des périodes de l'ordre de quelques heures à quelques dizaines d'heures et peuvent présenter des amplitudes de quelques mètres. Les courants induits par le mouvement sont de l'ordre de plusieurs cm.s^{-1} et décrivent une circulation en boucle au dessus et au dessous de la thermocline (mouvements convectifs descendants et ascendants) (fig 6.2). Il est à noter que les mouvements de la thermocline sont accompagnés d'onde de surface de même période et en opposition de phase. Enfin les courants de circulation (de retour à l'équilibre) disparaissent par perte d'énergie due au frottement au sein de l'eau et au contact du relief lacustre.

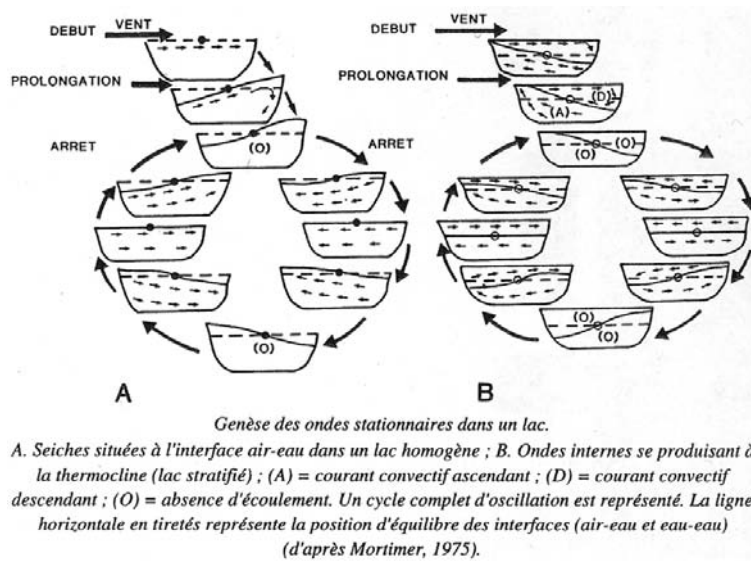


FIG. 6.2: Synopsis de génèse des ondes stationnaires.

Il est possible d'estimer l'ordre de grandeur de l'inclinaison de la thermocline en fonction de l'intensité du vent et du degré de stratification du lac. Sous certaines hypothèses [16] [32], on définit la déclinaison :

$$\eta_{2_{max}} = \frac{\nu_*^2}{2g(\rho_2 - \rho_1) h_1/L_b}, \quad (6.5)$$

où L_b est la longueur caractéristique du lac et ν_*^2 l'expression de la tension du vent. L'équation indique que le déplacement maximal de la thermocline est inversement proportionnel à la différence de densité entre les deux couches et que, plus la thermocline est profonde, plus son inclinaison sera faible pour un lac et un vent donné.

6.3.1 Action de la rotation de la Terre

L'estimation des périodes par la formulation de Mérian néglige la rotation de la Terre et l'influence de la topographie sur les seiches internes. L'évaluation de l'action de la rotation de la Terre est effectuée en calculant le rayon de Rossby qualifiant l'influence de la rotation sur les mouvements de grande échelle. Un lac doit posséder une largeur de plusieurs rayons de Rossby pour que la rotation de la Terre influence les ondes de gravité. Le nombre de Rossby est calculé par :

$$R_o = \frac{u}{2\Gamma\Omega}, \quad (6.6)$$

où u est la vitesse caractéristique d'une particule d'eau, $\Omega = 7,29 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ et Γ la longueur caractéristique du petit axe du bassin.

Pour le Léman, $R_o \approx 0,03 \ll 1$, par conséquent il faut prendre en compte l'effet de Coriolis dans l'étude des mouvements de grande échelle puisqu'il modifie les ondes de gravité en ondes de Kelvin et de Poincaré.

Tous ces aspects ont été largement étudiés par les limnologues, l'auteur renvoie, pour une étude complémentaire, à la revue exhaustive de W. Graf sur la génération des ondes de surface et des ondes internes et aux spécificités du Léman [13]. P. Beckers traite de la modélisation mathématique et numérique des ondes internes [1] et montre que les seiches internes, les ondes de Kelvin et les ondes de Poincaré dominent le mouvement à grande échelle du bassin lémanique et sont directement influencées par le paramètre de Coriolis. Les trois premiers modes (essentiellement longitudinaux) ainsi que le premier mode transversal (mode 11) sont les plus énergétiques et les plus fréquemment excités. Il montre qu'une corrélation très marquée existe entre le niveau d'excitation des modes et la direction du vent.

L'étude des ondes internes s'avère donc primordiale. Leurs natures et leurs propriétés étant fonction des profondeurs, de la rotation de la Terre, de la stratification ainsi que du champ de vent, leurs détections et qualifications par tomographie acoustique est d'une importance fondamentale pour la compréhension de la dynamique des grands lacs.

6.3.2 Ondes de Kelvin

Les ondes de Kelvin sont générées suite à une impulsion de vent suivie d'une accalmie et ont une période de 80 heures environ. Leurs fréquences, vitesses de phase et amplitudes sont étroitement liées à la stratification.

Le passage d'une onde de Kelvin est caractérisé par un fort déplacement vertical de la stratification corrélée à un renversement du système de courant avec une augmentation de leurs vitesses. L'onde suit essentiellement la rive et ne présente pas de composante normale à la rive où son amplitude est la plus élevée. Ensuite, l'eau se calme de nouveau et les vitesses de courant redescendent. La superposition de deux ondes progressives se propageant en sens inverse le long de deux rives du canal, produit une onde quasi-stationnaire présentant une structure amphidromique avec une rotation cyclonique (pour l'hémisphère nord) pour une largeur de l'ordre du rayon de déformation de Rossby.

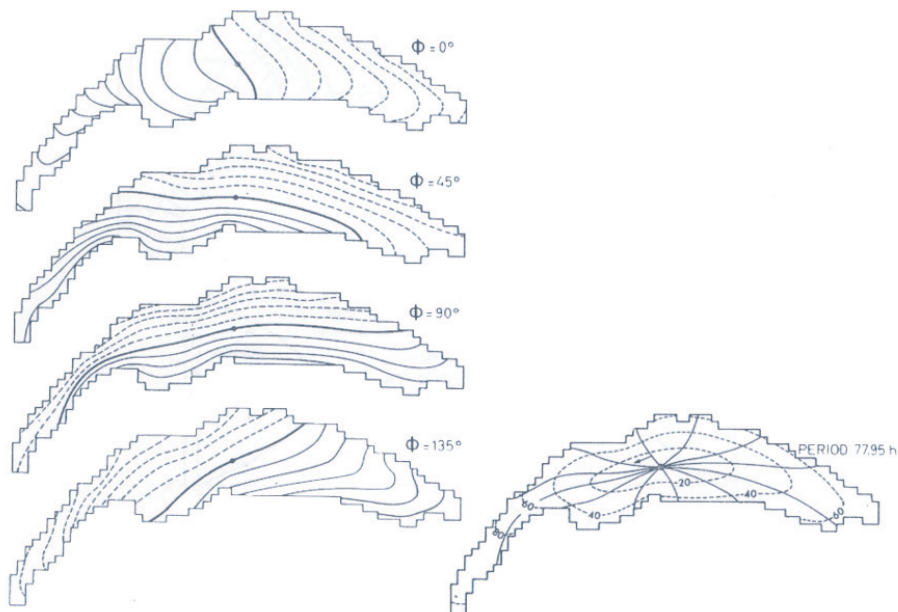


Fig. 7.3 (a) Interface deflection due to the first mode ($T_1 = 77.95$ h) contoured in steps of 10 % of maximum deflection and at 1/8 cycle time intervals. The thicker line represents the instantaneous line of zero vertical displacement; negative contour lines are broken. The closed circle indicates the (positive) amphidromic point (from BAEUERLE (1985)).
 (b) Amplitude (% of max) and phase (in increments of 30° , 0° marked by an arrow indicating the direction of phase propagation) of the first mode (from BAEUERLE (1985)).

FIG. 6.3: Synopsis : Onde de Kelvin

6.3.3 Ondes de Poincaré

Les ondes de Poincaré se manifestent essentiellement au large des côtes et possèdent des composantes à la fois longitudinale et transverse. Leurs fréquences sont légèrement supérieures à la fréquence d'inertie du Léman (11 heures). Le profil transversal de l'onde est une sinusoïde dont la fréquence varie avec la nodalité. Une double onde de Poincaré, produite par la combinaison de deux ondes progressives se déplaçant en sens inverse dans le canal, présente une structure amphidromique. Les courants associés aux élévations montrent une rotation anti-cyclonique.

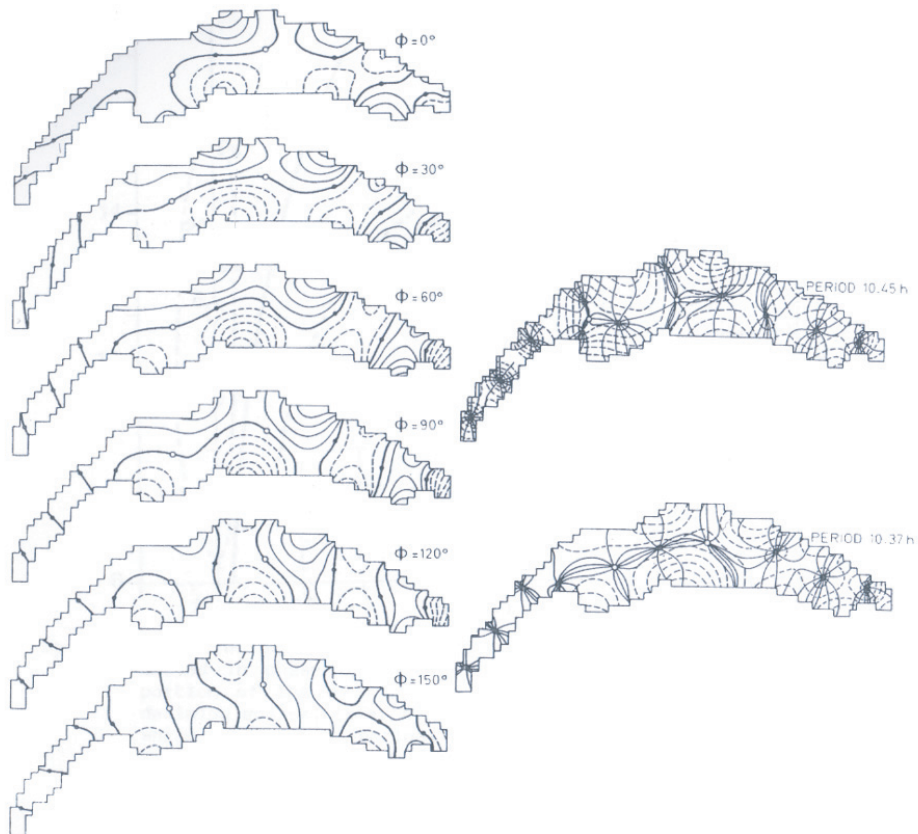


Fig. 9.2 (a) Interface deflection due to the 11th mode ($T_p = 10.37$ h) at 1/12 cycle intervals. The closed circles indicate positive, while the open circles indicate negative amphidromic points (from BAEUERLE (1985)).
 (b) Structure of the 10th and the 11th mode, see legend of Fig. 7.3 (from BAEUERLE (1985)).

FIG. 6.4: Synopsis : Onde de Poincaré

6.3.4 Relevés hydrodynamiques

La figure 6.5 illustre la réponse du lac à un événement de vent fort pendant l'hiver 2002/2003. Les données météorologiques sont issues d'un mât situé à Buchillon près d'Al-laman. Il est observé qu'un vent de direction quasi-constante s'établit pendant près de 8 jours créant alors une action permanente sur le plan d'eau. Lors de la chute de son régime (vitesse), l'ensemble de la colonne d'eau est perturbé présentant des mouvements de l'eau ascendants et descendants témoignant du basculement de la thermocline, lequel présente une périodicité de l'ordre de 15 heures.

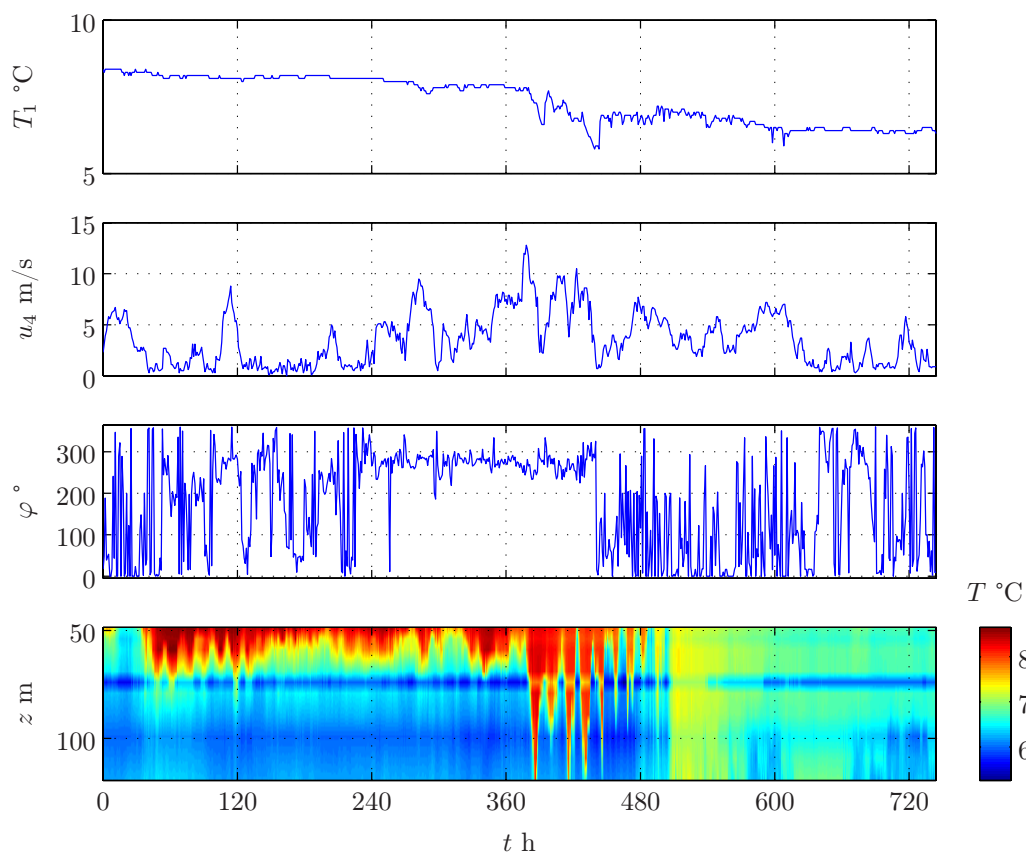


FIG. 6.5: Météorologie au mât de Buchillon (T_1 température de l'eau à un mètre de profondeur ; u_4 , vitesse du vent à 4 m ; φ , direction du vent) et champ de température mesuré (interpolé) avec une chaîne de 11 thermistances (séparées de 5 ou 10 m) entre le 18 décembre 2002 et le 18 janvier 2003 sur le site d'Amphion. L'onde interne est figurée par les fluctuations de la température sur la ligne de thermistances, indiquant une période de 15 heures approximativement. On remarque qu'un vent fort s'est établi avec une direction constante pendant près de 8 jours avec des changements de sa vitesse. Celle-ci atteint des valeurs supérieures à 10 m/s provoquant lors de la baisse de son régime une chute de la thermocline de plus de 60m témoignant de son basculement.

Après un événement de vent, le basculement de la thermocline sur le petit axe et le grand axe du grand bassin peut être défini par un opérateur de translation sur l'axe des immersions (fig. 6.6) en accord avec les modèles hydrodynamiques (fig 6.3 par ex.) figurant une structure spatiale probable.

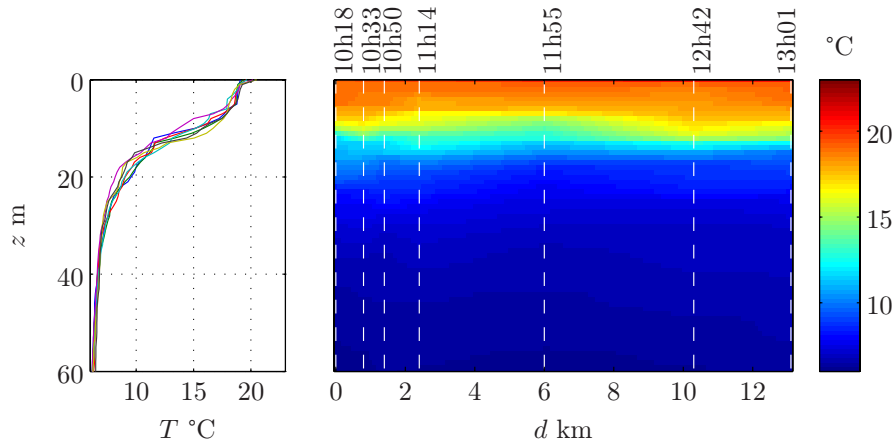


FIG. 6.6: Profils de température relevés entre les sites d'Amphion et d'Ouchy le 01/07/1999. Les traits discontinus blancs indiquent les sites de sondage par rapport au site d'Amphion (distance et heure de sondage). Les données sont interpolées sur tout l'axe Amphion-Ouchy afin d'évaluer la structure spatiale de la stratification.

6.4 Détection d'ondes internes stationnaires

Pour illustrer l'influence de la sollicitation de la thermocline sur la propagation, nous effectuons une hypothèse de basculement de la thermocline sur l'axe Ouchy-Amphion laquelle est modélisée par une variation des différentes bathythermies en plusieurs sites. Un cycle de basculement est qualifié par une variation sinusoïdale de la hauteur de l'épilimnion. Les profils de célérité introduits dans le modèle sont alors variables en distance et dans le temps. Le champ de courant de retour à l'équilibre n'est pas introduit dans ce modèle.

6.4.1 Relevés acoustiques

On cherche à comprendre la fluctuation des temps de propagation des deux premiers groupes de rayons détectés (R-SR et SR-BR) entre le 23 décembre 2003 14h00 et le 24 décembre 2003 22h00 (fig. 6.7). Le premier groupe se propageant dans la couche épilimnique oscille avec une période de 13,7 heures environ et une amplitude de fluctuation des temps de propagation de $2100 \mu\text{s}$. Le second groupe, parcourant toute la colonne d'eau, possède la même période mais présente une amplitude de $4200 \mu\text{s}$. Comme il a été observé sur les données météorologiques, ces fluctuations sont directement associées au basculement de la thermocline après un événement de vent fort et continue dans les jours précédents. D'autre part, on constate dans cette mesure la déclinaison des temps de propagation, celle-

ci étant directement corrélée au refroidissement de l'épilimnion dû au flux thermique total négatif. Afin de valider ces observations, une évaluation de la quantification de ces phénomènes est effectuée par tracé de rayons.

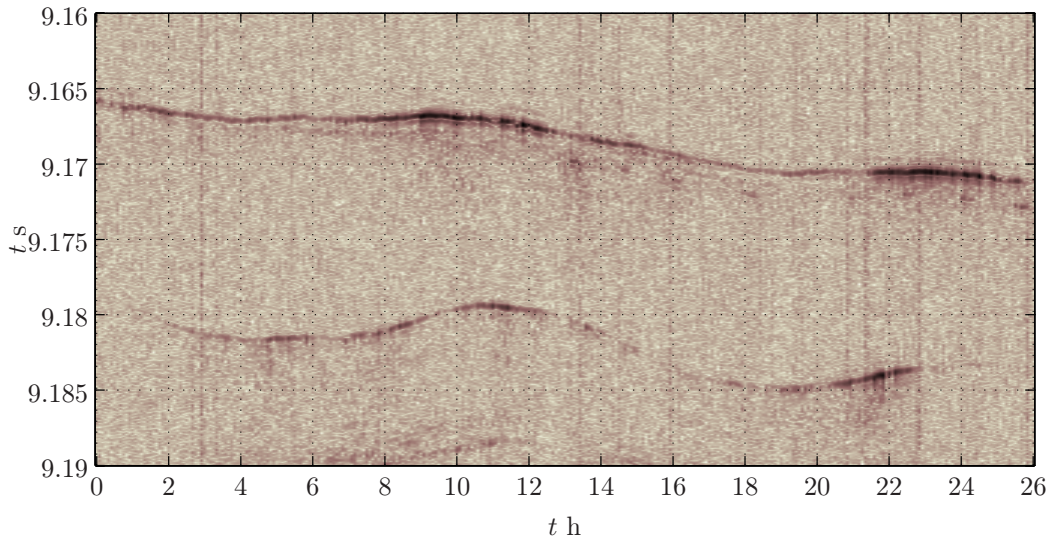


FIG. 6.7: Détection des deux premiers groupes de rayons de type R-SR et SR-BR entre le 23 décembre 2003 16h00 et le 24 décembre 2003 18h00 témoignant du basculement de la thermocline.

6.4.2 Modélisation de basculement

Le but de la simulation est de comprendre l'action du mouvement oscillant des masses d'eau sans prendre en compte les courants contraires induits par le mouvement global. On s'attend alors à retrouver les caractéristiques des oscillations périodiques des temps de propagation lesquelles doivent avoir des périodes proches de celles des ondes internes stationnaires modélisées par les limnologues.

Le basculement est effectué vis à vis d'un point neutre (point de pivot) lequel est situé à 9,75 km du site d'Amphion. On calcule alors les rayons pour 33 états de déséquilibre de l'épilimnion relatant un cycle complet. θ est l'angle que forme la couche épilimnique en déséquilibre vis à vis de l'horizon.

Les simulations sont effectuées par le logiciel de tracé de rayons PRAMM 3.0 (annexe B). Il donne les trajectoires des rayons dans le plan normal à la surface et limité en distance par les sites d'émission et de réception (modèle à deux dimensions).

L'ensemble des paramètres d'entrée est défini par : un champ de célérité variable en distance $c(x, z)$, une bathymétrie, la profondeur de la source z_S , la profondeur du récepteur

z_R , la "sensibilité" du récepteur Sh , la distance d entre la source et le récepteur, la gamme d'angle de tir à la source θ_S , la résolution angulaire $\Delta\theta_S$, la recherche dichotomique et son nombre maximal de recherches RD et la prise en compte de la courbure de la Terre CT .

Les simulations sont effectuées à partir de 9 profils de célérité équidistants définissant ainsi la structure spatiale du champ de température perturbé par l'action du vent. La courbure de la Terre n'est pas prise en compte dans l'ensemble des calculs et la surface du lac est considérée plane.

Les profondeurs z_S et z_R ont été définies de telle sorte que pour tout basculement, ils soient en permanence dans l'épilimnion. Ainsi, la bathycélérimétrie à l'équilibre est calculée pour un épilimnion d'une hauteur h_e de 60 m ce qui est accord avec les données issues de la modélisation de refroidissement thermique traité au chapitre 4.

Paramètres d'entrée							
z_S m	z_R m	d km	Sh m	θ_S °	$\Delta\theta_S$ °	RD	CT
45	45	13,18	1	[-10,5]	0,1	5	non

Les résultats en sortie de calcul sont les paramètres des rayons calculés et leurs trajectoires correspondantes à savoir pour chaque rayon : l'angle de départ à la source θ_S , l'angle d'incidence sur le récepteur θ_R , la distance curviligne l parcourue par le rayon, le temps de propagation τ , l'immersion minimale du rayon z_{min} et l'immersion maximale z_{max} .

Résolution en sortie de calcul					
θ_S °	θ_R °	l m	τ ms	z_{min} m	z_{max} m
0,01	0,01	0,001	0,001	0,01	0,01

On s'intéresse aux rayons détectés tout au long du basculement et qui appartiennent aux mêmes groupes que ceux présentés sur les données expérimentales (fig. 6.7) pour une propagation dans le sens Ouchy-Amphion.

La figure 6.8 illustre un état de basculement modélisé. L'épilimnion (en bleu clair) est au dessus de la structure formée par la thermocline et l'hypolimnion (bleu foncé). Un basculement est défini par les fluctuations des hauteurs de l'épilimnion sur l'axe du bassin autour de sa position d'équilibre.

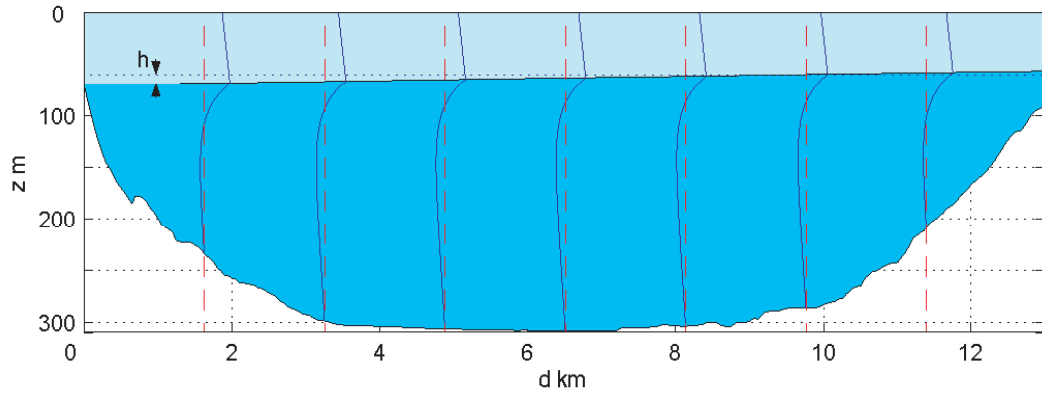


FIG. 6.8: Représentation du basculement de la thermocline sur l'axe Amphion - Ouchy pour une stratification hivernale (représentation contractée). h_v témoigne de la différence de hauteur de l'épilimnion entre le site d'Ouchy et le site d'Amphion engendrée par le basculement de la thermocline. Ce dernier est centré au km 9.750 où son action est nulle (point de pivot). Les lignes rouges indiquent les points où sont recalculées les bathythermies avant intégration de leurs bathycélérimétries correspondantes dans le modèle de propagation.

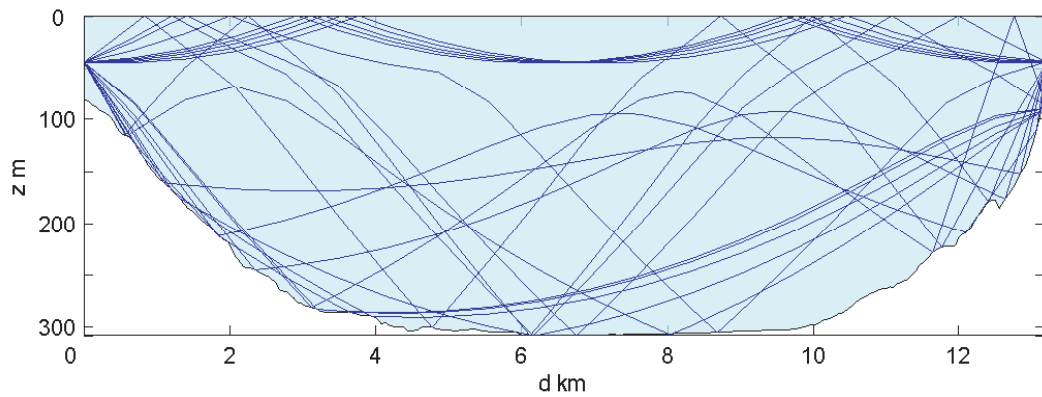


FIG. 6.9: Tracé de rayons pour une situation de basculement de la thermocline (représentation contractée). On retrouve trois groupes de rayons : R-SR, SR-BR et R-BR.

6.4.3 Simulation de basculement $h = 5$ m

Nous effectuons une première simulation de type vent faible laquelle implique une dénivellation maximale h de 5 m sur toute la longueur du petit axe. Un cycle signifie que θ varie de 0 à ± 21.75 millidegré. La bathycélérimétrie est discrétisée avec un pas de 20 cm.

L'ensemble des rayons propres est illustré sur la figure 6.10. Il ressort que certains rayons apparaissent puis disparaissent comme nous l'avons observé expérimentalement. Cependant, on se doit d'être rigoureux quant à l'interprétation de ces phénomènes; en effet il est difficile de dissocier si ce comportement est dû au basculement ou à une erreur induite par le calcul numérique. L'objectif n'est pas ici de retrouver les valeurs expérimentales mais d'évaluer le comportement global de la propagation pendant un basculement et d'y observer les ordres de grandeur. On se doit de rappeler que le modèle proposé n'inclut pas le champ de courant de retour à l'équilibre qui crée un cisaillement entre les couches d'eau modélisées. La figure 6.11 illustre l'évolution des rayons R-SR (haut) et SR-BR (milieu) en fonction de l'angle θ et donc de la dénivellation h (bas). Le tableau ci-dessous donne les caractéristiques d'un rayon pour un état d'équilibre (n°1), et pour les valeurs de dénivellation maximale (n° 9 et 25).

Analyse du rayon R-SR					
n°	θ_S °	θ_R °	τ s	d m	z_{max} m
1	-0,4	0,33	9,165774	13177,001	-47,31
9	-0,4	0,33	9,165769	13177,002	-47,31
25	-0,4	0,33	9,165781	13177,001	-47,31

Le groupe R-SR détecté à partir de 9,1657 s est composé de deux rayons. Le premier, contrairement au second, n'est pas permanent pendant le cycle. Il est remarquable que le second possède des angles à la source et au récepteur identiques et une immersion maximale constante (selon la résolution du modèle).

Les deux rayons présentent une fluctuation de leur temps de propagation de l'ordre de 10 μ s suivant le cycle de basculement. Vis à vis de l'expérience, l'ordre de grandeur des fluctuations de temps de propagation correspond à un échantillon numérique ($f_s = 100$ kHz) et représente une durée inférieure à la résolution temporelle du signal utilisé pendant l'expérience.

Analyse du rayon SR-BR					
n°	θ_S °	θ_R °	τ s	d m	z_{max} m
1	1,71	-1,71	9,189102	13196,538	-309
9	1,79	-1,68	9,188956	13196,506	-309
25	1,62	-1,75	9,189210	13196,523	-309

Le rayon SR-BR détecté à partir de 9,1885 s présente une fluctuation de son temps de propagation de 254 μ s et est permanent pendant le basculement.

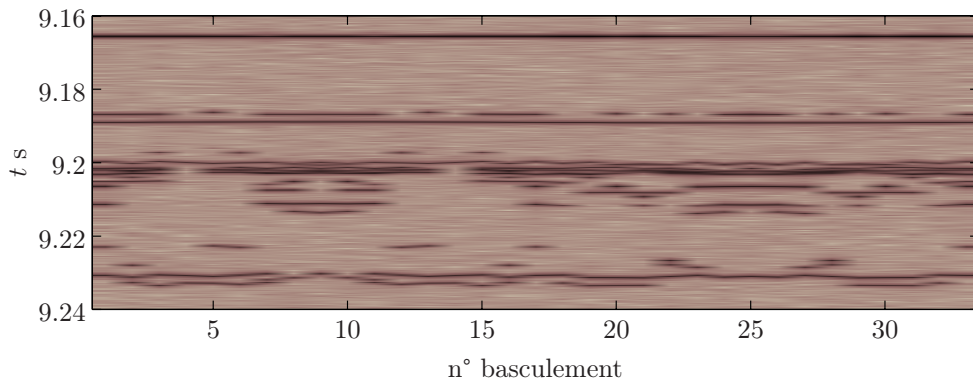


FIG. 6.10: Simulation de détection pendant le basculement pour $h=5$ m. Il est remarquable qu'au cours d'un cycle des rayons ne sont pas permanents

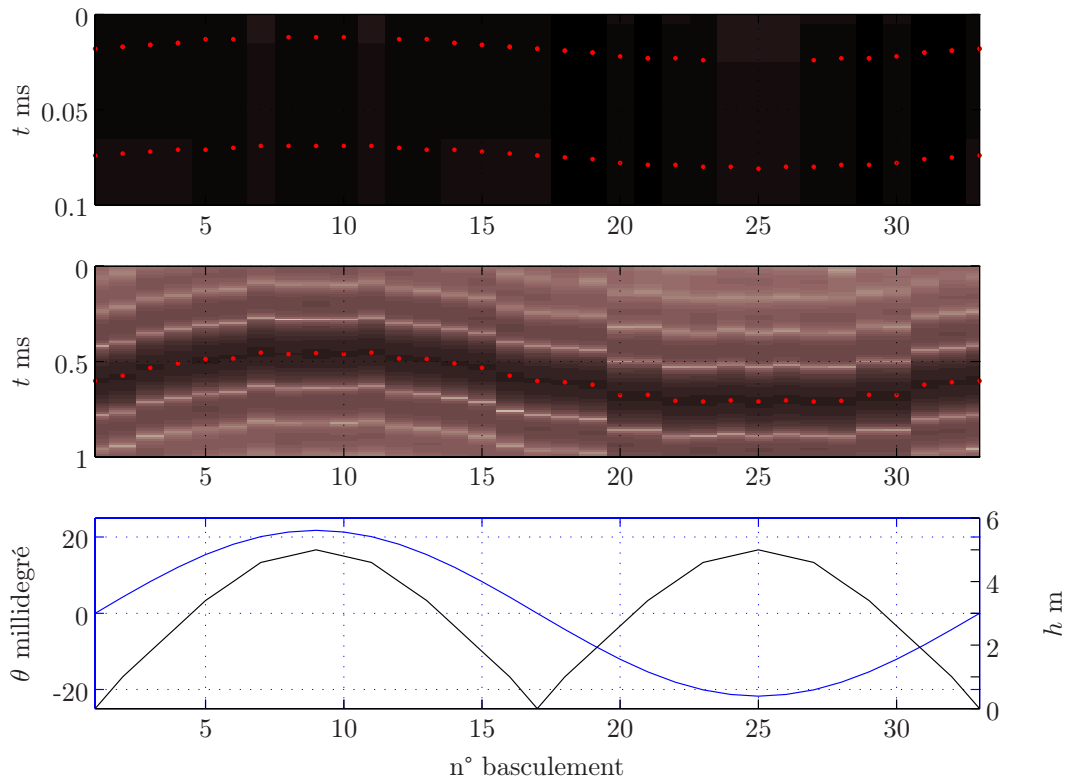


FIG. 6.11: Simulation de détection pendant le basculement pour $h=5$ m. En haut, effet sur un rayon R-SR (réf. à 9,1657 s) ; au milieu sur un rayon SR-BR (réf. 9,1885 s) ; en bas, θ en millidegré (bleu) et h en m (noir) au cours d'un cycle. Les points rouges sont les temps de propagation en sortie du modèle et, en bi-chrome, ces mêmes résultats en sortie de filtrage adapté identique aux conditions expérimentales.

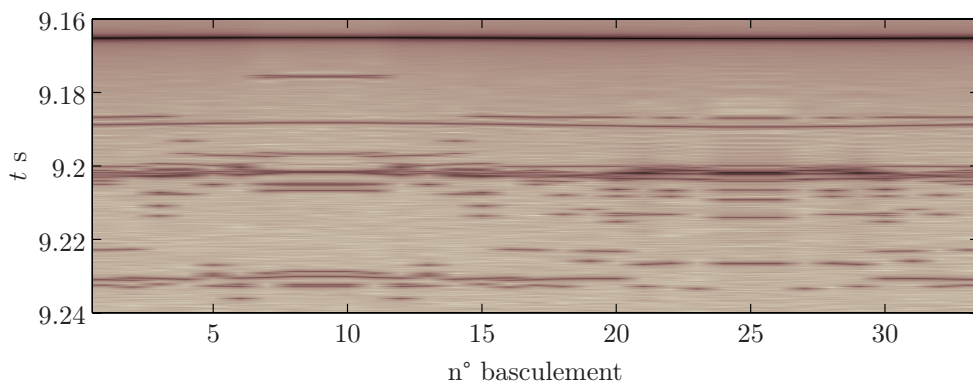


FIG. 6.12: Simulation de détection pendant le basculement pour $h=20$ m.

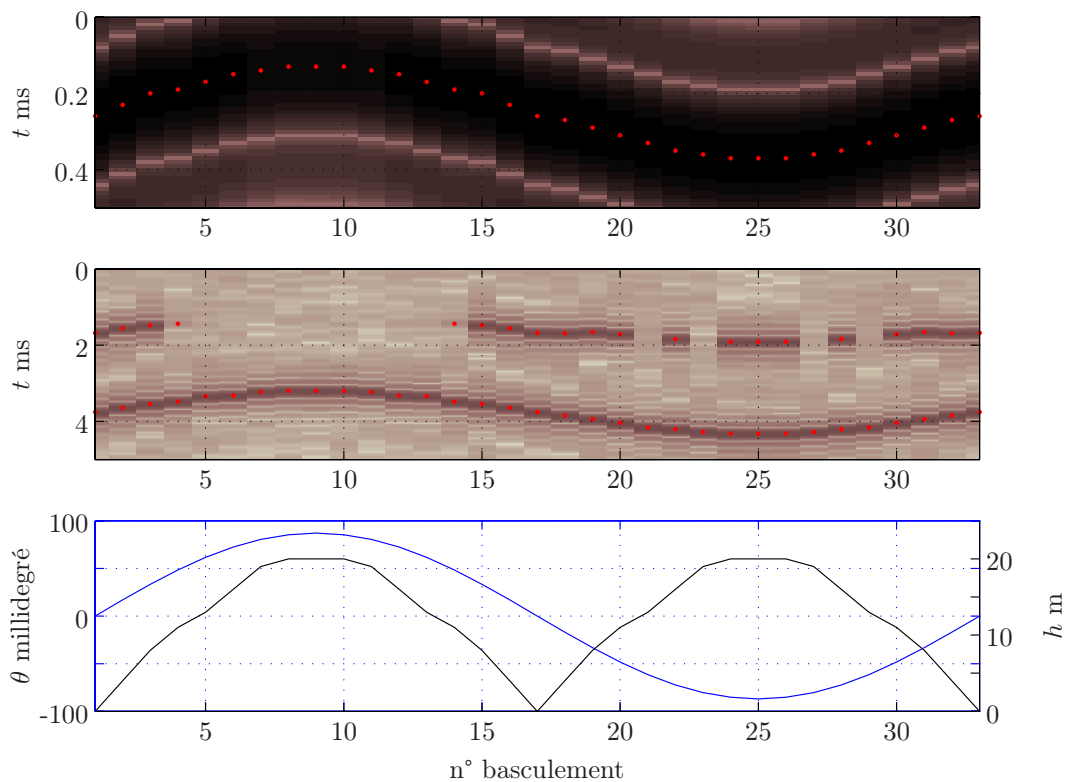


FIG. 6.13: Simulation de détection pendant le basculement pour $h=20$ m. En haut effet sur un rayon R-SR (réf. à 9,1649 s); au milieu sur un rayon SR-BR (réf. 9,185 s); en bas, θ en millidegré et h en m au cours d'un cycle. Les points rouges sont les temps de propagation en sortie du modèle et, en bi-chrome, ces mêmes résultats en sortie de filtrage adapté identique aux conditions expérimentales.

6.4.4 Simulation de basculement $h = 20$ m

Nous effectuons un nouvelle simulation suivant les mêmes paramètres d'entrée mais avec une résolution de la bathycélérimétrie dégradée ramenée à 100 cm. Le basculement engendre une dénivellation maximale de 20 m, θ varie de 0 à ± 90 millidegré (6.12 et 6.13).

Analyse du rayon R-SR					
n°	θ_S °	θ_R °	τ s	d m	z_{max} m
1	-0,2	-0,28	9,165160	13176,6699	-45,74
9	-0,2	-0,29	9,165030	13176,6885	-46,08
25	-0,2	-0,28	9,165270	13176,6680	-45,74

Le groupe R-SR détecté à partir de 9,1649 s est composé de deux rayons qui présentent une fluctuation de leur temps de propagation de 240 μ s.

Analyse du rayon SR-BR					
n°	θ_S °	θ_R °	τ s	d m	z_{max} m
1	1,73	-1,74	9,188760	13196,5713	-309
9	2	-1,61	9,188200	13196,6484	-309
25	1,42	-1,88	9,189320	13196,731	-309

Le rayon SR-BR détecté à partir de 9,185 s présente une fluctuation de son temps de propagation de 1120 μ s.

Les grandeurs des fluctuations de temps de propagation sont en accord avec les observations. Au regard des simulations caractérisant les basculements de 5 m et de 20 m, à une augmentation de la dénivellation correspond un élargissement de l'intervalle des temps de propagation. Il en ressort que pour un état thermique donné, les temps de propagation sont compris dans un intervalle borné, lequel témoigne du basculement des différentes masses d'eau suite au forçage du vent. Ainsi selon les conditions de vent précédant la mesure, l'expérimentateur aura tout intérêt à recourir à une modélisation dynamique avant d'intégrer ces valeurs dans le processus d'inversion des données expérimentales. Une autre alternative repose sur l'analyse du signal multitrace recouvrant un cycle de basculement qui donnera une valeur moyenne des paramètres du milieu avec une information *a priori* sur l'évolution du bassin.

Sur ce modèle, il est donc possible de définir la stratégie d'identification ; cependant il est à considérer que les extremum des intervalles obtenues pour chaque groupe de rayon identifié seront corrigés par l'intégration des différences de temps associés aux champ de courant de retour à l'équilibre sous l'hypothèse que les rayons sont les mêmes. La constitution d'un modèle dynamique de propagation couplé à un modèle hydrodynamique du Léman doit donc être entrepris pour la qualification par tomographie acoustique de la déstratification thermique.

6.4.5 Basculement et refroidissement

Il a été montré que le refroidissement de la colonne d'eau peut être modélisé par l'augmentation de la hauteur de l'épilimnion. Nous essayons alors de coupler le refroidissement à un basculement de l'épilimnion d'une dénivellation maximale de 20 m.

Pour chaque incrément du cycle de basculement, la profondeur de la strate homotherme augmente de 10 cm atteignant alors la profondeur de 63,2 m en fin de cycle. La bathycélérimétrie utilisée est discrétisée par pas de 10 cm.

Analyse du rayon R-SR					
n°	θ_S °	θ_R °	τ s	d m	z_{max} m
1	-1	-1,01	9,165772	13177,814	-59,04
9	-1	-1,01	9,166706	13177,815	-59,06
17	-1	-1,01	9,167639	13177,814	-59,04
25	-0,4	0,45	9,168629	13177,029	-47,25
33	-1	-1,01	9,169406	13177,814	-59,04

Le rayon R-SR détecté à partir de 9,165 s présente une augmentation de son temps de propagation de 3634 μ s. On remarque sur le diagramme que de nombreux rayons appartenant à ce groupe caractérisent le refroidissement avec des temps de propagation proches. Cependant la dynamique de refroidissement imposée (10 cm par incrément) ne permet pas de bien discerner les fluctuations associées au basculement.

Analyse du rayon SR-BR					
n°	θ_S °	θ_R °	τ s	d m	z_{max} m
1	1,7	-1,72	9,189116	13196,478	-309
9	2,05	-1,62	9,189006	13196,287	-309
17	1,8	-1,81	9,189973	13196,102	-309
25	1,5	-2,01	9,190855	13195,920	-309
33	1,9	-1,90	9,190767	13195,773	-309

Le rayon SR-BR détecté à partir de 9,1885 s présente une augmentation de son temps de propagation de 1651 μ s.

Cette augmentation est moindre que pour le rayon R-SR et ceci est accord avec les simulations caractérisant le refroidissement (fig. 4.16) et les mesures du 23 et 24 décembre 2004 (fig. 6.7). Cette concordance valide l'hypothèse du modèle proposé, il est possible de coupler le refroidissement au basculement. Une plus fine analyse pourrait être alors engagée avec un modèle décrivant la structure spatiale de l'interface entre les deux couches d'eau suivant les conclusions du paragraphe 6.4.4.

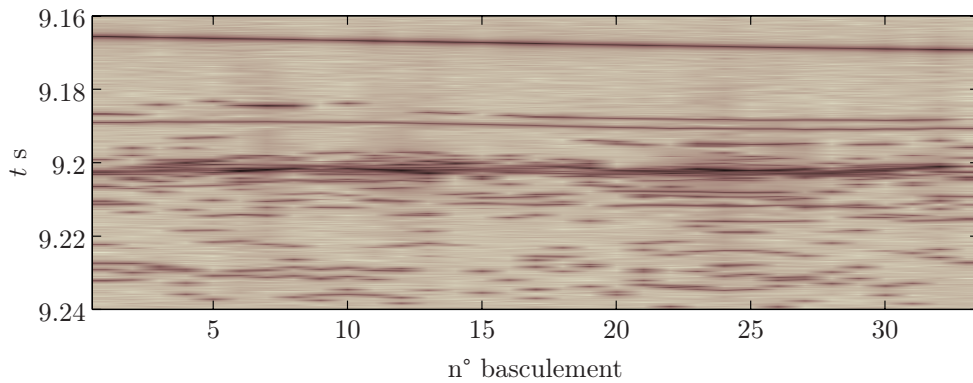


FIG. 6.14: Simulation de détection pendant le basculement et le refroidissement pour $h = 20$ m et $\Delta z = 3,2$ m.

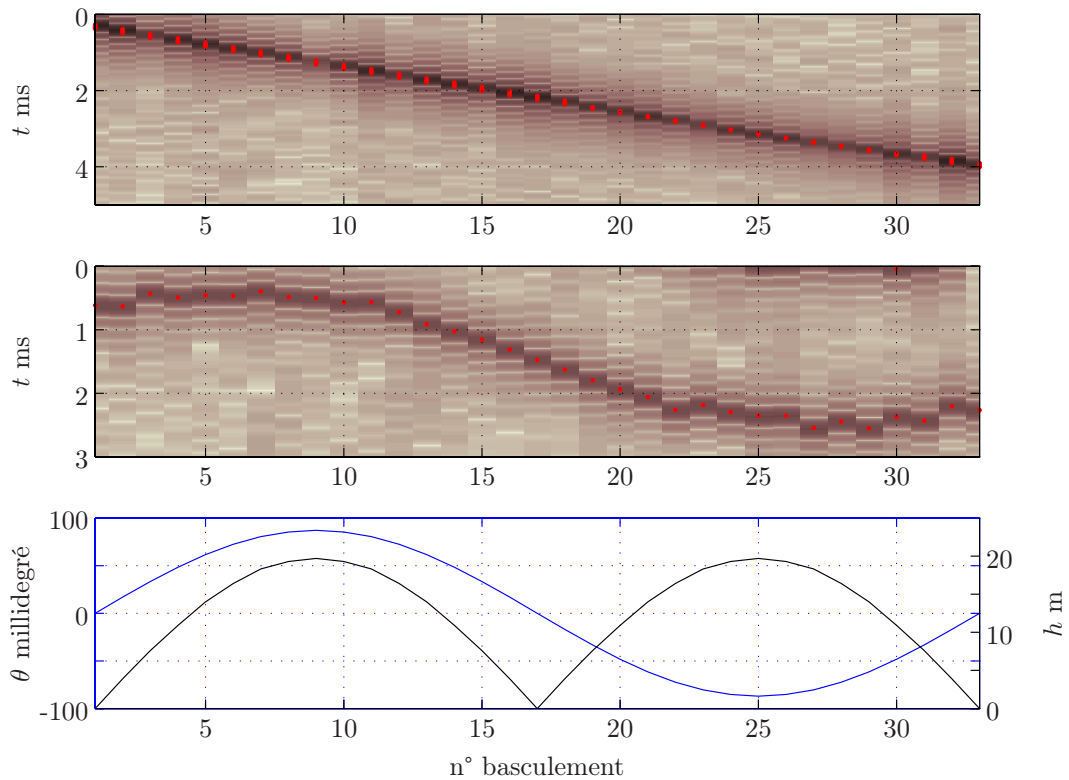


FIG. 6.15: Simulation de détection pendant le basculement et le refroidissement pour $h = 20$ m et $\Delta z = 3,2$ m. En haut, effet sur un rayon R-SR (réf. à 9,1655 s) ; au milieu, sur un rayon SR-BR (réf. 9,1885 s) ; en bas, θ en millidegré et h en m au cours d'un cycle. Les points rouges sont les temps de propagation en sortie du modèle et en bi-chrome ces mêmes résultats en sortie de filtrage adapté identique aux conditions expérimentales.

Vis à vis des périodicités observées dans l'expérience, la modélisation ici entreprise qualifierait l'action des ondes internes de Poincaré. Une amélioration du modèle consisterait alors à définir la structure spatiale associée à une double onde de Poincaré, cette dernière étant amphidromique et ayant un sens de rotation anticyclonique.

Si l'hypothèse de propagation est réaliste, on dispose de la sorte d'une évaluation des masses volumiques en dessus et en dessous de l'interface où se situent les ondes stationnaires. Une analyse par traitement d'image du signal multitrace permettrait d'estimer par les qualifications :

- des périodicités, des caractéristiques de l'épilimnion (défini par le rayon R-SR) et de la formule de Mérian modifiée, l'état thermique de la colonne d'eau,
- des amplitudes mesurées, une information sur l'inclinaison de la thermocline et sur l'action du vent.

L'analyse est basée sur les relevés de la station d'Ouchy sous l'hypothèse que les rayons sont réciproques ($\Gamma^+ \approx \Gamma^-$). N'ayant pas introduit le champ de courant de retour à l'équilibre, qui se traduit par un cisaillement entre les deux couches d'eau, il sera intéressant par la suite de relever ces composantes de l'expérience et de les confronter à de nouvelles simulations.

6.5 Détection d'ondes internes non-stationnaires

Lorsqu'une perturbation atmosphérique se manifeste sous forme d'une impulsion intense, le lac fournit une réponse particulière, fortement non-linéaire et non-stationnaire et qui se différencie des seiches internes. Une onde est générée à une extrémité du bassin d'où elle se propage. Cette onde non-linéaire prend l'aspect d'un front créant un approfondissement rapide et important de la thermocline. Thorpe montra en effet que la propagation de l'onde commence lorsque, après avoir subi une inclinaison causée par un vent violent et prolongé, la thermocline revient à sa position initiale [18].

Au cours de l'expérience de l'hiver 2003/2004, un vent constant d'une durée de 10 jours avec une direction moyenne de 260° et une vitesse moyenne de 5,9 m/s et maximale de 11,1 m/s a été mesuré au mât de Buchillon avant que le champ de vent ne soit modifié. Le changement brusque d'un tel vent peut entraîner un basculement de la thermocline. Lors de la chute de la hauteur de la thermocline, il est possible qu'une onde non-stationnaire se développe. La figure 6.16 représente les perturbations observées sur le récepteur d'Ouchy dans la phase de changement du champ de vent.

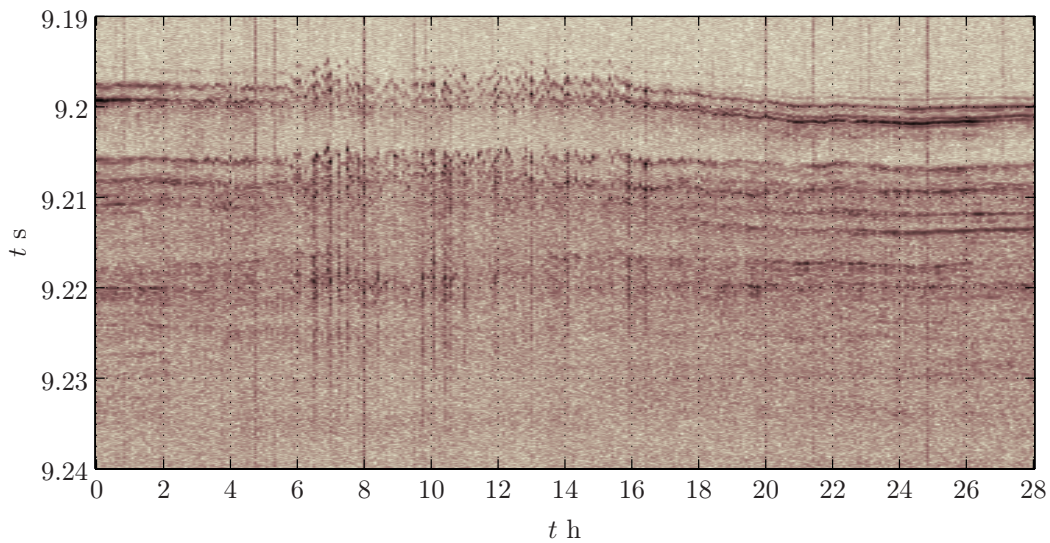


FIG. 6.16: Détection des rayons entre le 18 janvier 2004 8h00 et le 19 janvier 2004 12h00. L'ensemble des rayons est perturbé à partir de 14h00 et cela pendant approximativement 11 heures. Ces perturbations des temps de propagation sont observées à fois sur le site d'Ouchy et d'Amphion.

Thorpe présente les causes possibles de la création d'une onde interne dans le Léman à partir de relevés hydrodynamique en période estivale. La figure 6.17 illustre les trois mécanismes possibles pouvant engendrer les ondes internes non-stationnaires. Il donne des indications sur deux ondes internes observées. La première onde est une oscillation de 2,2 m d'amplitude avec une période de l'ordre de 10 minutes, un gradient de température de 0,4 °C/m dans la thermocline ; elle se caractérise par un renversement des courants accentuant la vitesse de 3 cm/s à 16 cm/s en 30 minutes. La seconde est caractérisée par une amplitude de 2,5 m (plus ou moins 0,5 m) et une diminution de la période d'oscillation de 10 min à 6 min en quatre heures. C'est la conséquence du passage d'une onde de Kelvin après un événement de vent de deux à trois jours venant du Nord et dépassant les 8 m/s.

Ces caractéristiques sont relativement proches du scénario de vent que nous observons pendant notre mesure. Un changement brusque du champ de vent eu lieu le 18 janvier 2004 à 2 heures. La perturbation des temps de propagation (assimilée à un bruit) sur les données acoustiques est observée le 18 janvier 2004 entre 12.00 et 24.00 soit 10 heures après l'arrêt du vent. Il est alors possible qu'une onde non-stationnaire soit détectée. Le sondage acoustique ayant lieu toutes les 5 minutes, le signal multitrace est sous échantillonné limitant son interprétation.

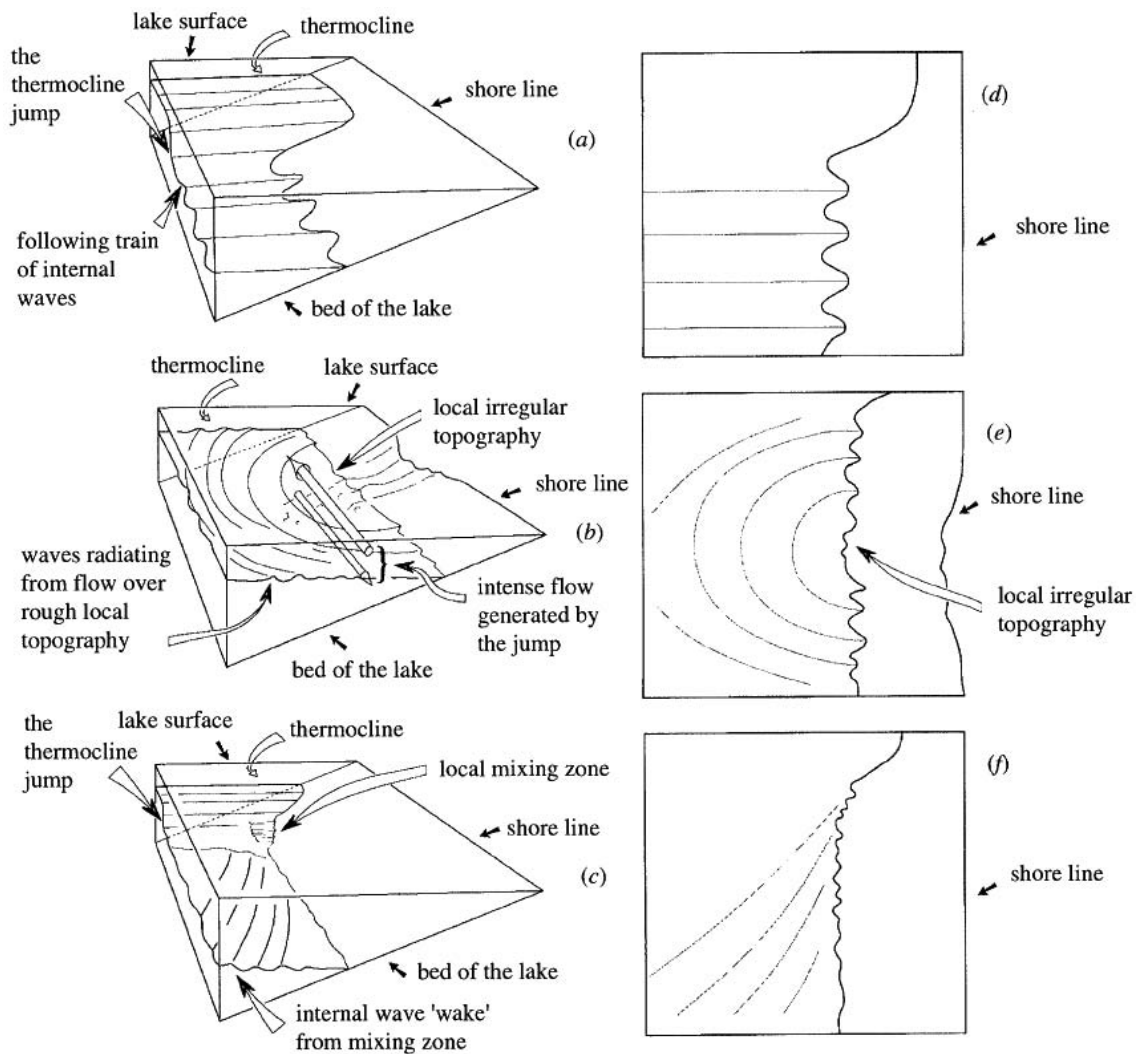


FIG. 6.17: Synopsis de trois processus de génération d'une onde interne non-stationnaire. 1. (a-d) les ondes forment un paquet d'ondes internes solitaires suite à un saut de la thermocline. 2. (b-e) les ondes sont générées lorsqu'une perturbation (onde) passe sur une topographie rugueuse, 3. (c-f) le saut de la thermocline provoque une perturbation mouvante près de la rive avec des ondes internes dans son sillage.[18]

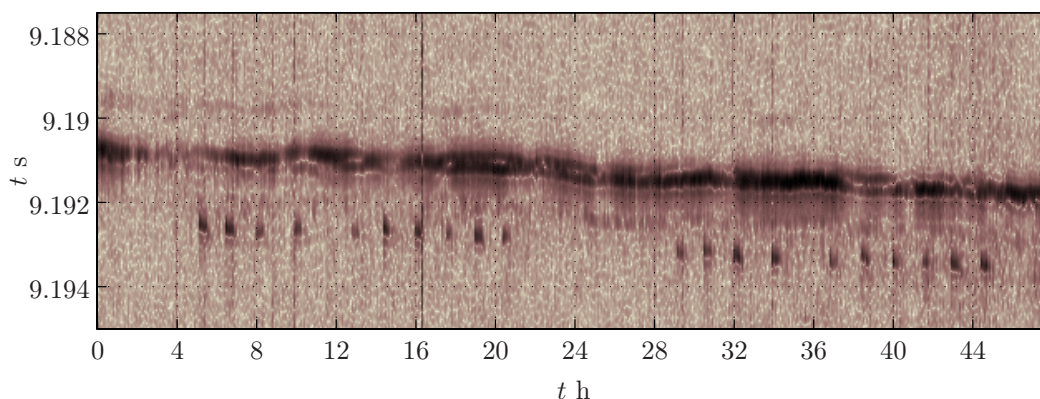


FIG. 6.18: Détection des rayons du 7 au 8 janvier 2004. L'apparition et la disparition successive d'un groupe de rayons entre 9,192 s et 9,194 s témoignent de deux perturbations : la première entre les heures 5,5 et 20,3 en "formation" 4-6 avec une période d'apparition oscillant autour de 90 minutes, la seconde entre les heures 29 et 44,3 avec des propriétés similaires. Celles-ci sont détectées sur le site d'Ouchy mais ne le sont pas sur le site d'Amphion.

La figure 6.18 illustre la détection de groupes de rayons qui ne sont pas identifiés dans les simulations précédentes. L'apparition et la disparition successive d'un groupe de rayons entre 9,192 s et 9,194 s témoignent de deux perturbations : la première entre les heures 5,5 et 20,3 en "formation" 4-6 avec une période d'apparition oscillant autour de 90 minutes, la seconde entre les heures 29 et 44,3 avec des propriétés similaires. Celles-ci sont détectées sur le site d'Ouchy mais ne le sont pas sur le site d'Amphion. Nous ne disposons pas d'information permettant de qualifier ce phénomène.

6.6 Conclusion et proposition

Il a été montré que les ondes stationnaires et non-stationnaires peuvent être observées par l'instrument tomographique. Un modèle simple pour évaluer l'action des ondes stationnaires sur la propagation a permis de confronter les ordres de grandeur des perturbations issues des simulations aux mesures expérimentales. Cependant le modèle ne tient pas compte des courants induits. Il serait alors d'un grand intérêt de coupler un modèle hydrodynamique avec un modèle acoustique. Il apparaît à la vue des simulations de refroidissement et basculement de l'épilimnion, que l'état hydrodynamique du bassin perturbé peut être qualifié pendant la déstratification. De la sorte cela prouve l'apport conséquent de la tomographie acoustique des lacs à la meilleure compréhension des processus de grande échelle. Les résultats obtenus dans ce travail prouvent qu'il est d'intérêt d'entreprendre l'étude de la vorticité du Grand Lac ainsi que de l'échange d'eaux entre le Petit Lac et le Grand Lac par la définition d'un nouveau réseau de tomographie.

Chapitre 7

Conclusion et perspectives

L'observation continue de la stratification thermique du grand bassin du Léman, ainsi que la détection et l'identification de plusieurs types d'ondes hydrodynamiques régulant les processus de grande échelle, ont constitué le double enjeu de ce projet de tomographie acoustique lacustre. Le travail s'est porté sur l'état de l'art des différents domaines connexes à la tomographie, à savoir : la propagation du son, le traitement du signal et la limnologie physique. La progression du travail s'est basée sur la modélisation de la propagation du son et sa confrontation systématique avec des données expérimentales. Au travers d'expériences et de simulations, j'ai montré que la qualification des processus majeurs gouvernant l'état thermodynamique du Léman est possible par l'analyse des temps de propagation du son entre deux sites proches des rives.

Une synthèse de l'action du cycle annuel de la stratification thermique sur la propagation a été présentée. La décomposition en fonctions empiriques orthogonales montre que la stratification peut être décrite pour 99% par quatre fonctions, dont deux sont associées à des régimes de fonctionnement du Léman. La première fonction est perturbée par le cycle annuel de température de surface du Léman et est caractérisable à partir de la latitude du lac. La seconde identifie l'action du vent, qui par mélange turbulent homogénéise la température de l'eau sous la surface. A partir de ces fonctions, un calendrier représentatif des profils de célérité est créé, information indispensable pour la résolution du problème tomographique.

Une modélisation analytique de la déstratification a été proposée. Elle qualifie le refroidissement de la colonne d'eau sans perturbation de la structure composée de la thermocline et de l'hypolimnion. Avec ce modèle simple, l'influence de la déstratification sur la propagation a été identifiée et est corrélée avec les mesures expérimentales. Une analyse fine de ce modèle permet d'aborder l'inversion des données expérimentales. Suite à l'étude du problème direct, il ressort que les transducteurs doivent former un réseau vertical sous la surface afin de bien suivre la phase de déstratification. La stratification estivale n'a quant à elle pas été abordée, car elle nécessite au préalable une synthèse exhaustive de la problématique hivernale.

Par la mesure et la modélisation, les actions du vent et du refroidissement sur les temps de propagation du son ont été clairement mises en évidence. Un modèle simple, représentatif du basculement de la thermocline, a été comparé aux mesures. Il est consistant mais inadéquat ou pas assez descriptif pour certains rayons. Il serait donc intéressant de coupler un modèle hydrodynamique avec un modèle acoustique, afin de mieux comprendre l'action des différentes ondes stationnaires sur la propagation. L'interprétation inverse permettrait alors de caractériser le refroidissement, donc le flux thermique, et d'estimer quelles sont les caractéristiques du champ de vent, constituant un apport conséquent pour la qualification des modèles hydrodynamiques et météorologiques du bassin lémanique ; ces derniers sont d'une importance fondamentale pour la compréhension de l'oxygénation des eaux profondes.

Plusieurs méthodes de traitement du signal ont été évaluées, pour certaines illustrées sur des données réelles, confirmant le principe de détection par objectif des paramètres caractérisant chaque trajectoire du son. Le coût de calcul pouvant être considérable, seule une stratégie de détection définie par la résolution du problème direct permet de qualifier les traitements adéquats. L'importance de réaliser un instrument tomographique avec plusieurs réseaux de transducteurs a été mise en évidence.

Enfin, les stratégies pour déterminer la configuration optimale de l'instrument de TAL sont présentées vis-à-vis des obligations incontournables imposées par l'ensemble des activités lacustres. L'instrument tomographique réalisé pendant cette thèse est bien adapté à l'observation de la déstratification hivernale.

La tomographie acoustique du Léman délivre une information utile aux recherches en limnologie physique des grands lacs, particulièrement pendant la période de déstratification thermique (hiver), durant laquelle les conditions climatiques limitent les mesures depuis un bateau.

Cette recherche constitue une référence pour la transposition de la tomographie océanique au cas lacustre. Elle apporte des solutions, basées sur l'expérience, destinées à une meilleure compréhension des processus dominants des grands lacs pendant leur phase de déstratification. La tomographie acoustique des lacs peut reposer sur une importante variété de configurations : un système de TAL avec trois sites permettrait de déterminer la vorticité du Grand Lac et fournirait ainsi des informations sur la circulation moyenne ; un système bidirectionnel, placé à la jonction entre le Petit Lac et le Grand lac, autoriserait la mesure de l'échange de masses d'eau entre ces deux bassins.

Annexe A

Petit Lac

Contrairement aux bassins lacustres du grand lac et du haut lac, le bassin du petit lac est orienté dans la direction de deux vents dominants, la bise et le vent. Ce sont les vents les plus violents observés sur le lac et également les vents de plus longues durées. Comme le bassin du petit lac est fermé, lorsqu'il n'est pas stratifié, chaque action du vent sur la surface produit un courant dans le sens opposé près du fond du lac. Chaque renversement de la direction du vent (vent - bise) provoque un renversement du système de courant. Les courants près du fond atteignent facilement la vitesse de 30 cm.s^{-1} .

Pour le Petit Lac, l'analyse s'est portée sur les relevés des stations s5 et s6.

Analyse en composantes principales				
Fonction	1	2	3	4
Ratio (%)	93,59	5,16	1,02	0,18

On retrouve des caractéristiques similaires au Grand Lac avec des différences sensibles relatives au mode fonctionnement thermique et dynamique du petit bassin.

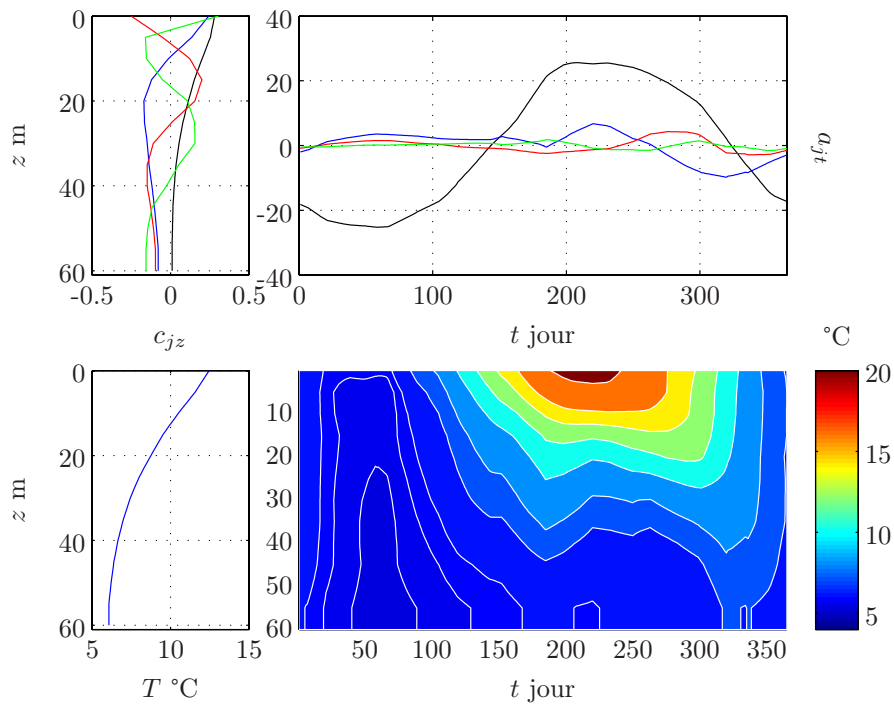


FIG. A.1: Décomposition en fonctions empiriques du champ de température annuel du Petit Lac. En haut : à gauche, les fonctions empiriques 1 à 4 (noir, bleu, rouge, vert), à droite leurs séries temporelles respectives. En bas à gauche, le profil bathythermique annuel, à droite le champ de température reconstitué depuis les 4 fonctions.

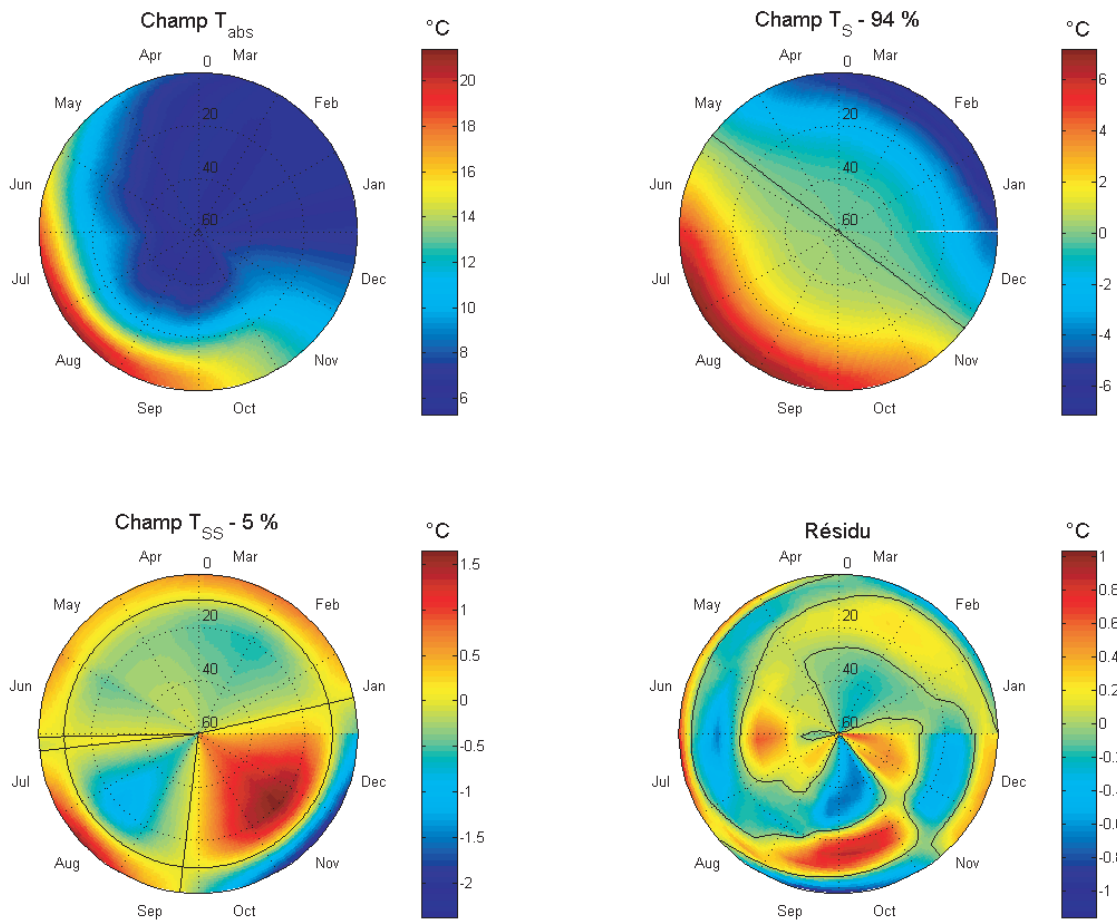


FIG. A.2: Diagrammes polaires : du champ de température moyenné T_{abs} , du champ de température de surface T_S , du champ de température sous la surface T_{SS} et le résidu de la décomposition (resp. de gauche à droite et de haut en bas).

Annexe B

Tracé de rayons : Logiciel PRAMM

Nous citons une partie du descriptif du logiciel PRAMM version 3.0 ¹ lequel peut intégrer une bathycélérimétrie variable en distance et les paramètres qualifiant la surface et le fond. Il est à noter que la version 2.4 ne permet pas de faire varier la bathycélérimétrie et les pertes sont calculées par divergence géométrique seulement.

Extrait du manuel de l'utilisateur :

Le calcul de rayons propres consiste à chercher les rayons liant une source à un récepteur. Pour accélérer le calcul de la propagation des rayons sonores, on admet dans certains cas que la célérité varie linéairement entre deux valeurs connues (le milieu est dit stratifié). Le problème peut alors être résolu analytiquement. PRAMM est un logiciel de simulation de la propagation de rayons acoustiques dans un milieu marin stratifié ou non. Lorsque le milieu est stratifié, le calcul repose sur la résolution analytique, à l'aide de la loi de Descartes, de la propagation dans une couche de célérité variant linéairement avec la verticale. Par rapport au calcul de faisceau, deux données supplémentaires sont nécessaires : l'immersion z_r et la sensibilité s du récepteur. La technique de recherche consiste alors à effectuer un calcul de faisceau, et à ne retenir que les rayons dont l'immersion à la distance de propagation donnée (distance source-récepteur) est égale à l'immersion du récepteur, à sa sensibilité s près. Autrement dit, on ne retient que les rayons dont l'immersion z à la distance d vérifie : $|z - z_r| \leq s$. Cette technique n'étant pas très efficace pour trouver tous les rayons propres, une nouvelle option est proposée. Il s'agit de l'option de recherche dichotomique, assortie d'un paramètre indiquant le nombre de pas de dichotomie autorisés. L'idée est, lorsqu'on trouve dans le faisceau deux rayons consécutifs non propres passant l'un au-dessus et l'autre au-dessous du récepteur, d'effectuer une recherche dichotomique entre les deux angles pour trouver l'angle d'émission d'un rayon propre.

Dans le cas général toutefois, la célérité varie à la fois en immersion et distance. Il faut alors recourir à un schéma numérique d'intégration pour calculer la propagation. Lorsque

¹ECTIA 1 rue de la Noë BP 92119 44321 Nantes cedex 3 - France.

le milieu est variable, le calcul repose sur la résolution de l'équation d'Helmholtz par un schéma numérique de Burlisch-Stoer, dans des pseudo-couches où la célérité varie linéairement selon chaque direction. Dans les deux cas, c'est l'enchaînement des calculs dans les différentes couches ou pseudo-couches traversées par le rayon depuis la source qui permet d'effectuer la propagation sur une distance quelconque.

Outre la donnée nécessaire d'un profil bathycélérimétrique si le milieu est stratifié, ou de plusieurs profils s'il est variable, PRAMM peut accepter une bathymétrie, définissant la forme du fond marin, et des fichiers d'environnement définissant les caractéristiques des interfaces (surface et fond) pour la réflexion et la diffusion. La résolution de la traversée d'une couche donne accès aux informations suivantes : l'angle de sortie de la couche, les distances horizontale et curviligne parcourues et le temps de parcours.

Le calcul des pertes peut être effectué quel que soit le type de calcul de base demandé (faisceau, rayons propres ou réverbération). Les pertes globales d'un rayon résultent de trois phénomènes distincts : la divergence géométrique, les réflexions aux interfaces et l'atténuation.

La divergence géométrique traduit la conservation de l'énergie émise par la source. Elle peut être simplement évaluée par la distance entre deux rayons émis à des angles proches. A chaque réflexion sur une interface, une partie de l'énergie est absorbée. Ce phénomène est modélisé par les coefficients de réflexion, qui doivent donc être fournis pour un calcul précis. Enfin, pour l'atténuation, nous proposons deux formules : Thorp pour l'Atlantique nord-est, et Leroy pour la Méditerranée. Il faut noter que si aucun fichier d'environnement n'est fourni, et si la prise en compte de l'atténuation n'est pas demandée, le programme fournit simplement les pertes par divergence géométrique.

Annexe C

Algorithme Haute résolution MUSIC

La formulation temporelle de MUSIC pour l'estimation des temps de propagation s'énonce : soit N le nombre d'échantillons, le son reçu après discrétisation dans le domaine temporel s'écrit :

$$r(t_i) = \sum_{p=1}^P \alpha_p e(t_i - \tau_p) + b(t_i), \quad i \in [1, N]. \quad (\text{C.1})$$

Formulation compacte :

$$\mathbf{r} = \mathbf{E}\mathbf{c} + \mathbf{b} \quad (\text{C.2})$$

avec

$$\begin{aligned} \mathbf{r} &= [r(t_1) \dots r(t_N)]^T \text{ est le vecteur d'observation temporel,} \\ \mathbf{b} &= [b(t_1) \dots b(t_N)]^T \text{ est le vecteur de bruit temporel,} \\ \mathbf{c} &= [a_1, a_2, \dots, a_P]^T, \\ \mathbf{E} &= [\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \dots, \mathbf{e}_P]^T \text{ est la matrice de modèle temporel } (N \times P), \\ \mathbf{e}_p &= [e(t_1 - \tau_p) \dots e(t_N - \tau_p)]^T. \end{aligned}$$

La matrice de covariance $\mathbf{\Gamma}_r$ des signaux reçus s'écrit :

$$\mathbf{\Gamma}_r = \mathbf{E}\mathbf{\Gamma}_c\mathbf{E}^H + \mathbf{\Gamma}_b, \quad (\text{C.3})$$

où,

$$\begin{aligned} \mathbf{\Gamma}_c &\text{ est la matrice de covariance des amplitudes des différents trajets } (P \times P), \\ \mathbf{\Gamma}_b &\text{ est la matrice du bruit } (N \times N). \end{aligned}$$

Il est dès lors possible de définir deux sous espaces issus de la décomposition en éléments propres de la matrice $\mathbf{\Gamma}_c$. Le sous espace signal engendré par la base orthonormée formée par les P vecteurs propres correspondant aux P plus grandes valeurs propres :

$$\mathbf{\Gamma}_s = \mathbf{E}\mathbf{\Gamma}_c\mathbf{E}^H = \mathbf{U}_s\mathbf{\Gamma}_s\mathbf{U}_s^H \text{ avec :}$$

$$\mathbf{\Gamma}_s = \text{diag}[\lambda_1 - \sigma^2, \dots, \lambda_N - \sigma^2],$$

$$\mathbf{U}_s = [\mathbf{v}_1, \dots, \mathbf{v}_N].$$

Le sous espace orthogonal engendré par les $(N - P)$ vecteurs propres associés aux $(N - P)$ plus petites valeurs propres. Ces vecteurs forment une base orthonormée et sont orthogonaux aux P vecteurs modèles des signaux : $\mathbf{U}_o^H \mathbf{e}_i = 0, i \in [1, N]$ où $\mathbf{U}_o = [\mathbf{v}_{N+1}, \dots, \mathbf{v}_P]$ est la matrice dont les colonnes sont les vecteurs propres orthonormés de la matrice de covariance du vecteur d'observation.

On utilise alors le principe de l'algorithme MUSIC proposé par Schmidt et par Bienvenu et Kopp qui exploite la propriété d'orthogonalité. Soit $\mathbf{d}(\tau)$ le vecteur modèle du signal reçu :

$$\mathbf{d}(\tau) = [e(t_0 - \tau), \dots, e(t_{N-1} - \tau)]^T. \quad (\text{C.4})$$

La projection de $\mathbf{d}(\tau)$ sur le sous espace orthogonal s'annule lorsque le paramètre de temps τ coïncide avec le paramètre T_p d'un trajet. MUSIC temporel consiste à tester l'orthogonalité du vecteur modèle avec tous les vecteurs propres du sous-espace orthogonal ce qui revient à minimiser la fonction de la variable τ suivante :

$$F_{MUS}(\tau, \mathbf{U}_o) = \mathbf{d}(\tau)^H \mathbf{U}_o \mathbf{U}_o^H \mathbf{d}(\tau). \quad (\text{C.5})$$

$$F(\tau) = \frac{1}{\sum_{i=P+1}^N \mathbf{d}^H(\tau) \cdot \mathbf{v}_i} \quad (\text{C.6})$$

Annexe D

Base de données hydrodynamiques

Une base de données hydrodynamiques a été constituée par le Laboratoire d'Hydraulique Environnementale de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne.

D.1 Profils de température :

26/05/1999, 29/04/1999, 16/06/1999, 01/07/1999, 16/07/1999, 17/08/1999, 14/01/2000, 09/03/2000, 03/05/2000, 18/07/2000, 29/08/2000, 10 janvier 2001.

D.2 Mesures à partir de mouillage

D.2.1 Essais Été 2001

Courantomètres : Ouchy et Amphion.

Chaîne de thermistances : Amphion.

D.2.2 Essais Hiver 2001/2002

Courantomètres : Amphion.

Chaîne de thermistances : Amphion.

D.2.3 Essais Été 2002

Chaîne de thermistances : Amphion.

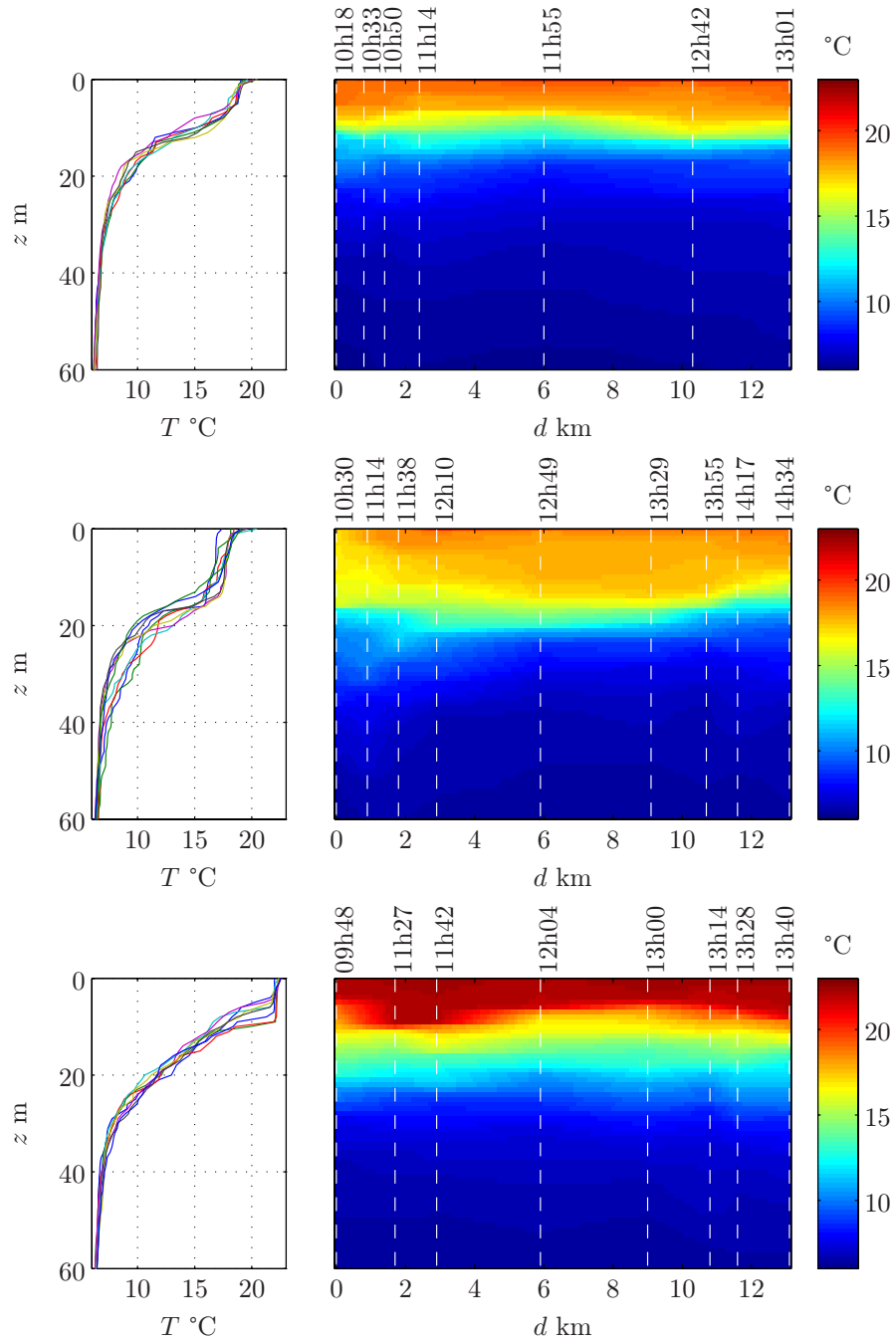


FIG. D.1: Profils de température relevés entre les sites d'Amphion et Ouchy. En haut, le 01/07/1999; au milieu le 18/07/2000; en bas le 29/08/2000. Les traits discontinus blancs indiquent les sites de sondage par rapport au site d'Amphion (distance et heure de sondage). Les données sont interpolées sur tout l'axe Amphion-Ouchy afin d'évaluer la structure spatiale de la stratification.

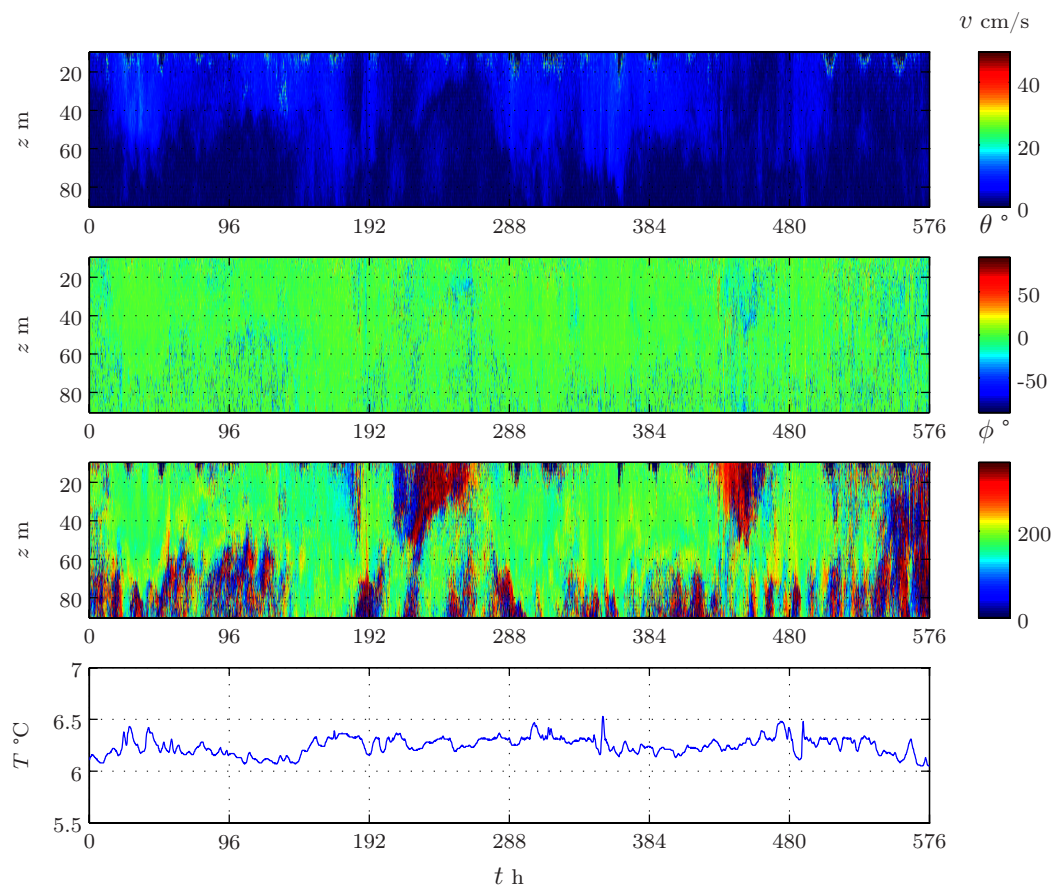


FIG. D.2: Courant (v , θ , ϕ) et T_b entre le 9 janvier et le 2 février 2001, site Ouchy.

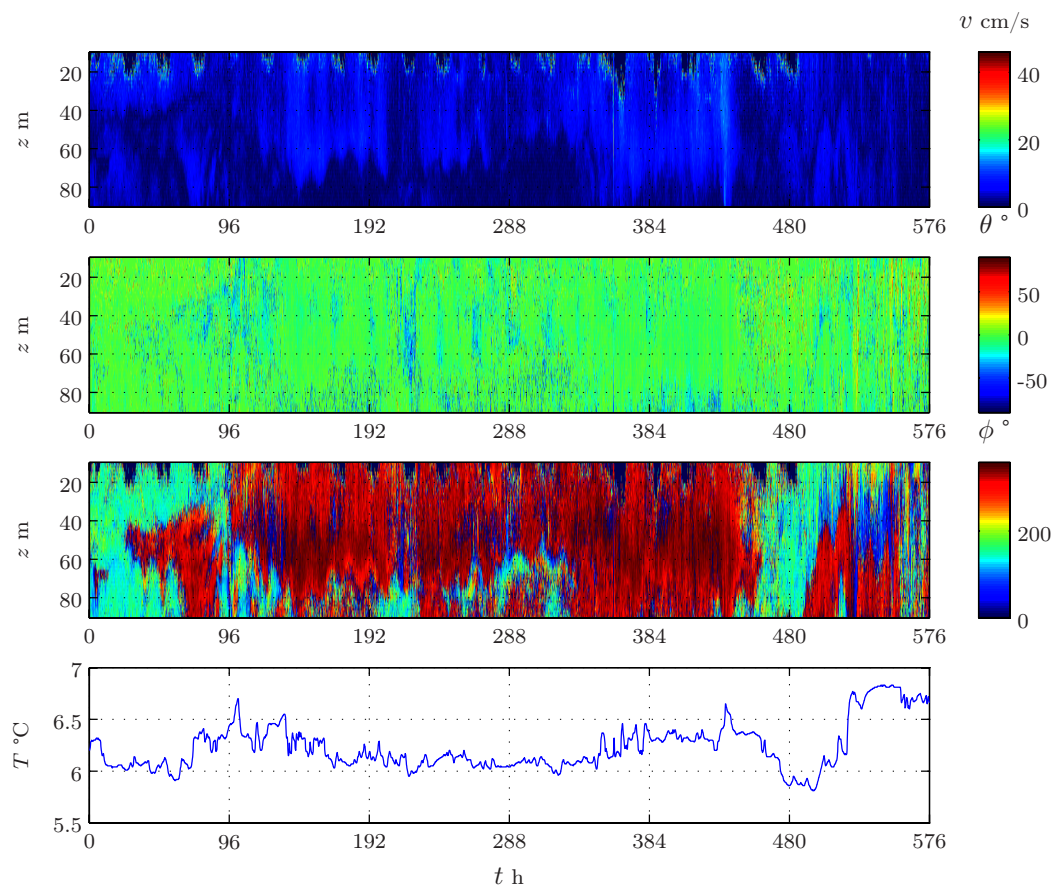


FIG. D.3: Courant (v , θ , ϕ) et T_b entre le 9 janvier et le 2 février 2001, site Amphion.

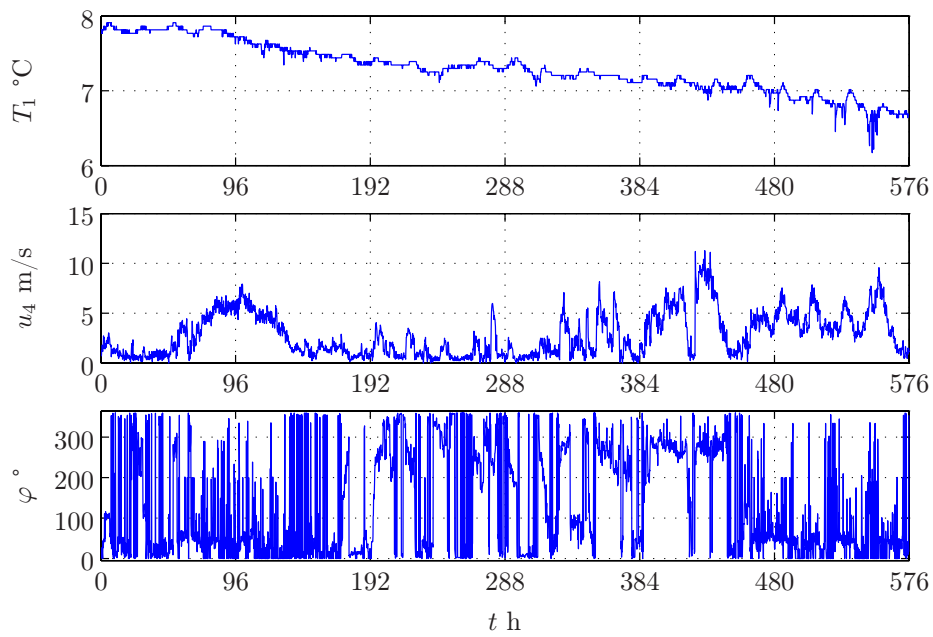


FIG. D.4: Météo (T_1 , u_4 , φ) entre le 9 janvier et le 2 février 2001, site Buchillon.

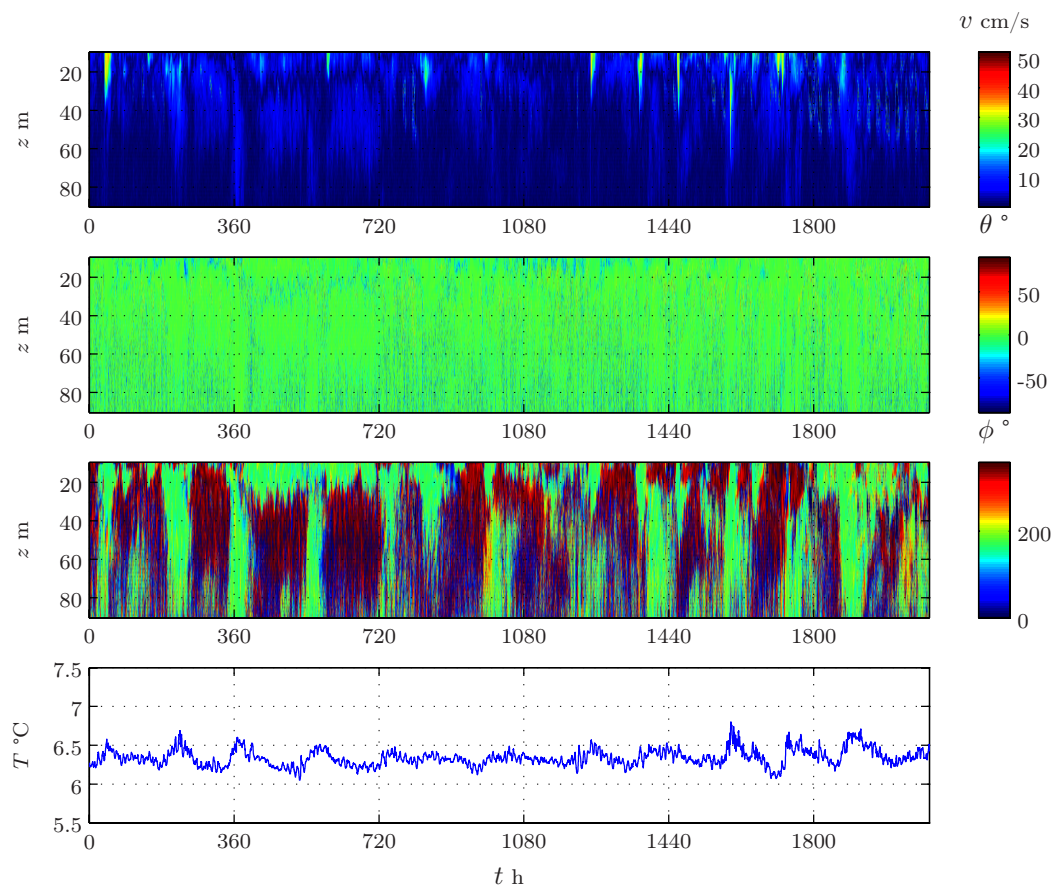


FIG. D.5: Courant (v , θ , ϕ) et T_b entre le 10 juillet et le 5 octobre 2001, site Ouchy.

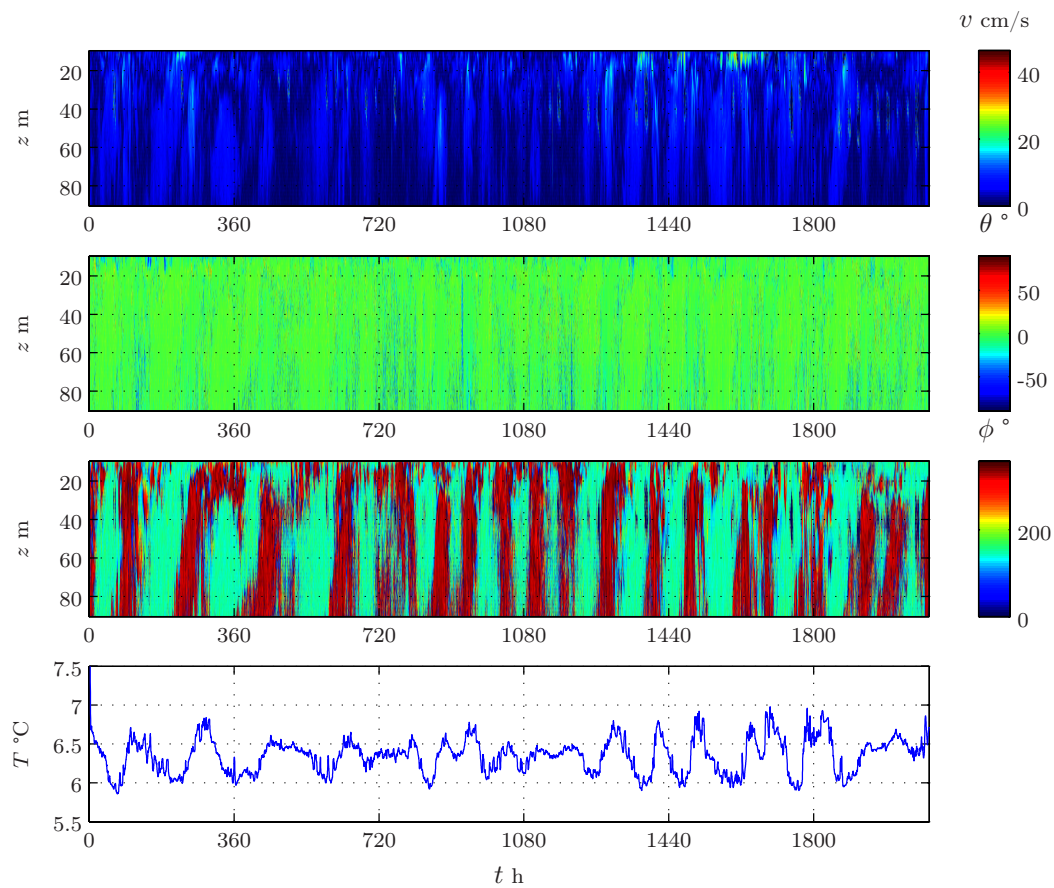


FIG. D.6: Courant (v , θ , ϕ) et T_b entre le 10 juillet et le 5 octobre 2001, site Amphion.

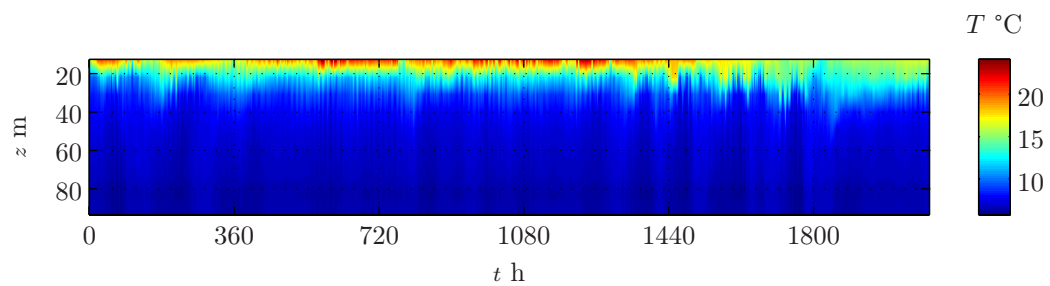


FIG. D.7: Champ de température entre le 10 juillet et le 5 octobre 2001, site Amphion.

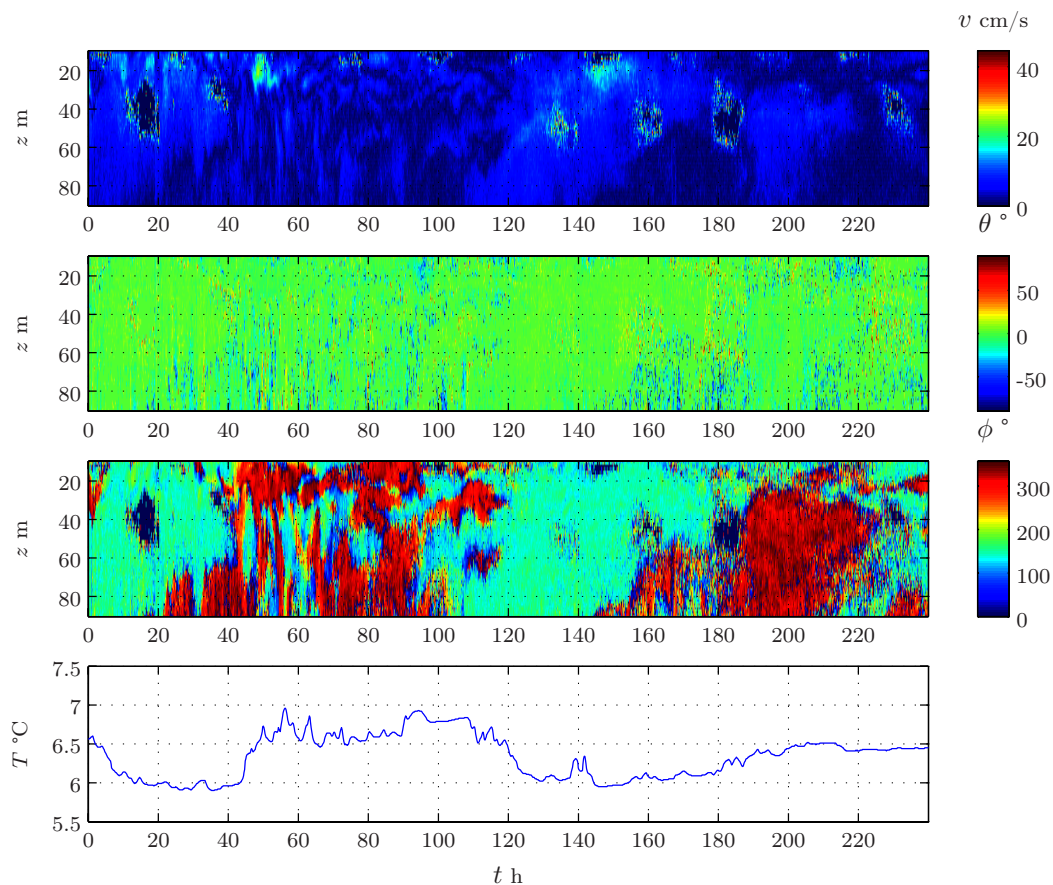


FIG. D.8: Courant (v , θ , ϕ) et T_b entre le 20 et le 30 septembre 2001, site Amphion.

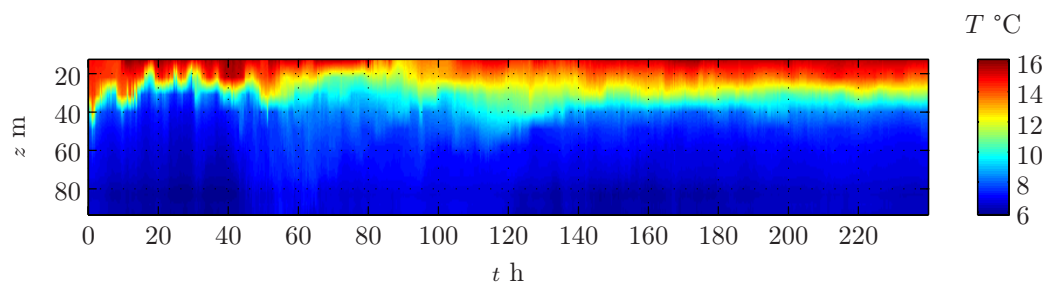


FIG. D.9: Champ de température entre le 20 et le 30 septembre 2001, site Amphion.

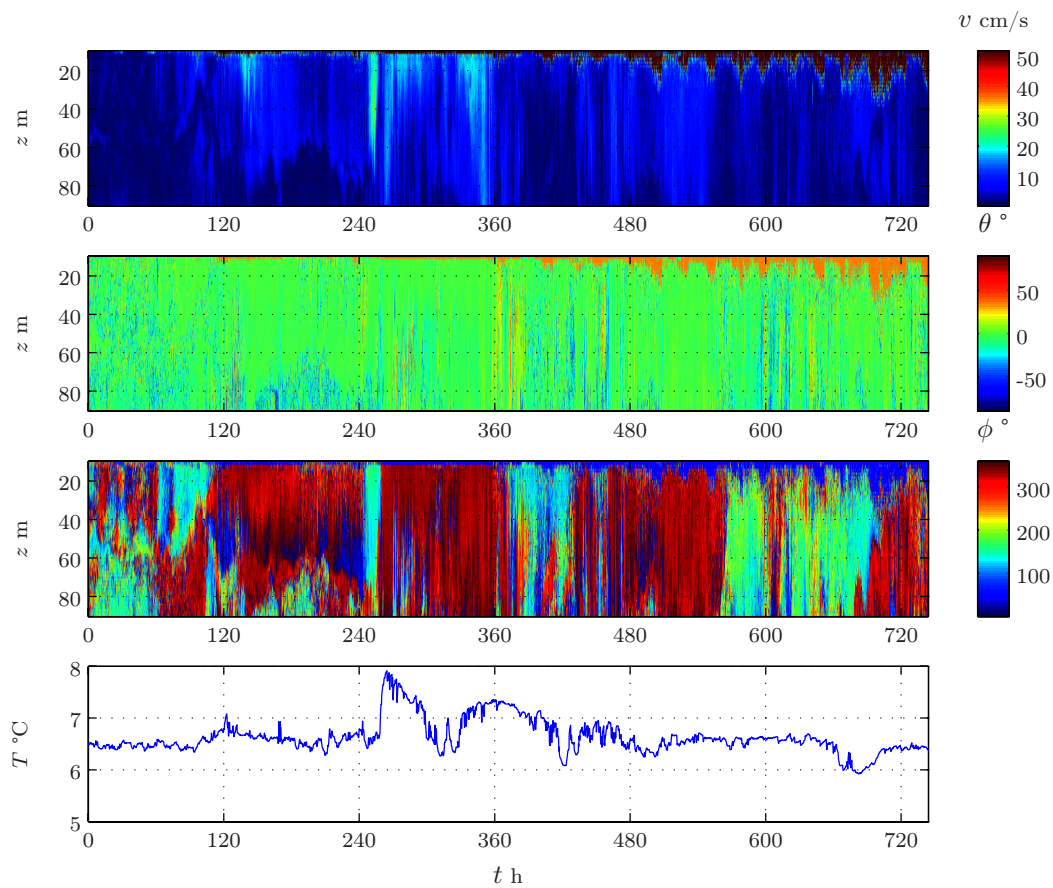


FIG. D.10: Courant (v , θ , ϕ) et T_b entre le 3 décembre 2001 et le 3 janvier 2002, site Amphion.

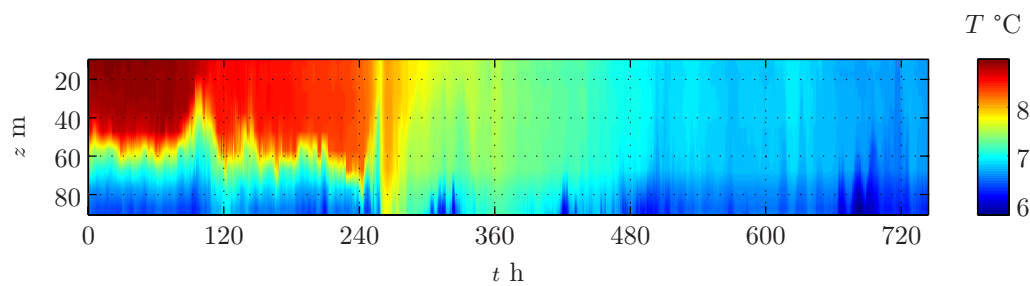


FIG. D.11: Champ de température entre le 3 décembre 2001 et le 3 janvier 2002, site Amphion.

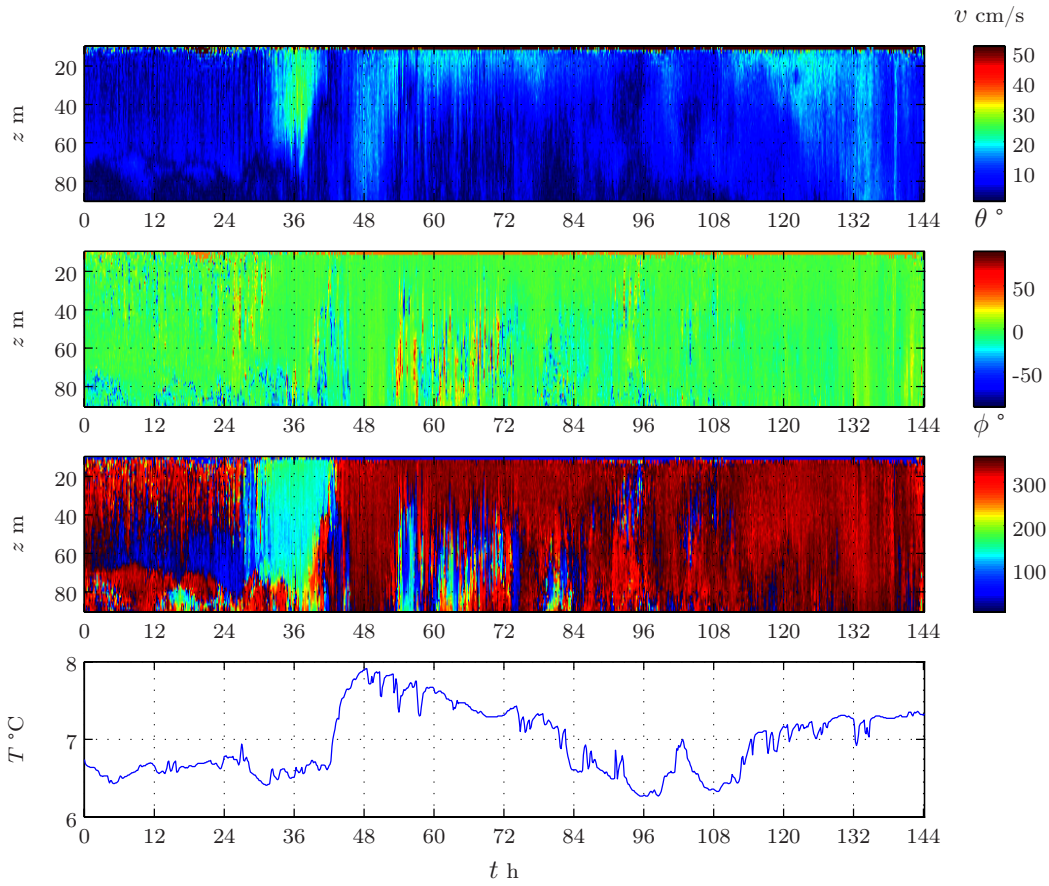


FIG. D.12: Courant (v , θ , ϕ) et T_b entre le 12 et le 18 décembre 2001, site Amphion.

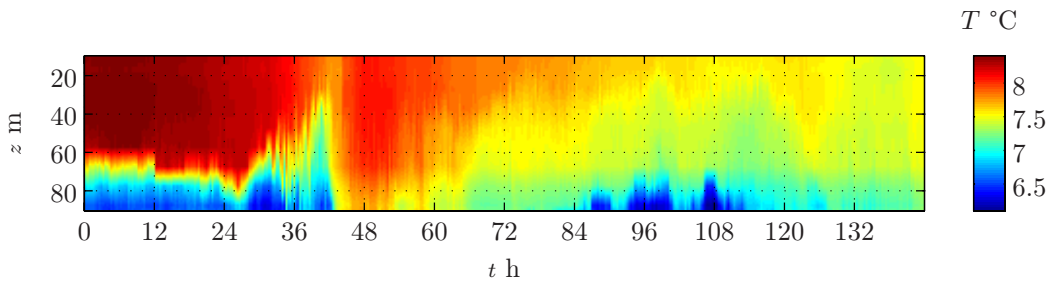


FIG. D.13: Champ de température entre le 12 et le 18 décembre 2001, site Amphion. Passage d'un front interne à partir de l'heure 30 et d'une durée de 12 heures approximativement (fréquence d'échantillonnage 10 minutes)

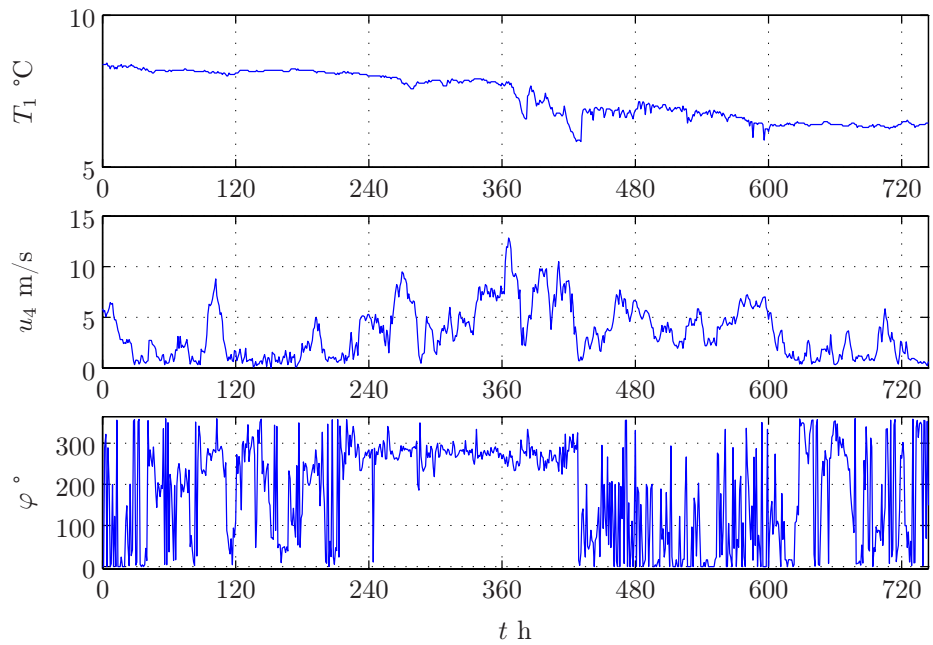


FIG. D.14: Météorologie entre le 18 décembre 2002 et le 18 janvier 2003, site Buchillon.

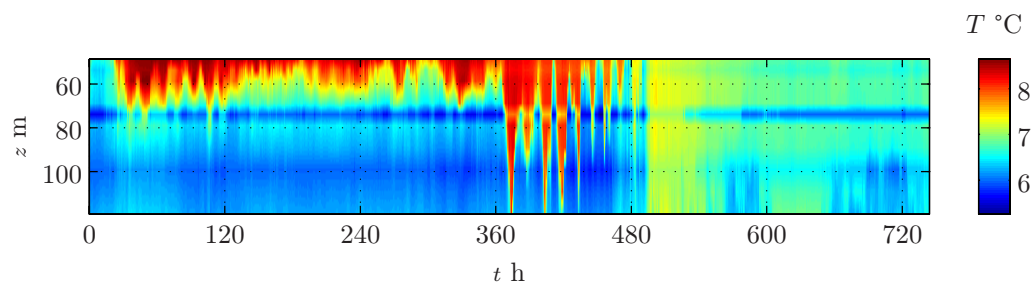


FIG. D.15: Champ de température entre le 18 décembre 2002 et le 18 janvier 2003, site Amphion.

Bibliographie

- [1] P. Beckers. *Modélisations mathématique et numérique des ondes internes du Léman*. PhD thesis, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 1989.
- [2] G. Bienvenu and L. Kopp. Adaptivity to background noise spatial coherence for high resolution passive methods. *IEEE International Conference on ICASSP'80*, 5 :307–310, 1980.
- [3] S. Bozinoski. *Analyse spatio-temporelle des signaux large-bande en vue de la tomographie acoustique océanique*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, 1996.
- [4] E. Kuntsal ; A. Bunker. Guidelines for specifying underwater acoustic transducers (revised version). *Undersea Defense Technology Conference*, 1992.
- [5] G.C. Carter. *Coherence and time delay estimation*. IEEE Press, 1992.
- [6] Chen-Tung A. Chen and Frank J. Millero. Precise thermodynamic properties for natural waters covering only the limnological range. *Limnology and Oceanography*, 31(3) :657–662, 1986.
- [7] J. Munier ; G.Y. Delisle. Spatial analysis in passive listening using adaptive techniques. *Proceedings of IEEE*, 75(11) :1458–1471, 1987.
- [8] Y. Desaubies. Tomographie acoustique de l’océan. *Onzième Colloque GRETSI, Nice*, pages 1C–5C, 1987.
- [9] T.F. Duda. Analysis of finite-duration wide-band frequency sweep signals for ocean tomography. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 18(2) :87–94, 1993.
- [10] R.E. Francois and G.R. Garrison. Sound absorption based on ocean measurements : Part i : Pure water and magnesium sulfate contributions. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 72(3) :896–907, 1982.
- [11] R.E. Francois and G.R. Garrison. Sound absorption based on ocean measurements. part ii : Boric acid contribution and equation for total absorption. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 72(6), 1982.
- [12] Shuozhong Wan ; M.L. Grabb and T.G. Birdsall. Design of periodic signals using fm sweeps and amplitude modulation for ocean acoustic travel-time measurements. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 19(4) :611–618, 1994.

- [13] W.H. Graf. Waves on and in lake of geneva. *Proc. XXII Congress IAHR; in Topics in Lake and Reservoir Hydraulics*, pages 1–49, 1987.
- [14] V.A. Del Grosso. New equation for the speed of sound in natural waters (with comparisons to other equations). *The Journal of the Acoustical Society of America*, 56(4) :1084–1091, 1974.
- [15] P.M. Hamilton. Underwater hearing thresholds. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 29(7) :792–794, 1957.
- [16] N.S. Heaps and A.E. Ramsbotton. Wind effects on the water in a narrow two-layered lake. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 259(1102) :391–430, 1966.
- [17] J.A. Högbom. Aperture synthesis with a non-regular distribution of interferometer baselines. *Astron. Astrophys. Suppl.*, 15 :417–426, 1974.
- [18] S.A. Thorpe ; J.M. Keen ; R. Jiang and U. Lemmin. High-frequency internal waves in lake geneva. *Philosophical Transactions :Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 354(1705) :237–257, 1996.
- [19] J. Millet ; G. Jourdain. Signaux à fort pouvoir de résolution temps-fréquence. comparaison entre les signaux de costas et les signaux à modulation binaire de phase (bpsk). *Traitement du signal*, 7(1) :27–40, 1990.
- [20] J-F Bercher ; P. Larzabal. Traitement d’antenne avec adéquation de modèle. *Revue du traitement du signal*, 10(5-6) :349–359, 1993.
- [21] J-P Lecadre. Modèles statistiques de front d’onde aléatoirement fluctuants. *Revue du traitement du signal*, 10(5-6) :393–396, 1993.
- [22] U. Lemmin. *Hydrodynamique des lacs*. Document de cours. LRH EPFL, 2001.
- [23] U. Lemmin. Lake stratification studies, part 4. *EUROLAKES*, Report D25, 2003.
- [24] X. Falourd ; M. Rossi ; U. Lemmin and C. Perrinjaquet. Acoustic tomography experiment in the lake of geneva : Intermediate results. *17th International Congress on Acoustics, Rome*, (6D.05.05), 2001.
- [25] Kenneth V. Mackenzie. Discussion of sea water sound-speed determinations. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 70(3) :801–806, 1981.
- [26] Kenneth V. Mackenzie. Nine-term equation for sound speed in the oceans. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 70(3) :807–812, 1981.
- [27] S. Marcos. *Les méthodes à haute résolution*. Hermes, 1998.
- [28] M.I Taroudakis ; M.G. Markaki. On the use of matched-field processing and hybrid algorithms for vertical slice tomography. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 102(2) :885–895, 1997.
- [29] D. Mauuary. *Détection, estimation et identification pour la tomographie acoustique océanique. Etude théorique et expérimentale*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, 1994.

- [30] D. Mauuary and G. Jourdain. Bayesian time delay estimation for ocean acoustic tomography. *ICASSP'94*, 2 :341–344, 1994.
- [31] J. Michalski and U. Lemmin. Dynamics of vertical mixing in the hypolimnion of a deep lake : Lake geneva. *Limnology and Oceanography*, 40(4) :809–816, 1995.
- [32] S.G. Monismith. Modal response of reservoirs to wind stress. *Journal of Hydraulic Engineering*, 113(10) :1290–1306, 1987.
- [33] W.E. Montague and J.F. Strickland. Sensitivity of the water-immersed ear to high- and low-level tones. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 33(10) :1376–1381, 1961.
- [34] R.C. Millard ; W.B. Owens and N.P. Fofonoff. On the calculation of the brunt-väisälä frequency. *Deep Sea Research*, 37(1) :167–181, 1990.
- [35] M.A. Pallas. *Identification active d'un canal de propagation à trajet multiple*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, 1988.
- [36] U. Lemmin ; C. Perrinjaquet and W.H. Graf. Etude de la variation saisonnière des phénomènes de mélange dans l'hypolimnion du léman. campagne 1987. *Rapport de la Commission internationale pour la protection des eaux du Léman contre la pollution (CIPEL), campagne 1987*, pages 85–95, 1988.
- [37] U. Lemmin ; C. Perrinjaquet and W.H. Graf. Etude de la variation saisonnière des phénomènes de mélange dans l'hypolimnion du léman. campagne 1988. *Rapport de la Commission internationale pour la protection des eaux du Léman contre la pollution (CIPEL), campagne 1988*, pages 89–105, 1989.
- [38] U. Lemmin ; C. Perrinjaquet and W.H. Graf. Etude de la variation saisonnière des phénomènes de mélange dans l'hypolimnion du léman. campagne 1989. *Rapport de la Commission internationale pour la protection des eaux du Léman contre la pollution (CIPEL), campagne 1989*, pages 89–102, 1990.
- [39] J. Wojtowicz P.F. Smith and S. Carpenter. Temporary auditory-threshold shifts induced by repeated ten-minute exposures to continuous tones in water. *Naval Submarine Medical Research Laboratory, Report 1122*, 1988.
- [40] R.W. Preisendorfer. *Principal component analysis in meteorology and oceanography*. Elsevier, Developments in atmospheric science 17, 1988.
- [41] Orlando C. Rodriguez and Sergio M. Jesus. Physical limitations of travel-time-based shallow water tomography. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 108(6) :2816–2822, 2000.
- [42] R.O. Schmidt. Multiple emitter location and signal parameter estimation. *Proceedings of RADAR : Spectral Estimation Workshop, Rome*, pages 243–258, 1979.
- [43] U. Send ; G. Krahnmann ; D. Mauuary ; Y. Desaubies ; F. Gaillard ; T. Terre ; J. Papadakis ; M. Taroudakis ; E. Skarsoulis ; and C. Millot. Acoustic observations of heat content across the mediterranean sea. *NATURE*, 385 :615–617, 1997.

- [44] T. Folegot ; C. Bodennec ; Y. Stephan. Effet des ondes internes en golfe de gascogne : la campagne intime'98. *5èmes Journées d'Acoustique Sous-Marine, Brest*, (15), 2000.
- [45] M. Straskraba. "*The effects of physical variables on freshwater production : analysis based on models*" in *The functioning of freshwater ecosystems.*, pages 13–83. E.D. Le Cren and R.H. Lowe-McConnell, Cambridge University Press, 1980.
- [46] R. Urick. *Principles of underwater sound*. New York : MacGraw-Hill, 3rd edition, 1983.
- [47] W. Munk ; P. Worcester ; and C.Wunsch. *Ocean Acoustic Tomography*. Cambridge University Press, 1995.

Xavier Falourd

né en septembre 1974 à la Roche sur Yon (Vendée), France.

Assistant-doctorant depuis octobre 2001 au Laboratoire d'Electromagnétisme et d'Acoustique (LEMA) de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne sur le thème de la tomographie acoustique du Léman. Il fut auparavant assistant de recherche pendant 6 mois et stagiaire comme coopérant de service national français à l'étranger pendant 16 mois. Ses fonctions au sein du LEMA recouvèrent les projets internes et externes en analyse vibratoire, acoustique aérienne et la psycho-acoustique ; c'est au cours de cette période qu'il commença sa recherche sur la tomographie au travers de quelques expériences. Deux actes congrès résument ses travaux intermédiaires concernant le projet de recherche.

Son cursus scolaire est résumé par : Diplôme d'Études Approfondies en Génie Mécanique, option Matériaux et Acoustique - École Centrale de Nantes (1999 - bourse de l'école doctorale), Maîtrise de Mécanique de l'Université du Poitiers en échange SOCRATES à l'Université de Reading (1998 - bourse d'honneur), Licence de Mécanique de l'Université de Poitiers (1997 - boursier).