HAL
open science

Observation et modélisation des propriétés directionnelles des ondes de gravité courtes

Charles Peureux

To cite this version:

Charles Peureux. Observation et modélisation des propriétés directionnelles des ondes de gravité courtes. Océanographie. Université de Bretagne occidentale - Brest, 2017. Français. NNT : 2017BRES0091 . tel-01738611

HAL Id: tel-01738611

https://theses.hal.science/tel-01738611v1

Submitted on 20 Mar 2018

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

université de bretagne occidentale

UNIVERSITE BRETAGNE LOIRE

THÈSE / UNIVERSITÉ DE BRETAGNE OCCIDENTALE
sous le sceau de l'Université Bretagne Loire
pour obtenir le titre de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE BRETAGNE OCCIDENTALE
Mention : Océanographie Physique
École Doctorale des Sciences de la Mer et du Littoral

présentée par
Charles Peureux
Préparée au Laboratoire
d'Océanographie Physique et Spatiale

Observation et modélisation des propriétés directionnelles des ondes de gravité courtes

Thèse soutenue le 16 novembre 2017
devant le jury composé de :

Jean-Luc REDELSPERGER
Directeur de Recherches CNRS, Laboratoire d'Océanographie Physique et Spatiale / *Président*

Frédéric DIAS
Professeur, University College Dublin / *Rapporteur*

Nicolas MORDANT
Professeur, Université Grenoble Alpes / *Rapporteur*

Éléonore STUTZMANN
Professeur, Institut de Physique du Globe de Paris / *Examinateur*

Donald RESIO
Professor, Taylor Engineering Research Institute / *Examinateur*

Fabrice ARDHUIN
Directeur de Recherches CNRS, Laboratoire d'Océanographie Physique et Spatiale / *Directeur de thèse*

Remerciements

Je voudrais tout d'abord remercier Nicolas Mordant et Frédéric Dias d'avoir accepté de relire ce manuscrit de thèse. Mes remerciements vont également à Jean-Luc Redelsperger, Éléonore Stutzmann et Donald Resio, pour avoir accepté de faire partie du jury de cette thèse.

Ensuite, je voudrais remercier Fabrice Ardhuin, directeur de cette thèse, pour avoir accepté de m'accueillir dans son équipe et son laboratoire, pour sa confiance, la qualité de ses conseils scientifiques et sa patience tout au long de ces années. Je remercie tous les membres de l'équipe *vagues*, Mickaël, Pedro, Fabien, en particulier pour l'aide dans l'analyse des données de stéréo-vidéo. Je n'oublie pas non plus les conseils avisés de William Farrell, Alvise Benetazzo et Bertrand Chapron. Le modèle de document pour la rédaction de cette thèse a été fourni par Matthieu Perreira Da Silva. Je remercie également l'École Normale Supérieure de Lyon, pour avoir accepté de financer ces travaux de thèse.

Enfin, j'aimerais remercier les membres du LOPS, avec une pensée toute particulière pour mes collègues de bureau, Justin, Guillaume, Marion et Mathieu. Ce travail n'aurait pas pu être possible sans le soutien de ma famille, mes parents, Catherine et Benoît, ma soeur, Jeanne, et mes amis, Adrien, Damien, Vincent et bien d'autres que je ne pourrais tous citer ici.

Table des matières

1 Introduction **2**

1.1 Contexte et objectifs 2

1.2 Le spectre des vagues 5

1.3 Définition des vagues courtes 14

1.3.1 Contenu énergétique 14

1.3.2 Invariance d'échelle 15

1.3.3 Moments d'ordres supérieurs 16

1.3.4 Physique spécifique 21

1.3.5 Bilan 21

1.4 Distribution directionnelle des vagues courtes . . 23

1.4.1 Définitions 23

1.4.2 Paramétrisations 23

1.4.3 Importance 25

1.4.4 Bimodalité 27

2 Propriétés directionnelles des vagues courtes mesurées au moyen du bruit sismo-acoustique fond de mer **30**

2.1 Introduction 31

2.1.1 Origines 31
2.1.2 Mécanisme source 34
2.1.3 Modèles théoriques réalistes 37
2.1.4 Succès du couplage avec les modèles de vagues 42
2.2 Bruit sismo-acoustique fond de mer à Cascadia . . . 45
2.2.1 Données 45
2.2.2 Modèle de bruit en océan homogène 47
2.2.3 Modèle de vagues 51
2.2.4 Forme des spectres de bruit et variabilité avec le vent en surface et les vagues 52
2.2.5 Interprétation des spectres acoustiques autour de 1 Hz 57
2.3 Conclusions 67

3 Propriétés directionnelles des vagues courtes mesurées par stéréo-vidéo 72
3.1 Introduction 73
3.2 Données et traitement 75
3.2.1 Ondes libres 78
3.2.2 Ondes liées 79
3.2.3 Bruit 80
3.2.4 Cas de référence 81
3.2.5 Séparation des ondes libres et liées 81
3.2.6 Extraction des paramètres de la bimodalité . 88
3.3 Autres cas 90
3.3.1 Crimée 2011 91

3.3.2 Crimée 2013 91
3.3.3 Acqua Alta 97
3.4 Résultats 98
3.4.1 Paramètres de la distribution directionnelle 101
3.4.2 Grandeurs dérivées 106
3.5 Discussion 110
3.6 Conclusions 114

4 Modélisation de la distribution directionnelle des vagues courtes 118
4.1 Introduction 118
4.1.1 Objectifs 118
4.1.2 Modèle étudié 119
4.1.3 Description du cas test 121
4.2 Diagnostic du modèle existant 122
4.3 Termes sources de génération de vagues courtes . . 130
4.3.1 Tests 132
4.4 Conclusions 134

5 Conclusions 138
5.1 Bilan de l'étude 138
5.2 Discussion générale 139
5.3 Perspectives 141

A Pression sous une vague monochromatique 1D 144

B Coefficients de réflexion 148

Chapitre 1

Introduction

1.1 Contexte et objectifs

Près de 70% de la surface de notre planète est couverte par les mers et les océans [58], à la surface desquels des vagues de toutes les tailles sont générées, se propagent et sont dissipées (voir figure 1.1). Le type de mécanisme qui les entretient ou les génère détermine leurs échelles spatiotemporelles. On s'intéresse dans le cadre de ces travaux aux vagues les plus énergétiques, à savoir les ondes de gravité créées par le vent, avec des longueurs comprises approximativement entre le mètre et plusieurs centaines de mètres pour des fréquences de l'ordre d'une fraction de Hertz au Hertz.

Prédire les propriétés statistiques des vagues (on parle aussi d'état de mer) est devenu possible avec le développement des premiers modèles de prévision de houle [61, 162]. Depuis, les performances des modèles numériques n'ont cessé de croitre [33, 158]. Petit à petit, ces modèles mathématiquement basés sur des formulations semi-empiriques de la dynamique statistique des vagues, ont incorporé de plus en plus de phénomènes, tels que l'apport d'énergie par le vent [121], l'effet des non-linéarités

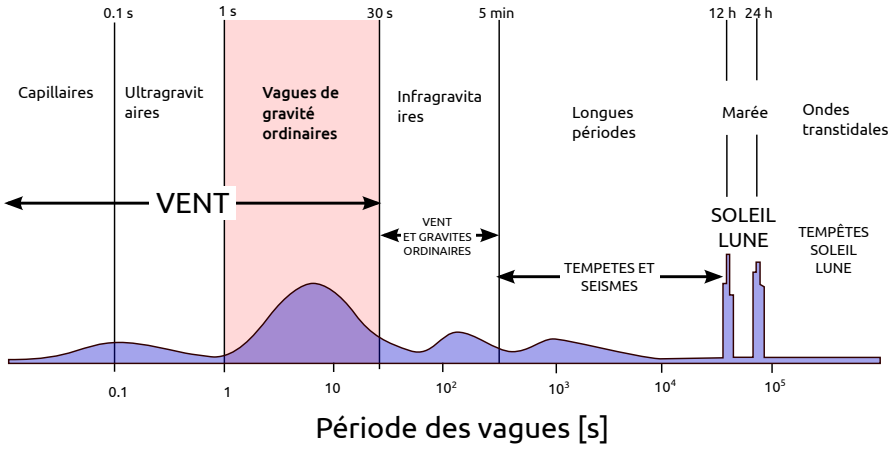

FIGURE 1.1 – Répartition énergétique typiques en fonction des types de vagues à la surface des océans. Les mécanismes sources sont indiqués en majuscules. Le domaine d'étude de cette thèse est indiqué en rouge. Adapté de Munk 1950 [124].

hydrodynamiques [70] ou la dissipation de la houle [10] (voir aussi Komen et al. [94] pour un point de vue sur les modèles spectraux de vagues). Néanmoins, parmi l'ensemble de ces termes, le terme d'interaction non-linéaire est probablement le seul dont les fondements théoriques soient bien établis.

Jusqu'à présent, la plupart des efforts se sont focalisés sur l'obtention de prévisions pour la hauteur significative de vagues (notée H_s). Cette hauteur est principalement déterminée par les vagues dominantes, c'est-à-dire les vagues de plus grande longueur d'onde. Les vagues d'échelles inférieures aux vagues dominantes n'y contribuent que de manière négligeable. Cette partie du spectre, domine elle la variance des pentes, et par conséquent participe activement à l'établissement de l'état de mer ainsi qu'à l'accroissement des vagues dominantes. De manière abusive, on parle souvent de vagues courtes, bien que ce terme ne présente pas de définition clairement établie. Cette partie du spectre des vagues in situ pâtit toujours d'un manque criant d'observations. Les progrès récents dans la mesure des vagues courtes pourront certainement aider à améliorer leur compréhension.

L'objectif de cette thèse est de présenter un ensemble de mesures du spectre directionnel des vagues courtes obtenues par des techniques récentes. Ces mesures pourront servir ou bien à élucider les mécanismes physiques à leur origine, ou encore de validation pour les développements futurs des modèles numériques de vagues. Pour parvenir à cet objectif, cette thèse s'articulera en 5 parties.

Le premier chapitre est dédié à un état de l'art des propriétés essentielles des vagues courtes. On y dresse d'abord le cadre théorique, avec la définition du spectre des vagues, grandeur incontournable pour la description de l'état de mer ainsi que la plupart des variables qui seront employées au cours de cette thèse. Ensuite la partie *courte* du spectre des vagues, par opposition aux vagues longues, sera délimitée. La définition de ce terme aux multiples acceptions y sera développée. Enfin, les connaissances essentielles des distributions directionnelle seront rassemblées. On verra notamment que, contrairement à l'intuition, les vagues courtes ne se propagent pas toujours dans la direction du vent, mais aussi dans des directions obliques.

Dans le deuxième chapitre, une première méthode de mesure des caractéristiques des distributions directionnelles de vagues courtes sera présentée, basée sur l'analyse du bruit enregistré par les sismomètres et hydrophones déployés par grands fonds. Cette technique apporte une mesure du taux de vagues se propageant dans des directions opposées.

Au chapitre 3, les apports de la technique de stéréo-vidéo seront exploités, dont l'utilisation permet de fournir des reconstructions tridimensionnelles de la surface de l'océan. Il s'agit de la première étude détaillée des propriétés directionnelles de vagues courtes observées par stéréo-vidéo. On y analysera en particulier les caractéristiques de la bimodalité directionnelle, dont il s'agit des premières mesures réalisées à d'aussi petites échelles.

Le chapitre 4 vise à confronter les mesures précédentes aux prédictions d'un modèle de vagues. Ce travail permet notamment de s'intéresser aux processus physiques à la source des observations des chapitres précédents, notamment l'impact des interactions non-linéaires. Un terme source codant pour un processus de génération de vagues courtes par le déferlement des vagues longues y sera testé.

Enfin, on terminera dans la partie conclusions par une mise en parallèle des résultats de cette thèse, suivie de suggestions pour des investigations complémentaires visant à combler l'espace laissé entre les observations de cette thèse.

1.2 Le spectre des vagues

Les vagues sont mathématiquement décrites par un champ spatiotemporel tridimensionnel d'élévation de surface, $\zeta(\boldsymbol{x}, t)$, défini par rapport à leur position au repos, où $\boldsymbol{x}$ est le vecteur de coordonnées horizontales d'espace (coordonnées x, y) et t représente la coordonnée temporelle. Si la formulation mathématique des lois régissant le comportement de l'interface air-mer est bien connue (équations de Navier-Stokes), le calcul de l'évolution du champ de vagues dans un environnement réaliste reste un problème complexe de mécanique des fluides. Dans de telles conditions, prévoir la forme de la surface de l'océan est une entreprise ardue, ceci à cause d'une part de la complexité des équations mises en jeu, et d'autres part à cause de la dose de chaos présente dans le comportement des vagues en mer, contrairement à des conditions contrôlées telles qu'en laboratoire. On considère alors l'état de mer réel à un instant et un endroit donnés comme la réalisation d'une expérience aléatoire de paramètres définis (par exemple la vitesse du vent, la profondeur de l'eau, la stabilité de la colonne d'air, le spectre des vagues dominantes etc ...). L'élévation de surface est alors considérée comme une

variable stochastique, à laquelle on peut associer une loi de probabilité P, où [134]

$$P\left(\zeta_1, ..., \zeta_n; \boldsymbol{x}_1, ..., \boldsymbol{x}_n; t_1, ..., t_n\right) d\zeta_1 ... d\zeta_n$$

est la probabilité de mesurer une élévation de surface comprise entre ζ_1 et $\zeta_1 + d\zeta_1$ aux points $\boldsymbol{x}_1$ et à l'instant t_1 sachant des mesures similaires à $n-1$ autres endroits de l'espace et autres instants, n pouvant théoriquement tendre vers l'infini de manière à couvrir l'ensemble du domaine de définition du champ d'élévation de surface. La connaissance complète de cette loi de probabilité détermine tous les états de mer équivalents qu'il est possible d'obtenir.

Bien plus que les distributions de probabilités, ce sont plutôt ses moments qui sont accessibles à la mesure. Un moment d'une distribution de probabilités est défini comme l'espérance de la variable aléatoire élevée à une puissance entière positive donnée, par exemple n pour le moment d'ordre n. Une condition suffisante à la reconstruction de cette loi de probabilité est la connaissance de ses moments à tous les ordres [148] . Par définition des lois de probabilité, le moment d'ordre 0 est 1. Le moment d'ordre 1 est souvent choisi par convention comme étant nul, cette propriété définissant le niveau de référence. Le moment d'ordre 2 est le plus significatif et le plus couramment utilisé. Le moment d'ordre 2 est associé à la fonction d'auto-corrélation

$$C\left(\boldsymbol{\Delta}, \tau; \boldsymbol{x}, t\right) = \left\langle \zeta\left(\boldsymbol{x}, t\right) \zeta\left(\boldsymbol{x} + \boldsymbol{\Delta}, t + \tau\right)\right\rangle = \iint_{-\infty}^{+\infty} d\zeta_1 d\zeta_2 \, \zeta_1 \zeta_2 P\left(\zeta_1, \zeta_2; \boldsymbol{x}, \boldsymbol{x} + \boldsymbol{\Delta}; t, t + \tau\right) \tag{1.1}$$

où $\langle ... \rangle$ désigne une moyenne d'ensemble. C'est alors que l'on peut définir le spectre des vagues

$$E\left(\boldsymbol{k}, \omega\right) = \iiint_{-\infty}^{+\infty} d\boldsymbol{k} d\omega \, C\left(\boldsymbol{\Delta}, \tau\right) e^{i(\boldsymbol{k} \cdot \boldsymbol{\Delta} - \omega\tau)}$$

par transformation de Fourier de la fonction d'auto-corrélation, où la dépendance en $\boldsymbol{x}$ et t a été mise de côté. Or, si on considère le champ de vagues homogène et stationnaire, la fonction d'auto-corrélation (1.1) est indépendante de $\boldsymbol{x}$ et t respectivement. Dans ces conditions, le théorème de Wiener-Khintchine [6] peut s'appliquer au champ d'élévation de surface décomposé sur les modes de Fourier

$$\zeta\left(\boldsymbol{x}, t\right) = \iiint_{-\infty}^{+\infty} d\boldsymbol{k} d\omega \, Z\left(\boldsymbol{k}, \omega\right) e^{i\left(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{x} - \omega t\right)} \tag{1.2}$$

dont le spectre est donné par

$$E\left(\boldsymbol{k}, \omega\right) = \left\langle \left| Z\left(\boldsymbol{k}, \omega\right)\right|^2 \right\rangle$$

où il faut remarquer que $\omega \lesseqgtr 0$. Pour les applications, les grilles spectrales $(\boldsymbol{k}, \omega)$ sont discrétisées du fait de l'échantillonnage des champs réels par la méthode de mesure employée, et alors on écrit, de manière abusive :

$$\zeta\left(\boldsymbol{x}, t\right) = \sum_{\boldsymbol{k},\omega} dZ\left(\boldsymbol{k}, \omega\right) e^{i\left(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{x} - \omega t\right)} \tag{1.3}$$

qui s'apparente à une transformée de Fourier-Stieltjes [176]. Le spectre est alors approché, pour une grille régulière d'espacements $\Delta\boldsymbol{k} = \Delta k_x \Delta k_y$ et $\Delta\omega$, par :

$$E\left(\boldsymbol{k}, \omega\right) = \lim_{\|\Delta\boldsymbol{k}\|, \Delta\omega \to 0} \frac{\left\langle \left| dZ\left(\boldsymbol{k}, \omega\right)\right|^2 \right\rangle}{\Delta\boldsymbol{k}\Delta\omega} \tag{1.4}$$

où le spectre est à nouveau défini pour $\omega \lesseqgtr 0$. Cette hypothèse sera supposée vraie dans la suite de ce manuscrit. Pour un état de mer stationnaire et homogène, on peut également montrer que le spectre est proportionnel à l'énergie mécanique du champ

d'élévation de surface (voir [134] par exemple).

Une approximation courante consiste à négliger les corrélations du champ de vagues d'ordre supérieur. Dans ce cas, la loi de probabilité P évoquée plus haut se résume à une loi normale de moyenne nulle et d'écart type donné [112]. En d'autres termes, tous les champs de vagues du type

$$\zeta(\boldsymbol{x}, t) = \iiint_{-\infty}^{+\infty} d\boldsymbol{k} d\omega \sqrt{2E(\boldsymbol{k}, \omega)} \cos\left[\boldsymbol{k} \cdot \boldsymbol{x} - \omega t + \varphi(\boldsymbol{k}, \omega)\right] \tag{1.5}$$

où la phase aléatoire $\varphi(\boldsymbol{k}, \omega)$ est distribuée uniformément sur $[0; 2\pi[$, sont statistiquement équivalents car auront le même spectre $E(\boldsymbol{k}, \omega)$. Un tel modèle est mathématiquement correct, tout signal pouvant être décomposé sur des modes sinusoïdaux, mais physiquement incorrect. L'image d'un champ de vagues constitué de composantes sinusoïdales indépendantes les unes des autres n'est valable que si l'on néglige les effets des non-linéarités hydrodynamiques. On parlera aussi dans le chapitre 3 d'ondes liées. Celles-ci ont en particulier un effet sur les corrélations d'ordre supérieur, non prises en compte dans le spectre, et qui contribuent à la déviation des distributions de hauteur du comportement gaussien [163], et des pentes de la surface [42]. Si les non-linéarités sont négligées dans les équations eulériennes de la dynamique des fluides, la fonction (1.5) est une solution, à condition qu'elle vérifie la relation de dispersion [156] :

$$\omega(\boldsymbol{k}, \boldsymbol{U}) = \sigma(k) + \boldsymbol{k} \cdot \boldsymbol{U} \tag{1.6}$$

$$\sigma(k) = \sqrt{gk \tanh kd} \tag{1.7}$$

où d est la profondeur de l'eau $\boldsymbol{U}$ est un courant horizontal. Lorsque $kd \gg 1$, on peut

utiliser l'approximation dite d'eau profonde

$$\sigma(k) = \sqrt{gk} \tag{1.8}$$

qui sera couramment employée dans ce manuscrit. Ces relations de dispersion permettent de relier les échelles spatiales aux échelles temporelles. Dans ce cas, le spectre tridimensionnel $E(\boldsymbol{k}, \omega)$ peut être réduit en un spectre bidimensionnel

$$E(\boldsymbol{k}) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \, E(\boldsymbol{k}, \omega)$$

dit en vecteur d'onde, sans perte de généralité. Par la suite, on parlera d'ondes libres, par opposition aux ondes liées (voir notamment chapitre 3), lorsque les ondes vérifient cette relation de dispersion. L'indice *libre* pourra être employé, mais il est oublié dans l'immédiat afin de ne pas alourdir les notations. On pourra également utiliser le spectre en nombre d'onde-direction

$$E(k, \theta) = kE(\boldsymbol{k}) \tag{1.9}$$

ou le spectre en pulsation-direction

$$E(\omega, \theta) = \frac{E(k, \theta)}{c_g} \tag{1.10}$$

où $c_g = \partial_k \omega$ est la vitesse de groupe des vagues, ou encore le spectre en fréquence-direction

$$E(f, \theta) = 2\pi E(\omega, \theta) \tag{1.11}$$

où $f = \omega / (2\pi)$ est la fréquence des vagues. Par convention ici, la direction θ désignera la direction de provenance des vagues, définie dans le repère horizontal (x, y) de telle

manière que

$$\begin{cases} \cos\theta = -k_x \\ \sin\theta = -k_y \end{cases} \tag{1.12}$$

Souvent, on utilisera aussi des spectres unidimensionnels (ou omnidirectionnels), tels que

$$E(k) = \int_0^{2\pi} d\theta\, E(k,\theta)\,; \quad E(\omega) = \int_0^{2\pi} d\theta\, E(\omega,\theta)\,; \quad E(f) = \int_0^{2\pi} d\theta\, E(f,\theta) \tag{1.13}$$

Bien que cette description d'un champ de vagues linéarisé, homogène et stationnaire possède ses limites, le spectre est d'une utilité pratique indéniable. Pratiquement toutes les observables les plus courantes relatives à l'état de mer peuvent en être déduites [137]. C'est en particulier le cas pour la hauteur significative des vagues, évoquée un peu plus haut [39] :

$$h_s \simeq 4\sqrt{\iiint_{-\infty}^{+\infty} d\boldsymbol{k} d\omega\, E(\boldsymbol{k},\omega)}$$

Pour ces raisons, la recherche d'une forme du spectre des vagues dépendant d'un nombre fini de paramètres a été la source d'efforts théoriques et observationnels depuis des années. L'essentiel de ces investigations a abouti à la proposition de formes mathématiques paramétrées pour le spectre des vagues. On peut citer entre autres celle proposée par Elfouhaily et al. [52], qui peut être formulée de la manière suivante :

$$E(k) = \underbrace{\frac{\alpha_P}{2} k^{-3}}_{(a)} \underbrace{\exp\left[-\frac{5}{4}\left(\frac{k}{k_p}\right)^{-2}\right]}_{(b)} \underbrace{\gamma^{\Gamma}}_{(c)} \underbrace{\exp\left[-\frac{\Omega}{\sqrt{10}}\left(\sqrt{\frac{k}{k_p}} - 1\right)\right]}_{(d)} + \underbrace{k^{-3} B_h}_{(e)} \tag{1.14}$$

où k_p est la nombre d'onde pic, c'est-à-dire le nombre d'onde des vagues au pic d'énergie

$$\Omega = \frac{U_{10}}{c_p} \tag{1.15}$$

est l'âge inverse des vagues, avec U_{10} la vitesse du vent à une hauteur de référence de 10 mètres et c_p la vitesse de phase des vagues du pic. L'évolution du spectre d'Elfouhaily en fonction de la vitesse du vent est tracée en figure 1.2.

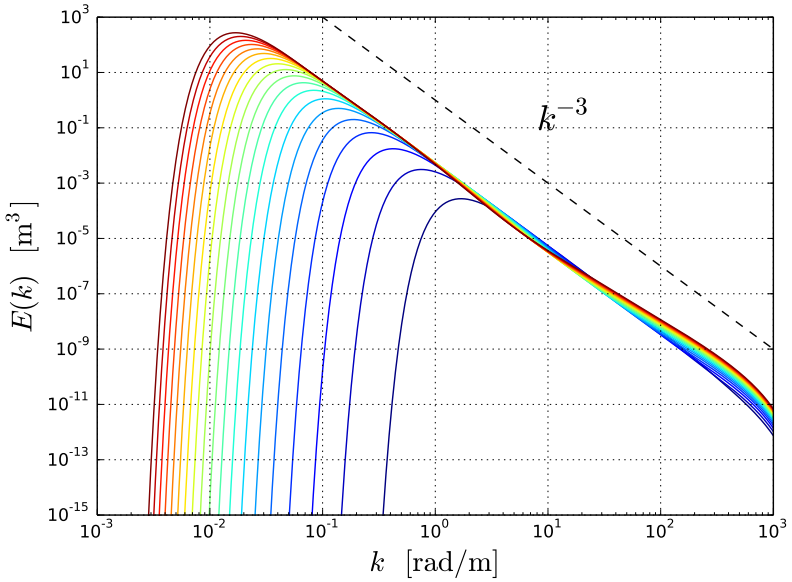

FIGURE 1.2 – Spectre d'Elfouhaily et al. [52] pour des vents U_{10} valant 2 (bleu), 3, 4, ..., 20 (rouge) $\mathrm{m} \cdot \mathrm{s}^{-1}$ et pour un fetch infini. La transition capillaire est localisée à 370 $\mathrm{rad} \cdot \mathrm{m}^{-1}$.

L'équation (1.14) contient de gauche à droite les diverses améliorations apportées au cours du temps au spectre empirique des vagues. Le terme (a) est hérité de Phillips [132]. Il traduit l'existence d'une forme limite dite saturée du spectre des vagues vers les hautes fréquences. Cette forme est associée au déferlement, et α_P est la constante de Phillips, initialement estimée à 0.0074 approximativement [132], mais dont les varia-

tions, potentiellement avec l'âge des vagues, traduisent l'existence d'une autre forme au spectre des vagues courtes [90, 135]. Le terme (b) est la paramétrisation mathématique de la forme du spectre des vagues au voisinage du pic, telle que formulée en premier par Pierson et Moskowitz [136] pour des mers complètement développées. Le terme (c) résulte d'une correction apportée par Hasselmann et al. [72] pour des mers en développement, rendue plus tard cohérente avec les paramétrisation de Pierson et Moskowitz [136] par Elfouhaily et al. [52] :

$$\gamma = \begin{cases} 1.7 & 0.84 < \Omega_c < 1 \\ 1.7 + 6 \ln \Omega_c & 1 < \Omega_c < 5 \end{cases}$$

où

$$\Omega_c = \Omega \cos \bar{\theta} \tag{1.16}$$

est l'âge des vagues corrigé de l'angle entre le vent et les vagues, $\bar{\theta} = \theta_p - \theta_U$. Le facteur γ est élevé à la puissance

$$\Gamma = \exp \left\{ -\frac{\left(\sqrt{\frac{k}{k_p}} - 1\right)^2}{2\left[0.08\left(1 + 4\Omega_c^{-3}\right)\right]^2} \right\}$$

Enfin, le facteur (d) est un ajout d'Elfouhaily et al., présent pour limiter la partie du spectre contenant de l'énergie au-dessus de $k/k_p = 10$. Enfin le terme (e) ne sera pas détaillé mais contient la contribution des vagues capillaires au spectre des vagues (non détaillée ici mais essentielle, voir l'article original [52]). Ce spectre a comme avantage principal de pouvoir être calculé à partir d'un petit nombre de paramètres, bien qu'il ne puisse être employé que dans certaines conditions.

Le spectre est une grandeur de choix lorsqu'on étudie les vagues. Il est nécessaire à

la description complète du champ de vagues. L'utilisation du spectre réduit considérablement le nombre d'informations nécessaires pour prédire l'état de mer. C'est ensuite une grandeur qui peut aisément être calculée à partir des équations déterministes de la mécanique des fluides. Il est en particulier possible de dériver une équation d'évolution du spectre à partir des équations de Navier-Stokes [62] :

$$\partial_t N(\boldsymbol{k}) + \boldsymbol{\nabla} \cdot [(\boldsymbol{c}_g + \boldsymbol{u}) N(\boldsymbol{k})] = \frac{S}{\sigma} \tag{1.17}$$

où $N(\boldsymbol{k}) = E(\boldsymbol{k}) / \sigma(k)$ est appelée l'action des vagues et où S est appelé terme source. L'équation homogène associée ($S = 0$) traduit la propagation d'ondes linéaires, éventuellement en présence d'un courant horizontal $\boldsymbol{u}$. Il découle du principe plus général de conservation de l'action, valable pour tout système d'ondes se propageant dans un milieu où leur vitesse de propagation peut varier [175, 37]. La forme exacte du terme source S n'est pas connue, mais renseigne sur les différentes sources et puits d'énergie pour les vagues. Cette équation est celle résolue par les modèles numériques spectraux d'état de mer tels que WAVEWATCH®III (abrégé WW3 par la suite), dont les usages sont maintenant nombreux. Au-delà de l'usage historique des modèles d'état de mer pour la météo marine, ceux-ci sont maintenant un rouage des modèles couplés de simulation du système terrestre, avec des applications pour l'évolution du climat en particulier. Il est habituel de décomposer les sources (et puits) d'énergie en trois catégories :

$$S = S_{\text{in}} + S_{\text{nl}} + S_{\text{diss}} \tag{1.18}$$

S_{nl} traduit l'effet non stationnaire des non-linéarités hydrodynamiques sur l'évolution du spectre des vagues. Ce terme traduit les formes du transfert d'énergie entre les différentes échelles du spectre. C'est le seul terme qui puisse être dérivé de manière théorique à

partir des équations d'Euler. Sa forme exacte est connu depuis les travaux fondateurs de Hasselmann [70], redécouvert suivant une méthode différente par Zakharov [184]. S_{in} représente quant à lui l'apport d'énergie par le vent (par abus de langage, on emploiera souvent l'anglicisme *input*). Enfin, le terme S_{diss} regroupe tous les autres types de phénomènes participant à la dissipation d'énergie des vagues, particulièrement ceux associés au déferlement. Tout comme le terme d'input, le terme de dissipation souffre d'un manque de paramétrisations convenables. La littérature sur le sujet est vaste et le lecteur pourra par exemple se reporter au manuel d'utilisateur de WW3 pour une explication des différentes paramétrisations actuellement employées dans les modèles spectraux d'états de mer [179].

1.3 Définition des vagues courtes

L'appellation *vagues courtes* abonde dans la littérature. Dans la catégorie des ondes de gravité ordinaires, elles sont souvent définies par opposition aux vagues longues. En revanche, il est possible de mettre en évidence plusieurs manières de les distinguer.

1.3.1 Contenu énergétique

La première distinction entre vagues longues et vagues courtes repose sur l'énergie qu'elles contiennent. En effet, la hauteur significative des vagues est imposée pour une portion réduite du domaine d'échelles des ondes de gravité ordinaires. Par exemple, si on considère un état de mer tel que celui prédit par le spectre d'Elfouhaily et al. (1.14), équation (1.14), on peut montrer que 90 % de la hauteur significative est contenue dans les vagues de plus de 2.3 m de longueur ($k = 2.6\,\text{rad}\cdot\text{m}^{-1}$ et $f = 0.25\,\text{Hz}$), pour $U_{10} = 10\,\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $\Omega_c = 1.2$, *i.e.* lorsque le développement complet est atteint. Pour

autant, cette échelle dépend de la forme du spectre des vagues et est susceptible de varier avec les conditions météorologiques ainsi que d'état de mer.

1.3.2 Invariance d'échelle

Le spectre d'Elfouhaily et al., malgré les simplifications qu'il fait intervenir, fait apparaitre les caractéristiques principales des spectres de vagues. En particulier, le comportement en loi de puissance (k^{-3}, équation (1.14a)), vers lequel tend le spectre aux hautes fréquences, est lui une propriété universelle des spectres des vagues de gravité aux hautes fréquences. L'origine d'un tel comportement est à trouver dans une forme d'invariance d'échelle dans ce domaine [23]. Si on considère le rapport d'énergie entre la composante k et la composante xk du domaine où on constate une loi en puissance k^{-n}, alors le rapport des énergies de ces composantes

$$\frac{E(k)}{E(xk)} = x^n$$

ne dépend pas de k, et par conséquent pas de l'échelle des vagues considérées. On dit alors que la surface de l'océan présente une invariance d'échelle, autrement dit il est impossible de dégager une échelle typique dans ce domaine spectral. Ce comportement est observé à la fois sur les spectres en nombre d'onde et en fréquence. En supposant l'absence de courant, de modulation par les vitesses orbitales des vagues et de non-linéarités, un lien entre ces deux spectres est fourni par la relation de dispersion (1.8) via les équations (1.9-1.13)[90]. Dans ces conditions, si le spectre en nombre d'onde présente une loi de puissance de la forme

$$E(k) \propto k^{-n}$$

alors le spectre en fréquence aussi,

$$E(f) \propto f^{-p}$$

avec un exposant $p = 2n - 1$. Même si cela semble confirmé par les observations, ce lien pourrait être invalidé aux hautes fréquences en raison d'une forme non-sinusoïdale de vagues déferlantes [23]. Les observations peuvent être classées en plusieurs groupes (voir tableau 1.1). Ces observations valident l'hypothèse selon laquelle il existerait une transition d'un comportement en $k^{-2.5}$ (f^{-4}) vers k^{-3} (f^{-5}), ces deux types d'équilibres étant justifiés physiquement de manières différentes. Cette transition pourrait avoir lieu à des nombres d'onde compris entre 4 et $25k_p$, en fonction de l'âge des vagues [110]. Le domaine $k^{-2.5}$ correspondrait à une zone du spectre où les effets du vent et de la dissipation peuvent être négligés, et où les interactions non-linéaires ont tendance à fournir de l'énergie aux composantes plus longues et plus courtes [92, 144]. La forme $k^{-2.5}$ est alors obtenue théoriquement par analyse dimensionnelle de la forme du flux d'énergie non-linéaire [91, 66], ce qui est confirmé par de nombreuses simulations numériques [16, 95, 15]. La forme en k^{-3} correspond quant à elle à un équilibre différent, cette fois où la dissipation par déferlement est le mécanisme dominant. Initialement proposée par Phillips [132], cette forme spectrale a été couramment employée pour la paramétrisation semi-empirique du spectre des vagues.

1.3.3 Moments d'ordres supérieurs

Si l'essentiel de l'énergie d'un état de mer est dicté par les vagues situées autour du pic, d'autres grandeurs qui dépendent de moments d'ordres supérieurs du spectre sont davantage dépendantes de sa partie hautes fréquences. C'est tout d'abord le cas de la

	$n = 2.5$ $(p = 4)$	$n = 3$ $(p = 5)$	$n = 2.5$ puis $n = 3$
Spectre en fréquence $E(f) \propto f^{-p}$	Liu et al. 1989 [107] Wang et Hwang 2004 [171] Long et Resio 2007 [110] Benetazzo et al. 2012 [28] et 2015 [27]	Pierson et Moskowitz 1964 [136] DeLeonibus et al. 1974 [49] Hasselmann et al. 1980 [69] Donelan et al. 1985[50]	Toba 1973 [165] Forristall 1981 [59] Leykin et Rozenberg 1984 [105] Leckler et al. 2015 [102]
Spectre en nombre d'onde $E(k) \propto k^{-n}$		Banner et al. 1989 [18] Kosnik et Dulov 2010 [96]	Romero et Melville 2010 [149] Leckler et al. 2015 [102] Lenain et Melville 2017 [104]

TABLE 1.1 – Passage en revue des différentes formes de spectre omnidirectionnel en fréquence et/ou en nombre d'onde observés dans la littérature.

pente de la surface océanique. La pente locale est donnée par le gradient de l'élévation de surface,

$$\|\boldsymbol{\nabla}\zeta\|$$

Tout comme l'élévation de surface, les pentes peuvent être caractérisées par leur spectre :

$$F(\boldsymbol{k}) = k^2 E(\boldsymbol{k})$$

soit un spectre omnidirectionnel (voir figure 1.3)

$$F(k) = \int_0^{2\pi} d\theta\, k^2 E(\boldsymbol{k}) = kE(k)$$

La variance du spectre des pentes est plus communément appelée mss (pour Mean Square Slope). Cette grandeur intégrée est définie par :

$$\text{mss} = \iint F(\boldsymbol{k})\, d\boldsymbol{k} = \iint k^2 E(\boldsymbol{k})\, d\boldsymbol{k} \tag{1.19}$$

Cette grandeur peut être mesurée à partir de la forme du motif de lumière solaire réfléchie par la surface de l'océan. De cette manière, Cox et Munk [46] sont parvenus, avec les moyens de l'époque, à calculer la pente moyenne carrée de la surface de l'océan pour différentes valeurs de U_{10}. Ces mesures ont pu être améliorées par la suite avec des moyens modernes [36]. Le moment d'ordre 2 du spectre en nombre d'onde caractérise la rugosité de surface, qui intervient notamment dans ses caractéristiques aérodynamiques. La rugosité est un facteur majeur de détermination du coefficient de trainée.

On peut poursuivre le raisonnement jusqu'au moment d'ordre 4. Celui-ci est associé à la dérivée seconde du champ d'élévation de surface :

$$\left\| \boldsymbol{\nabla}_h^2 \zeta \right\|$$

Dans le domaine spectral, son spectre est défini par :

$$B(\boldsymbol{k}) = k^4 E(\boldsymbol{k})$$

soit un spectre omnidirectionnel (voir figure 1.3)

$$B(k) = \int_0^{2\pi} d\theta\, k^4 E(\boldsymbol{k}) = k^3 E(k)$$

Cette grandeur sans dimension est aussi appelée spectre de saturation.

Le spectre de saturation est en particulier intimement lié au déferlement des vagues. Phillips [132], en formulant son hypothèse de saturation du champ de vagues évoquée précédemment, prévoit un niveau de saturation constant comme forme limitante du spectre des vagues courtes :

$$B_0 = \int_0^{2\pi} B\left(\boldsymbol{k}\right) d\theta = \frac{1}{k} \int_0^{2\pi} B\left(k, \theta\right) d\theta = \frac{\alpha_P}{2} \tag{1.20}$$

Bien que ce modèle ne semble pas aussi universel que pensé au départ par Phillips, le déferlement des vagues semblerait avoir lieu lorsque le spectre de saturation dépasse le niveau de saturation B_0 [17]. Ce principe a servi de base à l'implémentation du terme de dissipation de Ardhuin et al. [10], qui a permis des améliorations significatives des prévisions du spectre des vagues.

Au-delà des moments d'ordre 2 et 4 reliés directement à la géométrie du champ d'élévation de surface, d'autres grandeurs d'intérêt sont calculées à partir de moments d'ordres supérieurs du spectre des vagues courtes. On peut par exemple citer la dérive de Stokes. Il s'agit de la dérive lagrangienne moyenne sous l'effet des vagues [5]. En eau profonde et pour un champ de vagues unidirectionnel, elle est donnée, à l'ordre de non-linéarité le plus bas, par [87] :

$$u_s\left(z\right) = 2\sqrt{g} \int dk\, k^{1.5} E\left(k\right) e^{2kz} \tag{1.21}$$

qui est un moment d'ordre 1.5 du spectre des vagues (voir figure 1.3). Cette variable contribue de manière importante à la dérive de particules en surface [139]. On peut également citer le calcul du coefficient de trainée qui fait intervenir de tels moments [117].

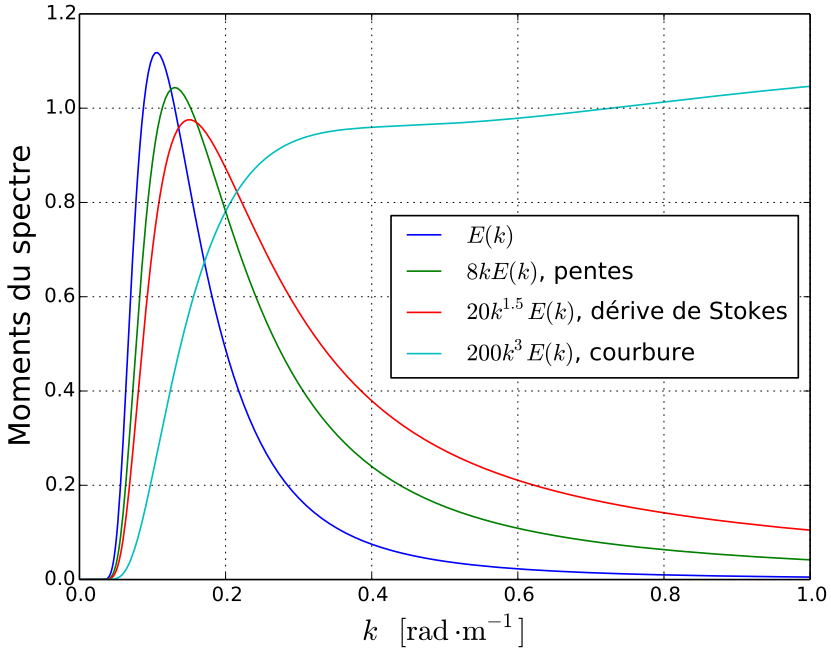

FIGURE 1.3 – Contribution des différentes échelles spatiales de vagues aux divers moments du spectre selon le spectre d'Elfouhaily et al. (1.14) pour un vent $U_{10} = 8\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$. Les facteurs scalaires dans la définition des grandeurs sont arbitraires. La contribution à la courbure de la surface se poursuit jusqu'au domaine capillaire (jusqu'à $300\,\mathrm{rad}\cdot\mathrm{m}^{-1}$ et plus).

1.3.4 Physique spécifique

Comme nous avons eu l'occasion de l'apercevoir, la physique des vagues dépend aussi de leur échelle, ce qui constitue un moyen de distinction entre vagues longues et courtes. Les phénomènes de modulation et d'ombrage notamment impactent plus spécifiquement les vagues courtes. Le terme de modulation englobe différents types de phénomènes qui ont pour point commun d'induire des modifications spatiotemporelles de la propagation des vagues courtes. Il peut s'agir par exemple de l'influence des courants orbitaux des vagues longues qui modifient la relation de dispersion (3.1) ou encore de la modification de la gravité ressentie par les vagues courtes sous l'effet de l'accélération verticale des vagues longues. Cette modulation est particulièrement importante pour comprendre la répartition spatio-temporelle de l'écho radar réfléchi par la surface de l'océan [3]. L'inhomogénéité de la répartition des vagues courtes induit par ces effets de modulation permet notamment de mesurer le spectre des vagues longues [138]. La présence de vagues longues modifie également l'écoulement d'air au-dessus d'elles, de telle sorte que l'apport d'énergie aux plus petites échelles coincées entre deux crêtes de vagues longues s'en trouve modifié [84, 67].

1.3.5 Bilan

Au final, il existe bien des manières de distinguer les vagues longues des vagues courtes, bien qu'une échelle donnée puisse tantôt être classée dans l'une ou l'autre de ces catégories. Dans notre contexte, ces distinctions ne sont pas structurantes. Les vagues ici étudiées sont celles encore mal résolues par les modèles numériques, de fréquences typiquement comprises entre deux fois la fréquence pic et 1 Hz. Il semblerait qu'aucun modèle numérique actuel ne parvienne à reproduire la forme du spectre des vagues aux

hautes fréquences, que ce soit le spectre omnidirectionnel ou le spectre directionnel. La forme de la fonction de dissipation S_{diss} permettant de reproduire une décroissance en k^{-3} du spectre en fréquence des vagues est encore inconnue, malgré quelques tentatives telles que celles de Alves et Banner [4] ou Ardhuin et al. [10]. Bien souvent, comme cela a été fait dans les modèles de première génération, le niveau d'énergie des vagues au-dessus d'un multiple de la fréquence pic est contraint à décroitre en f^{-5} [94], principalement afin de disposer d'un comportement de référence sur lequel calibrer le reste du modèle. La partie hautes fréquences du spectre est en effet déterminante dans l'évolution de l'état de mer. Les vagues courtes dans un contexte de modélisation n'englobent pas seulement les vagues du domaine de saturation, mais aussi des vagues comprises entre le pic et ce domaine, dont la contribution à H_s peut être non-négligeable. L'apport d'énergie par le vent aux vagues croît typiquement avec le ratio [121]

$$S_{\text{in}}(k) \sim \left[\frac{U_{10}}{c(k)}\right]^2$$

La vitesse de phase des vagues diminuant avec la fréquence dans le domaine gravitaire, la croissance des vagues courtes sous l'effet du vent sera plus rapide que pour les vagues longues. Cette énergie est ensuite redistribuée par interaction non-linéaire aux échelles plus longues et plus courtes. Une distinction plus fine en différents domaines est opérée par Resio et al. [146] (leur figure 1 en particulier), qui montre la répartition des transferts d'énergie non-linéaire en fonction de l'échelle des vagues. Une meilleure prise en compte des courtes échelles aurait donc un impact sur l'ensemble du spectre.

1.4 Distribution directionnelle des vagues courtes

1.4.1 Définitions

Jusqu'à présent, seule la répartition d'énergie des vagues selon les différentes échelles a été discutée, laissant de côté leur répartition directionnelle. Le spectre bidimensionnel $E(\boldsymbol{k})$ peut toujours être divisé en une contribution omnidirectionnelle $E(k)$ et une contribution directionnelle, notée $M(k,\theta)$, par exemple de la manière suivante, en reprenant les notations du paragraphe (1.2) :

$$E(\boldsymbol{k}) = \frac{E(k,\theta)}{2k} = \frac{E(k)\,M(k,\theta)}{2k} \tag{1.22}$$

où

$$\int_0^{2\pi} d\theta\, M(k,\theta) = 1 \tag{1.23}$$

est la distribution directionnelle d'énergie, et de manière similaire à partir des autres expressions du spectre (1.10) et (1.11). En d'autres termes, la valeur de l'énergie contenue dans les vagues d'une échelle k donnée n'est pas influencée par M, qui dicte seulement sa répartition directionnelle, et qui elle-même peut varier en fonction de l'échelle des vagues.

1.4.2 Paramétrisations

L'étude de la distribution directionnelle des vagues est intervenue après celle de leur niveau d'énergie [21]. Historiquement, le moyen de mesure le plus courant du spectre des vagues a été la bouée houlographe. Celle-ci n'a longtemps fourni qu'une indication sur la hauteur de l'eau. Il faut ajouter à cela les limitations d'échelle qui empêchaient

les bouées houlographes de mesurer des vagues de fréquences $f \gtrsim 0.5\,\mathrm{Hz}$ principalement à cause des mouvements résonants de la bouée que ces vagues induisent. Les travaux de Longuet-Higgins et al. [114] ont permis de mettre sur pied l'une des méthodes routinières les plus employées pour mesurer les spectres directionnels de vagues. Cette évaluation est basée sur la mesure des 5 premiers coefficients de Fourier de la distribution directionnelle, à partir desquels on peut reconstruire le spectre complet en employant des méthodes statistiques [116]. De leurs travaux ont découlé la paramétrisation suivante de la distribution directionnelle :

$$M\left(s,\theta\right) = G\left(s\right)\cos^{2s}\left(\frac{\theta-\theta_m}{2}\right) \tag{1.24}$$

où s est un paramètre d'étalement directionnel, et θ_m est la direction principale des vagues (qui peut différer de celle du vent), et avec :

$$G\left(s\right) = 2\frac{\Gamma\left(s+1\right)}{\Gamma\left(s+{}^1\!/_2\right)\Gamma\left({}^1\!/_2\right)}$$

Sous cette forme, le spectre des vagues est unidirectionnel, avec un étalement qui est une fonction décroissante de s. Des paramétrisations de s avec la vitesse du vent et la fréquence permettent de calculer la distribution directionnelle à toutes les fréquences. On peut citer celle de Mitsuyasu et al. [122] :

$$s = 11.5\left(\frac{c}{U_{10}}\right)^{2.5} \tag{1.25}$$

De cette paramétrisation découle que, à vent constant, s diminue, ce qui signifie que la largeur du lobe de la fonction (1.24) croît, on dit aussi que l'étalement croît. Malheureusement, cette paramétrisation ne repose que sur une version basse résolution du

spectre directionnel des vagues. Plus tard, Donelan et al. [50] ont proposé une autre paramétrisation, cette fois basée sur des évaluations du spectre bidimensionnel complet. Bien que la forme mathématique change, le spectre directionnel est toujours uni-modal est dépendant d'un seul paramètre d'étalement.

1.4.3 Importance

La répartition directionnelle des vagues est d'importance pour toutes sortes de mesures. C'est particulièrement le cas de toutes les grandeurs vectorielles, comme la dérive de Stokes. Pour un champ monochromatique, la dérive de Stokes est donnée par l'équation (1.21). Bien souvent, avant d'être calculées dans le cas réaliste bidimensionnel, ces grandeurs sont dérivées en 1D. La généralisation au cas 2D se fait ensuite en superposant les résultats obtenus pour chaque composante. Dans le cas où la grandeur étudiée est vectorielle, les aspects directionnels rentrent en jeu. Ainsi, pour la dérive de Stokes :

$$u_s^{2D} \neq u_s^{1D}$$

où le formulation 1D correspond au cas monochromatique (1.21), plus précisément :

$$u_s^{2D}(z) = \int_0^\infty dk\, V(k)\, m_1(k) \tag{1.26}$$

$$V(k) = 2\sqrt{g}k^{1.5}E(k)$$

où

$$m_1(k) = \sqrt{a_1^2(k) + b_1^2(k)}; \quad a_1(k) = \int_0^{2\pi} d\theta\, M(k,\theta)\cos(\theta - \theta_m); \quad b_1(k) = \int_0^{2\pi} d\theta\, M(k,\theta)\sin(\theta - \theta_m)$$

Ainsi, la prise en compte de la répartition directionnelle des vagues peut réduire la dérive de Stokes de 15% [9]. La déviation de la dérive de Stokes par rapport à la direction des vagues dominantes est également donnée par l'asymétrie de la distribution directionnelle d'énergie des vagues. Des moments circulaires similaires interviennent par exemple dans la décomposition de la variance des pentes entre une partie localisée dans la direction principale et une dans la direction orthogonale :

$$\mathrm{mss} = \mathrm{mss}_{\parallel} + \mathrm{mss}_{\perp}$$

où

$$\mathrm{mss}_{\parallel} = \iint F_{\parallel}(\boldsymbol{k})\, d\boldsymbol{k} \tag{1.27}$$

$$\mathrm{mss}_{\perp} = \iint F_{\perp}(\boldsymbol{k})\, d\boldsymbol{k} \tag{1.28}$$

$$F_{\parallel}(\boldsymbol{k}) = \cos^2(\theta - \theta_m)\, F(\boldsymbol{k}) = \cos^2(\theta - \theta_m)\, k^2 E(\boldsymbol{k})$$

$$F_{\perp}(\boldsymbol{k}) = \sin^2(\theta - \theta_m)\, F(\boldsymbol{k}) = \sin^2(\theta - \theta_m)\, k^2 E(\boldsymbol{k})$$

Cette décomposition peut être mesurée par télé-détection. Par ailleurs, la distribution directionnelle a un impact sur la forme du transfert d'énergie non-linéaire à l'intérieur du spectre des vagues [147]. Les distributions directionnelles ont aussi un impact sur le coefficient de traînée de la surface océanique [164].

1.4.4 Bimodalité

Avec les moyens récents de mesure du spectre des vagues, notre connaissance des spectres directionnels de vagues courtes a été remise en question. Ewans et al. [53] mettent en évidence le caractère répandu de distributions directionnelles d'énergie bimodales au-dessus de $f = 2f_p$. Ces distributions d'énergie présentent deux maxima d'énergie de part et d'autre d'un minimum (voir figure 1.4). Elles sont généralement caractérisées par l'écartement angulaire de ces deux lobes et par la hauteur de chaque lobe normalisée par le minimum d'énergie entre eux, appelé ratio des lobes (*lobe ratio* en anglais). La trace de distributions d'énergie bimodales se retrouve dans de nombreuses mesures du spectre directionnel des vagues courtes depuis les travaux pionniers de Chase et al. [44] (voir tableau 1.2). Ces distributions pouvaient jusqu'à lors être considérées comme des distributions uni-modales issues d'épisodes de vents tournants [69], ou encore comme des anomalies [81]. Elles ont par la suite été l'objet d'études à part entière. Des études ultérieures ont permis de fournir des mesures de l'écart angulaire [53, 80, 170, 74, 110, 149, 181, 104], du ratio des lobes [53, 80, 170, 74, 181, 149, 104] ou de la largeur de chaque pic [53, 74, 181], accompagnées parfois de paramétrisations. Ces études diffèrent également dans la méthode de mesure de la bimodalité. Parmi ces études, seules quelques unes approchent les distributions directionnelles par une forme a priori (double gaussienne [53], ou double cosinus [181]), ce qui permet une analyse plus appropriée de la forme de la distribution directionnelle.

Des investigations numériques ont montré que le terme de transferts non-linéaires S_{nl} dans l'équation (1.18), pouvait en être l'origine lorsque calculé de manière exacte [20, 182], confirmé plus tard par des simulations à phase résolue sur la base des équations d'Euler [166]. Toutefois, cette source n'est peut être pas la seule. On peut notamment citer la différence de directionnalité entre S_{in} et S_{diss} [20, 4] ou encore l'existence de taux

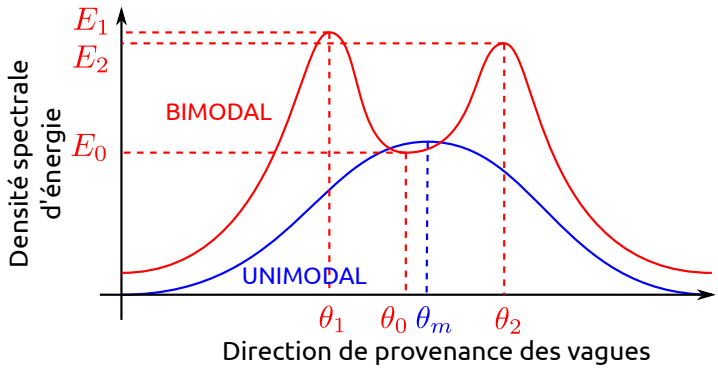

FIGURE 1.4 – Unimodalité et bimodalité des distributions directionnelles de vagues courtes. La bimodalité est caractérisée par un minimum central, θ_0, et deux lobes, θ_1 et θ_2.

de croissance des vagues sous l'effet du vent maximum dans des directions obliques [103]. Plus généralement, la bimodalité de la distribution directionnelle pourrait expliquer l'évolution de la répartition d'énergie des vagues entre la direction du vent et sa direction orthogonale. Un certain nombre de mesures de télédétection, à commencer par les mesures de Cox et Munk [46], tendent à invalider l'hypothèse d'un champ de vagues courtes unimodal. Cox et Munk, plus tard appuyés par les mesures de Bréon et Henriot [36], mesurent un rapport $\mathrm{mss}_\perp$ sur $\mathrm{mss}_\parallel$ (voir équations (1.27) et (1.28)) plus important que ce qu'une distribution unimodale réaliste anticipe [123] (voir aussi Hwang et Wang [79]). Des mesures de rétrodiffusion radar en bande L indiquent également une distribution directionnelle de l'énergie radar cohérente avec une distribution d'énergie bimodale [183], pour des valeurs des vitesses de vent à 10 mètres inférieures à $10\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$.

Publication	Technique	Commentaires
Chase et al. 1957 [44]	Stéréophotographie	Traces dans le spectre de la base de données #2 Figure 1
Phillips 1958 [133]	Stéréophotographie	Reprend des données de Chase et al. 1957 [44]
Hasselmann et al. 1980 [69]	Bouée houlographe	Emploi de fonctions bimodales pour la reconstruction de distributions directionnelles
Holthuijsen 1983[77]	Stéréophotographie	Figure 6
Jackson et al. 1985 [81]	Radar HF	Bimodalité mesurée sans ambigüité mais considérée comme anormale ('truly anomalous')
Wyatt 1995 [180]	Radar HF	Figure 7
Young et al. 1995 [182]	Réseau de perches à houle	Analyse complète de la bimodalité
Hara et al. 1997 [68]	Scanner laser de pentes	Figure 9
Krogstad et Trulsen 2010 [97]	Réseau de lasers	Figure 13
Simanesew et al. 2016 [154]	Réseau de lasers	Figure 8

TABLE 1.2 – Passage en revue de la présence de bimodalité dans des données directionnelles de vagues.

Chapitre 2

Propriétés directionnelles des vagues courtes mesurées au moyen du bruit sismo-acoustique fond de mer

Ce chapitre aborde une première technique de mesure des distributions directionnelles de vagues courtes au moyen des bruits de fond acoustique et sismique enregistrés par grandes profondeurs. Cette méthode récente [55] permet une évaluation indirecte de la variabilité de la directionnalité du champ de vagues aux échelles allant des vagues dominantes à plusieurs Hertz. Le rapport entre état de mer et bruit de fond océanique sur toute cette plage de fréquence est établi et argumenté en introduction. On applique ensuite ce point de vue à l'analyse du bruit sismo-acoustique enregistré dans le Pacifique Est, afin de mener à l'évaluation d'une propriété de la distribution directionnelle des vagues courtes, à savoir l'intégrale de recouvrement. Le travail de ce chapitre a été

la base d'une publication, par Peureux et Ardhuin [129].

2.1 Introduction

2.1.1 Origines

Hydrophones et sismomètres sont maintenant déployés à travers le monde depuis des décennies, et mesurent la moindre oscillation à la surface de le croute terrestre ou dans l'eau. Ces données bénéficient à une large communauté de scientifiques. Elles sont intéressantes à plusieurs titres : variétés d'emplacements (la plupart des océans sont maintenant échantillonnés), périodes couvertes (depuis la fin du XIXème siècle) et mise à disposition en libre accès, particulièrement sur le site de l'IRIS (Incorporated Research Institutions for Seismology) ou du réseau GEOSCOPE.

Du point de vue de l'étude des vagues, l'intérêt de ces données est à trouver dans le bruit de fond permanent qu'elles contiennent. Un hydrophone mesure les fluctuations de pression dans l'eau où il est déployé. Un sismomètre quant à lui mesure les caractéristiques du mouvement de la croute terrestre sur laquelle il repose (accélération, vitesse ou déplacement dans les trois directions d'espace généralement). Bien que tous deux ne mesurent pas les mêmes grandeurs physiques, et par conséquent les mêmes types d'ondes (sismiques ou acoustiques), le signal qu'ils recueillent habituellement est toujours entaché d'un même type de bruit.

Un exemple de spectre de bruit de fond est présenté en figure 6 de la publication de Duennebier et al. [51]. Celui-ci est issu d'un hydrophone déployé au fond de l'eau par approximativement 4200 m de profondeur, au large d'Hawaï. Les spectres sont classés par vitesse de vent en surface, croissante du bleu au rouge. Sur une large gamme de fréquences, plus le vent souffle, plus le niveau du bruit de fond croît. Ceci est vrai

sur presque toute la gamme de fréquences de 10 mHz à 10 kHz, à l'exception peut être du bruit autour de 2 Hz qui sature (ne dépend plus du vent) au-delà de $6\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$. La vitesse du vent semble être le paramètre d'un spectre universel de bruit. En particulier, ce spectre présente un pic entre 0.2 et 0.3 Hz puis une décroissance forte vers un spectre de bruit quasi-blanc au-dessus de 10 Hz. Bien que le déferlement des vagues soit une source avérée de fluctuations de pression dans la colonne d'eau, notamment via la production de bulles [54, 109, 48] et l'oscillation des nuages qu'elles forment [125], la plage de fréquences en-dessous de 10 Hz n'a jamais été mentionnée comme étant affectée par de telles sources.

Ailleurs sur Terre, dans les océans comme sur les continents, les spectres de bruit acoustique et sismique présentent de nombreuses similarités avec cet exemple [128, 29], en particulier l'universalité de la présence de ce même pic, toujours autour des mêmes fréquences. Les sismologues l'ont appelé pic secondaire, en complément du pic primaire, presque tout aussi universel, généralement moins énergétique et localisé à des fréquences plus basses. On laissera de côté ce dernier pour ne nous intéresser qu'à des bruits de fréquences approximativement supérieures à 0.2 Hz. Pour désigner ces oscillations permanentes du fond de l'océan, on parle souvent de micro-séismes, par rapport à l'amplitude typique des déplacements de la croute terrestre qui leur sont associés. L'accroissement de leur énergie avec la proximité géographique d'un océan renforce l'hypothèse de sources océaniques [159]. En particulier, la hauteur du pic micro-sismique est plus importante au niveau des stations insulaires et côtières qu'au niveau des stations à l'intérieur des continents. Ce qui pour certains ne constitue qu'un bruit, constitue pour d'autres un signal dont de l'information peut être extraite.

Le lien entre micro-séismes et activité des vagues en surface était déjà connu au début du XXème siècle, relativement peu de temps après le développement des sismo-

mètres modernes. Parmi les précurseurs, Bernard [30] propose d'utiliser les enregistrements d'activité micro-sismique pour prédire l'arrivée de tempêtes en Afrique du Nord, avant de remarquer que ce bruit se produisait au double de la fréquence de la houle locale [31]. Pour la plupart des spécialistes de l'époque, les fluctuations de pression basse fréquence, associées au passage des vagues en surface, sont pratiquement indétectables en-dessous d'une profondeur d'une longueur d'onde typiquement. Ces mêmes fluctuations sont utilisées encore de nos jours pour mesurer le spectre en fréquence des vagues. Le passage d'une vague sinusoïdale au-dessus d'un hydrophone génère en effet des fluctuations de pression à la même fréquence que ce train d'ondes. Cette vision ne permet pas d'expliquer les mesures de la figure **??**, prises par plus de 4000 m de profondeur, soit une profondeur de l'ordre de 10 fois la longueur d'onde des vagues dominantes, à laquelle aucun signal n'est attendu. Pour trouver l'explication de ces mouvements, il faut attendre le calcul de Miche [120], qui prouve l'existence d'ondes quasi-stationnaires de très grande longueur bien que d'amplitudes très faibles. Le lien avec la mesure de fluctuations de pression est ensuite fait par Longuet-Higgins [111] qui, dans un papier fondateur, établit les bases de la théorie actuelle en attribuant ces oscillations aux interactions non-linéaires entre trains d'ondes contra-propagatifs. Ces interactions produisent une oscillation quasi-stationnaire ($k \simeq 0$) de la colonne d'eau au double de la fréquence des vagues dont elles sont issues, comme cela est observé en figure **??**. L'explication de Longuet-Higgins prévaut toujours actuellement, et ses travaux ont fait l'objet de nombreuses améliorations et extensions dans les années qui ont suivi [71, 7, 8, 89, 65]. C'est ce mécanisme qui est, toujours de nos jours, considéré comme meilleur candidat à l'explication des ondes de compression observées dans la bande de fréquences autour du pic secondaire, c'est-à-dire approximativement de 0.1 à 1 Hz [12]. Cette limite de validité pourrait même être repoussée jusqu'à 30 Hz comme cela a été

supposé par Farrell et Munk [57], sans toutefois qu'on dispose de preuve expérimentale directe de la validité de cette hypothèse.

2.1.2 Mécanisme source

Cette section vise à détailler les mécanismes physiques à l'origine de la génération de bruit par les vagues en surface. Si on reprend la terminologie de Longuet-Higgins, ce sont les groupes de vagues opposées (*opposite wave groups*) qu'il faut étudier, c'est-à-dire les trains de vagues de nombres d'onde similaires et se propageant dans des directions opposées. Pour commencer, voyons à quoi ressemblent les mouvements dans la colonne d'eau engendrés par le passage d'une vague sinusoïdale monochromatique en eau profonde, $\zeta = a \cos \psi$. Dans les hypothèses courantes (flot 2D irrotationnel et incompressible), la donnée du potentiel des vitesses suffit à renseigner sur l'ensemble des mouvements de l'eau. Les équations du mouvement étant parfaitement connues, le problème peut être résolu par le calcul, mais en raison de la non-linéarité de ces équations, elles ne peuvent pas être résolues de manière exacte. On peut malgré tout approcher leurs solutions par une méthode perturbative (voir appendice A). Lorsqu'on considère un seul train d'onde sinusoïdal, le champ de pression oscille avec la même fréquence et le même nombre d'onde que les vagues, mais décroit exponentiellement avec la profondeur (voir appendice A équations (A.18) et (A.19)). On mesure en quelque sorte la variation de pression hydrostatique associée à l'élévation de la surface de l'océan, à savoir un signal de l'ordre de $\rho_0 g \zeta$, où ρ_0 est la densité de l'eau de mer, en surface mais qui décroit exponentiellement sur une profondeur de l'ordre de la longueur d'onde. Ce calcul permet de définir une fonction de transfert permettant de mesurer le spectre des vagues à partir d'enregistrements de pression en faible profondeur [93].

Comment alors expliquer qu'on enregistre des variations de pression associées aux

vagues en grande profondeur (jusqu'à 4000 m et au-delà) alors qu'un train d'onde unique ne génère que des signaux de pression exponentiellement décroissants à partir de la surface ? Considérons maintenant un train de vagues opposées comme le définit Longuet-Higgins, c'est-à-dire non plus un seul train d'ondes mais bien deux, à savoir $\zeta = a\cos\psi + a'\cos\psi'$, avec $\psi = kx - \sigma t$ et $\psi' = -k'x - \sigma' t$ dans le cas particulier où $k' \simeq k$ (et par conséquent $\sigma \simeq \sigma'$). Le champ de pression sous les vagues peut être calculé par la même méthode (voir appendice A). Longuet-Higgins [113] fournit une solution générale du problème non-linéaire. Au premier ordre, la solution est une superposition des solutions linéaires de l'appendice A pour chaque train de vagues. À l'ordre 2 cette fois, on peut montrer qu'il subsiste en grande profondeur (au-delà d'une longueur d'onde typiquement) un champ de pression donné par :

$$p_2\left(x,z,t\right) \simeq -2\rho_0 a a' \sigma\sigma' \cos\left[\left(k-k'\right)x - \left(\sigma+\sigma'\right)t\right] e^{|k-k'|z}$$

Cette onde de pression est très peu atténuée sur la verticale du fait que $k \to k'$. Cette expression a été vérifiée plus tard expérimentalement par Cooper et Longuet-Higgins [45].On pourrait poursuivre le calcul en incluant des interactions à 3 composantes et plus, mais ces corrections sont négligeables. C'est donc ce signal non-linéaire correspondant au mélange $\boldsymbol{k} + \boldsymbol{k'} \to \boldsymbol{K} \simeq \boldsymbol{0}$ (figure 2.1) au double de la fréquence des vagues qui peut être détecté en grande profondeur et générer le bruit observé.

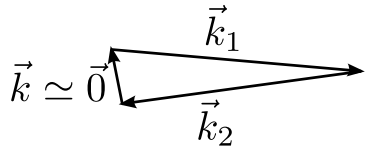

FIGURE 2.1 – Génération d'une onde quasi-stationnaire $\boldsymbol{K} \simeq \boldsymbol{0}$ par interaction non-linéaire de deux trains d'ondes opposés $\boldsymbol{k'} \simeq -\boldsymbol{k}$.

On peut généraliser ce type d'interactions au cas d'un état de mer réel. Malgré la

présence d'un continuum de vecteurs d'ondes dans un état de mer réel, voir équation (1.5), ce sont plutôt les interactions proches de la résonance qui contribuent au bruit, les résonances exactes ne se produisant que pour des intervalles spectraux de mesure nulle. Le même calcul peut d'ailleurs être effectué en partant d'un spectre continu de vagues, à la manière de Hasselmann [70, 71], auquel cas on peut montrer que le spectre de la source de bruit en surface sera proportionnel à l'énergie des interactions de type Longuet-Higgins [7] :

$$F_{p2}\left(\boldsymbol{K} \simeq \mathbf{0}, f_s, z=0\right) = \rho_0^2 g^2 f_s E^2\left(f\right) I\left(f\right) \tag{2.1}$$

où on a fait usage de l'approximation d'onde stationnaire et où le spectre est par convention défini pour des ondes libres sur les fréquences f_s positives uniquement. Dans cette expression, on retrouve le spectre en fréquence, $E\left(f\right)$, ainsi qu'une variable appelée intégrale de recouvrement [178, 55] :

$$I\left(f\right) = \int_0^{2\pi} d\theta\, M\left(f,\theta\right) M\left(f,\theta+\pi\right) \tag{2.2}$$

Le spectre de la source de pression en surface est proportionnel à $E^2 I\left(f\right)$, à l'ordre dominant de non-linéarité, lui même proportionnel à l'énergie des interactions entre trains de vagues opposés. En effet, $E\left(f,\theta\right)$ est l'énergie des vagues se propageant dans une direction donnée et $E\left(f,\theta+\pi\right)$ est celle des vagues se propageant dans la direction opposée. Le produit des deux est proportionnel à l'énergie de la correction non-linéaire issue de l'interaction de ces deux vagues. L'intégrale de recouvrement, de par sa définition, isole la contribution purement directionnelle au spectre de bruit. En effet, elle n'est pas affectée par un changement du niveau d'énergie $E\left(f\right)$ des vagues, mais seulement par une modification de la répartition directionnelle de cette énergie. C'est ce

mécanisme qui est à l'origine de la transmission d'oscillations mécaniques depuis les vagues jusqu'au fond de l'océan, qui peuvent ensuite être converties en ondes sismiques et acoustiques. Ce mécanisme a fait l'objet de nombreuses publications par la suite visant à calculer avec le plus de réalisme possible le spectre de pression dans l'eau.

2.1.3 Modèles théoriques réalistes

Bien qu'avec les précédents calculs, le lien entre pression dans la colonne d'eau et vagues en surface ait été mis en évidence, la prise en compte d'autres phénomènes s'avère nécessaire dans le cadre d'une modélisation réaliste du champ de pression en fonction de la profondeur. Tout d'abord, celle de la compressibilité de l'eau est une étape nécessaire (voir par exemple Joseps et al. pour un traitement général des écoulement irrotationnels en fluide compressible [85], ch. 19 en particulier). Les couplages non-linéaires sont bel et bien à l'origine de la conversion des mouvements de la surface en ondes acoustiques [111, 106, 40, 41], dont l'existence ne peut être envisagée en l'absence de compressibilité. Ensuite, l'impact du fond de l'océan, en particulier de l'épaisseur de la couche d'eau ainsi que de sa composition, sont cruciaux. Si on imagine un océan sans fond, le spectre de la pression en surface (2.1) subit une simple propagation dans la colonne d'eau, qui ne modifie pas son spectre [78, 108]. La présence d'un fond modifie la structure verticale du champ de pression. Ces effets sont compris dans le coefficient de réflexion R des ondes acoustiques à l'interface eau/croute [35, 65]. Si on décompose le champ de pression secondaire sur des modes de Fourier à la manière de l'équation (1.3) :

$$p_2\left(\boldsymbol{x}, z, t\right) = \sum_{\boldsymbol{K}, \omega_s} dp_2\left(\boldsymbol{K}, z, \omega_s\right) e^{i(\boldsymbol{K}\cdot\boldsymbol{x} - \omega_s t)}$$

alors, on peut montrer [7, 65] que la structure verticale du champ de pression est la suivante :

$$dp_2\left(\boldsymbol{K},\omega_s,z\right) \simeq G\left(K,\omega_s,z\right) dp_2\left(\boldsymbol{K},\omega_s,z=0\right) \tag{2.3}$$

où

$$G\left(K,\omega_s,z\right) = \frac{e^{l(z+H)} + R\left(K,\omega_s\right) e^{-l(z+H)}}{e^{lH} + R\left(K,\omega_s\right) e^{-lH}} \tag{2.4}$$

avec l le nombre d'onde vertical

$$l = \sqrt{K^2 - \frac{\omega_s^2}{c_0^2}}$$

où c_0 est la vitesse du son dans l'eau. Les diverses expressions du coefficient de réflexion R sont rassemblées en appendice B, pour différents types de fond.

De l'expression (2.3), on peut déduire le spectre tridimensionnel de chacune de ces grandeurs de la même manière que le spectre d'élévation de surface en utilisant la définition (1.4), typiquement :

$$F_{p2}\left(\boldsymbol{K},\omega_s,z\right) = 2 \lim_{\|\Delta\boldsymbol{K}\|,\Delta\omega_s\to 0} \frac{\left\langle \left|dp_2\left(\boldsymbol{K},\omega_s,z\right)\right|^2 \right\rangle}{\Delta\boldsymbol{K}\Delta\omega_s} = \left|G\left(K,\omega_s,z\right)\right|^2 F_{p2}\left(\boldsymbol{K},\omega_s,z=0\right)$$

où le spectre ici présent est défini uniquement sur les fréquences $f_s > 0$, et où la source en surface $F_{p2}\left(\boldsymbol{K},\omega_s,z=0\right)$ est donnée par (2.1). Ce spectre présente des singularités lorsque le module du dénominateur de G s'annule :

$$\left|e^{lH} + R\left(K,\omega_s\right) e^{-lH}\right| = 0 \tag{2.5}$$

Les couples $(K_j,\omega_{s,j})$ pour lesquels il s'annule définissent une relation de dispersion. En l'absence de colonne d'eau, ces modes correspondent aux ondes de Rayleigh sis-

miques [142], à condition que l soit imaginaire et que l'onde sismique résultante soit évanescente dans la croute. Lorsque la couche d'eau est prise en compte, on les appelle plutôt ondes de Stoneley [157]. La réponse d'un plus grand nombre de couches peut également être calculée [2]. La présence de ces singularités pose alors des problèmes d'ordre mathématique lors du calcul du spectre en fréquences de bruit :

$$F_{p2}\left(\boldsymbol{K}, z\right) = \int d\omega_s \ \left|G\left(K, \omega_s, z\right)\right|^2 F_{p2}\left(\boldsymbol{K}, \omega_s, z = 0\right)$$

Lorsque le domaine d'intégration en fréquence comporte des singularités, Hasselmann [71] considère que le problème dont la stationnarité était implicite (voir la discussion en Introduction, page 7) peut être reformulé sous la forme d'un problème instationnaire [7] :

$$\partial_t F_{p2}\left(\boldsymbol{K}, z\right) = \sum_{j=1}^{\infty} \frac{\pi \left|G'\left(\boldsymbol{K}, \omega_{s,j} z\right)\right|^2}{2\omega_{s,j}^2} F_{p2}\left(\boldsymbol{K}, \omega_{s,j}, z = 0\right)$$

où

$$G' = \partial_{\omega_s^2} G$$

et où l'indice j désigne les différents modes solutions de la relation de dispersion (2.5). Cette équation peut ensuite être résolue pour peu que l'on connaisse la source de bruit en surface et que l'on se donne un modèle suffisamment réaliste de croute terrestre. Le spectre en vecteur d'onde horizontal peut être traduit en un spectre en fréquences via l'usage de la vitesse de groupe des ondes sismiques (voir équations (1.9) à (1.13)). Malheureusement, l'emploi de cette équation s'avère limité lorsqu'on s'intéresse à des signaux réalistes. Il faut en effet à la fois tenir compte de l'inhomogénéité spatiale du spectre de sources (2.1), de la rotondité de la Terre et de l'atténuation des ondes sismiques le long de leur trajet. Le résultat obtenu par Ardhuin et al. [8, 129] pour le

spectre de pression au fond de l'eau est donné par une intégrale surfacique de l'ensemble des sources locales présentes à la surface de la Terre :

$$F_{p2}\left(f_s, z=-H\right) = \left[\rho_0 \left(2\pi f_s\right)^2\right]^2 \iint_{\partial V_e} dS \sum_{j=1}^{\infty} \left[\frac{\tan\left(l_j h\right)}{l_j}\right]^2 S_{DF,j}\left(f_s, \boldsymbol{r}\right) \frac{e^{-\alpha_j(f_s)\Delta R_e}}{R_e \sin\Delta} \tag{2.6}$$

et pour la vitesse verticale de la croute

$$F_{v2}\left(f_s\right) = \left(2\pi f_s\right)^2 \iint_{\partial V_e} dS \sum_{j=1}^{\infty} S_{DF,j}\left(f_s, \boldsymbol{r}\right) \frac{e^{-\alpha_j(f_s)\Delta R_e}}{R_e \sin\Delta} \tag{2.7}$$

avec

$$S_{DF,j}\left(f_s\right) = \frac{4\pi^2 f_s c_j^2}{\beta^5 \rho^2} F_{p2}\left(\boldsymbol{K} \simeq \boldsymbol{0}, f_s, z=0\right)$$

où

— ∂V_e est la surface de la Terre

— l_j est le nombre d'onde verticale de l'onde sismique de mode j

— $\alpha_j\left(f_s\right)$ est le coefficient d'atténuation des ondes sismiques

$$\alpha_j\left(f_s\right) = \frac{\omega_s}{U_j Q_j}$$

avec U_j la vitesse de groupe de l'onde de Stoneley de mode j, et Q_j le facteur de qualité, généralement dépendant de la fréquence

— c_j est l'effet de site tel que défini par Longuet-Higgins [111] :

$$c_j^2 = \frac{\beta^5 \rho^2 K_j}{U_j^2 2\pi\omega_s} \frac{\pi \left|G'\left(\boldsymbol{K}, \omega_{s,j}, z=-H\right)\right|^2}{2\omega_{s,j}^2} \tag{2.8}$$

avec $K_j\left(f_s\right)$ est le nombre d'onde horizontal de l'onde de Stoneley de mode j. Ce

coefficient contient les effets de la composition du fond au moyen de la prise en compte de la fonction de transfert G. L'amplification du bruit peut varier d'une dizaine de décibels typiquement entre les fréquences les moins amplifiées et les fréquences les plus amplifiées

— Δ est la distance sphérique (angle au centre de la Terre) entre la source et l'instrument

— la source en surface en un point de la surface terrestre $F_{p2}\left(\boldsymbol{K} \simeq \mathbf{0}, f_s, z = 0\right)$ est donnée par l'équation (2.1).

— ρ est la densité de la croute terrestre, β est la vitesse des ondes de cisaillement dans la croute

Déjà dans la formulation de Longuet-Higgins [111], cette structure sous forme de modes était prise en compte. Hasselmann a ensuite étendu le calcul aux états de mer réels [71]. Renzi et Dias [143] ont discuté la dynamique des fluctuations de pression engendrées au second ordre notamment par les interactions vagues-vagues. On peut également citer l'ouvrage très fourni de Kibblewhite et Wu [89], et les articles de Guralnik et al. [65] pour leur formulation mathématique utilisant les fonction de Green, Gualtieri et al. [64] ou encore Ardhuin et Herbers [7] et Ardhuin et al. [8] (appendice notamment) pour leur extension des travaux de Hasselmann à une plus grande gamme de mouvements dans la croute terrestre et une meilleure prise en compte de la propagation des ondes sismiques pour le premier ainsi que l'étude des effets de la présence d'une couche de sédiments. À la précision des calculs près, l'essentiel de ces travaux fournit des formulations du champ de pression secondaire en accord les uns avec les autres. Malgré tout, des approches qui peuvent paraitre éloignées telles que celles de Ardhuin et Herbers [7] et Guralnik et al. [65] en réalité fournissent le même résultat lorsqu'elles sont appliquées sous les mêmes hypothèses.

2.1.4 Succès du couplage avec les modèles de vagues

La théorie de génération du bruit énoncée ci-dessus a accumulé un certain nombre de succès. Il est maintenant possible de prévoir le niveau de bruit dans la colonne d'eau pour peu qu'on dispose du spectre des vagues, par exemple au moyen d'un modèle numérique adapté. Pour les fréquences proches de celles de la houle, les modèles doivent en particulier être capables de prédire 3 types d'évènements [12], à savoir les houles croisées, les réflexions de houles longues à la côte et l'élargissement directionnel des spectres de vagues par vents forts. Ceux-ci sont les trois types de phénomènes susceptibles d'influencer l'intégrale de recouvrement I (équation (2.2)). Kedar et al. [86] ont fourni les premières estimations de bruit à partir des sorties d'un modèle numérique de vagues. Peu à peu ont été incorporés aux modèles d'états de mer les réflexions des vagues à la côte [11], une meilleure paramétrisation de la génération et de la dissipation de la mer du vent [12] et les effets de site [7, 64]. Obrebski et al. [127] ont montré l'accord entre la variabilité saisonnière et régionale observée et modélisée des sources de bruit sismique reconstruites par des techniques de filtrage spatial. On vérifie notamment bien que les zones présentant des hauteurs significatives de vagues importantes ne correspondent pas forcément aux zones de génération de bruit les plus intenses (voir aussi Hillers et al. [75]). Le bruit est davantage généré aux endroits où l'intégrale de recouvrement est significative. Ardhuin et al. [12] font un pas de plus vers la modélisation quantitative de la variance moyenne du bruit à des stations isolées. Plus tard, Ardhuin et al. [8] ont montré l'influence critique de la nature du fond de l'océan sur la forme des spectres de bruit observés. La modification des paramètres de la croute modifie la forme de l'effet de site (2.8) et peut avoir un impact de l'ordre d'une dizaine de dB sur la forme des spectres modélisés. Bien qu'aucune validation expérimentale de cette théorie n'ait été faite aux hautes fréquences, les mêmes mécanismes qui permettent

la prédiction quantitative du bruit secondaire autour du pic peuvent être étendus au domaine des vagues de gravité courtes (de 0.3 à 5 Hz approximativement) et des vagues dites ultra-gravitaires (de 5 à 27.5 Hz approximativement) sans modification, et même au-delà, dans le domaine des vagues capillaires, en prenant en compte les effets de la capillarité [34].

C'est en se basant sur cet argument que Farrel et Munk [55] ont proposé d'interpréter les spectres de bruit sismo-acoustique de fond de mer selon le mécanisme de génération non-linéaire de Longuet-Higgins jusqu'au domaine des vagues capillaires. Ces données fournissent un moyen précieux d'observation des vagues courtes, via la mesure de la source $E^2 I\,(f)$. Ils ont analysé le comportement singulier et universel du bruit de haute fréquence avec la vitesse du vent en surface [56], aussi appelé spectre de Holu [173, 119, 177]. Ils ont ensuite décrit la variabilité du bruit en-dessous de 5 Hz caractérisée par des chutes importantes du niveau de bruit (*busts*) quand le vent tombe en-dessous de $6\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$. Au-dessus de 5 Hz, cette variabilité est caractérisée par le phénomène inverse (*booms*), autrement dit, le niveau de bruit sature pour des vents en-dessous de $6\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$ puis se met à croitre. Comme cela est supposé par les auteurs, la directionnalité du champ de vagues via l'intégrale de recouvrement pourrait à elle seule expliquer ces phénomènes, le champ de vagues pouvant atteindre un état quasi-isotrope. Plus tard, Duennebier et al. [51] ont proposé une paramétrisation de l'intégrale de recouvrement à partir des données récoltées au large de Hawaï (voir figure **??**). Ils suggèrent que l'intégrale de recouvrement croit jusqu'à atteindre sa valeur isotrope aux hautes fréquences, ce qui pourrait laisser supposer que le spectre des vagues courtes tende lui-même vers l'isotropie. Plus récemment, Gimbert et Tsai [63] ont proposé une paramétrisation de l'intégrale de recouvrement indépendante de la fréquence $I = -29.87 + 0.8\sigma\,(U_{10})$, où $\sigma\,(U_{10})$ est la déviation standard du vent mesuré à 10 mètres. Bien que la dépendance

en fréquence soit jugée secondaire pour le calcul de l'intégrale de recouvrement, il parait logique que, plus le vent est variable, plus la distribution directionnelle est étalée, et plus l'intégrale de recouvrement sera importante. Cette paramétrisation ne tient néanmoins pas compte des effets de la propagation des micro-séismes de l'océan vers la terre. Tous ces résultats sont particulièrement intéressants étant donnée notre mauvaise connaissance de la directionnalité du champ de vagues courtes, pour lesquelles relativement peu de mesures existent. Des mesures récentes basées sur de la stéréo-vidéo [102] confirment les tendances observées par Duennebier et al.

Les mesures de bruit sismo-acoustique sont une source de données potentiellement importantes concernant les vagues courtes. Dans l'optique qui nous intéresse, on se propose à la fois de comparer ces données aux prédictions d'un modèle pour permettre son diagnostic, pour en extraire autant d'information que possible concernant les vagues courtes, et enfin remonter à partir de ces mesures à une estimation plausible de l'intégrale de recouvrement.

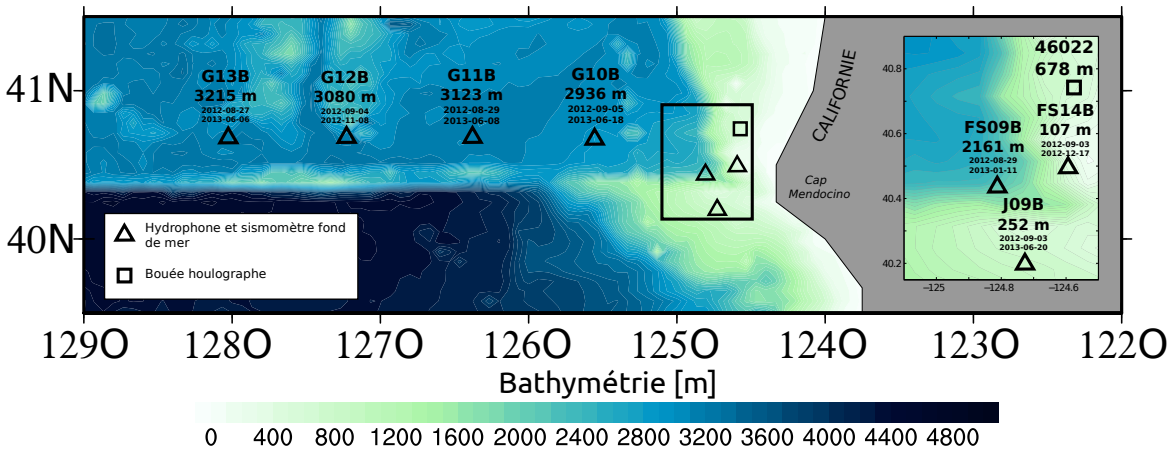

FIGURE 2.2 – Emplacements des stations étudiées, avec profondeur des stations et dates de début et de fin des enregistrements. Les données de bathymétrie sont issues de ETOPO2 [1]. Adapté de Peureux et Ardhuin [129].

2.2 Bruit sismo-acoustique fond de mer à Cascadia

2.2.1 Données

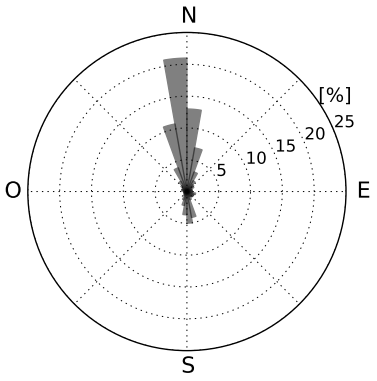

FIGURE 2.3 – Histogramme de directions de provenance moyenne du vent (1 h) mesuré par la bouée NDBC 46022 de décembre 2012 à décembre 2013.

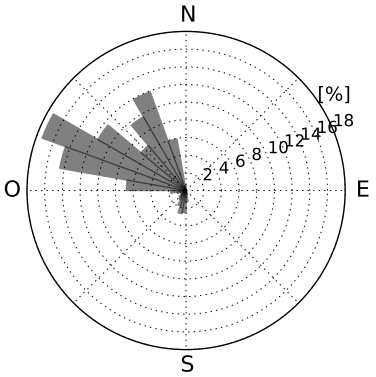

FIGURE 2.4 – Histogramme de directions de provenance moyenne des vagues (30 minutes) mesuré par la bouée NDBC 46213 (40.295N, 124.732O) de décembre 2012 à décembre 2013.

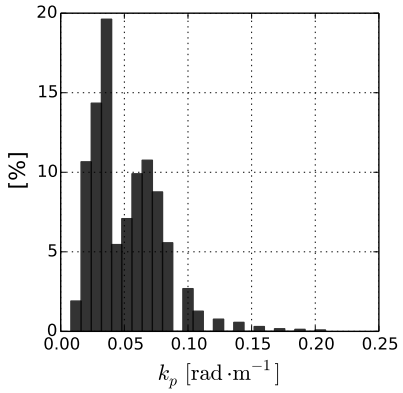

FIGURE 2.5 – Histogramme du nombre d'onde pic k_p à la bouée NDBC 46022 de décembre 2013 à décembre 2013.

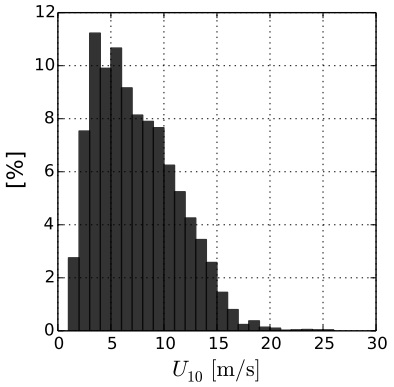

FIGURE 2.6 – Histogramme de vitesse du vent à la bouée (1 h) à la bouée NDBC 46022 de décembre 2012 à décembre 2013.

Les données de 8 stations sismo-acoustiques au Sud du réseau Cascadia [167] sont étudiées (voir figure 2.2). À chaque station sont déployés un sismomètre et une jauge de pression différentielle au fond de l'eau, dont sont extraites respectivement les séries temporelles de vitesse verticale de la croute terrestre et de pression. Les durées des séries temporelles varient d'une station à l'autre entre 2 et 9 mois. La variété d'emplacements et de profondeurs des instruments offre une grande diversité de conditions. Ces données ont été obtenues sur demande auprès de l'IRIS (Incorporated Reasearch Institutions for Seismology).

Les conditions météorologiques entre décembre 2012 et décembre 2013 sont indiquées en figures 2.3 à 2.6. Les vagues à Cascadia sont principalement constituées de houles longues en provenance du Pacifique associées à des mers du vent de Nord-Nord-Ouest, probablement en provenance du Golfe d'Alaska. La zone ne présente que peu de vents forts (supérieurs à $20\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$).

Les données brutes sont échantillonnées à 50 Hz. Une fois téléchargées, les séries temporelles sont divisées en fenêtres de 1024 s avec un recouvrement de 50 %. On enlève

à chaque fenêtre sa moyenne et sa tendance linéaire, puis le signal est multiplié par une fenêtre de Hann :

$$h(t) = 0.5\left[1 - \cos\left(\frac{2\pi t}{1024\,\mathrm{s}}\right)\right] \tag{2.9}$$

La transformée de Fourier de chaque fenêtre est ensuite évaluée. À partir de ces données, on peut calculer la densité spectrale d'énergie suivant la méthode de Welch [174], fournissant une résolution fréquentielle de 0.77 mHz. Les spectres ainsi produits sont corrigés de la calibration instrumentale fournie par l'IRIS [161]. Les spectres bruts ainsi obtenus sont présentés en figures 2.7 et 2.8 pour la pression et la vitesse verticale de la croute respectivement. Le lissage des spectres au moyen d'un opérateur de moyenne glissante sur 20 points adjacents multipliée par une fonction de type *boxcar* (poids identiques pour les 20 points), en-dessous de 0.5 Hz, et 100 points au-dessus, génère des estimations de densités spectrales présentant respectivement 840 et 4200 degrés de liberté, pour lesquels on s'attend à des erreurs aléatoires de 10 et 5 % respectivement suivant la loi du χ^2.

2.2.2 Modèle de bruit en océan homogène

Les spectres de bruit au fond de l'eau (F_p pour la pression et F_v pour la vitesse verticale) sont fonctions de la fréquence sismique (ou acoustique f_s). À fréquence donnée, si la source en surface est homogène, on peut montrer que les spectres de bruit (2.7) et (2.6) sont proportionnels à la source de bruit en surface au facteur γ près :

$$F_{p2(v2)}(f_s) = \gamma_{p(v)}(f_s)\, E^2(f)\, I(f) \tag{2.10}$$

où

$$\gamma_p\left(f_s\right) = 32\pi^6 \frac{\rho_0^4 g^2 f_s^6}{\beta^5 \rho^2} L_{\text{att}} \sum_{j=1}^{\infty} \left(\frac{\tan l_j h}{l_j}\right)^2 c_j^2\left(f_s\right) \tag{2.11}$$

$$\gamma_v\left(f_s\right) = 2\pi^2 \frac{\rho_0^2 g^2 f_s^2}{\beta^5 \rho^2} L_{\text{att}} \sum_{j=1}^{\infty} c_j^2\left(f_s\right) \tag{2.12}$$

où

$$L_{\text{att}} = \iint_{\partial V_e} dS \, \frac{e^{-\alpha(f_s)\Delta R_e}}{R_e \sin \Delta} = \frac{2\pi}{\alpha\left(f_s\right)} \left[1 - e^{-\alpha\pi R_e}\right]$$

comme $dS = R_e^2 \sin \Delta d\Delta\phi$, avec ϕ l'azimut de la source, soit :

$$L_{\text{att}} \simeq \frac{2\pi}{\alpha\left(f_s\right)}$$

D'autres expressions du facteur γ sont possibles en fonction du modèle de croute employé. Par exemple, pour un modèle sans fond et sans tension de surface, les γ admettent des expressions plus simples [65] :

$$\gamma_p^b\left(f_s\right) = \frac{\rho_0^2 \omega_s^5 c_g\left(f\right) c\left(f\right)}{4c_0^2} \tag{2.13}$$

$$\gamma_v^b\left(f_s\right) = \frac{\omega_s^5 c_g\left(f\right) c\left(f\right)}{4c_0^4} \tag{2.14}$$

L'hypothèse d'homogénéité est d'autant plus valable que les sources de bruit sont locales. La localité d'une source dépend essentiellement de sa capacité à se propager sur de longues distances depuis sa source, qui varie avec la fréquence. Généralement, la distance de propagation diminue avec la fréquence des ondes considérées.

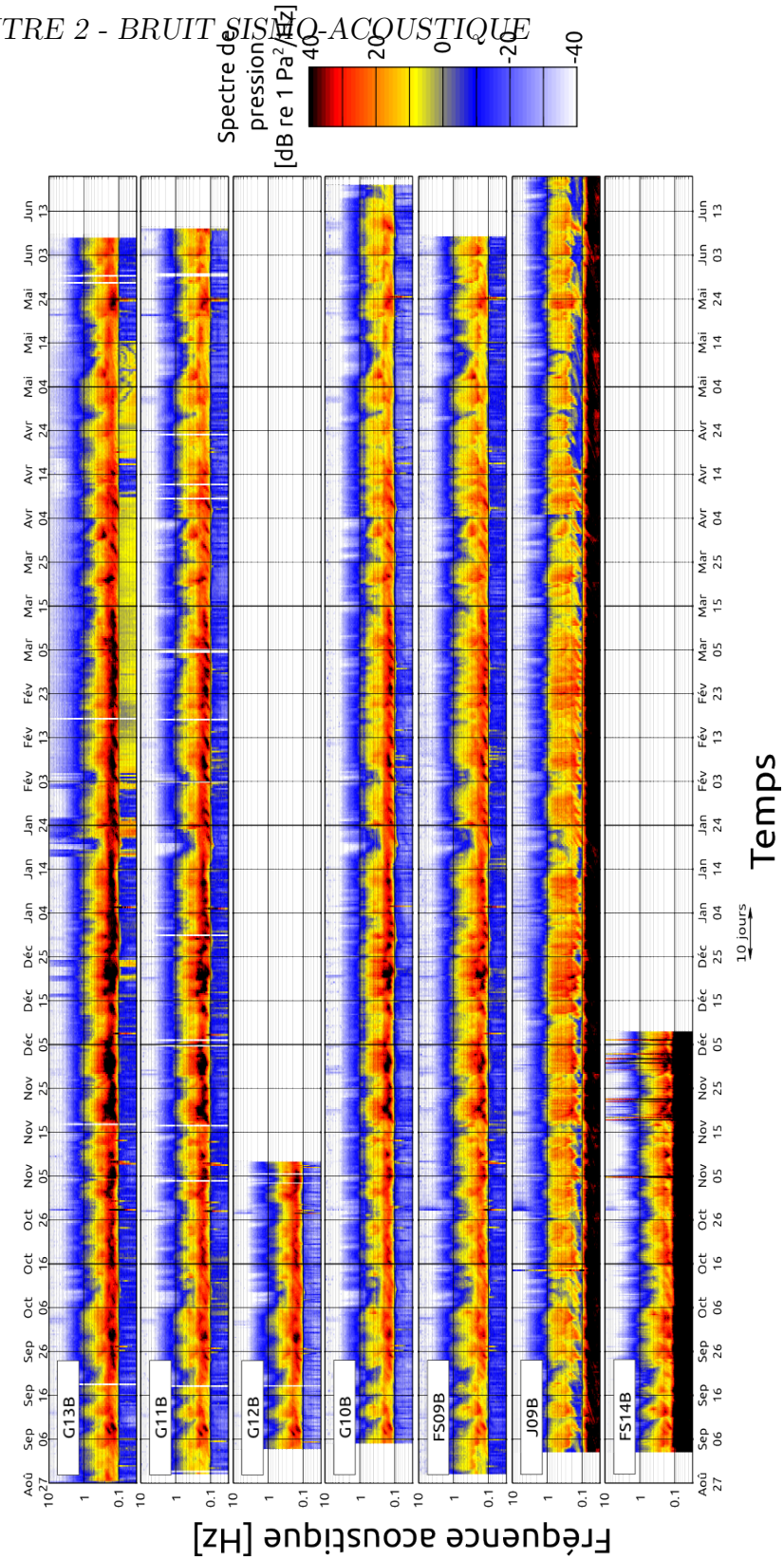

FIGURE 2.7 – Spectrogrammes de pression au fond de l'eau pendant leurs durées d'enregistrement aux stations étudiées (à l'exception de FS01B), de la station la plus profonde (G13B) à la moins profonde (FS14B).

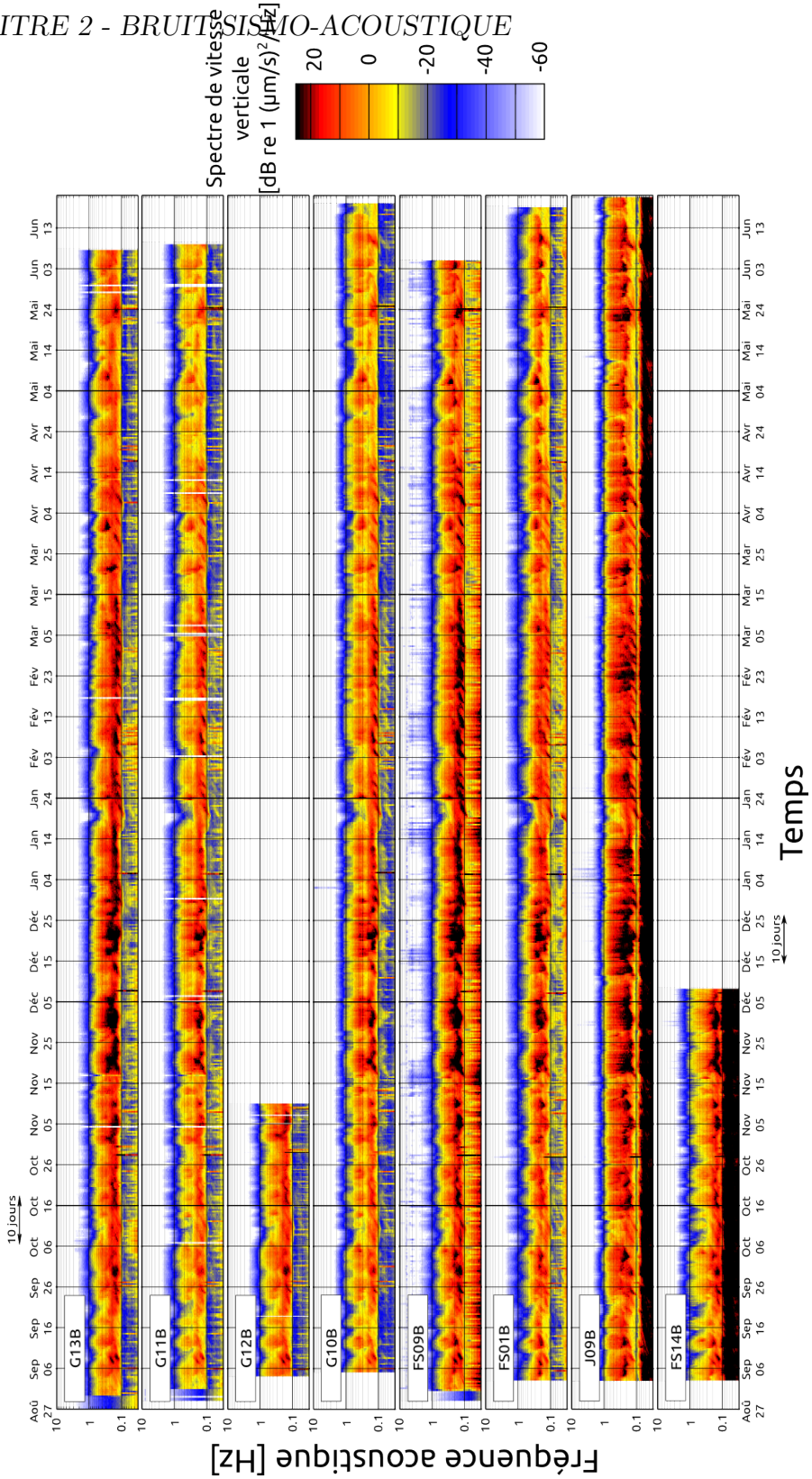

FIGURE 2.8 – Identique à la figure 2.7, cette fois pour le spectre de vitesse verticale de la croute terrestre.

2.2.3 Modèle de vagues

Les spectres en fréquence et direction des vagues $E(f, \theta)$ sont évalués au moyen de notre modèle spectral état de l'art d'états de mer, basé sur WW3. Les paramétrisations décrites par Ardhuin et al. [10] forcées par les champs de vents de réanalyse opérationnelle de l'European Center for Medium Range Weather Forecasts (ECMWF) [33] ont été ajustés pour produire des estimations de hauteur significative précises [140]. Le modèle calcule le spectre des vagues toutes les 3 heures à chaque maille d'une grille régulière globale avec une résolution de 0.5° en latitude et en longitude, pour des fréquences allant de 0.037 à 0.72 Hz. Les réflexions à la côte sont prises en compte en suivant [11]. Les modèles de vent et de vagues sont validés dans la région d'intérêt à la bouée NDBC 46022 (voir figure 2.2 et tableau 2.1), et à l'échelle globale en utilisant des données d'altimètres satellitaires [140]. Les grandeurs utilisées pour décrire l'écart entre une série temporelle observée X_{obs} et une série temporelle modélisée X_{mod} sont les suivantes [10] :

— Déviation standard normalisée :

$$\sqrt{\frac{\sum (X_{\text{obs}} - X_{\text{mod}})^2}{\sum X_{\text{obs}}^2}} \tag{2.15}$$

— Biais normalisé :

$$\frac{\sum (X_{\text{obs}} - X_{\text{mod}})}{\sum X_{\text{obs}}} \tag{2.16}$$

— Coefficient de corrélation de Pearson :

$$\frac{\sum \left(X_{\text{obs}} - \bar{X}_{\text{obs}}\right)\left(X_{\text{mod}} - \bar{X}_{\text{mod}}\right)}{\sqrt{\sum \left(X_{\text{obs}} - \bar{X}_{\text{obs}}\right)^2 \left(X_{\text{mod}} - \bar{X}_{\text{mod}}\right)^2}} \tag{2.17}$$

	h_s (WW3)	U_{10} (ECMWF)
Déviation standard normalisée, équation (2.15)	14%	22%
Biais normalisé, équation (2.16)	5%	5%
Coefficient de corrélation de Pearson, équation (2.17)	0.94	0.91

TABLE 2.1 – Validation des modèles de hauteur significative de vagues et de vent à la bouée NDBC 46022. [10].

2.2.4 Forme des spectres de bruit et variabilité avec le vent en surface et les vagues

Les spectres médians de pression sont présentés en figure 2.9. Le spectre de pression est un mélange d'ondes sismiques, qui varient sur la verticale comme $\sin(lz)$, où K est le nombre d'onde horizontal et $l = \sqrt{(2\pi f_s)^2 / c_0^2 - K^2}$ est le nombre d'onde vertical des ondes de pression, et d'ondes de gravité qui varient comme $\cosh[K(z+d)]$, et par conséquent décroissent exponentiellement sur une échelle de l'ordre de la longueur d'onde. Le pic d'énergie autour de 0.06 Hz (pic primaire) est associé à la surpression associée au passage des ondes de gravité les plus longues en surface. Ce signal est atténué exponentiellement avec la profondeur. Elles sont à peine détectables par 250 m de profondeur (station J09B), où les ondes de gravité de fréquence 0.06 Hz admettent une longueur d'onde de 430 m environ. En eaux plus profondes, les seules ondes de gravité qui peuvent être mesurées au fond de l'eau sont situées dans la bande de fréquences infra-gravitaire ($f < 0.03$ Hz) [173]. Le pic secondaire quant à lui présente une très faible dépendance avec la profondeur du site, comme cela est prévu par la théorie de génération non-linéaire, ce qui en fait la source dominante de bruit au fond de l'eau aux stations profondes. La pente en f_s^{-6} dans le domaine $0.3 < f_s < 4$ Hz est la même que celle trouvée par Duennebier et al. [51] pour des vents faibles.

F_p et F_v en dB sont ensuite corrélés (coefficient (2.17)) avec le logarithme de la hauteur significative de vagues calculée par notre modèle de vagues et avec la vitesse du vent en surface délivrée par l'ECMWF (figure 2.10), mais restreinte aux évènements pour lesquels $U_{10} < 5\,\mathrm{m} \cdot \mathrm{s}^{-1}$. Le champ de vitesse de vent en surface est le même que celui utilisé comme entrée pour notre modèle de vagues. Ces deux variables sont sorties à l'emplacement de la station G10B. Comme cela a été observé par Farrell et Munk [56], le domaine de vitesses de vent entre 0 et $5\,\mathrm{m} \cdot \mathrm{s}^{-1}$ correspond à une croissance linéaire du niveau de bruit mesuré en dB avec U_{10} pour des fréquences comprises entre 0.5 et 3 Hz approximativement. Ces corrélations délimitent 3 régions dans le domaine de fréquences, avec des définitions qui diffèrent de ceux de Duennebier et al. [51]. La région 1 correspond aux ondes infra-gravitaires (IG) et présente une corrélation importante avec H_s. Ce résultat est cohérent avec les sources connues d'ondes IG dans cette zone qui proviennent de la côte environnante [8, 141, 126]. La corrélation avec la vitesse du vent en surface est très faible, car les IG sont générées par les houles longues à la côte, elles-mêmes générées par des systèmes de vents lointains. La région 2 contient du bruit issu des ondes de gravité évoquées un peu plus haut jusqu'à 0.2 Hz et du bruit secondaire au-dessus. Le coefficient de corrélation est plus faible autour du pic secondaire qu'autour du pic primaire. D'après la théorie de génération non-linéaire, le bruit secondaire est moins corrélé avec $H_s \simeq 4\sqrt{E\left(f_p\right)\Delta f_p}$ où Δf_p est la largeur spectrale autour du pic d'énergie des vagues dominantes de fréquence f_p, qu'avec $4\sqrt{E^2\left(f_p\right)I\left(f_p\right)\Delta f_p}$. Au-dessus de 0.4 Hz, dans la région 3, la pression au fond est fortement corrélée avec le vent local, en raison d'une réponse plus rapide des vagues courtes à un changement de vitesse de vent. Cette distinction entre micro-séismes longs et courts a déjà été faite par Bromirski et al. [38], avec une transition s'opérant autour de 0.22 Hz. On peut également remarquer que la corrélation avec la vitesse du vent en surface augmente

avec la fréquence jusqu'à 3 Hz, avant de décroitre rapidement à des fréquences plus élevées. En effet, à 4 Hz le niveau de bruit est à peu près constant et croît seulement aux vents forts, plus rares, et aux hautes fréquences, ce qui résulte en un faible coefficient de corrélation quand l'ensemble des vitesse de vent est considéré. Par la suite, on se concentrera principalement sur la région 3 des spectres de bruit.

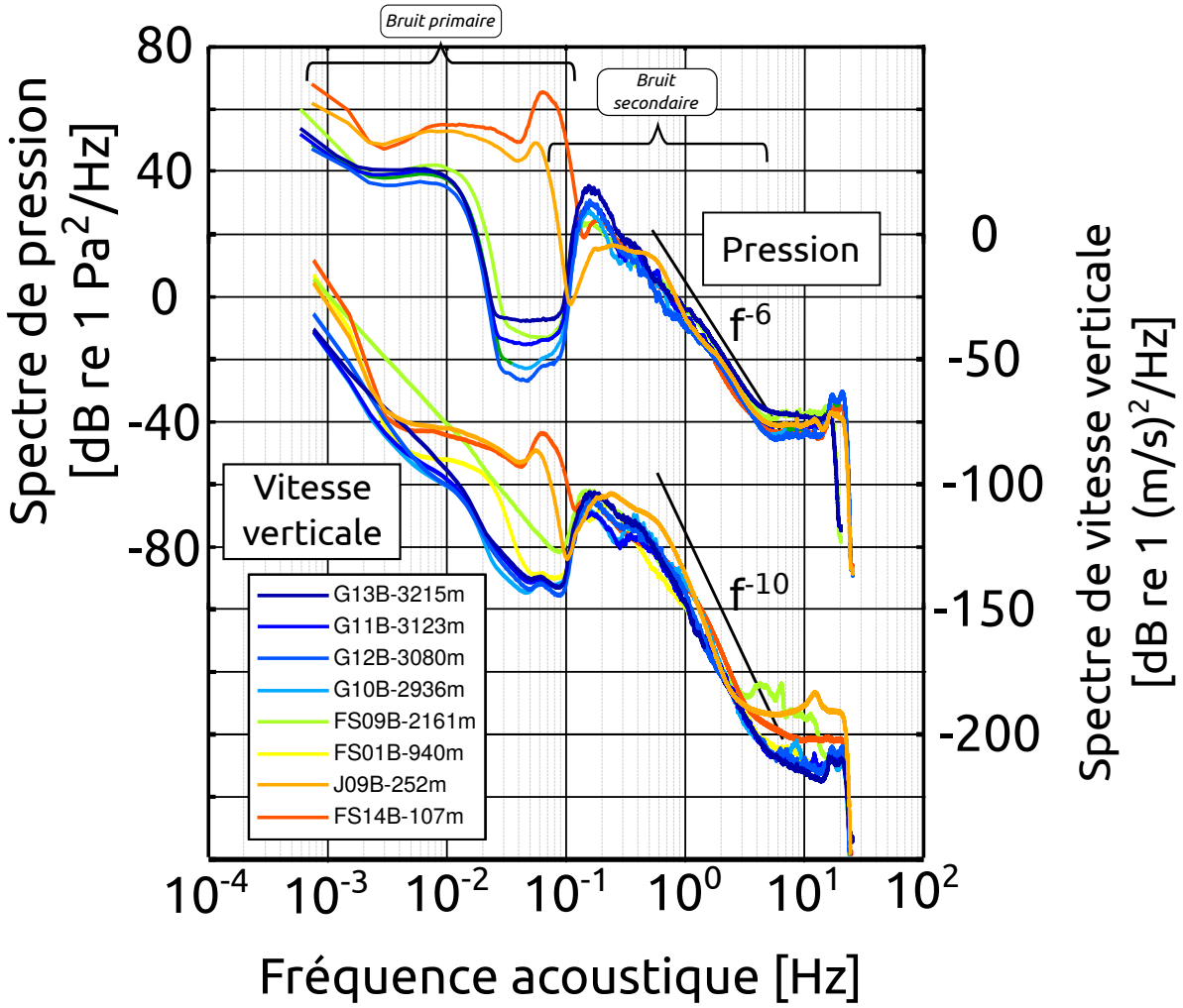

FIGURE 2.9 – Spectres médians de pression et de vitesse verticale de la croute aux stations étudiées.

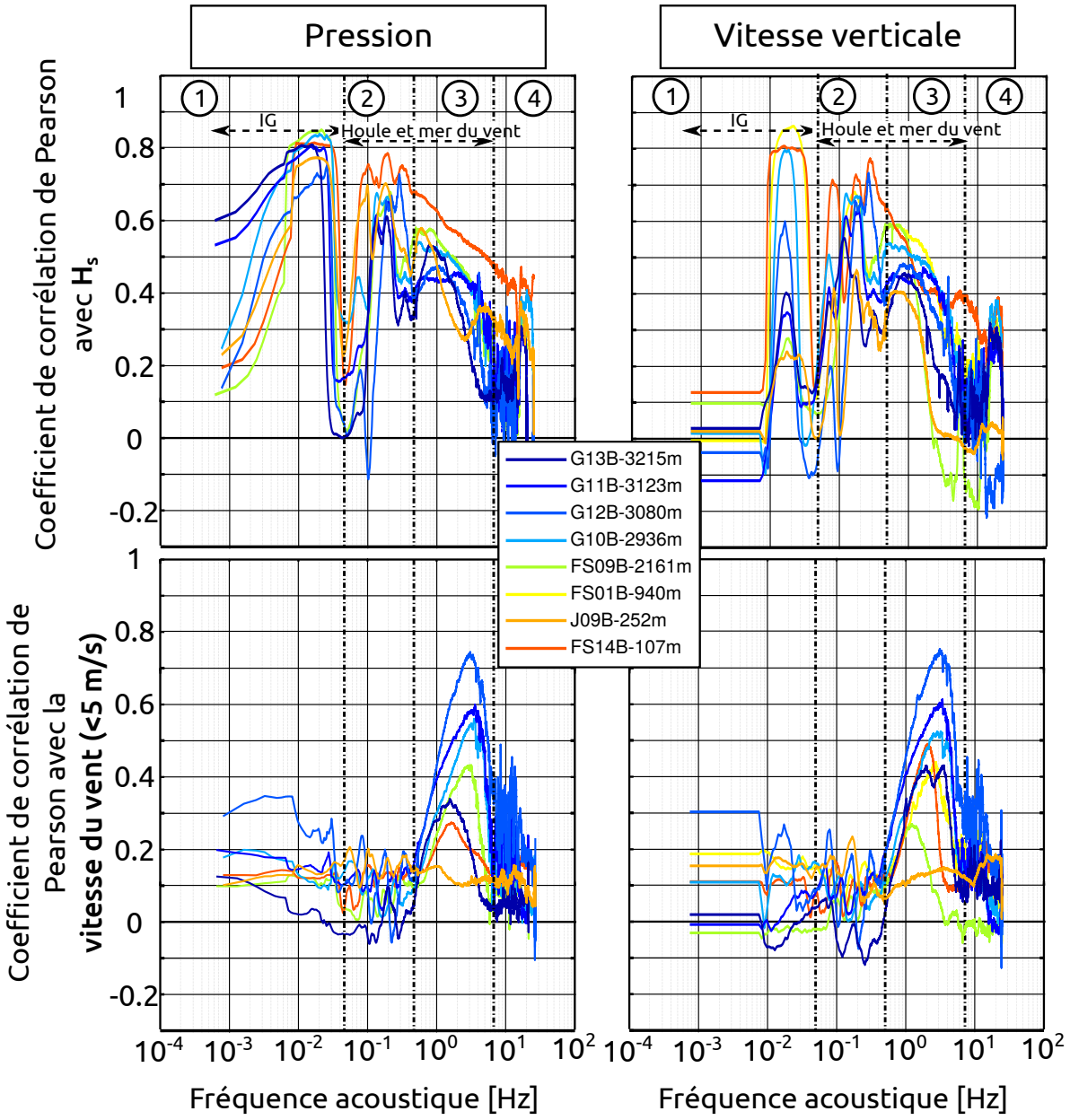

FIGURE 2.10 – Coefficient de corrélation de Pearson entre le logarithme du spectre de bruit (acoustique à gauche et sismique à droite) et la logarithme de la hauteur significative de vagues ou la vitesse du vent en surface.

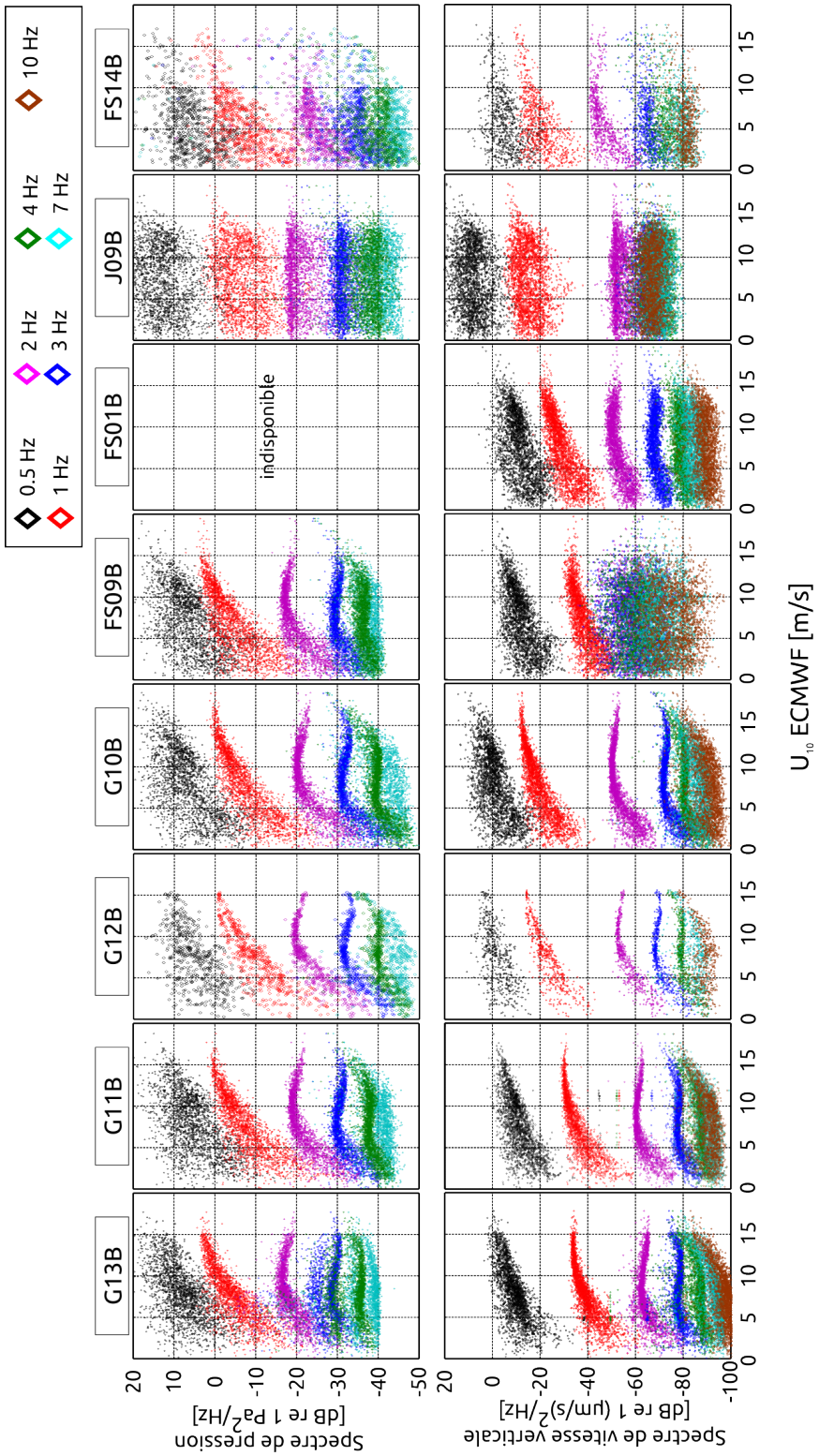

FIGURE 2.11 – Niveaux de bruit acoustique et sismique en fonction de la vitesse du vent (U_{10}), ou spectres de Holu à toutes les stations (de gauche à droite, de la plus profonde à la moins profonde).

2.2.5 Interprétation des spectres acoustiques autour de 1 Hz

Usage du modèle numérique de bruit

Comme cela a été vu au paragraphe 2.1.3, le spectre de bruit devrait être la somme incohérente de toutes les ondes acoustiques générées par les ondes de gravité de surface. Nous utilisons notre modèle de vagues global pour estimer les spectres en fréquence et direction des vagues à chaque endroit de la planète toutes les 3 heures sur une grille régulière, à partir des champs de vent fournis par l'ECMWF (voir paragraphe 2.2.3). À partir des équations (2.6) et (2.7), ce modèle permet d'estimer le spectre de pression et de vitesse verticale sous l'effet du mécanisme de Longuet-Higgins. Un paramètre clé de ce modèle est le facteur de qualité Q qui comprend tous les effets de diffusion et de propagation tridimensionnels, proportionnel à $e^{-2\pi f_s \Delta/(UQ)}$. Nous avons utilisé un facteur de qualité avec la même dépendance en fréquence que celle anticipée par Ardhuin et al. [8] (voir tableau 2.2), tendant vers $Q = 600$ aux hautes fréquences. Il a été estimé en maximisant la corrélation entre le bruit acoustique observé et le modèle. Une meilleure précision sur la valeur de Q peut être atteinte en suivant la méthode exposée par Stutzman et al. [160]. En lieu et place de vitesse de groupe des ondes de Rayleigh, on prend la valeur $U = 1.5\,\mathrm{km} \cdot \mathrm{s}^{-1}$, donnée par la réponse théorique d'un modèle de croute terrestre semi-infini et uniforme surplombé par une couche d'eau [7]. Ainsi des ondes sismiques de fréquence $f_s = 1\,\mathrm{Hz}$ perdent la moitié de leur puissance après 100 km de propagation. En supposant que cette distance est typiquement plus faible que la longueur de corrélation du champ de vagues, on peut supposer le champ de vagues en surface homogène, alors le spectre de bruit est directement proportionnel à la source $E^2 I$, conformément à l'équation (2.10).

Les résultats de notre modélisation pour le spectre de pression uniquement (la dé-

Variable	Signification	Valeur
ρ_0	Masse volumique de l'eau de mer	$1 \times 10^3\,\mathrm{kg} \cdot \mathrm{m}^{-3}$
c_0	Vitesse du son dans l'eau	$1.5 \times 10^3\,\mathrm{m} \cdot \mathrm{s}^{-1}$
ρ	Densité de la croute terrestre	$2.6 \times 10^3\,\mathrm{kg} \cdot \mathrm{m}^{-3}$
α	Vitesse des ondes de compression dans la croute	$5.8 \times 10^3\,\mathrm{m} \cdot \mathrm{s}^{-1}$
β	Vitesse des ondes de cisaillement dans la croute	$3.2 \times 10^3\,\mathrm{m} \cdot \mathrm{s}^{-1}$
$Q(f_s)$	Facteur de qualité	$600\,\{1 + [1 - \tanh[15\,(f_s - 0.14\,\mathrm{Hz})]]\}$

TABLE 2.2 – Paramètres utilisés dans le modèle numérique de bruit. Adapté de Peureux et Ardhuin [129].

marche étant similaire pour les spectres de vitesse verticale) au fond de l'eau sont présentés en figure 2.12. Le spectrogramme de pression prévu par le modèle est en bon accord qualitatif avec les mesures, pour des fréquences de bruit jusqu'à 0.4 Hz, avec une bonne prédiction de la variabilité temporelle. La valeur de la puissance acoustique prédite admet un biais dépendant de la fréquence qui peut en partie être attribué au traitement simplifié de la croute océanique et des sédiments. En particulier, la nature de ces derniers peut beaucoup influencer la position et la hauteur des pics de résonance [2, 8], ici en particulier, autour de $f_s = 0.2 - 0.3\,\mathrm{Hz}$. Au-dessus de 0.4 Hz, l'erreur du modèle est une fonction décroissante de la vitesse du vent en surface (voir figure 2.13), avec un biais positif de l'ordre de 10 dB associé à une surestimation du facteur de qualité. Atteindre une telle précision sur le facteur de qualité est au-delà des objectifs de cette étude.

Malgré les erreurs dans le modèle de croute, le nuage de points avec, en ordonnées, le spectre de bruit acoustique (en dB) et en abscisses $E^2(f)\,I(f)$, toutes deux en dB, devrait être une droite de pente 1 : 1 et d'ordonnée à l'origine γ, conformément à l'équation (2.10) (voir figure 2.14). Les écarts par rapport à ce comportement sont interprétés comme étant causés par des erreurs du modèle, provenant de mauvaises estimations de $E(f)$ ou $I(f)$. Ces erreurs sont principalement une fonction du vent en

surface aux fréquences qui nous intéressent. Comme cela a été pointé par Ardhuin et al. [8], il existe une plus forte corrélation entre le bruit acoustique avec $E^2(f)$ qu'avec $E^2(f)\,I(f)$ pour $f_s > 0.6\,\mathrm{Hz}$. Plus spécifiquement, sachant que les estimations de I fournies par les modèles de vagues n'ont jamais vraiment été validées à ces fréquences, tandis que E est en accord avec les mesures de bouées proches jusqu'à approximativement $f = 0.5\,\mathrm{Hz}$, correspondant à $f_s = 2f = 1\,\mathrm{Hz}$, il s'en suit que le modèle est incapable de reproduire la variabilité de l'intégrale de recouvrement $I(f)$, qu'il vaut alors mieux garder constante. À $0.4\,\mathrm{Hz}$ (correspondant à des vagues de fréquence $0.2\,\mathrm{Hz}$ et de longueur d'onde 40m approximativement), la corrélation est plus forte avec $E^2 I$ qu'avec E^2 seulement, ce qui signifie que le modèle a une certaine capacité de prédiction de l'intégrale de recouvrement pour les vagues de $f = 0.2\,\mathrm{Hz}$ [8]. Il a déjà été noté que l'évaluation des propriétés directionnelles des vagues de vent intermédiaires dépend fortement du choix des paramétrisations de la génération et de la dissipation dans le modèle de vagues [12, 8]. À $f = 0.7$ ou $1\,\mathrm{Hz}$, l'intégrale de recouvrement est sous-estimée aux vents forts et sur-estimée aux vents faibles. En d'autres termes, la distribution directionnelle d'énergie aux vents forts est trop étroite, et trop large aux vents faibles, avec un écart de l'ordre de $10\,\mathrm{dB}$.

Estimation de l'intégrale de recouvrement

Le comportement du bruit dans la région 3 des spectres est représenté en figure 2.11 à toutes les stations étudiées et pour plusieurs fréquences de bruit. À la fois le bruit acoustique et le bruit sismique sont représentés en fonction de la vitesse du vent en surface issue de réanalyses. Une régularité de comportement est observée, appelée spectre de Holu [119]. Ces spectres présentent tous le même type d'évolution. Tout d'abord, la croissance de la puissance acoustique avec la vitesse du vent en surface de

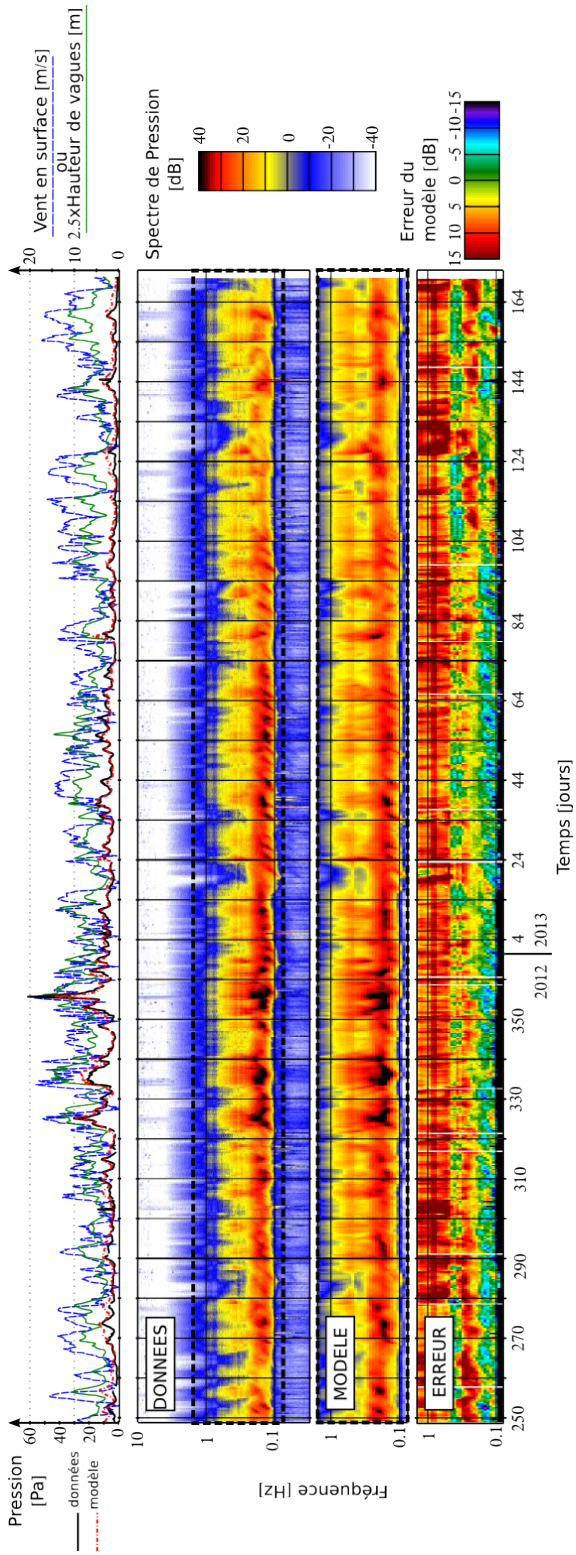

FIGURE 2.12 – Spectrogrammes de bruit acoustique à la station G10B. (a) Moyenne quadratique de l'amplitude de la pression, $p_{\mathrm{RMS}} = \sqrt{\int_{0.04\,\mathrm{Hz}}^{10\,\mathrm{Hz}} F_p\left(f_s\right)\, df_s}$ et conditions météo. (b-d) Spectrogrammes de bruit acoustique observé, modélisé et erreur associée $\Delta_{\mathrm{dB}} = 10\log_{10}\left(F_p^{\mathrm{modèle}}\right) - 10\log_{10}\left(F_p^{\mathrm{données}}\right)$. Adapté de Peureux et Ardhuin [129].

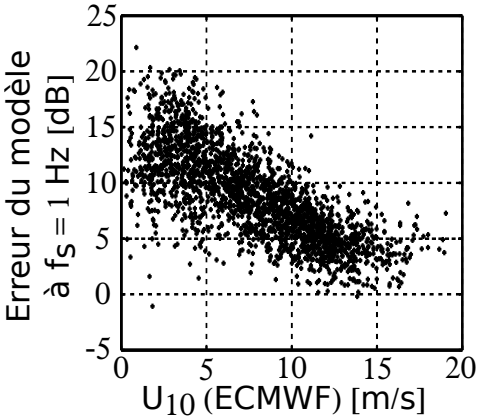

FIGURE 2.13 – Erreurs de modélisation Δ_{dB} (voir figure 2.12 pour les définitions) à la station G10B pour une fréquence de bruit $f_s = 1\,\mathrm{Hz}$ en fonction de la vitesse du vent en surface. Adapté de Peureux et Ardhuin [129].

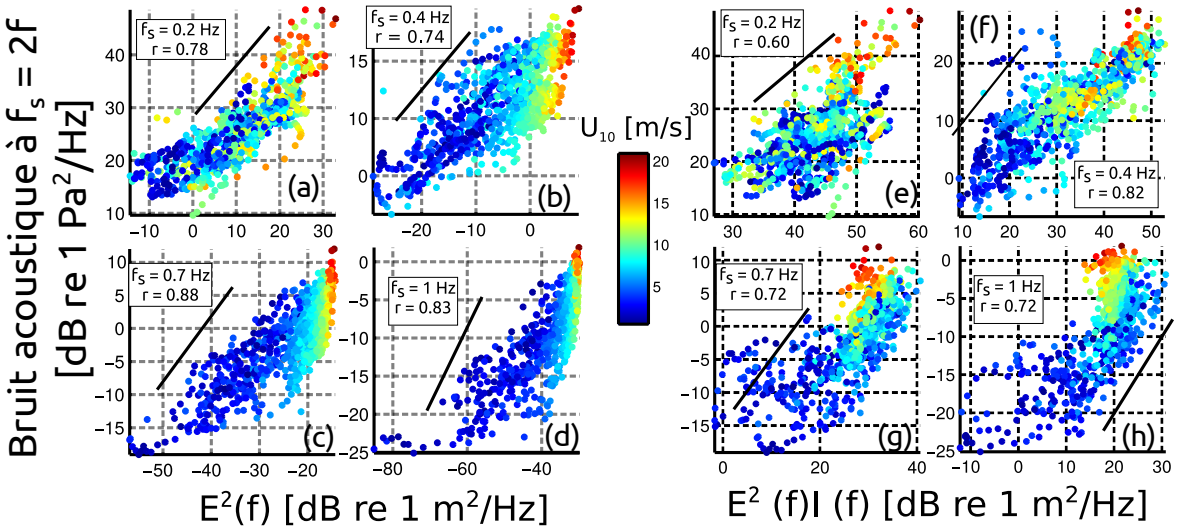

FIGURE 2.14 – Niveaux de bruit acoustique à des fréquences f_s à la station G10B en fonction de $E^2(f)$ (a-d) et $E^2(f)\,I(f)$ (e-h) calculés par notre modèle de vagues. Les coefficients de corrélation de Pearson sont indiquées dans les légendes. Adapté de Peureux et Ardhuin [129].

$2\,\mathrm{dB}/(\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1})$ et une étape de saturation une fois dépassé un vent de $5-6\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$, suggèrent une forme particulière du spectre directionnel des vagues en surface au moment de cette saturation. Une transition vers un autre comportement aux vents forts a lieu à 3 Hz, où la puissance acoustique décroit sensiblement avant de croitre à nouveau avec la vitesse du vent. Ce comportement n'a jamais été décrit auparavant, peut-être parce qu'il se produit à des vents au-dessus de $15\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$, qui ne sont pas très fréquents. Ce comportement peut être relié à la chute du coefficient de corrélation au-dessus de 3 Hz sur la figure 2.10. Le niveau de bruit à une fréquence donnée est presque indépendant de la profondeur de la station, bien que les différences soient causées par une variation de composition du fond [2] ou des erreurs de calibration. La dispersion des mesures de pression à FS14B, qui est la station la moins profonde, peut être expliquée par sa proximité avec le trafic maritime, générateur de bruit aux fréquences qui nous intéressent.

Paramétrisation de l'intégrale de recouvrement

Disposant d'une estimation fiable du spectre des vagues $E(f)$, l'intégrale de recouvrement $I(f)$ peut être évaluée à partir des spectres de bruit, particulièrement aux hautes fréquences (région 3 principalement), pour lesquelles l'équation (2.10) est valide. Alors :

$$I(f) = \frac{F_{p,v}(f_s)}{\gamma_{p,v}(f_s)\,E^2(f)} \tag{2.18}$$

Pour l'évaluation du spectre des vagues, on se sert de la paramétrisation d'Elfouhaily et al. [52] (voir Introduction, équation (1.14)) pour les ondes gravito-capillaires, qui admet comme paramètres l'âge des vagues et la vitesse du vent en surface, au lieu du spectre pris depuis notre modèle numérique de vagues, car ce dernier tend à être biaisé positivement pour $f > 0.4\,\mathrm{Hz}$ [140]. Par simplicité, on considèrera l'état de mer toujours

complètement développé, pour lequel la fréquence des vagues au pic est donnée par la fréquence de Pierson-Moskowitz [136] :

$$f_{\mathrm{PM}} = \frac{0.13g}{U_{10}} \tag{2.19}$$

Les corrections pour des vagues plus jeunes, dues à un fetch fini ou à une limitation dans le temps, n'introduisent que des différences mineures aux fréquences étudiées ici, bien moindres que la dispersion effective du niveau de bruit à une fréquence et une vitesse de vent donnés. Le spectre d'Elfouhaily est à l'origine exprimé en fonction du nombre d'onde des vagues k. Pour l'application qui nous intéresse, le spectre en fréquence est calculé au moyen de la transformation jacobienne rappelée ici :

$$E\left(f\right) = \frac{2\pi}{c_g} E\left(k\right)$$

obtenue par différentiation de la relation de dispersion en eau profonde :

$$\sigma^2 = gk + Tk^3 \tag{2.20}$$

où $T = g/k_m^2$ et $k_m = 370\,\mathrm{rad} \cdot \mathrm{m}^{-1}$, est le nombre d'onde de transition des ondes de gravité vers les ondes de capillarité, sa valeur étant tirée de Elfouhaily et al. [52]. Les effets des vitesses orbitales des vagues longues sur les vagues plus courtes sont négligés ici [115]. Il peuvent être significatifs au-dessus $f/f_p = 5$ [18]. Les études théoriques sont en désaccord sur l'ampleur de la correction à effectuer. On la note ici J, définie par $J\left(f\right) = E\left(f\right)/E_0\left(f\right)$, où E_0 est le spectre des vagues en l'absence de l'effet des vitesses orbitales des vagues longues sur les vagues courtes. À $f/f_p = 5$, quand les vitesses orbitales sont alignées avec les vagues courtes et pour une cambrure des vagues

longues de 0.1, Kitaigordskii et al. [90] (le modèle utilisé par Banner et al. [18]) prédisent une correction de l'ordre de 5 dB tandis que Korotkevich prévoit un accroissement de moins de 0.5 dB (voir figure 2.15). Cela mènerait à une sous-estimation de l'intégrale de recouvrement de deux fois cette valeur (en dB). Ces théories diffèrent dans la manière dont le caractère aléatoire des vitesses orbitales est pris en compte.

L'intégrale de recouvrement empirique déduite de (2.18) peut être paramétrée par :

$$\frac{f}{f_{\mathrm{PM}}} = \sqrt{\frac{k}{k_{\mathrm{PM}}}} = 1.2\frac{U_{10}}{c}$$

où c est la vitesse de phase des vagues de fréquence f (voir équation (2.19)). Cette paramétrisation est pratiquement la même que celle proposée par Duennebier et al. [51] (au facteur 1.2 près), et correspond à la racine carrée du paramètre k/k_p employé dans le spectre d'Elfouhaily.

Les effets de la propagation de la surface au fond n'étant pas connus avec précision (facteur γ), nous avons besoin d'une référence, sachant que le facteur γ dépend uniquement des caractéristiques de l'océan à l'endroit concerné (et donc sa dépendance en temps est secondaire). Pour cette raison, nous allons supposer qu'il existe des évènements pour lesquels le spectre directionnel des vagues en surface sature, c'est-à-dire qu'il atteint une valeur correspondant à un spectre isotrope, i.e. $I(f_s) = 1/(2\pi) = -8\,\mathrm{dB}$. Cette valeur peut également correspondre à une distribution d'énergie bimodale large, comme cela est suggéré par Leckler et al. [102]. Cette hypothèse permet d'évaluer γ de la manière suivante :

$$\log\left[\gamma_{p,v}(f_s)\right] = \log(2\pi) + \overline{\log\left[\frac{F_{p,v}(f_s)}{E^2(f)}\right]_{f/f_{PM}\simeq 6}} \tag{2.21}$$

où $\overline{[\ldots]_{f/f_{PM}\simeq 6}}$ représente la moyenne des échantillons pour lesquels $5.5 < f/f_{\mathrm{PM}} < 6.5$.

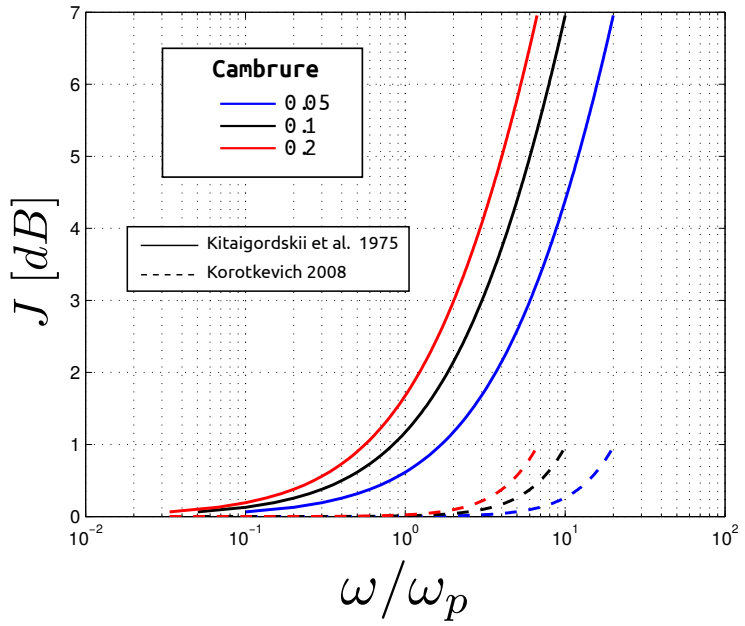

FIGURE 2.15 – Correction au spectre en fréquence des vagues $E(f)$ à la suite de la prise en compte des vitesses orbitales dans la relation de dispersion (2.20).

En d'autres termes, on suppose que la contribution de l'intégrale de recouvrement au bruit de fréquence f_s est maximale quand U_{10} est approximativement égal à 5 fois la vitesse de phase de la vague de fréquence $f = f_s/2$ et est équivalent à celui d'un spectre isotrope. D'autres valeurs théoriques du facteur γ ont été présentées en formules (2.11), (2.12), (2.13) et (2.14). Une estimation de γ_p à la station G10B au-dessus de 0.8 Hz à partir des données est proposée en figure 2.16. Les valeurs théoriques données par (2.11) et 2.13 sont superposées. La dépendance en fréquence de l'estimation empirique de γ correspond aux prédictions des deux modèles. La valeur de γ en océan sans fond sous-estime le bruit d'environ 10 à 15 dB.

Ces valeurs de γ peuvent maintenant être utilisées dans (2.18) en addition du spectre d'Elfouhaily. De cette manière, le bruit au fond de l'eau peut être inversé en termes des propriétés du champ de vagues, plus particulièrement en termes de l'intégrale de

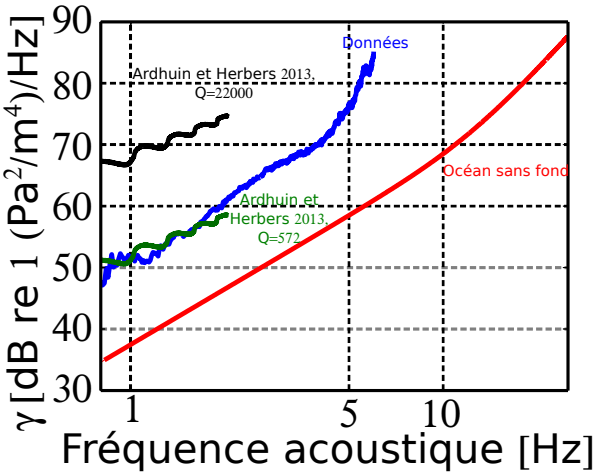

FIGURE 2.16 – Estimations de la fonction de transfert γ_p de la source en surface vers le spectre de bruit acoustique en fonction de la fréquence acoustique f_s, à partir des données (bleu) en utilisant l'équation (2.21), pour un océan sans fond (rouge) en utilisant l'équation (2.13) et à partir de notre modèle de génération de bruit (en utilisant l'équation (2.11), pour $Q = 22000$ (noir) et $Q = 572$ (vert). Adapté de Peureux et Ardhuin [129].

recouvrement I, comme cela est présenté en figure 2.17. Les estimations précédentes de cette même intégrale par Duennebier et al. [51] et Leckler et al. [102] sont également tracées. Pour f/f_{PM} compris entre 1 et 4, la paramétrisation de Duennebier prévoit des intégrales de recouvrement plus basses de quelques dB, tandis qu'elle est plus haute aux plus hautes fréquences. Leckler et al. ont produit leur paramétrisation à partir d'un champ de vagues pour lequel la fréquence pic était de $f_p = 0.33\,\mathrm{Hz}$ et f_{PM} prenait des valeurs entre 0.15 et 0.75 Hz pendant l'enregistrement. La différence entre les travaux de Leckler et al. et les deux autres courbes pourrait être causée par une différence mal connue dans les propriétés des vagues, ou de notre supposition d'une valeur saturée de l'intégrale de recouvrement à $1/(2\pi)$.

Pour $f/f_{PM} > 8 - 10$, l'intégrale de recouvrement commence à décroitre, ce qui est une indication de l'accroissement de la directionnalité du champ de vagues, notamment

observé numériquement [60]. Aux fréquences supérieures $f > 6\,\mathrm{Hz}$, l'intégrale de recouvrement croît à nouveau. Cette évolution est cohérente avec le ratio des énergies dans la direction du vent et dans sa direction perpendiculaire (*delta ratio*) de Elfouhaily et al. (voir équations (48) et (57) dans [52]). Une interprétation de ce résultat est que les interactions non-linéaires de double-fréquence ont principalement lieu dans des directions fortement obliques par rapport au vent, comme cela est confirmé par les données stéréo-vidéo de Leckler et al. [102]. À ces angles, les vagues sont potentiellement générées par le déferlement des vagues plus longues [98] ou par d'autres mécanismes qui ne sont pas encore pris en compte dans notre modèle numérique de vagues.

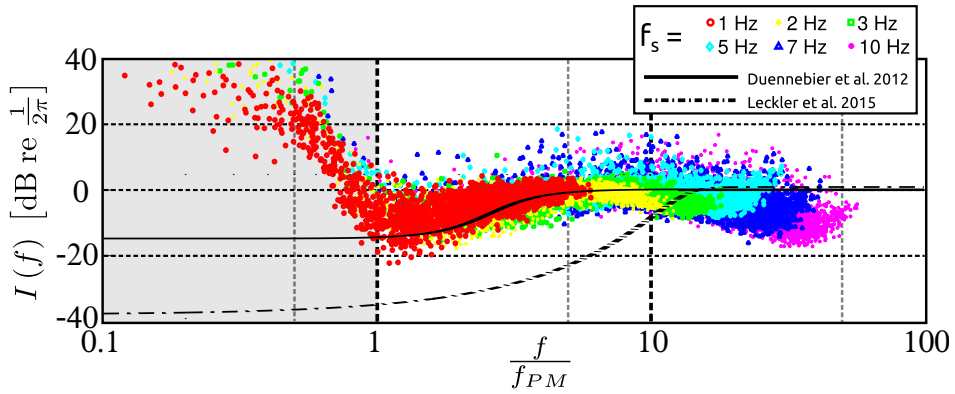

FIGURE 2.17 – Estimation de l'intégrale de recouvrement à partir du bruit acoustique à la station G10B en fonction de f/f_{PM} à plusieurs fréquences de bruit. Adapté de Peureux et Ardhuin [129].

2.3 Conclusions

Les spectres de pression au fond de l'eau dans la gamme de fréquences 0.5 à 10 Hz contiennent de l'information sur l'énergie des vagues se propageant dans des directions opposées, avec une fréquence qui est la moitié de celle du bruit qu'elles génèrent. L'évolution de ce signal est en adéquation avec notre connaissance actuelle des spectres de

vagues jusqu'à des fréquences de bruit de l'ordre de 0.4 Hz, telles qu'elles sont représentées dans les modèles numériques de vagues. En supposant que la saturation du spectre de bruit sismo-acoustique que l'on observe à toutes les stations à des fréquences comprises entre 1 et 7 Hz corresponde à la même valeur de l'intégrale de recouvrement $I = 1/(2\pi)$, qui est la valeur pour un spectre isotrope, on trouve que, à toutes les fréquences, cette saturation a lieu à 5 fois la fréquence de Pierson-Moskowitz f_{PM}, et que la variabilité de l'intégrale de recouvrement est une fonction du rapport f/f_{PM}, en accord avec une paramétrisation obtenue par Duennebier et al. [51] à partir de données récoltées au large de Hawaï :

$$I\left(\frac{f}{f_{\mathrm{PM}}}\right) = 5.13 \cdot 10^{-3} \cdot 10^{0.95 \arctan\left[0.028 (f/f_{PM})^{3.4}\right]} \tag{2.22}$$

L'obtention d'une telle paramétrisation repose sur une méthode nouvelle basée sur les caractéristiques du spectre de bruit sismo-acoustique appelé spectre de Holu (voir figure 2.11). A notre connaissance, seul Duennebier et al. ont pu fournir une estimation de l'intégrale de recouvrement à partir de ces spectres de bruit. De plus cette étude diffère de celle de Duennebier et al. dans la manière dont l'intégrale de recouvrement est calculée, au moyen de l'équation (2.18). Le spectre employé par Duennebier et al. pour inverser l'intégrale de recouvrement est issu d'un modèle et peut présenter des biais tandis que le notre est issu d'un spectre semi-empirique. D'autre part, Duennebier et al. emploient un facteur γ qui ne tient pas compte des caractéristiques du fond, tandis que nous évaluons γ de manière empirique sur la base d'une hypothèse sur la directionnalité du champ de vagues. Le spectre de Holu a été mesuré par le passé au même emplacement que les mesures Duennebier et al. [119], semble présenter les mêmes caractéristiques qu'à Cascadia, et pourrait être une constante universelle. Étant don-

nées les faibles variations du spectre des vagues à ces fréquences, on peut supposer que la forme de l'intégrale de recouvrement sera tout aussi universelle, au moins dans son domaine de validité situé entre les vagues du pic $f \simeq f_{PM}$ et $f \simeq 10 f_{PM}$ où une décroissance de l'intégrale de recouvrement est observée qui pourrait traduire une transition vers une redirectionnalisation du champ de vagues. Cette paramétrisation suggère donc une croissance de l'intégrale de recouvrement entre un niveau correspondant aux vagues du pic ($I = -22.9\,\mathrm{dB}$) vers un niveau de saturation correspondant à l'isotropie ($I = 1/(2\pi) = -8\,\mathrm{dB}$) pour des vagues $5 f_{PM} \lesssim f \lesssim 10 f_{PM}$. L'universalité de ce comportement pourra être testée en analysant des données de bruit issues d'autres emplacements géographiques.

Toutes les données mesurées à Cascadia ne sont pas reproduites avec entière fidélité par cette paramétrisation. La dispersion des données, particulièrement aux vents faibles, suggère une dépendance secondaire de l'intégrale de recouvrement avec l'état de développement de la mer (âge des vagues, fréquence pic effective etc ...). Cette paramétrisation n'est vraisemblablement valable que pour des mers totalement développées, pour lesquelles le spectre ne dépend plus que de la vitesse du vent [136]. Enfin, la mesure quantitative de l'intégrale de recouvrement repose sur l'hypothèse que le niveau de saturation de I correspond bien à un niveau isotrope. Ce niveau est en accord avec les mesures de Leckler et al. [102] en particulier. Pour autant, le niveau d'isotropie ne constitue pas une limite infranchissable, en particulier si le spectre directionnel des vagues courtes est bimodal (voir introduction, page 1.4.4). Farrell et Munk [56] ont calculé numériquement la valeur de l'intégrale de recouvrement pour un modèle de distribution bimodale constitué de deux gaussiennes :

$$M(\theta) = N^{-1} \left\{ \exp\left[-\frac{(\theta - \theta^\star)^2}{2\sigma^2} \right] + \exp\left[-\frac{(\theta + \theta^\star)^2}{2\sigma^2} \right] \right\}$$

avec

$$N = \sqrt{2\pi}\sigma \left[\mathrm{erf}\left(\frac{\pi - \theta^\star}{\sqrt{2}\sigma} \right) + \mathrm{erf}\left(\frac{\pi + \theta^\star}{\sqrt{2}\sigma} \right) \right]$$

et erf la fonction erreur. Les valeurs de I en fonction des 2 paramètres, σ, largeur des lobes, et $\theta^\star$, positions des lobes, sont tracées en figure 7 de Farrell et Munk [56]. La valeur isotrope peut être dépassée lorsque les deux pics de bimodalité sont suffisamment fins et éloignés (lorsque $\sigma \to 0$ et $\theta^\star \to 90°$).

Un moyen de tester une telle hypothèse serait de disposer d'une mesure quantitative de l'intégrale de recouvrement. Une telle mesure serait possible si les instruments de mesure étaient placés en faible profondeur (moins de 200 m typiquement). Dans ce cas, on peut montrer que l'on mesure le champ proche du bruit généré en surface [47], dont l'amplitude décroit en z^2. La faisabilité d'une telle mesure a été démontrée au cours du déploiement conjoint en eau peu profonde (approximativement 110 m) d'un enregistreur de pression (au fond de l'eau) et d'une bouée houlographe en surface [130]. Le résultat de la mesure quantitative de l'intégrale de recouvrement est similaire aux résultats fournis par la bouée déployée à proximité (voir figure 2.18). Les mesures de la bouée sont possiblement entachées d'incertitudes associées à la reconstruction du spectre directionnel à partir uniquement de ses 5 premiers coefficients de Fourier [114].

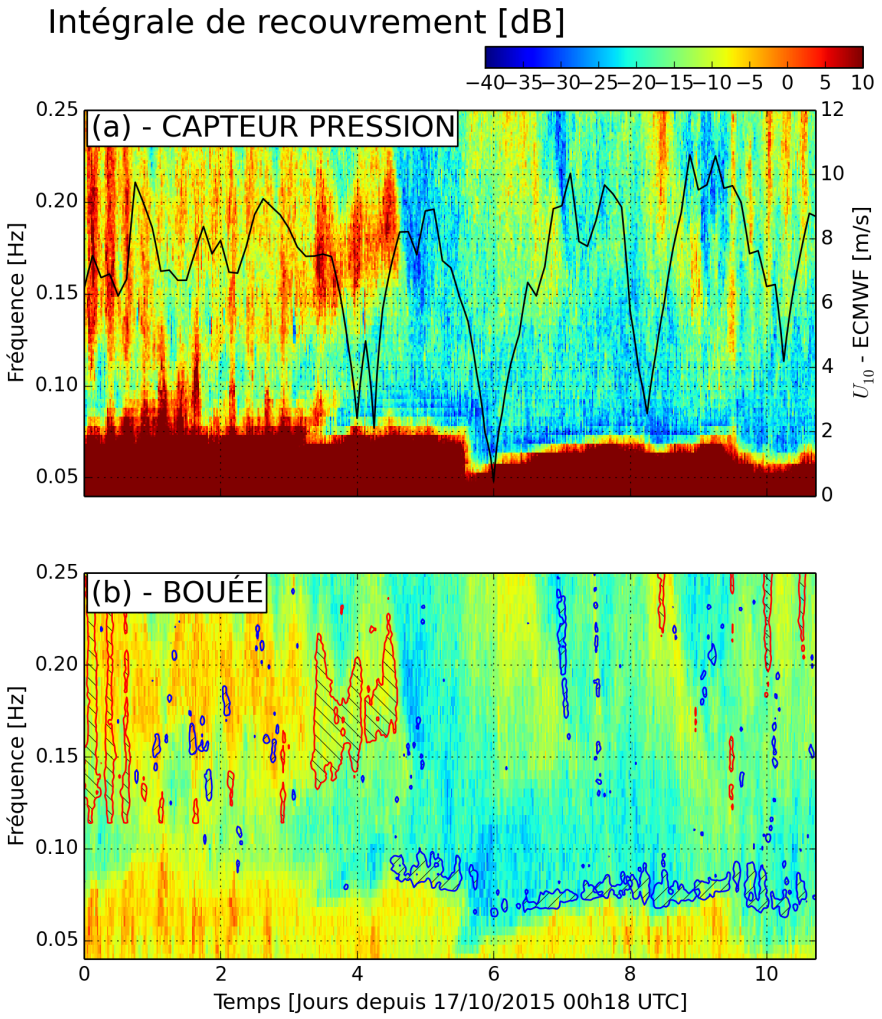

FIGURE 2.18 – Intégrale de recouvrement pendant la campagne BBWAVES 2015, (a) à partir des mesures de pression au fond de l'eau, (b) à partir des données de la bouée en surface et (c) à partir du modèle. Les régions où l'écart avec la mesure de référence (a) dépasse 7 dB (soit un facteur 5) sont contourées en rouge lorsque cet écart est positif, et en bleu lorsqu'il est négatif.

Chapitre 3

Propriétés directionnelles des vagues courtes mesurées par stéréo-vidéo

La stéréo-vidéo est une technique de reconstruction tridimensionnelle de la surface de l'océan. Ces données permettent en particulier d'analyser la distribution directionnelle des vagues courtes. Parmi l'ensemble des enregistrements étudiés, ces distributions présentent de nombreux cas de bimodalité, comme évoqué en introduction, page 27. Après une brève introduction, les données et leur méthode d'analyse sont présentées en section 2, avant de présenter les cas de bimodalité sélectionnés. Ce chapitre se termine par une discussion des résultats obtenus. Il est inspiré de Peureux et al. en cours de publication [131].

3.1 Introduction

La stéréo-vidéo est une technique de reconstruction d'objets en 3D importée du domaine de la vision artificielle. Il s'agit d'une extension de la stéréo-photographie, employée dès les années 30 pour l'observation des vagues [150, 151, 152], et notablement dans les années 50, lors de la campagne SWOP (Stereo Wave Observation Project) [44]. Lors de cette expérience, la surface de l'océan a été photographiée simultanément par deux appareils photographiques aéroportés, permettant une des premières mesures du spectre directionnel des vagues. La stéréo-vidéo, qui consiste à répéter les prises de vues à une fréquence élevée, est actuellement permise par l'accroissement des capacités de stockage et de traitement des outils numériques. Obtenir une reconstruction complète de la surface de l'océan est un travail de recherche à part entière. Décrire en détails le principe de la stéréo-vidéo n'est pas l'objet de cette section, et on pourra se référer par exemple à l'article de Benetazzo [25] ou à la thèse de Fabien Leckler [101] pour plus de détails. Les bases du fonctionnement de la stéréo-vidéo sont résumées dans le paragraphe qui suit.

Le principe de la stéréo-vidéo est le même que celui qui permet au cerveau de visualiser des objets en trois dimensions. Le schéma d'un dispositif de vision stéréo est présenté en figure 3.6 de la thèse de Fabien Leckler[101]. Les trois points P, P' et P'' sont observés depuis les centres de projection C_1 et C_2 sous deux angles différents. Ces points peuvent aussi bien représenter les points focaux d'un œil ou d'une caméra, comme c'est le cas avec la stéréo-vidéo. Ces trois points ne peuvent pas être distingués depuis C_1 seulement. L'ajout de C_2, pourvu que les points soient observés sous un angle différent, permet de récupérer l'information sur la profondeur de champ perdue lorsque l'objet était observé depuis C_1 seulement. La correspondance entre les images d'un même point vues par chaque œil est ensuite faite par le cerveau. Dans le cas d'un

dispositif automatique, cette correspondance est effectuée par calculs de corrélations d'images. On peut remonter à partir des coordonnées de chaque point dans chaque plan image à ses coordonnées dans le référentiel terrestre pourvu que la géométrie du dispositif soit connue avec précision. On dispose à l'issue de cette étape d'un nuage de points correspondant à chaque pixel de la surface de l'océan vues par une caméra de référence. Ce nuage de points doit ensuite être interpolé sur une grille 2D horizontale régulière fournissant l'élévation de chaque point au-dessus du niveau de la mer en fonction de ses coordonnées horizontales. On dispose à la fin du traitement d'une matrice tridimensionnelle contenant les valeurs de l'élévation de surface à chaque point de la grille horizontale régulière et à chaque pas de temps. Les dimensions typiques des surfaces reconstruites sont de l'ordre de quelques dizaines de mètres de côté pour une durée de l'ordre de la demi-heure.

La qualité des surfaces océaniques reconstruites est indéniable et permet de nombreux traitements aussi bien qualitatifs que quantitatifs. Néanmoins, comme pour toute méthode de mesure, il est nécessaire d'en préciser les limitations connues. Étant donnée la complexité du traitement employé, il est difficile de simplement quantifier l'erreur associée au processus de reconstruction. Le type d'erreur déjà rapporté et dont l'origine est identifiée a été dénommé erreur de quantification. Celle-ci résulte de la discrétisation induite par le passage de coordonnées réelles aux coordonnées pixelisées (entières). Générant des sauts dans la position reconstruite des points de la surface, elle croît avec la distance entre les caméras et la portion de la surface reconstruite. Elle induit des erreurs de reconstruction qui sont de plus en plus importantes vers les petites échelles. Des évaluations de l'erreur de quantification sont fournies par Benetazzo et al. [26]. Les bruits associés aux imperfections de mesure (calibration, erreurs de l'algorithme de reconstruction) ne sont pas documentés d'avantage et pourraient être les principales

limitations physiques de la stéréo-vidéo.

Les données de stéréo-vidéo ont par la suite été employées à plusieurs fins. Pour ce qui nous concerne, les travaux de Leckler et al. [102] ont ouvert la voie aux investigations de ce chapitre. Les travaux de Leckler et al. fournissent une première analyse des distributions directionnelles de vagues courtes. Les travaux de ce chapitre poursuivent l'analyse menée par Leckler et al. et l'étendent à d'autres jeux de données. En particulier, l'extraction des paramètres principaux caractérisant la bimodalité directionnelle du champ de vagues est automatisée et les résultats issus de plusieurs cas comparés entre eux.

3.2 Données et traitement

Trois jeux de données stéréo-vidéo sont ici analysés, issus de trois campagnes différentes. La plateforme de Katsiveli, en Crimée, a fait l'objet de deux campagnes de mesures en 2011 [102] et en 2013 (voir figure 1 de Leckler et al. [102]), après qu'une première expérience pilote ait été menée [13]. Les surfaces reconstruites ont été fournies par Fabien Leckler et Pedro Veras Guimarães. Un autre jeu de données fourni par Alvise Benetazzo [27] a été acquis par un système stéréo-vidéo monté de façon permanente sur la plateforme Acqua Alta, au large de Venise, en mer Adriatique (voir figure 1 de Benetazzo et al. [27]). Les caractéristiques principales de ces jeux de données sont résumées dans le tableau 3.1. On dispose pour chaque enregistrement d'une matrice tridimensionnelle contenant le champ d'élévation de surface $\zeta\left(x, y, t\right)$ au cours du temps sur une surface visée par les caméras, obtenue suivant le traitement du paragraphe précédent 3.1. Le champ d'élévation de surface est cartographié dans un repère local horizontal (x, y), avec y étant la direction dans l'axe des caméras et x étant la direction horizontale

orthogonale, croissante vers la droite des caméras. Un exemple d'une telle surface est représenté en figure 3.1. À nouveau, il n'est pas dans l'objet de cette thèse de décrire le traitement appliqué aux images brutes pour obtenir ces fichiers. Chaque enregistrement dure d'une dizaine à une trentaine de minutes. On sélectionne pour chaque enregistrement une portion de la surface de l'océan de 128 par 128 pixels, de préférence la plus près des caméras possible, de manière à minimiser les erreurs de reconstruction.

	Crimée 2011	Crimée 2013	Acqua Alta
Nombre d'enregistrements	5	31	4
Fréquence d'échantillonnage	$12 - 15\,\mathrm{Hz}$	$10 - 15\,\mathrm{Hz}$	$12 - 15\,\mathrm{Hz}$
Profondeur de l'eau, d	$30\,\mathrm{m}$	$30\,\mathrm{m}$	$17\,\mathrm{m}$
$\Delta x, \Delta y$	$5 - 10\,\mathrm{cm}$	$10\,\mathrm{cm}$	$20\,\mathrm{cm}$
Direction de visée (degrés par rapport au Nord)	E (90°)	E (90°)	NE (46°)

TABLE 3.1 – Paramètres principaux des enregistrements analysés ici.

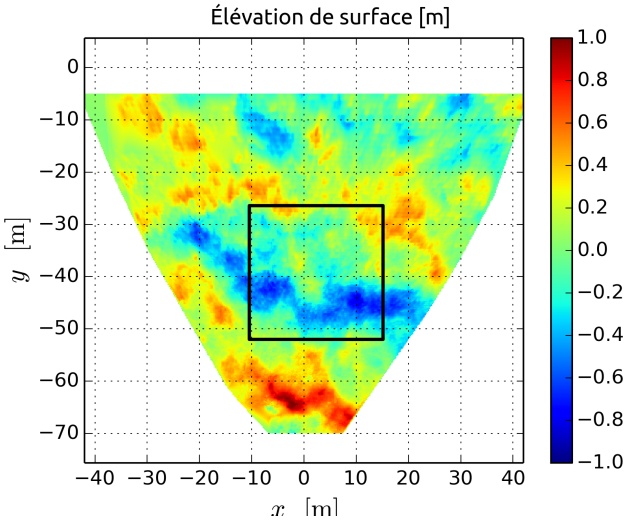

FIGURE 3.1 – Exemple de surface reconstruite à la plateforme Acqua Alta et surface utilisée pour le traitement délimitée par un contour noir. Adapté de Peureux et al. [131].

Le spectre tridimensionnel d'élévation de surface est la base de notre analyse. Il

est calculé à partir de la donnée du champ d'élévation de surface au niveau d'une surface de contrôle (contour noir sur la figure 3.1 par exemple). L'enregistrement est découpé en segments temporels de 1024 échantillons avec 50% de recouvrement auxquels on applique une fenêtre de Hann temporelle, du même type que l'équation (2.9). La densité spectrale de puissance est ensuite calculée en moyennant le module au carré de la transformée de Fourier tridimensionnelle de chacune des fenêtres suivant une méthode de Welch [174]. Le spectre cartésien $E\left(k_x, k_y, f_s\right)$ (équation (1.4)) est ensuite calculé de telle sorte que

$$\iiint_{-\infty}^{+\infty} dk_x dk_y df_s E\left(k_x, k_y, f_s\right)$$

soit égal à la variance de l'élévation de surface. Le spectre en coordonnées polaires est plus pratique pour l'étude des distributions directionnelles et pour analyser les spectres à nombre d'onde donné. Le spectre polaire, défini seulement sur les fréquences positives, se calcule avec

$$E\left(k, \theta, f\right) = 2kE\left(k_x, k_y, f_s\right)$$

avec $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ et θ est la direction de provenance des vagues, définie par (1.12), le facteur 2 étant présent pour assurer la conservation de l'énergie. On utilise ici une grille polaire dont la résolution peut varier, mais pour laquelle on essaie généralement de préserver la densité de points autour de la relation de dispersion (généralement $\Delta k = \Delta k_x = \Delta k_y$). Les valeurs du spectre polaire à chaque emplacement de cette grille sont ensuite calculées par interpolation linéaire du spectre cartésien à chaque fréquence. Un exemple de ce spectre est présenté en figure 3.2.

Le spectre de l'élévation de surface peut être interprété comme la distribution énergétique de l'énergie des vagues, qui peut généralement être divisée en une partie libre

et une partie liée :

$$E(\boldsymbol{k}, f) = E_{\text{libre}}(\boldsymbol{k}, f) + E_{\text{liée}}(\boldsymbol{k}, f)$$

3.2.1 Ondes libres

Les ondes libres sont les vagues qui se déplacent à la vitesse de phase prévue par la relation de dispersion linéaire, brièvement présentée en introduction (équation (1.6)). La répartition de l'énergie des ondes libres semble particulièrement bien décrite par une relation de dispersion du type de (1.6), où cette fois le courant intervenant peut varier avec l'échelle des vagues :

$$\omega(\boldsymbol{k}, \boldsymbol{U}) = \sigma(k) + \boldsymbol{k} \cdot \boldsymbol{U}(k) \tag{3.1}$$

où

$$\sigma(k) = \sqrt{gk \tanh(kd)} \tag{3.2}$$

et le courant effectif $\boldsymbol{U}(k)$ est approximé par une intégrale pondérée du courant horizontal eulérien $\boldsymbol{u}(z)$ de direction supposée constante α :

$$\boldsymbol{U}(k) = 2k \int_{-\infty}^{0} e^{2kz} \boldsymbol{u}(z)\, dz \tag{3.3}$$

Cette relation de dispersion est indiquée par une courbe noire sur la figure 3.2. La pondération de l'intégrale (3.3) sur la verticale donne une importance d'autant plus grande au courant proche de la surface qu'on s'approche des hautes fréquences. En pratique, on considère que les vagues de nombre d'onde k ressentent le courant intégré sur la verticale sur une profondeur de l'ordre de k^{-1}.

La fonction inverse associant à une fréquence le nombre d'onde solution de la relation

de dispersion (3.1) est notée ici κ, autrement dit, par définition :

$$k = \kappa\left(\boldsymbol{f}, \boldsymbol{U}\right)$$

alors

$$2\pi f = \omega\left(\boldsymbol{k}, \boldsymbol{U}\right)$$

où $\boldsymbol{f} = \left[f\cos\theta, f\sin\theta\right]^T$. Une fois que le courant effectif (3.3) est connu, l'emplacement des ondes libres dans le plan $(\boldsymbol{k}, f)$ peut être déduit de l'équation (3.1), qui relie la pulsation $2\pi f$ au vecteur d'onde $\boldsymbol{k}$.

3.2.2 Ondes liées

Les ondes liées sont principalement constituées de composantes issues de l'interaction non-linéaire entre ondes libres de vecteurs d'ondes $\boldsymbol{k}_1$ et $\boldsymbol{k}_2$. L'interaction *somme* produit une onde de vecteur $\boldsymbol{k}_1 + \boldsymbol{k}_2$ et de pulsation $\omega\left(\boldsymbol{k}_1\right) + \omega\left(\boldsymbol{k}_2\right)$, avec une contribution au spectre notée E_{somme}. L'interaction *différence* donne une onde de même vecteur et une pulsation $\left|\omega\left(\boldsymbol{k}_1\right) - \omega\left(\boldsymbol{k}_2\right)\right|$, d'énergie E_{diff}. Ces deux types d'interactions ont elles-même des signatures distinctes dans le spectre d'élévation de surface, autrement dit :

$$E_{\text{liée}}\left(\boldsymbol{k}, f\right) = E_{\text{somme}}\left(\boldsymbol{k}, f\right) + E_{\text{diff}}\left(\boldsymbol{k}, f\right)$$

Pour une direction de propagation donnée, la signature des interactions *somme* se trouve au-dessus de la relation de dispersion, tandis que les interactions *différence* se trouvent en-dessous [97, 102] (voir figure 3.2a). Dans ce cadre, on ne considère que les ondes libres et leurs interactions une à une, autrement dit on néglige la contribution des interactions issues de 3 ondes libres ou plus. En particulier, la contribution dite quasi-linéaire au

spectre [83] est négligée. L'énergie des ondes liées peut être déduite de celle des ondes libres par une théorie d'interactions faiblement non-linéaires [70]. En particulier, pour un spectre étroit, la signature de l'interaction somme dans le plan $(\boldsymbol{k}, f)$ se présente sous la forme d'une courbe [153]

$$2\pi f = \omega\left(\frac{\boldsymbol{k}}{2}, \boldsymbol{U}\right) \tag{3.4}$$

aussi appelée première harmonique. Cette dernière correspond à l'interaction somme d'ondes libres se propageant dans la même direction, pour lesquelles le coefficient d'interaction est le plus important [14]. Cette relation de dispersion est indiquée par une courbe blanche sur la figure 3.2

3.2.3 Bruit

Enfin, dans tous les spectres, on trouve des signatures spectrales qui ne peuvent pas être reliées à des vagues bien identifiées, et qu'on qualifiera de bruit. On peut en distinguer 4 types. Tout d'abord un bruit de fond est visible aux hautes fréquences. Il s'agit d'un bruit associé aux erreurs de reconstruction, inhérent à la technique de stéréo-vidéo. La nature de ce bruit n'est pas complètement connue. Il pourrait s'agir d'une erreur de quantification, telle qu'évoquée en introduction, paragraphe 3.1. Ce bruit limite l'usage de la stéréo-vidéo aux petites échelles (on laissera le lecteur juger de la qualité de cette limite). L'erreur de quantification [25] génère un bruit visible sur certains enregistrements, aux hautes fréquences. C'est un bruit qui ne se propage pas, et qui provient de la discrétisation de la reconstruction de la surface, initialement à l'état de nuage de points. C'est un bruit qui ne se propage pas, et qu'on retrouve par exemple sur les données Acqua Alta aux nombres d'onde supérieurs à $7.5\,\mathrm{rad}\cdot\mathrm{m}^{-1}$.

Plus spécifiquement, à Acqua Alta, on note la présence d'un bruit se propageant à vitesse de phase constante (avec une légère variabilité d'un enregistrement à l'autre), indiqué par une courbe verte sur les figures 3.2, dont l'équation peut être approchée par :

$$2\pi f\,[\mathrm{Hz}] = 0.4\sin^2\theta k\left[\mathrm{rad}\cdot\mathrm{m}^{-1}\right]$$

Ce bruit, de vitesse de phase $0.4\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$, soit bien moins que toute onde de surface connue, prend toujours la même forme dans les mesures faites à Acqua Alta. L'origine de ce bruit est encore inconnue, possiblement en lien avec des réflexions de vagues par les pieds de la plateforme.

3.2.4 Cas de référence

Les spectres tridimensionnels d'élévation de surface ainsi obtenus sont extrêmement riches en informations. Devant l'impossibilité de tous les présenter ici, on prendra pour exemple le cas de Acqua Alta le 10 Mars 2014 (voir figure 3.2). Ce cas correspond à celui étudié dans [131].

3.2.5 Séparation des ondes libres et liées

La séparation de ces deux types d'ondes est importante pour l'étude de la directionnalité du champ de vagues. On remarque en effet que ondes liées et libres ne possèdent pas les mêmes propriétés directionnelles : seules les ondes libres présentent une bimodalité directionnelle persistante. Comme nous le verrons par la suite, l'inclusion ou non des ondes liées dans l'analyse peut changer de manière significative les valeurs des paramètres caractéristiques de la bimodalité. Pour cette raison, il parait important d'être en mesure de pouvoir retirer la contribution des ondes liées au spectre directionnel des

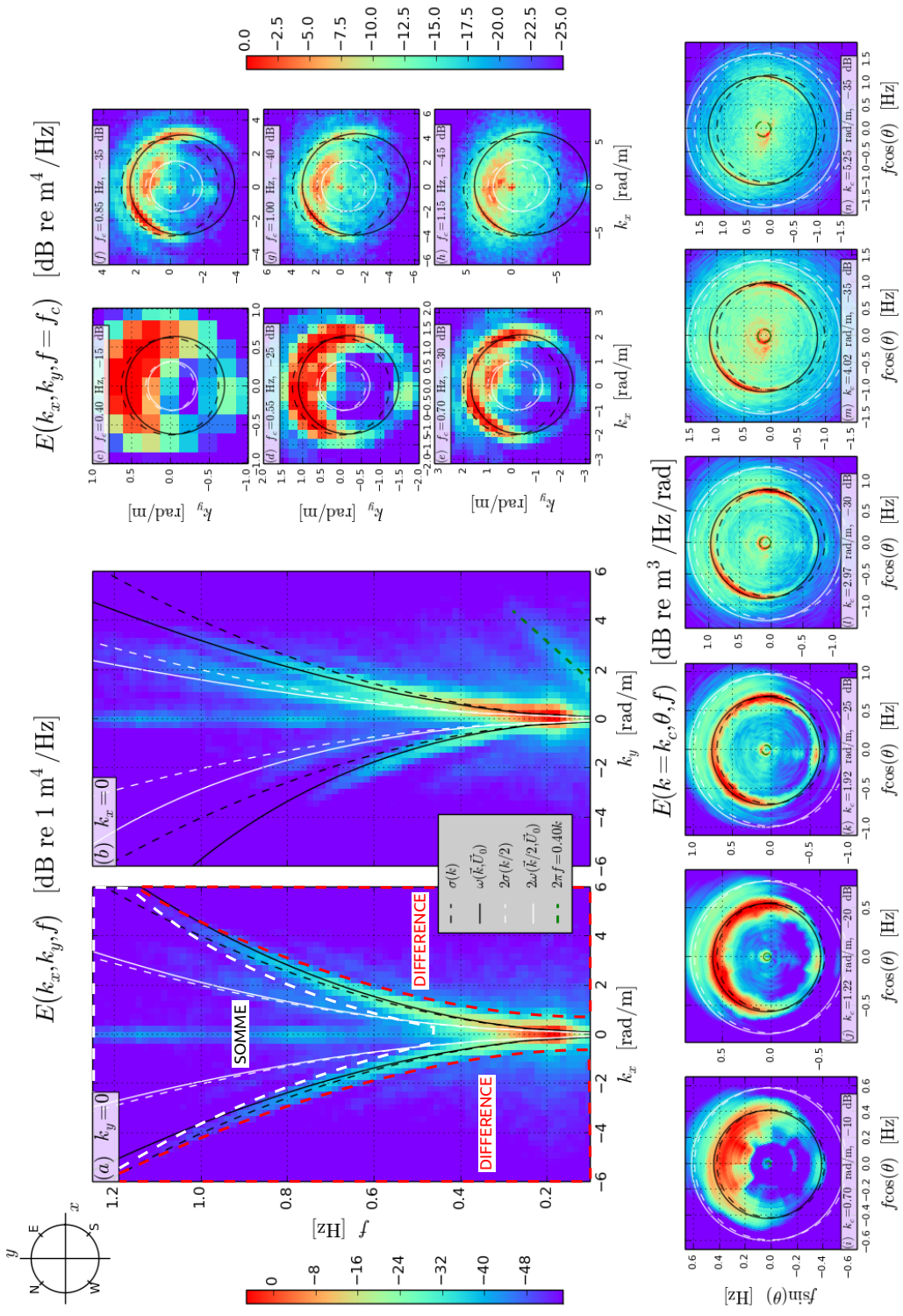

FIGURE 3.2 – Spectre tridimensionnel d'élévation de surface à Acqua Alta le 10 mars 2014 à 9h40 UTC. (a) : Spectre stéréo en fréquence-vecteur d'onde des ondes se propageant parallèlement aux caméras. (b) : Idem, cette fois pour des ondes se propageant le long de la direction de visée. (c-h) : Coupes à fréquences données dans le spectre tridimensionnel de stéréo. (i-n) : Idem, à nombres d'ondes donnés. Les courbes noires marquent l'emplacement des ondes libres (3.1) et les blanches marquent l'emplacement de la première harmonique (3.4). Les cas en l'absence de courant sont représentés par des lignes pointillées tandis que les lignes continues traduisent la prise en compte d'un courant constant. Les emplacements des interactions somme et différence sont indiqués en (a).

ondes de surface.

La méthode de séparation des ondes liées et libres repose sur l'évaluation du courant effectif intervenant dans la relation de dispersion (3.1). À la vue des spectres, il n'y a généralement pas d'ambigüité concernant la distinction de ces deux types de vagues, à condition que la résolution des images ne soit pas trop grossière (typiquement en-dessous de 0.5 Hz, figure 3.2c-h). Une méthode semi-automatique de séparation de ces ondes est présentée dans cette section.

Évaluation du courant effectif

Partant d'une coupe dans le spectre 3D d'élévation de surface soit à fréquence (figure (3.2)c-h) soit à nombre d'onde donné (figure (3.2)i-n), on cherche la valeur du courant effectif qui minimise la fonction de cout basée sur une méthode de moindres carrés [153]

$$g\left(U_x, U_y\right) = \sum_{j=1}^{N} \frac{w_j}{\chi^2} \left[2\pi f_j - \sqrt{g k_j} - k_j \left(U_x \cos\theta_j + U_y \sin\theta_j\right)\right]^2 \tag{3.5}$$

où (U_x, U_y) sont les coordonnées du vecteur courant dans le repère local (x, y), les w_j sont des poids empiriques, normalisés de telle sorte que

$$\sum_{j=1}^{N} w_j = N$$

et où χ est la déviation standard de la différence entre modèle et données adaptée de Senet et al. [153] :

$$\chi^2 = \frac{1}{N-2} \sum_{j=1}^{N} w_j \left[2\pi f_j - k_j \left(U_x \cos\theta_j + U_y \sin\theta_j\right)\right]^2$$

On peut noter que la relation de dispersion en eau profonde est utilisée ici, cette approximation étant largement valable pour les ondes qui nous intéressent.

La flexibilité de cette méthode repose sur un choix approprié des poids w_j donnés à chaque pixel d'une coupe. Une bonne partie des pixels de chaque image doit être écartée de l'estimation du courant effectif, si on veut parvenir à un résultat correct. Pour cela, une estimation de départ, même grossière, du courant effectif doit être effectuée. Cette estimation est obtenue en sélectionnant manuellement les points sur la relation de dispersion des vagues d'approximativement 1 Hz (10 points sont suffisants) puis en minimisant la fonction de cout (3.5), avec des poids identiques sur chaque point. On note la valeur du courant ainsi obtenue U_0, ainsi que la direction du courant α_0. Une seconde fonction de cout est ensuite calculée à partir de la coupe complète. Pour une coupe à fréquence constante, seuls les pixels pour lesquels

$$\kappa\left(\boldsymbol{f}_j, \boldsymbol{U}_0\right) - 0.1\kappa\left(\boldsymbol{f}_j, \boldsymbol{0}\right) < k_j < \kappa\left(\boldsymbol{f}_j, \boldsymbol{U}_0\right) + 0.1\kappa\left(\boldsymbol{f}_j, \boldsymbol{0}\right)$$

À nombre d'onde constant, ce sont les pixels pour lesquels

$$\omega\left(\boldsymbol{k}_j, \boldsymbol{U}_0\right) - 0.1\omega\left(\boldsymbol{k}_j, \boldsymbol{0}\right) < 2\pi f_j < \omega\left(\boldsymbol{k}_j, \boldsymbol{U}_0\right) + 0.1\omega\left(\boldsymbol{k}_j, \boldsymbol{0}\right)$$

qui sont conservés dans la somme (3.5). Ensuite, parmi les points restant, ceux présentant un rapport signal sur bruit peu intéressant sont retirés. Si

$$E_j < \frac{\max_j E_j}{100}$$

où E_j est la densité spectrale associée au pixel j, alors le point est exclu de la somme

(3.5). On définit ensuite les poids de la manière suivante :

$$w_j \propto \frac{E_j - \min_j E_j}{\max_j E_j} dS_j$$

puis on les normalise avec dS_j la surface élémentaire de l'espace spectral autour du pixel j. La minimisation de la fonction de cout est initialisée avec $\boldsymbol{U}_0$, et le calcul est lancé jusqu'à sa convergence à chaque fréquence ou nombre d'onde. On obtient ainsi pour chaque enregistrement un profil de courant effectif $\boldsymbol{U}$ tel que celui de la figure 3.3. Ce profil de courant est donné à titre indicatif, mais il n'est pas dans l'objectif de cette thèse de s'intéresser à la précision de telles mesures de courant.

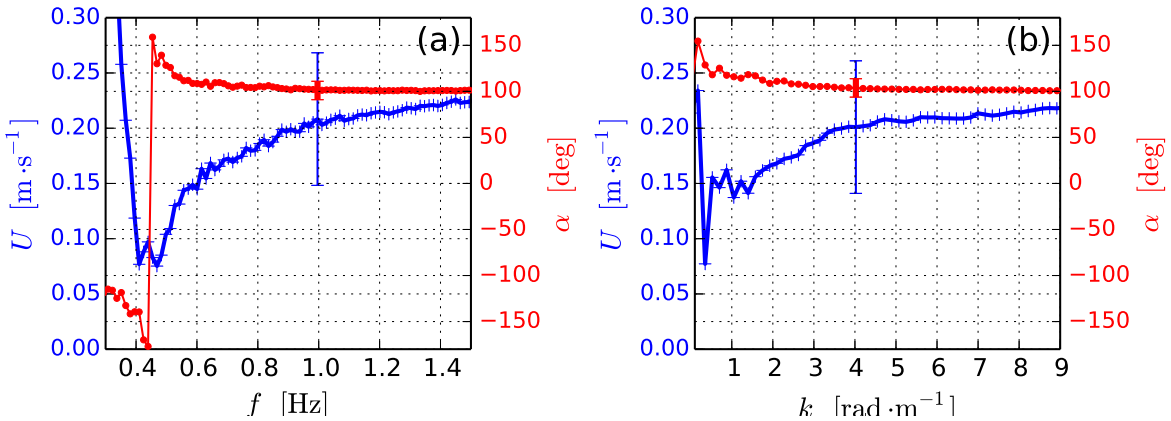

FIGURE 3.3 – Exemple de profil de courant effectif (3.3) (norme et direction) pour le cas de référence à Acqua Alta (27/03/2014), à partir de coupes à fréquence constante (a) ou nombre d'onde constant (b). Adapté de Peureux et al. [131].

Extraction des ondes libres

Pour finir, les ondes libres sont isolées du reste du spectre en utilisant cette estimation plus précise. A fréquence donnée, seuls les points vérifiant :

$$\kappa\left(\boldsymbol{f}_j, \boldsymbol{U}\right)/1.15 < k_j < 1.15\kappa\left(\boldsymbol{f}_j, \boldsymbol{U}\right)$$

sont considérés comme des ondes libres. A nombre d'onde constant, le même type de relation fonctionne :

$$\omega\left(\boldsymbol{k}_j, \boldsymbol{U}\right)/1.15 < 2\pi f_j < 1.15\omega\left(\boldsymbol{k}_j, \boldsymbol{U}\right)$$

Les points ainsi détectés sur chaque coupe sont ensuite intégrés radialement en distributions directionnelles. On se retrouve après ce traitement avec deux évaluations de la distribution directionnelle des ondes libres à partir du spectre polaire, l'une en fonction de la fréquence $E_{\text{libre}}(f, \theta)$ et l'autre en fonction du nombre d'onde $E_{\text{libre}}(k, \theta)$. Les distributions directionnelles des ondes liées sont déduites de ces dernières par simple soustraction :

$$E_{\text{liée}}(f, \theta) = E(f, \theta) - E_{\text{libre}}(f, \theta)$$

et

$$E_{\text{liée}}(k, \theta) = E(k, \theta) - E_{\text{libre}}(k, \theta)$$

après avoir bien pris garde de retirer toutes les sources de bruit du spectre E (voir paragraphe 3.2.3).

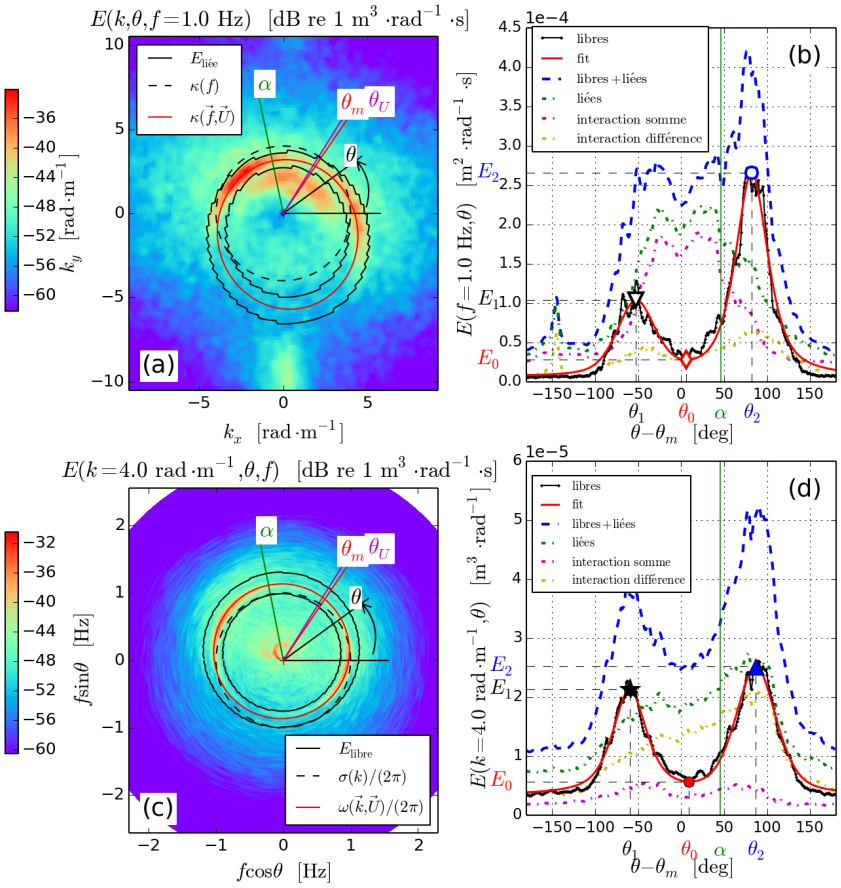

FIGURE 3.4 – Illustration des caractéristiques de la bimodalité pour le cas de référence à Acqua Alta (27/03/2014) et pour des ondes de fréquence 1 Hz approximativement. Adapté de Peureux et al. [131].

3.2.6 Extraction des paramètres de la bimodalité

Le spectre des ondes libres est clairement bimodal pour $k > 4k_p$. Les distributions d'énergie bimodales sont habituellement caractérisées par les coordonnées de leurs lobes obliques (angle et hauteur, voir figure 1.4). Les points qui nous intéressent sont (voir figure 3.4) :

— la position du minimum central θ_0, dont l'énergie est E_0,

— les positions des lobes de bimodalité θ_1 et θ_2 ($\theta_1 < \theta_2$), dont les énergies sont E_1 et E_2 respectivement.

Pour la caractérisation de la bimodalité, nous serons ici principalement intéressés par :

— l'écart entre les lobes $|\theta_1 - \theta_2|$

— les ratios des lobes (en anglais *lobe ratios*) sont définis par :

$$r_i = \frac{E_i}{E_0} \tag{3.6}$$

où $i = 1, 2$,

qui pourront être comparés aux paramétrisations obtenues lors des précédentes études (voir introduction, paragraphe 1.4.4).

Ces dernières ne peuvent pas être calculées directement à partir des distributions mesurées car elles sont bruitées. On approche donc les distributions directionnelles réelles par une fonction analytique qui soit la plus vraisemblable tout en n'étant pas trop contrainte, de manière à pouvoir s'adapter à la diversité des profils rencontrés. On emploiera donc, à la manière de Ewans [53], une double pseudo-fonction de Voigt avec seuil non-nul :

$$E_{\text{fit}}(\theta) = C^{\text{te}} + f(\theta; A_1, \theta_1, \sigma_1, \xi_1) + f(\theta; A_2, \theta_2, \sigma_2, \xi_2) \tag{3.7}$$

où :

$$f\left(\theta; A_i, \theta_i, \sigma_i, \xi_i\right) = \frac{\left(1-\xi_i\right) A_i}{\sigma_{g,i}\sqrt{2\pi}} e^{-(\theta-\theta_i)^2/2\sigma_{g,i}^2} + \frac{\xi_i A_i}{\pi} \frac{\sigma_i}{\left(\theta-\theta_i\right)^2 + \sigma_i^2} \tag{3.8}$$

avec ξ_i la fraction lorentzienne, σ_i la demi-largeur à mi-hauteur de la pseudo-fonction

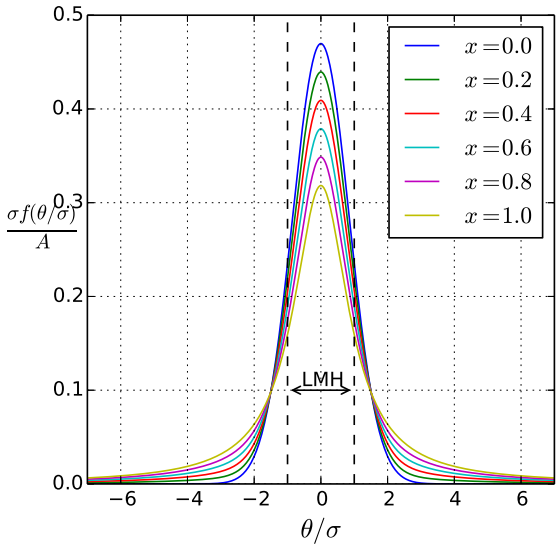

FIGURE 3.5 – Pseudo fonction de Voigt (3.8) pour différentes fractions lorentziennes. La largeur à mi-hauteur (LMH) est la même quelle que soit la fraction lorentzienne. La gaussienne est retrouvée lorsque $\xi = 0$. Plus cette fraction augmente, plus les bords du lobe sont étalés.

de Voigt, quelle que soit la fraction lorentzienne et $\sigma_{g,i} = \sigma_i/\sqrt{2\ln 2}$. Les coordonnées des lobes de bimodalité sont directement déduites de cette paramétrisation, et celles du minimum central θ_0 sont calculées suivant les conditions

$$\begin{cases} \partial_\theta E_{\text{fit}}|_{\theta=\theta_0} = 0 \\ \theta_1 < \theta_0 < \theta_2 \end{cases}$$

La pseudo fonction de Voigt est couramment utilisée en spectroscopie pour la détection de pics. Le terme isotrope Cte est ici pour tenir compte du niveau d'énergie mesuré

non-nul lorsqu'on s'éloigne des lobes. Ce modèle, avec ses 8 degrés de liberté autorise une plus grande variété de formes que deux gaussiennes (voir figure 3.5). Il n'existe pas à notre connaissance de modèles analytiques de distributions directionnelles bimodales périodiques se réduisant à un ensemble raisonnable de paramètres interprétables physiquement [118]. On dispose des distributions directionnelles d'énergie d'ondes libres recentrées sur une direction moyenne de propagation θ_m, à chaque fréquence ou nombre d'onde, telles que celles présentées en figure 3.4b et d. La direction moyenne de propagation des vagues ne correspond pas toujours ni à la direction du vent, ni à celle des vagues dominantes, et doit se rapprocher le plus possible d'un éventuel axe de symétrie de la distribution directionnelle bimodale. On emploie pour cela une définition basée sur la position du minimum central des distributions directionnelles à chaque nombre d'onde :

$$\theta_m = \overline{\theta_0\left(k\right)}\Big|_{5<k/k_p<x_{\max}} \tag{3.9}$$

où $\overline{\cdots}$ désigne une moyenne d'ensemble sur les points pour lesquels $5 < k/k_p < x_{\max}$ où $x_{\max}$. θ_m est estimé de manière empirique afin de s'affranchir au mieux de mesures entachées par le bruit.

3.3 Autres cas

Les traitements de la section précédente ont été détaillés pour le cas de référence. Il s'agit maintenant de les généraliser à d'autres mesures de stéréo-vidéo réalisées à d'autres emplacements. Les spectres complets de stéréo-vidéo ainsi que les données de vent sont présentées pour chaque expérience d'intérêt, ceci principalement à titre indicatif, afin de servir de base pour d'éventuelles futures investigations.

3.3.1 Crimée 2011

Ces données, acquises lors d'une première campagne de mesure, sont au nombre de 4, dont 3 cas présentent de la bimodalité (voir tableau 3.2 et figures 3.7 à 3.6). En particulier, ces trois cas ont été acquis le même jour, les uns à la suite des autres. Afin de pouvoir présenter au lecteur 3 cas consécutifs (numéros 2 à 4) où l'évolution de la distribution directionnelle bimodale a pu être suivie au cours du temps, on conserve l'enregistrement numéro 4, bien que sa bimodalité ne présente pas la même régularité que les autres cas. À titre indicatif, le cas numéro 3 a fait l'objet de la publication de Leckler et al. [102].

N°	Date [heure locale, UTC +3]	Durée [min]	Bimodalité	U_{23} [m/s]	θ_U [deg]	U_0 [m/s]	α_0 [deg]
1	01/10/2011, 16h18	6	Non	11.4 ± 0.6	$O\,(293 \pm 0)$	0.10	$SO\,(313)$
2	04/10/2011, 11h38	29	Oui	10.9 ± 0.3	$O(293 \pm 0)$	0.11	$O\,(278)$
3	04/10/2011, 13h07	30	Oui	13.2 ± 0.4	$O(294 \pm 3)$	0.10	$O\,(288)$
4	04/10/2011, 15h30	30	Oui	13.9 ± 0.3	$O(293 \pm 0)$	0.32	$O\,(272)$

TABLE 3.2 – Caractéristiques des enregistrements de Crimée 2011. Les données de vent (vitesse et direction) sont moyennées sur la durée de l'enregistrement, à partir des valeurs mesurées par l'anémomètre (voir figure 3.6). Les intervalles fournis sont calculés à partir de la déviation standard des distributions directionnelles pendant la durée de l'enregistrement.

Sur les 4 enregistrements utilisables, 3 ayant été pris à quelques heures d'intervalle, présentent de la bimodalité. L'avantage de cet enregistrement est qu'il est analysable comme un même évènement.

3.3.2 Crimée 2013

Les données de Crimée retenues ici ont été acquises avec le système DIATEAM (voir tableau (3.3) et figure 3.10). Nombreux sont les cas pour lesquels de la bimodalité

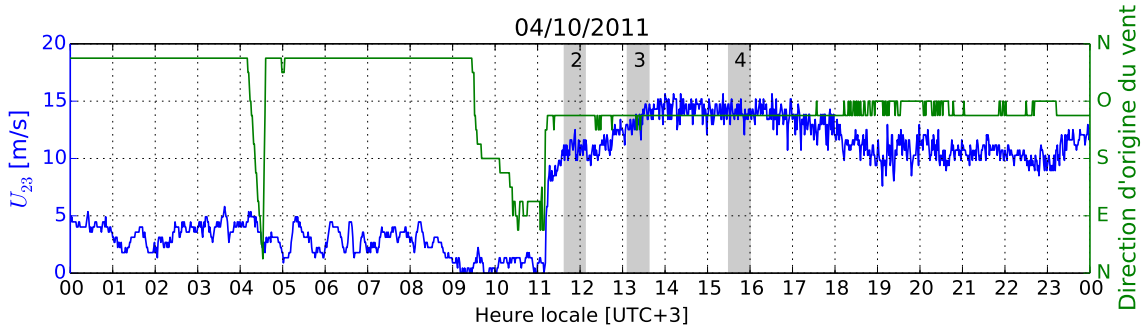

FIGURE 3.6 – Vitesse et direction du vent le 04/10/2011 (jour des enregistrements bimodaux) mesurés par l'anémomètre de la plateforme de Katsiveli.

apparait, avec un certain nombre de cas litigieux pour lesquels un choix a été fait. Ces données présentent un niveau de bruit aux hautes fréquences plus important que les données de 2011.

Des enregistrements bimodaux sont détectés parmi les données de 2013, au nombre de 9. La bimodalité présentée dans ces enregistrements est malgré tout suspecte. Contrairement aux campagnes de 2011 et à Acqua Alta, la bimodalité observée peut présenter de fortes déviations par rapport aux comportements attendus : asymétrie prononcée de la position des lobes, ratios des lobes présentant une croissance anarchique notamment. Peu de régularités sont retrouvées parmi ces données. L'explication de l'origine de ces mesures n'a pas pu être construite lors de ces travaux. Il s'agit probablement d'un mélange entre une bimodalité réelle du champ de vagues et l'intervention de défauts de mesure. On constate en particulier l'émergence d'un bruit fortement anisotrope vers les hautes fréquences qui perturbe la mesure des distributions directionnelles. Cette observation ne permet à notre avis pas d'expliquer à elle seule les déviations des bimodalités observées par rapport aux autres années. Pour ces raisons, il nous semble bon d'exclure par précaution ces données de notre étude. Pour des raisons pratiques, les 9 spectres des enregistrements bimodaux ne seront pas présentés, mais un condensé des résultats

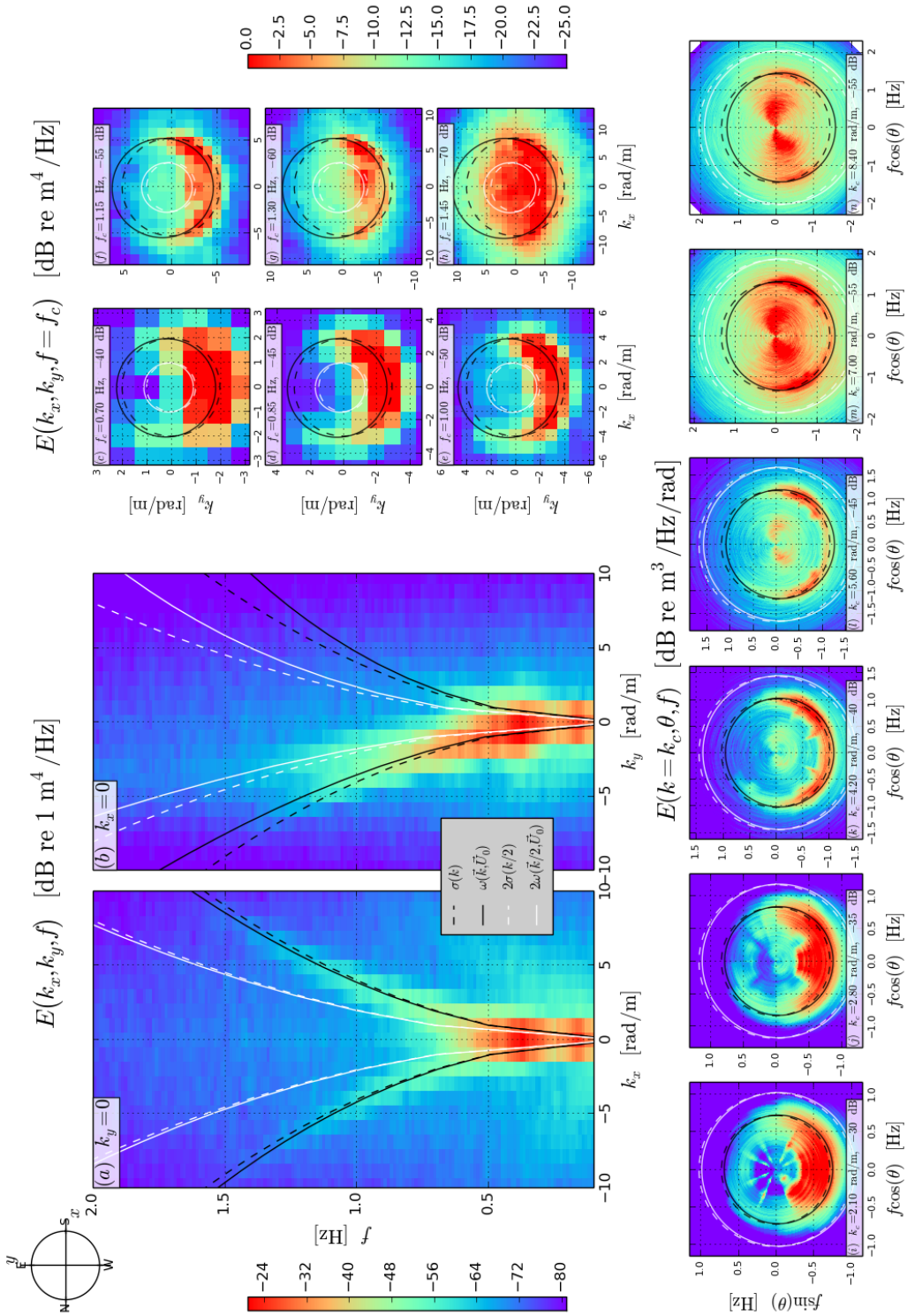

FIGURE 3.7 – Idem figure 3.2, pour l'enregistrement du 04/10/2011 11h38 (Crimée 2011, numéro 2).

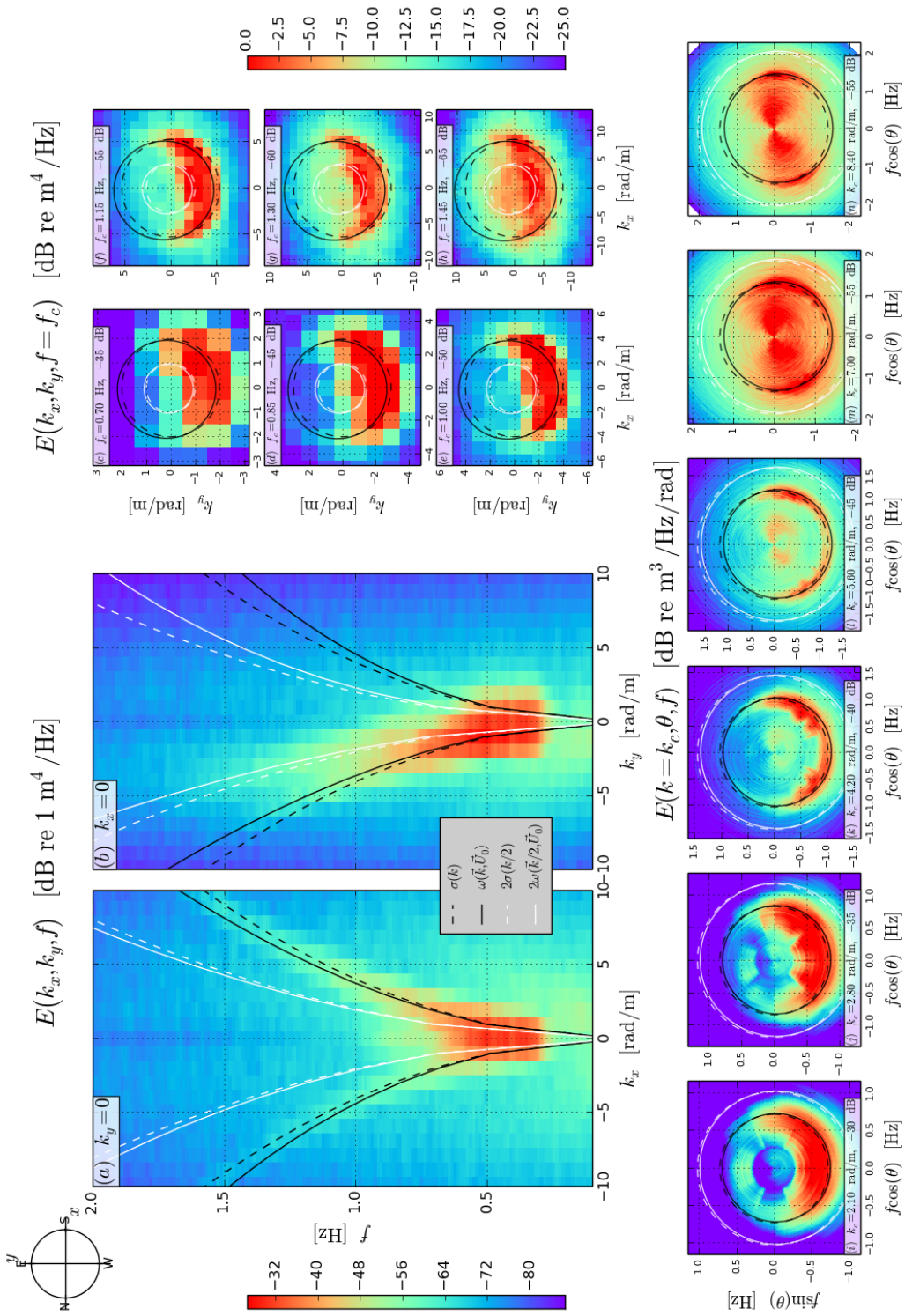

FIGURE 3.8 – Idem figure 3.2, pour l'enregistrement du 04/10/2011 13h07 (Crimée 2011, numéro 3).

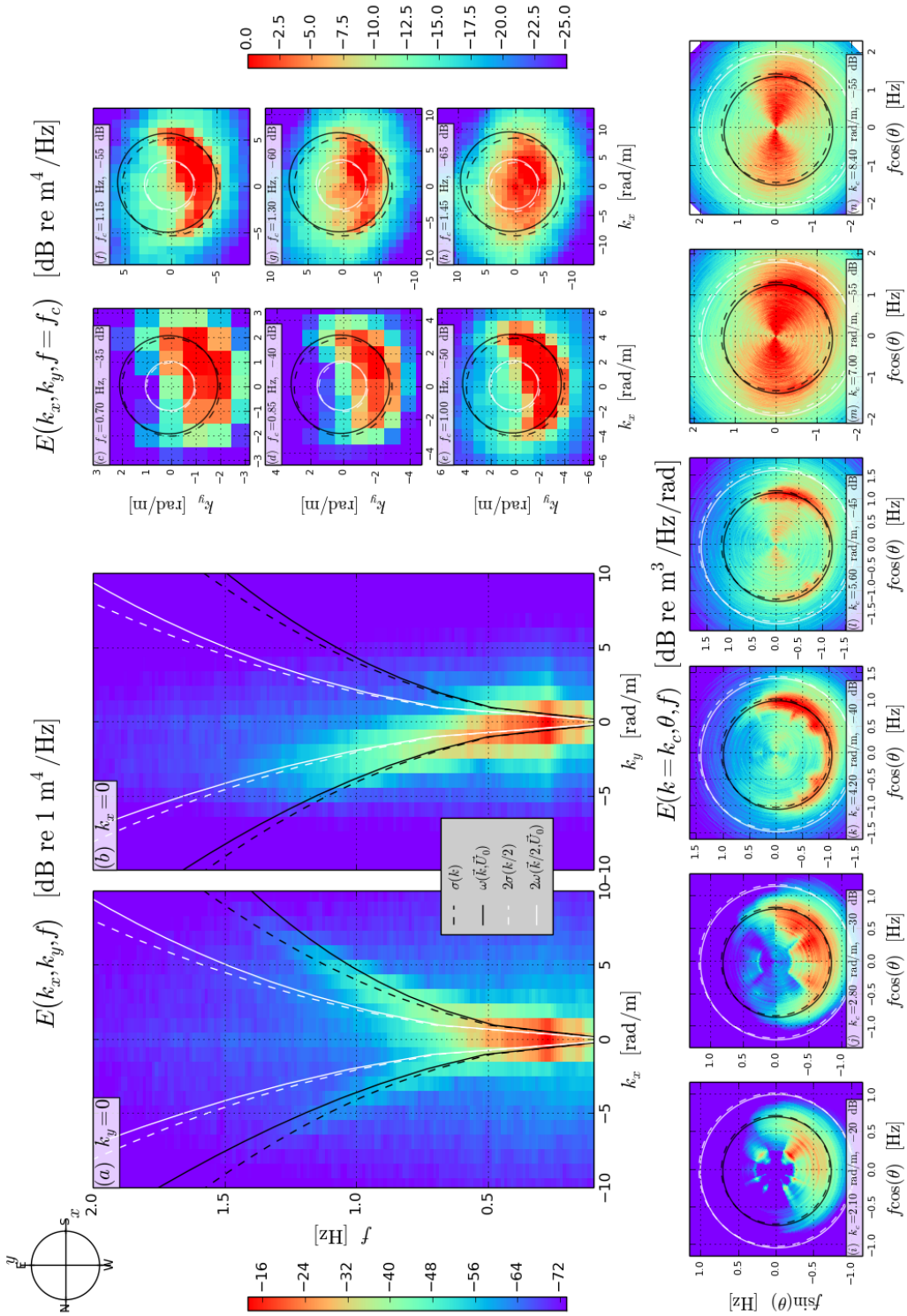

FIGURE 3.9 – Idem figure 3.2, pour l'enregistrement du 04/10/2011 15h30 (Crimée 2011, numéro 4).

N°	Date [heure locale, UTC +3]	Durée [min]	Bimodalité	U_{23}[m/s]	θ_U[deg]	U_0 [m/s]	α_0 [deg]
1	21/09/2013, 14h16	30	Oui	6.3 ± 0.3	$O\,(277 \pm 5)$	0.12	$N\,(167)$
2	22/09/2013, 10h40	15	Non	5.9 ± 1.0	$O\,(286 \pm 6)$	0.13	$E\,(112)$
3	22/09/2013, 14h00	30	Oui	7.4 ± 0.6	$O\,(253 \pm 55)$	0.08	$N\,(195)$
4	22/09/2013, 15h00	30	Non	6.7 ± 1.1	$N\,(321 \pm 70)$	0.1	$NE\,(135)$
5	23/09/2013, 12h40	30	Oui	10.5 ± 0.9	$O\,(272 \pm 6)$	0.04	$SE\,(63)$
6	23/09/2013, 15h18	22	Oui	10.1 ± 0.9	$O\,(269 \pm 3)$	0.15	$O\,(255)$
7	23/09/2013, 15h55	30	Non	10.7 ± 0.8	$O\,(270 \pm 0)$	0.14	$O\,(274)$
8	24/09/2013, 07h15	30	Non	11.0 ± 1.1	$O\,(269 \pm 5)$	0.13	$O\,(265)$
9	24/09/2013, 08h50	30	Non	9.3 ± 1.0	$O\,(262 \pm 5)$	0.05	$O\,(254)$
10	24/09/2013, 10h10	30	Non	12.7 ± 1.9	$O\,(223 \pm 13)$	0.12	$N\,(196)$
11	24/09/2013, 11h45	30	Non	13.6 ± 0.8	$NO\,(221 \pm 4)$	0.18	$NO\,(220)$
12	24/09/2013, 13h25	30	Non	8.5 ± 0.8	$O\,(273 \pm 4)$	0.07	$NO\,(226)$
13	24/09/2013, 15h03	27	Non	9.0 ± 0.6	$O\,(266 \pm 8)$	0.05	$O\,(260)$
14	25/09/2013, 10h46	24	Non	8.9 ± 0.3	$O\,(270 \pm 0)$	0.09	$O\,(248)$
15	25/09/2013, 12h00	25	Non	14.7 ± 0.5	$N\,(203 \pm 0)$	0.26	$N\,(193)$
16	25/09/2013, 13h10	30	Non	16.4 ± 0.7	$N\,(203 \pm 0)$	0.3	$N\,(185)$
17	25/09/2013, 14h15	30	Non	17.4 ± 0.8	$N\,(315 \pm 80)$	0.27	$N\,(193)$
18	25/09/2013, 15h40	30	Non	10.4 ± 0.8	$N\,(68 \pm 80)$	0.16	$NO\,(205)$
19	26/09/2013, 13h45	30	Oui	7.6 ± 0	$E\,(113 \pm 0)$	0.36	$NE\,(114)$
20	26/09/2013, 14h32	13	Oui	8.4 ± 0.2	$E\,(114 \pm 5)$	0.35	$E\,(104)$
21	27/09/2013, 09h35	30	Non	13.1 ± 0.4	$N\,(270 \pm 0)$	0.26	$NE\,(147)$
22	30/09/2013, 10h00	30	Non	9.8 ± 0	$E\,(90 \pm 0)$	0.21	$E\,(110)$
23	30/09/2013, 12h20	30	Oui	9.4 ± 0	$E\,(90 \pm 0)$	0.11	$E\,(99)$
24	30/09/2013, 15h22	30	Oui	10.3 ± 0.2	$E\,(109 \pm 4)$	0.15	$NE\,(115)$
25	01/10/2013, 08h00	30	Non	17.2 ± 0.5	$E\,(113 \pm 0)$	0.28	$NE\,(115)$
26	01/10/2013, 10h05	30	Non	16.3 ± 0.4	$E\,(113 \pm 0)$	0.28	$NE\,(130)$
27	01/10/2013, 10h50	30	Non	21.5 ± 0.4	$E\,(113 \pm 0)$	0.38	$NE\,(126)$
28	01/10/2013, 12h30	18	Non	18.7 ± 0.5	$E\,(113 \pm 0)$	0.4	$NE\,(124)$
29	01/10/2013, 13h45	30	Non	18.8 ± 0.4	$E\,(113 \pm 0)$	0.48	$NE\,(122)$
30	02/10/2013, 07h45	30	Oui	8.0 ± 0.2	$E\,(98 \pm 5)$	0.14	$NE\,(133)$
31	02/10/2013, 08h30	30	Non	10.1 ± 0.2	$E\,(113 \pm 0)$	0.32	$NE\,(137)$

TABLE 3.3 – Idem tableau 91 pour les enregistrements de Crimée 2013.

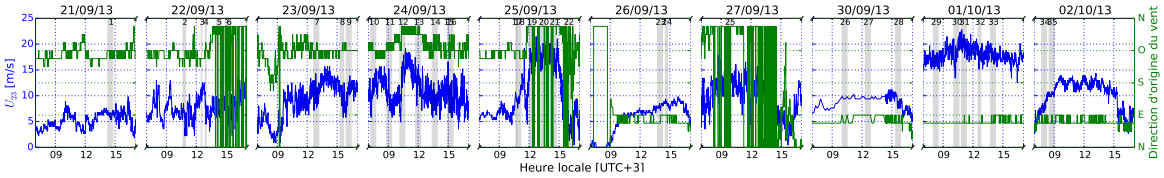

FIGURE 3.10 – Vitesse et direction du vent pendant la campagne de Crimée 2013 (jour des enregistrements bimodaux) mesurés par l'anémomètre de la plateforme.

sera tout de même donné en discussion.

3.3.3 Acqua Alta

Les données acquises à la plateforme Acqua Alta ont été mises à disposition par Alvise Benetazzo (voir tableau 3.4 et figures 3.11 à 3.13). Leur traitement peut différer des données de Crimée. Il est détaillé par Benetazzo et al. [27]. Ces données nous permettent d'avoir accès à une autre climatologie de vagues que celles de Crimée. Les vagues y sont ici plus développées et les courants de surface plus rapides. Il faut ici préciser que les enregistrements n'ont pas été choisis au hasard, contrairement aux enregistrements de Crimée qui sont le résultat de la totalité de deux campagnes de mesures.

N°	Date [heure locale, UTC +2]	Durée [min]	Bimodalité	U_{12} [m/s]	θ_U [deg]	U_0 [m/s]	α_0 [deg]
1	10/03/2014, 11h40	30	Oui	10.6 ± 0.2	$NE\,(77 \pm 0)$	0.25	$N\,(100)$
2	27/03/2014, 11h10	55	Oui	10.9 ± 0.3	$NE\,(78 \pm 1)$	0.22	$NE\,(78)$
3	05/03/2015, 12h35	27	Oui	13.4 ± 0	$E\,(67 \pm 0)$	0.17	$NE\,(80)$
4	15/05/2015, 11h00	30	Non	9.4 ± 0	$E\,(44 \pm 0)$	0.33	$NE\,(50)$

TABLE 3.4 – Idem tableau 91 pour les données enregistrées à Acqua Alta.

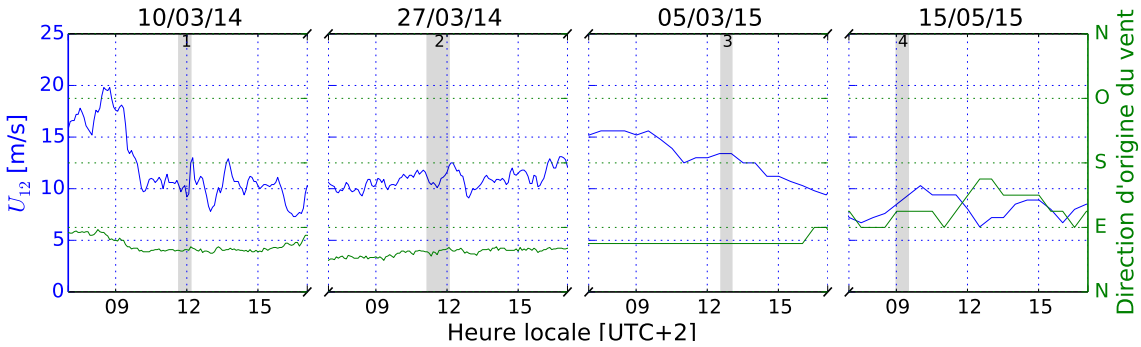

FIGURE 3.11 – Vitesse et direction du vent pour les 3 enregistrements bimodaux relevés à la plateforme Acqua Alta, mesurées par l'anémomètre de la plateforme.

3.4 Résultats

Les traitements du paragraphe précédent ont permis d'extraire le spectre directionnel des ondes libres ainsi que les caractéristiques de leur bimodalité directionnelle en fonction de la fréquence et du nombre d'onde. On tracera les caractéristiques de la bimodalité en fonction de k/k_p. Cela restera implicite, mais les évaluations à fréquence constante seront tracées en fonction de $\kappa(f)/k_p$. On oublie ici par simplicité l'influence du courant qui rend la correspondance entre fréquence et nombre d'onde anisotrope.

L'âge des vagues $\Omega^{-1} = c_p/U_{10}$ est calculé pour chaque enregistrement et indiqué sur les figures ci-dessous. Il est conventionnellement référencé par rapport à la vitesse du vent à 10 mètres au-dessus de la surface de l'océan, bien qu'on dispose d'une mesure à une hauteur différente (12 mètres à Acqua Alta et 23 mètres en Crimée). Pour cette raison, la vitesse du vent est extrapolée à 10 mètres en utilisant la paramétrisation de Charnock [43].

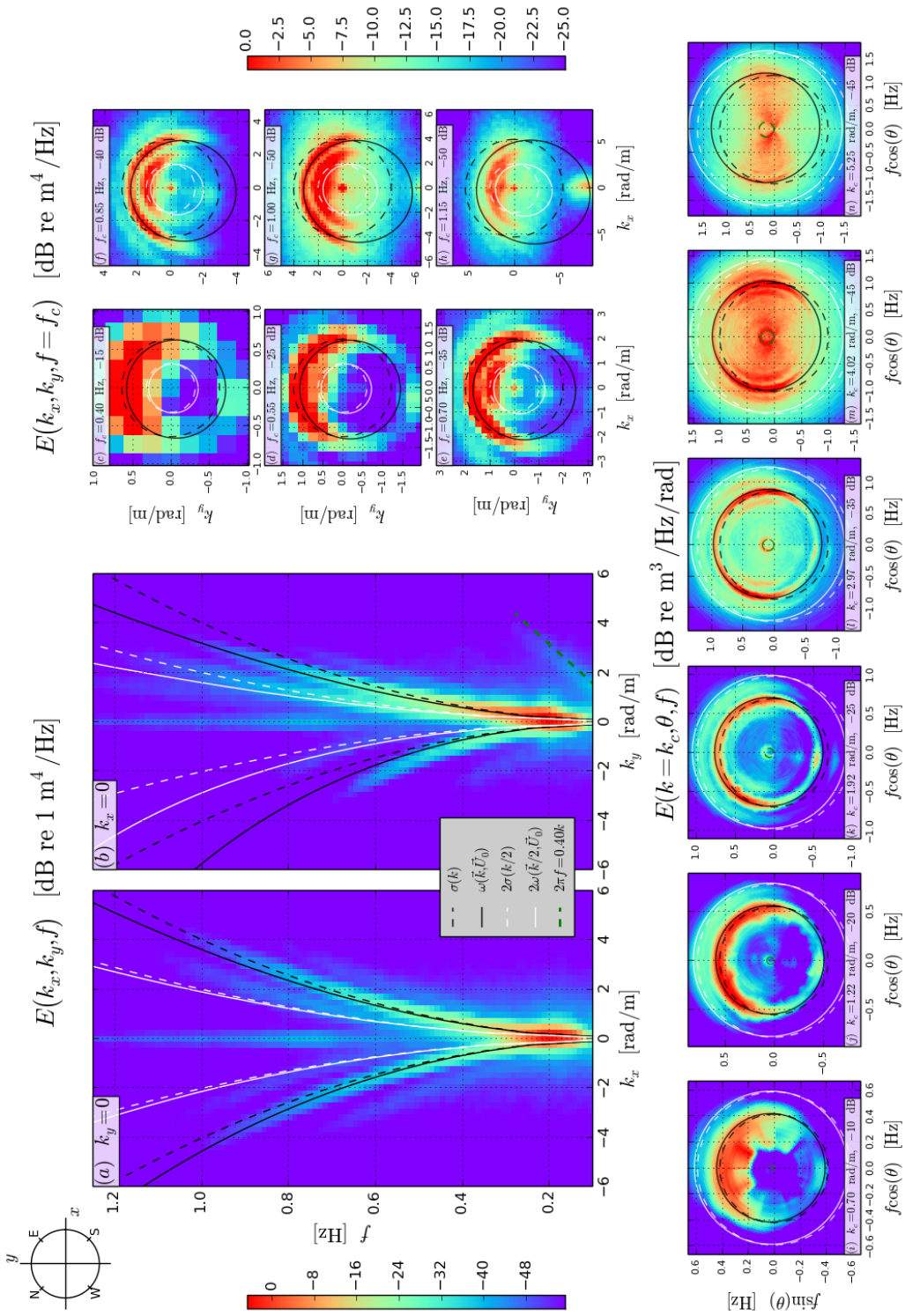

FIGURE 3.12 – Idem figure 3.2, pour l'enregistrement du 27/03/2014 11h10 (Acqua Alta, numéro 2).

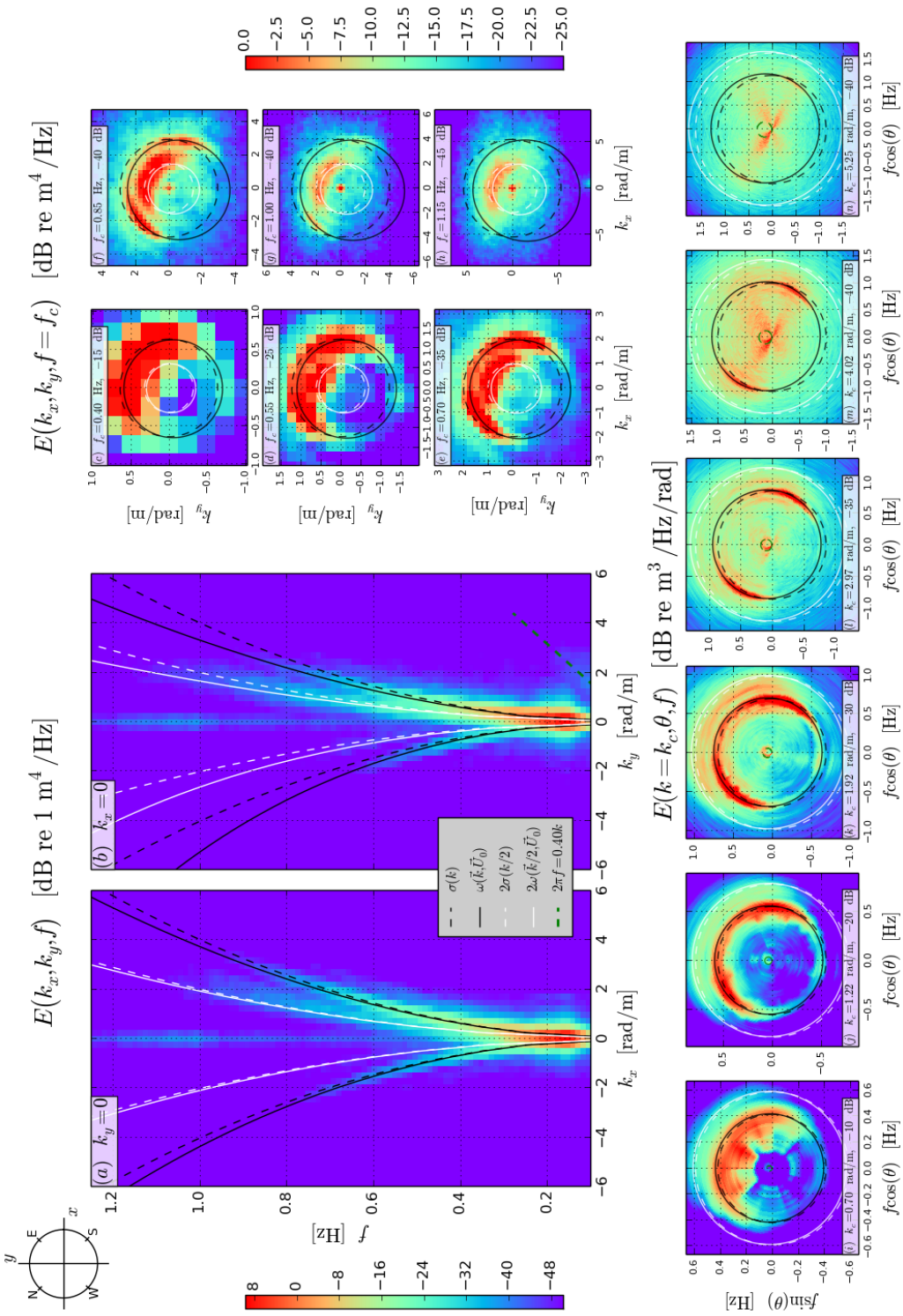

FIGURE 3.13 – Idem figure 3.2, pour l'enregistrement du 03/05/2015 12h35 (Acqua Alta, numéro 3).

3.4.1 Paramètres de la distribution directionnelle

Les 6 distributions directionnelles sélectionnées précédemment sont approchées par la fonction (3.7). Les paramètres obtenus pour ces régressions sont présentés en figures 3.14 et 3.15. L'objectif ici est de déterminer une forme représentative de la distribution directionnelle M, définie en équations (1.22) et (1.23).

Position des lobes

Les positions des lobes sont reportées en première ligne des figures 3.14 et 3.15. On repère dans un premier temps l'emplacement de chaque lobe, référencé pour chaque enregistrement par rapport à une position moyenne, définie en équation (3.9). Les lobes de bimodalité semblent suivre une évolution universelle en fonction de k/k_p. On peut situer l'apparition de la bimodalité entre 4 et $5.5k_p$ approximativement (aux incertitudes de mesures près, particulièrement à ces échelles). L'écart maximal atteint par les lobes de bimodalité avoisine les 165°. Une paramétrisation empirique est trouvée pour les deux lobes bimodaux :

$$(\theta_i - \theta_m)\,[°] = 82\sqrt{1 - 10^{-a(k/k_p - x_0)}} \tag{3.10}$$

où x_0 est la valeur de k/k_p à partir de laquelle la bimodalité est observée (voir tableau 3.5 et 3.6). Cette paramétrisation est représentée en ligne pointillée noire. Le paramètre a est déterminé par une condition d'écart quadratique minimum entre le modèle et les données dans un certain domaine de validité (de manière à retirer les valeurs aberrantes aux deux extrémités de l'intervalle, chacune étant contaminée ou bien par la basse résolution ou par le bruit). Il quantifie la vitesse d'écartement des deux lobes avec le nombre d'onde normalisé. Les valeurs de a sont un peu plus importantes en Crimée

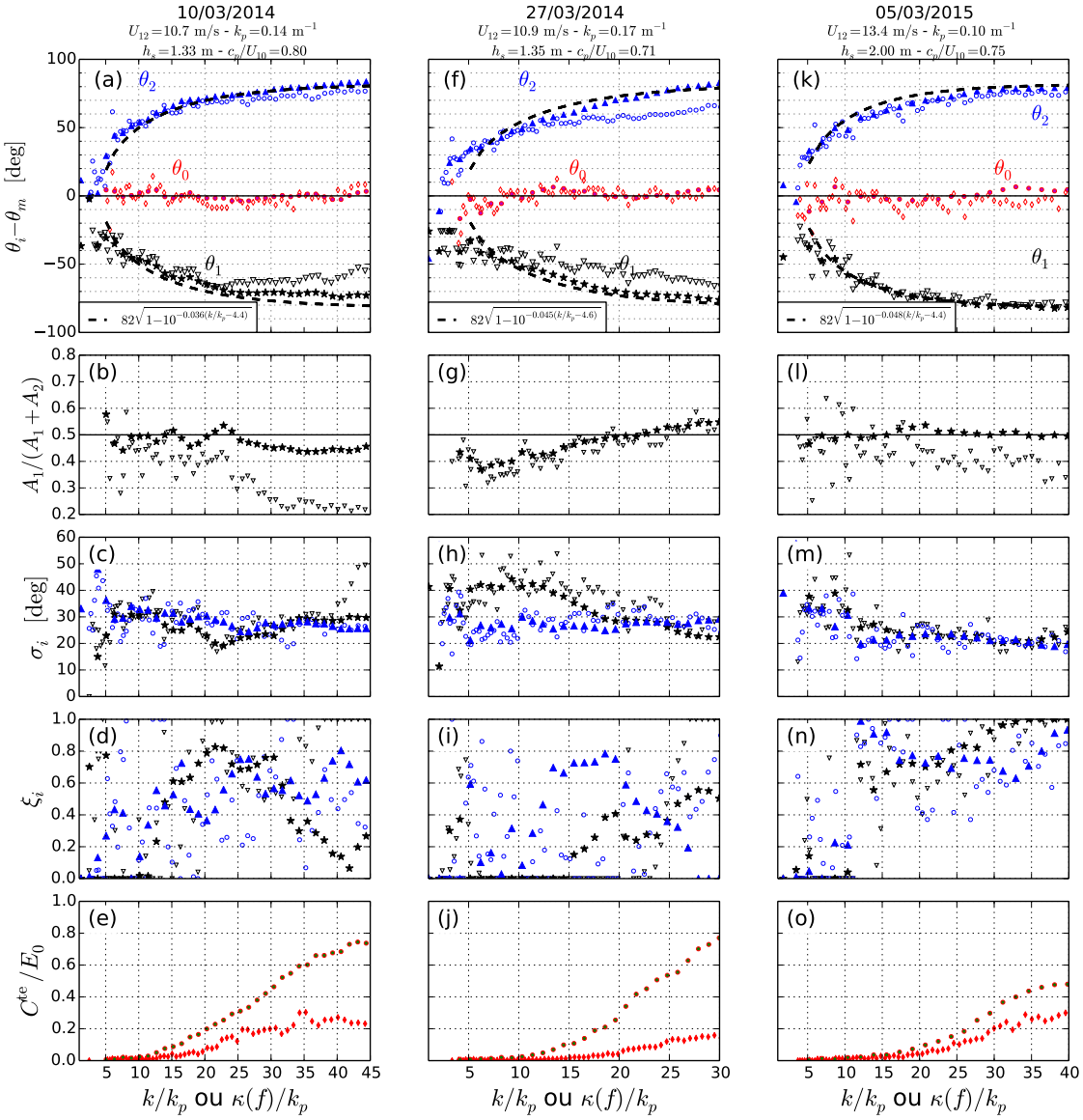

FIGURE 3.14 – Caractéristiques de la bimodalité pour les cas sélectionnés de la campagne Crimée 2011. Première ligne : positions des points caractéristiques de la bimodalité (voir figure 3.4). Deuxième ligne : ratios des lobes (3.6). Troisième ligne : largeur de chaque lobe de bimodalité (demi-largeur à mi-hauteur), équation (3.8).

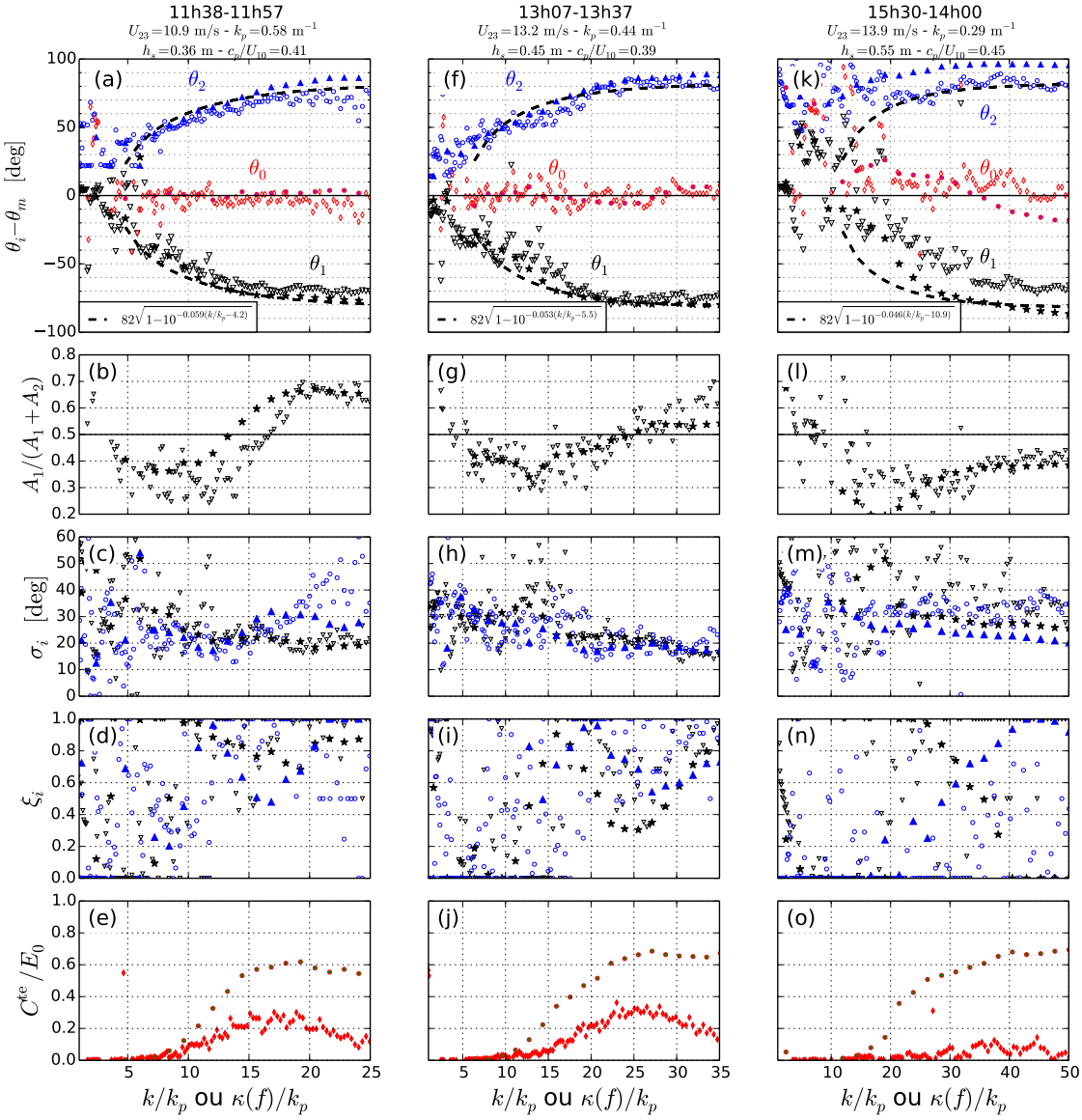

FIGURE 3.15 – Idem figure 3.14 pour les cas bimodaux à Acqua Alta.

qu'à Acqua Alta. Le paramètre x_0 quant à lui détermine la valeur du ratio k/k_p à partir de laquelle la bimodalité commence. Il peut être évalué de manière indépendante en repérant visuellement les échelles spatiales ou temporelles entre lesquelles apparait la bimodalité (voir tableau 3.5 et 3.6). Ses valeurs varient généralement entre 4 et 5, et peuvent légèrement différer selon qu'on étudie la bimodalité à fréquence ou à nombre d'onde constant. La valeur retenue est la moyenne des nombres d'onde entre lesquels la bimodalité est repérée.

N°	Date [heure locale, UTC +3]	k_p[rad $\cdot$ m^{-1}]	f_p [Hz]	x_0 (Nombre d'onde)	x_0 (Fréquence)
2	04/10/2011, 11h38	0.58	0.38	$3.6 < k/k_p < 4.8$	$3.7 < (f/f_p)^2 < 3.9$
3	04/10/2011, 13h07	0.44	0.33	$4.7 < k/k_p < 6.4$	$5.2 < (f/f_p)^2 < 5.3$
4	04/10/2011, 15h30	0.29	0.27	$9.7 < k/k_p < 12.1$	$9.5 < (f/f_p)^2 < 9.8$

Table 3.5 – Apparition de la bimodalité pour les cas de Crimée 2011. La borne inférieure des 5ème et 6ème colonnes est la dernière coupe à nombre d'onde ou fréquence constant à laquelle la distribution directionnelle est bimodale. La borne supérieure correspond à la première image au-dessus de laquelle une bimodalité bien établie est observée.

N°	Date [heure locale, UTC +3]	k_p[rad $\cdot$ m^{-1}]	f_p[Hz]	x_0 (Nombre d'onde)	x_0 (Fréquence)
1	10/03/2014, 11h40	0.14	0.19	$3.7 < k/k_p < 5$	$5.2 < (f/f_p)^2 < 5.6$
2	27/03/2014, 11h10	0.17	0.20	$4.1 < k/k_p < 5.1$	$4.2 < (f/f_p)^2 < 4.5$
3	05/03/2015, 12h35	0.10	0.15	$3.5 < k/k_p < 5.3$	$5.5 < (f/f_p)^2 < 5.9$

Table 3.6 – Idem tableau 3.5 pour les cas bimodaux à Acqua Alta.

Asymétrie

La hauteur de chaque pic importe peu, mais leur hauteur relative est importante. Pour cette raison, au lieu des paramètres A_1 et A_2, le rapport :

$$\frac{A_1}{A_1 + A_2}$$

est représenté en deuxième ligne des figures 3.14 et 3.15. La hauteur relative du lobe numéro 2 se déduit de la valeur de ce premier rapport. Lorsque les deux lobes sont identiques, ce rapport vaut 0.5 (droite noire). Le départ de cette valeur traduit l'asymétrie de la distribution directionnelle, et par conséquent l'asymétrie de ses causes. Des comportements variés sont observés. L'asymétrie maximale typique attribue un rapport de hauteurs de 1 à 4 (figures 3.14b et 3.15l par exemple).

Largeur des lobes

La largeur des lobes correspond au paramètre σ_i de la pseudo-fonction de Voigt. Physiquement, il peut être interprété comme la demi-largeur à mi-hauteur de chaque lobe, équation (3.8) (LMH, voir figure 3.5). La largeur des lobes est tracée en troisième ligne des figures 3.14 et 3.15. La largeur des lobes ne présente pas d'évolution remarquable avec le paramètre k/k_p. Les cas présentés ici semblent indiquer une décroissance de la largeur des lobes dans la plupart des cas, constatée à nombre d'onde comme à fréquence donnés. Cette décroissance aurait lieu d'une valeur de $\sigma_i \simeq 30 - 40°$ aux échelles d'apparition de la bimodalité vers $\sigma_i \simeq 20°$ aux petites échelles.

Fraction lorentzienne

Dans le cadre du modèle choisi ici, la fraction lorentzienne ξ_i de chaque lobe est importante car c'est elle qui participe à déterminer le niveau d'énergie dans la direction du minimum θ_0, notamment lorsque les écarts entre les lobes sont importants (voir figure 3.5). Ses valeurs sont représentées en quatrième ligne des figures 3.14 et 3.15. Son évolution avec l'échelle des vagues est très aléatoire, bien qu'il semble qu'elle croisse globalement vers les petites échelles.

Seuil

Le seuil ici évoqué est le terme constant qui apparait dans l'expression de la double pseudo-fonction de Voigt (3.7). En pratique ce terme prend la valeur du minimum d'énergie de la distribution directionnelle, qu'on trouve généralement à l'opposé de la direction principale θ_m. Sa valeur ici est normalisée par E_0. Ce ratio est très probablement influencé par l'incursion progressive du bruit dans les distributions directionnelles. Ce bruit est d'autant plus présent qu'on s'intéresse à de petites échelles.

3.4.2 Grandeurs dérivées

D'autres variables que celles intervenant dans la paramétrisation du paragraphe précédent peuvent être déduites des distributions directionnelles d'ondes libres extraites. Elles sont présentées en figures 3.16 et 3.17.

Ratios des lobes

Les ratios des lobes (3.6) sont tracés en première ligne des figures 3.14 et 3.15. Afin de ne pas encombrer les figures, seules les estimations à nombre d'onde donné ont été conservées, autrement dit celles présentant le comportement le plus régulier (voir discussion paragraphe 3.5 pour une justification). Pour les cas de Crimée 2011, le nombre de points à nombre d'onde donné est beaucoup plus réduit. On a donc conservé le ratio des lobes évalué à partir des distributions à fréquence donnée.

Les ratios des lobes présentent tous la même forme de comportement avec le nombre d'onde normalisé. Aux échelles les plus grandes, ceux-ci croissent de la valeur 1 jusqu'à leur valeur maximale. Étant donné le comportement de ces mesures, chaque série de ratios des lobes a été approchée par une fonction linéaire du nombre d'onde normalisé

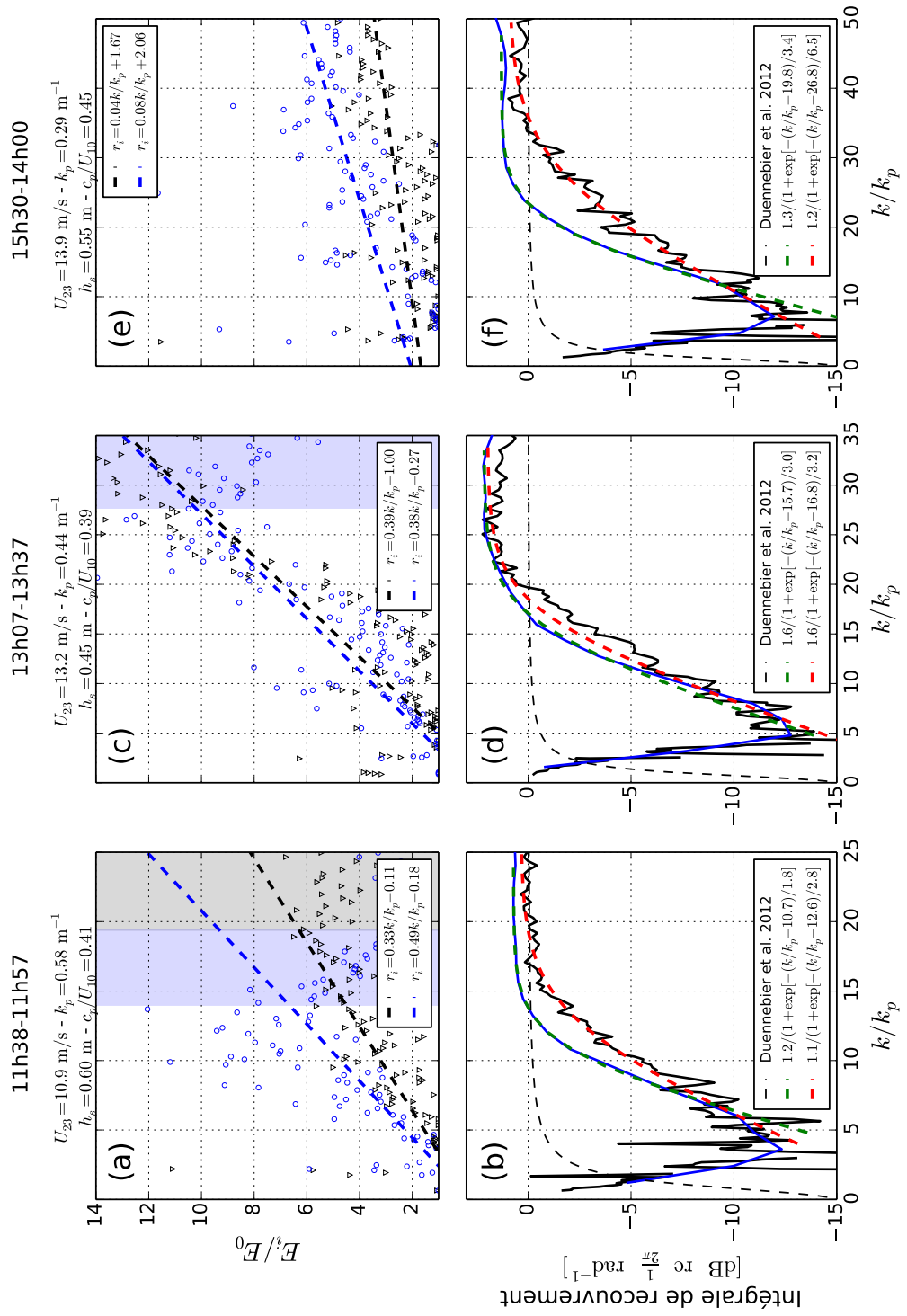

FIGURE 3.16 – Grandeurs dérivées des distributions directionnelles d'ondes libre. (a,c,e) : Ratio des lobes pour chaque lobe. (b,d,f) : Intégrale de recouvrement pour la distribution directionnelle à nombre d'onde donné en noir ou à fréquence donnée en bleu.

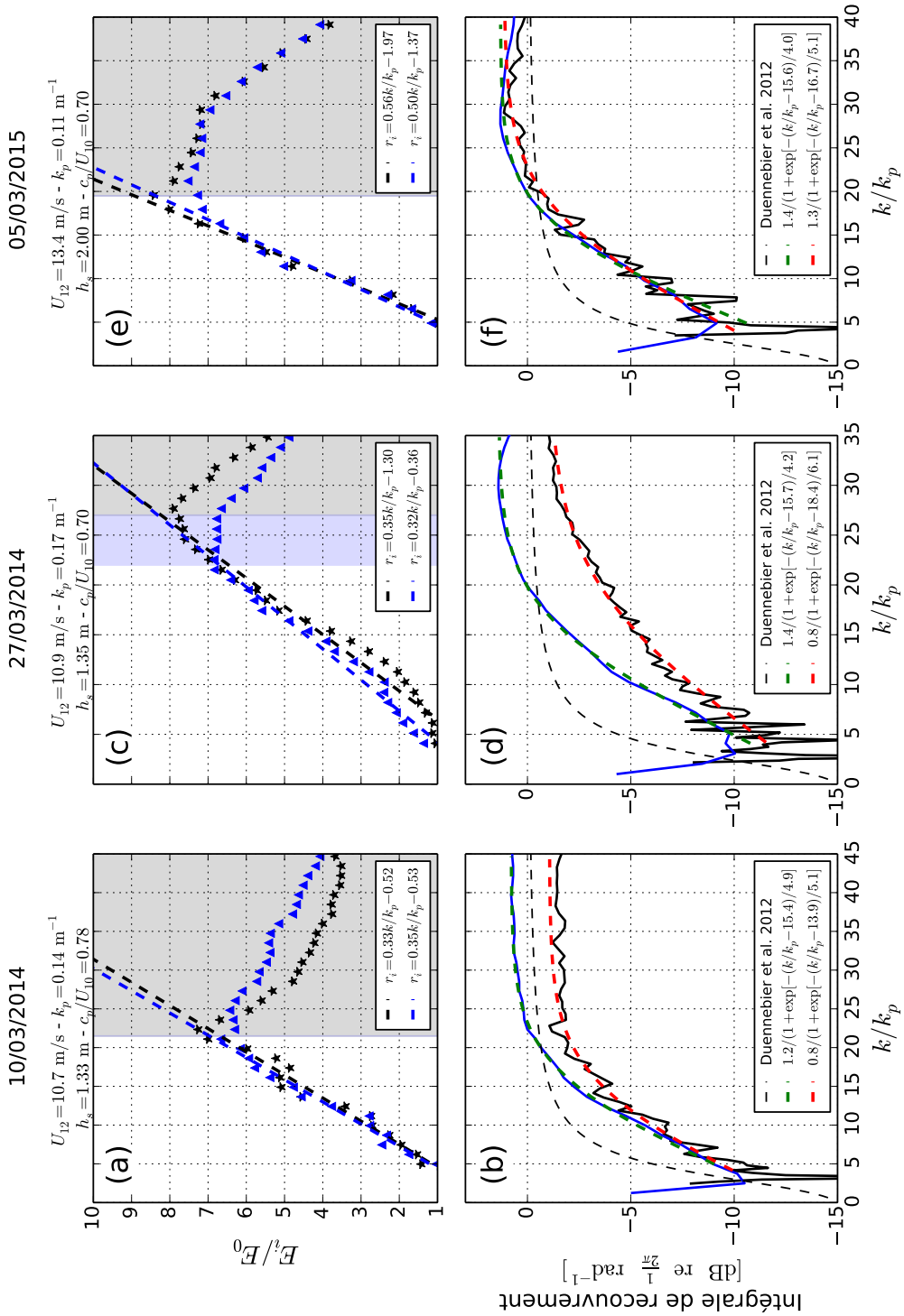

FIGURE 3.17 – Idem figure 3.16 pour les cas bimodaux de Acqua Alta.

sous la forme :

$$r_i = b_i \frac{k}{k_p} + c_i \tag{3.11}$$

À une valeur donnée du ratio k/k_p, généralement comprise entre 20 et 30, les ratios des lobes entament une décroissance. Ces valeurs sont figurées par des rectangles de couleur (bleu et noir pour chacun des lobes) délimitant cette transition. L'origine de ce comportement est inconnue, mais il pourrait être lié au fait que l'énergie dans la direction du vent ne peut descendre en-dessous d'un certain seuil, peut-être imposé par la présence d'un bruit. C'est ce même bruit qui influence les valeurs du seuil, paragraphe 3.4.1.

Intégrale de recouvrement

Les intégrales de recouvrement (2.2) des enregistrements ici étudiés sont déduites des distributions directionnelles d'ondes libres extraites des cas précédents, en fonction du nombre d'onde et de la fréquence. Les résultats sont tracés en figures 3.16 et 3.17. Les intégrales de recouvrement sont toutes approchées par un profil de la forme

$$2\pi I\left(k\right) = \frac{I_{\max}}{1 + \exp\left[-\frac{k/k_p - x_I}{\sigma_I}\right]} \tag{3.12}$$

au moyen d'une méthode de type moindres carrés. Cette paramétrisation retranscrit la croissance de l'intégrale de recouvrement vers un niveau proche de la saturation lorsque $I = I_{\max}/\left(2\pi\right)$. Ici, plus σ_I est grand, plus la croissance de l'intégrale de recouvrement vers $I_{\max}$ est lente. x_I est le nombre d'onde normalisé pour lequel l'intégrale de recouvrement a atteint la moitié de sa valeur maximale. Les estimations de l'intégrale de recouvrement en fonction du nombre d'onde présentent moins de variabilité que celles en fonction de la fréquence.

3.5 Discussion

Au cours de cette analyse, une distinction claire a été faite entre ondes libres et ondes liées. Celle-ci n'est présente dans aucune des études précédentes ayant trait à la mesure des caractéristiques de la bimodalité. Cela peut en partie être expliqué par le fait que l'extraction des ondes libres nécessite des spectres tridimensionnels d'élévation de surface. Cet aspect présente un intérêt quand on s'intéresse à la génération de bruit et à l'intégrale de recouvrement, comme c'était notre cas au chapitre 2. En effet, l'expression de l'intégrale de recouvrement (2.2) n'est rigoureusement valable que lorsque l'on considère des ondes libres. Les ondes liées contribuent a priori aussi à la génération de bruit, mais l'expression de telles sources n'a jamais été calculée. Cela nécessiterait de pousser le calcul des sources de bruit à des ordres de non-linéarités supérieurs. D'autre part, les modèles calculent l'évolution de vagues qui vérifient la relation de dispersion. Il ne peut pas s'agir d'ondes liées par conséquent. Enfin, la généralité de cette étude peut être retrouvée sachant que le spectre des ondes liées se déduit de celui des ondes libres par le calcul [70, 83].

L'extraction des ondes libres passe notamment par l'évaluation du courant effectif (3.3). La présence de ce courant a pour effet d'induire de l'anisotropie dans la propagation des vagues, si bien qu'à une fréquence ne correspond non plus un seul nombre d'onde, mais tout un intervalle, la véritable valeur dépendant de l'angle de l'onde considérée par rapport au courant. Malgré tout, les distributions d'énergie à vecteur d'onde constant semblent moins affectées par l'asymétrie induite par le courant que les distributions à fréquence constante. Pour cette raison, on a préféré l'utilisation de l'échelle spatiale k/k_p à celle de l'échelle temporelle f/f_p comme paramètre tout au long de ce travail.

Parmi les variables analysées aux paragraphes 3.4.1 et 3.4.2, certaines présentent

une régularité de comportement et d'autres non. Les variables intervenant dans la paramétrisation en double pseudo-fonction de Voigt (3.7) ont été tracées en fonction du nombre d'onde puis du nombre d'onde normalisé pour chaque enregistrement (figures 3.18 à 3.19). Le faible nombre d'enregistrements valables (5 en excluant l'enregistrement numéro 4 de Crimée 2011) rend la tâche compliquée. Néanmoins, il semblerait que l'on puisse dégager comme caractéristiques principales de ces distributions bimodales :

— l'écartement entre les lobes croit avec le nombre d'onde normalisé k/k_p selon la paramétrisation représentative (voir figure 3.18)

$$(\theta_i - \theta_m)\,[°] = 82\sqrt{1 - 10^{-0.049(k/k_p - x_0)}}$$

avec $x_0 \sim 4 - 5$,

— il en est de même pour le ratio des lobes selon la paramétrisation représentative (voir figure 3.19)

$$\frac{r_1 + r_2}{2} = 1 + 0.34\,(k/k_p - x_0)$$

valable pour les mesures ici présentes pour $0 < k/k_p - x_0 \lesssim 15$,

— les autres paramètres de la distribution directionnelle ont une évolution plus erratique

Les intégrales de recouvrement déduites de ces mesures semblent également présenter un certain type de similarité en fonction du nombre d'onde normalisé k/k_p (voir figure 3.20).

Toutes ces similarités sont plus difficilement mises en évidence à partir des données de Crimée 2013 (voir figures 3.21 et 3.22). Il serait difficile de pouvoir extraire des paramétrisations de ces cas ici présents.

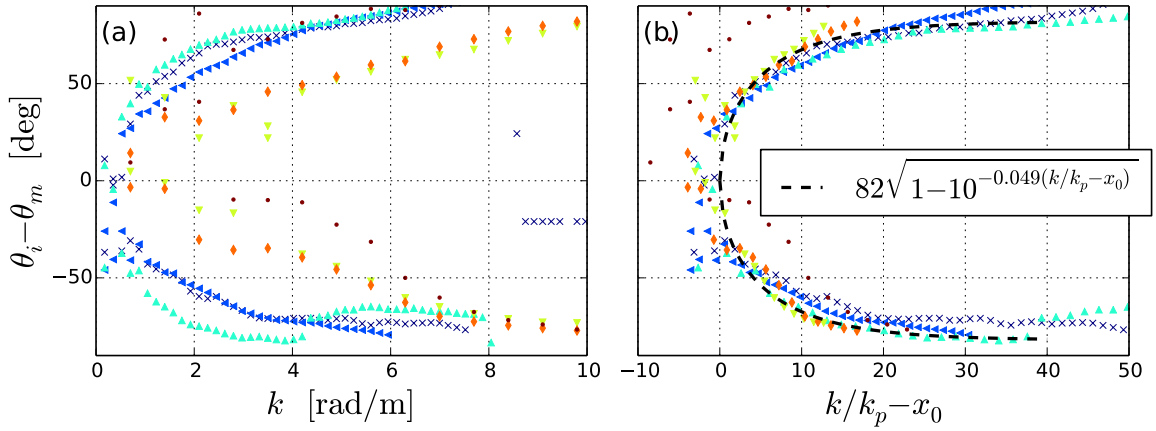

FIGURE 3.18 – Écartement des lobes de bimodalité pour les 6 cas bimodaux extraits en fonction du nombre d'onde (a) et du nombre d'onde normalisé (b). Voir figure 3.19 pour la légende des marqueurs.

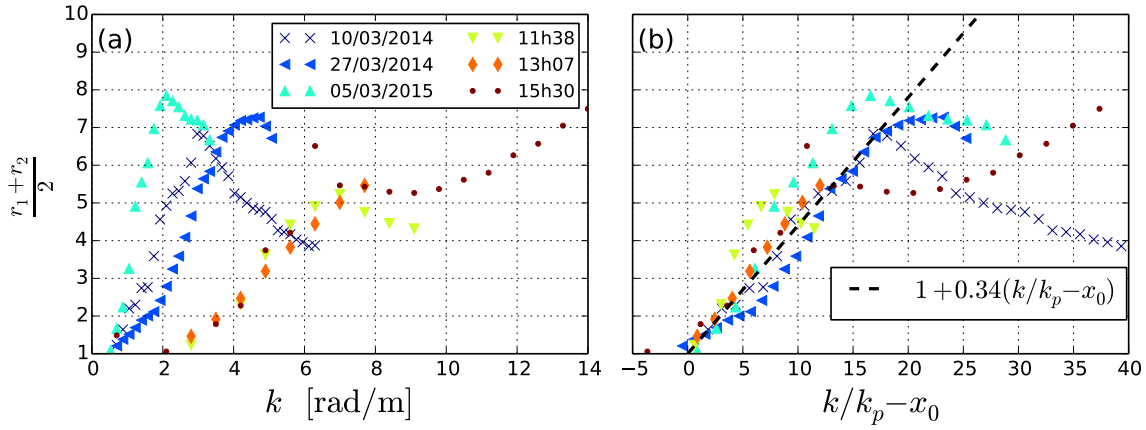

FIGURE 3.19 – Ratios des lobes (à nombre d'onde donné) pour les 6 cas bimodaux extraits en fonction du nombre d'onde (a) et du nombre d'onde normalisé (b).

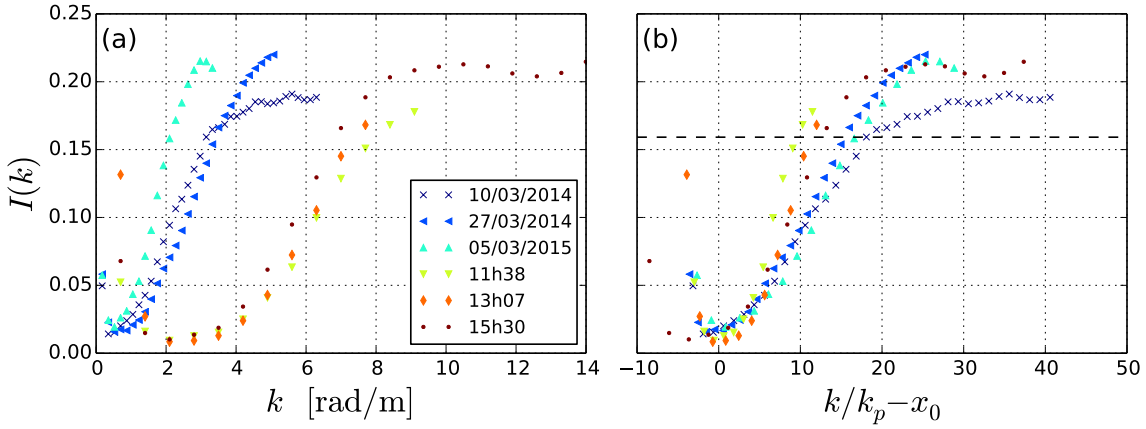

FIGURE 3.20 – Intégrales de recouvrement (à nombre d'onde donné) pour les 6 cas bimodaux extraits en fonction du nombre d'onde (a) et du nombre d'onde normalisé (b).

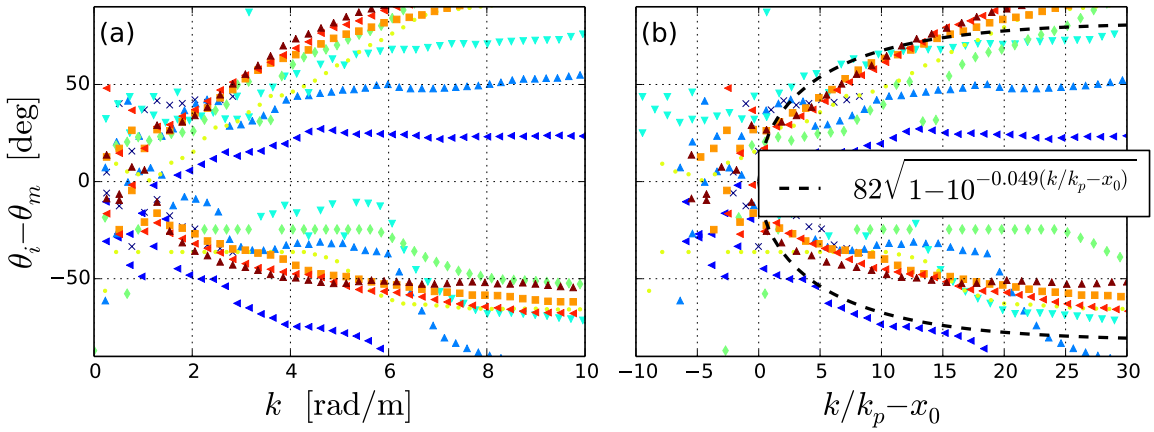

FIGURE 3.21 – Idem figure 3.18, pour les 9 cas bimodaux de Crimée 2013.

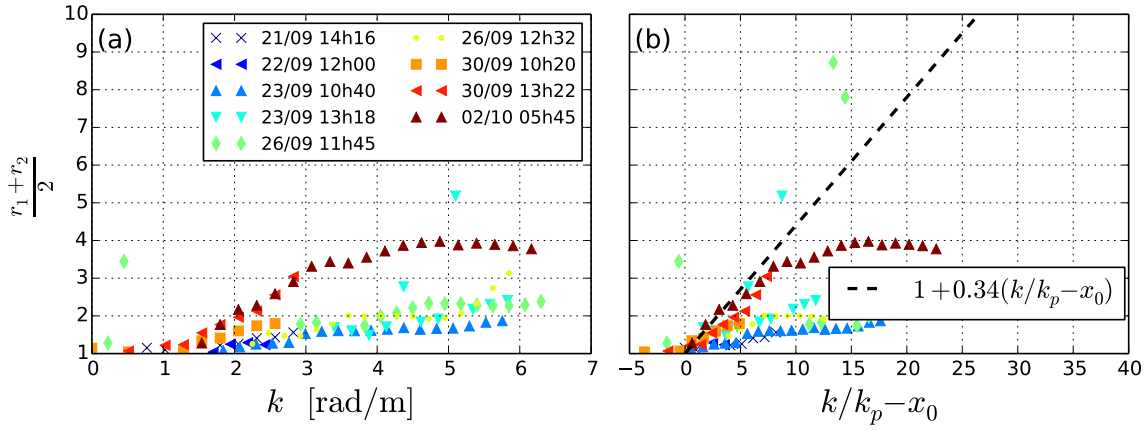

FIGURE 3.22 – Idem figure 3.19, pour les 9 cas bimodaux de Crimée 2013.

3.6 Conclusions

Les caractéristiques de la bimodalité de distributions directionnelles ont pour la première fois été quantifiées à partir de mesures stéréo-vidéo (la faisabilité de telles mesures ayant été démontrée par Leckler et al. [102]). Ces mesures, en se focalisant sur 6 cas, permettent d'extraire un ensemble de caractéristiques communes à ces distributions bimodales jusqu'à des échelles encore jamais atteintes (k/k_p allant jusqu'à 25 à 50 en fonction des enregistrements). k/k_p semble être la variable dont dépendent en premier lieu ces distributions directionnelles. Le spectre uni-modal autour du pic devient bimodal (présente un minimum d'énergie entre deux maxima) entre $k = 3.5$ et $6k_p$ approximativement. Les deux lobes se détachent ensuite d'une direction principale jusqu'à atteindre un écartement d'environ 160°. Les vagues se propageant dans des directions obliques peuvent atteindre jusqu'à 10 à 12 fois l'énergie des vagues dans la direction du vent, dépassant de loin les mesures précédemment réalisées [53, 80, 170, 74, 181, 149, 104]. Par rapport aux données de bouées [53, 181], les données de stéréo-vidéo fournissent une observation directe du spectre directionnel des vagues, et pas une évaluation basée

sur une extrapolation statistique. Toutefois, à partir d'une certaine échelle, l'accroissement des ratios des lobes s'arrête. Cet évènement est coïncident avec l'émergence d'un bruit de fond qui a pour effet de réduire les ratios des lobes. Il n'est pour l'instant pas certain que ce signal soit effectivement causé par des vagues ou bien si il s'agit de bruit de mesure.

Ces mesures permettent d'évaluer par le calcul certaines grandeurs associées aux interactions entre vagues, comme par exemple la dérive de Stokes (voir figure 3.23, et se reporter à la page 25 pour davantage de détails). On rappelle l'expression de la dérive de Stokes (1.26) :

$$u_s^{2D}(z) = \int_0^\infty dk\, V(k)\, m_1(k)$$

où $m_1(k)$ traduit l'effet de la distributio directionnelle sur la dérive de Stokes.

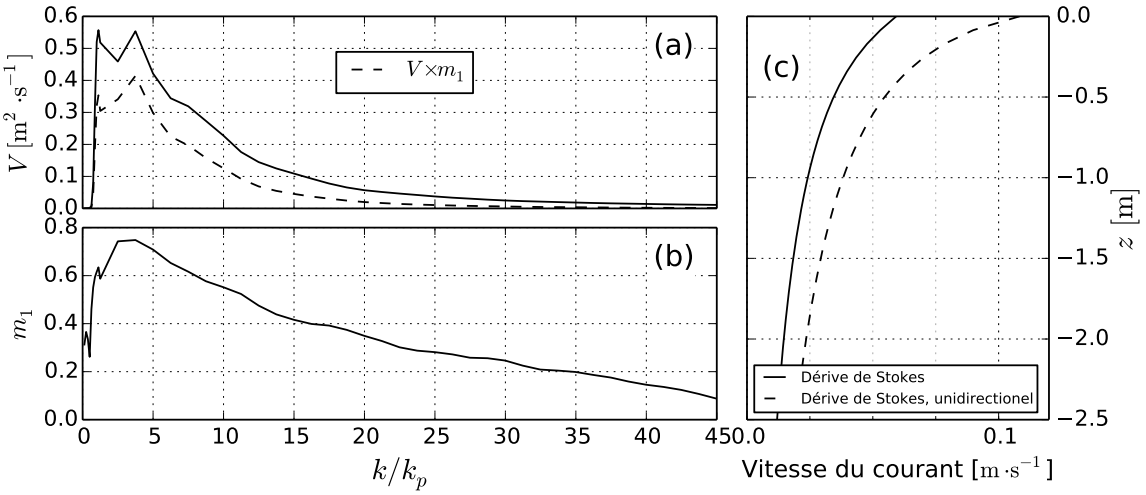

FIGURE 3.23 – Caractéristiques de la dérive de Stokes mesurée à partir de la distribution directionnelle bimodale d'ondes libres à Acqua Alta le 10/03/2014.

Consécutivement aux travaux du chapitre 2, les spectres directionnels précédents ont permis de calculer l'intégrale de recouvrement dont le comportement global est

toujours le même (équation (3.12)). Elle présente la même forme qualitative qu'au chapitre 2 : elle croît d'une valeur proche de zéro au pic vers un plateau à une valeur de saturation qui peut excéder la valeur isotrope $I = 1/(2\pi)$. Le dépassement de cette valeur est une conséquence de la bimodalité. Une distribution unimodale telle que celle de Longuet-Higgins, équation (1.24) ne peut pas dépasser cette valeur [88].

Bien qu'il soit possible d'extraire une paramétrisation pour certaines grandeurs mesurables telles que l'écartement des lobes ou les ratios des lobes, il n'a pas été possible de le faire avec ces données pour la distribution directionnelle complète M. La forme de double pseudo fonction de Voigt (3.7) et (3.8) n'est pas compatible avec une paramétrisation simple qui rende compte de toutes les mesures, particulièrement du ratio des lobes. Tout d'abord, cette fonction admet 8 paramètres indépendants dans le cas général, et seulement 4 (terme constant, position, largeur et fraction lorentzienne des lobes) dans le cas où on suppose la distribution symétrique par rapport à la direction principale θ_m. Les 8 paramètres sont particulièrement adaptés afin de disposer d'un grand nombre de courbes possibles, mais chacun des paramètres n'admet pas toujours d'interprétation physique unique. Il est relativement simple d'obtenir une paramétrisation pour la position de chaque lobe, mais le ratio des lobes, par exemple, est une grandeur qui dépend de l'ensemble des paramètres de la distribution. Il est ainsi important de pouvoir disposer d'un modèle pour la distribution directionnelle qui prenne comme paramètres des grandeurs mesurables, ou du moins d'intérêt, parmi lesquelles on pourrait placer les positions des lobes ainsi que les ratios des lobes. Ces deux grandeur devraient figurer parmi les variables essentielles d'une paramétrisation de la distribution directionnelle bimodale des vagues. La difficulté dans ce genre de cas est de disposer de fonctions en forme de pic dont on puisse contrôler la valeur en $\theta = \theta_m$ de manière indépendante des paramètres du pic. De l'autre, ce qui va contrôler la valeur de l'intégrale de recou-

vrement est principalement la forme des pics de bimodalité à leurs extrémités, autour de $\theta = \theta_m \pm 90°$, comme c'était le cas pour les distributions directionnelles modélisées. Telles sont les contraintes d'une fonction qui permettra de reproduire l'essentiel des caractéristiques des distributions directionnelles observées au cours de cette étude.

La bimodalité du champ de vagues est observée dans de nombreux cas parmi lesquels relativement peu sont complètement exploitables. Ceci découle principalement du fait que les incertitudes sur les spectres de vagues reconstruits par stéréo-vidéo sont encore mal connues. Il apparait que les mesures de Crimée 2013 semblent polluées par un bruit qui ne gêne pas les mesures des données de 2011 ou mesurées à Acqua Alta. Afin de repousser les limites des systèmes stéréo-vidéo vers de plus petites échelles, on pourra simplement considérer la possibilité de rapprocher le système de mesure de la surface lorsque cela est possible. Reproduire des mesures sur de plus grands échantillons permettrait par exemple de mesurer l'évolution des distributions directionnelles de vagues courtes en fonction du vent afin de pouvoir mesurer l'impact d'apports d'énergies par le vent différents.

Malgré ces difficultés, il a été possible d'obtenir des paramétrisations pour un certain nombre de variables directionnelles. La paramétrisation en k/k_p semble bien reproduire la variabilité observée des distributions directionnelles. Comme cela est discuté par Hasselmann et al. [69], cette paramétrisation est caractéristique du résultat de processus d'interactions non-linéaires entre vagues. Étant donné le nombre d'études attribuant les origines de la bimodalité aux interactions résonantes à trois vagues [20, 182, 166, 60], cela n'est pas une surprise. Ces données pourront servir de base pour de futures investigations.

Chapitre 4

Modélisation de la distribution directionnelle des vagues courtes

Dans ce chapitre, les distributions directionnelles de vagues courtes prédites par le modèle numérique de vagues WAVEWATCH®III sont analysées. Cette approche permet tout d'abord de diagnostiquer les performances de ce modèle au regard des mesures des chapitres précédents. L'effet d'un terme de déferlement des vagues longues sur la génération de vagues courtes est ensuite testé.

4.1 Introduction

4.1.1 Objectifs

Les observations présentées dans les chapitres 2 et 3 nous apportent deux informations principales :

— la paramétrisation de l'intégrale de recouvrement de Duennebier et al. [51] est en accord avec les mesures de bruit sismo-acoustique à Cascadia obtenues de

manière indépendante.

— l'existence de cas de bimodalité directionnelle *marquée* est avérée (ratios des lobes importants).

L'objectif de ce chapitre est de dresser l'état des lieux des distributions directionnelles de vagues courtes telles que calculées par les modèles numériques de vagues dans des simulations idéalisées, à la lumière des résultats des chapitres précédents.

4.1.2 Modèle étudié

Comme nous avons déjà eu l'occasion de le mentionner, le modèle numérique employé ici est basé sur l'environnement WAVEWATCH®III. Il est conçu pour résoudre l'équation de conservation de l'action (1.17). Pour davantage de détails, on pourra se reporter au manuel d'utilisateur du modèle [179]. Seuls les aspects les plus importants pour notre étude sont ici exposés.

Les résultats du modèle dépendent en bonne partie des choix faits par l'utilisateur de l'ensemble de termes sources pris en compte dans le calcul. À la compilation, un premier choix s'opère concernant la manière dont est calculé le terme d'interaction non-linéaire S_{nl}. Ici, on ne considère que le calcul exact basé sur les travaux théoriques de Hasselmann [70] et implémentés sur la base des travaux de Webb [172] Tracy et Resio [168] ainsi que Resio et Perrie [145], et l'approximation DIA (Discrete Interaction Approximation) [73]. Le DIA est une approximation grossière du calcul complet du terme source d'interactions non-linéaires, employée pour les applications opérationnelles (ou aussi pour les simulations telles que la simulation globale réalisée au chapitre 2). Le calcul complet des interactions n'est généralement employé qu'à des fins de recherche.

L'autre choix s'opère sur la formulation des termes d'apport d'énergie par le vent et de dissipation. On s'intéresse à deux types de formulations de ces termes. La première se

base sur les travaux de Janssen [82] corrigés par Bidlot et al. [32], notée par la suite BJA. La seconde est basée sur les travaux de Ardhuin et al. [10] corrigés par Rascle et Ardhuin [140], notée R&A. Ces deux formulations présentent l'intérêt d'utiliser la même forme mathématique du terme d'apport d'énergie pour le vent, et ne diffèrent que par celle de S_{ds} codant pour le déferlement des vagues. En quelques mots, la formulation BJA considère que l'énergie dissipée par déferlement est, à état de mer donné, fonction de $k/\bar{k}$ où $\bar{k}$ est un nombre d'onde moyen, global. A l'inverse, dans l'esprit de la paramétrisation R&A, le déferlement ne se produit que lorsque la cambrure des vagues d'une échelle donnée ne dépasse une certaine valeur, typiquement celle présentée en équation (1.20).

De telles formulations ont particulièrement été conçues pour les prévisions de hauteur significative de vagues, qui reposent essentiellement sur la forme du spectre des vagues au niveau du pic. Du côté des vagues courtes, ces formulations fournissent des résultats manquant de cohérence avec ce qu'on pourrait attendre, en particulier la décroissance du spectre omnidirectionnel $E(k)$ sous forme de loi de puissance (voir paragraphe 1.3.2). Bien qu'on ne dispose pour l'instant pas de cadre théorique ni observationnel complètement satisfaisant pour cette partie du spectre, la forme de la queue du spectre varie d'une formulation à l'autre de la dissipation [10]. Pour cette raison, on peut contraindre dans le modèle la queue du spectre en fréquence modélisé à décroitre en f^{-5}, en d'autres termes :

$$E(f) = E(f_c)\left(\frac{f}{f_c}\right)^{-5}, \; f > f_c$$

où f_c est une fréquence de coupure qui dépend des types de paramétrisations de la dissipation et du terme d'apport d'énergie par le vent utilisés. Au-delà de fixer le niveau du spectre en fréquence, cette paramétrisation bloque la distribution directionnelle des

vagues courtes :

$$M(f,\theta) = M(f_c,\theta)\,,\; f > f_c$$

où la fréquence de coupure f_c est définie de la manière suivante

$$f_c = f_{\mathrm{FM}} f_m$$

où f_{FM} est un paramètre sans dimension et

$$f_m = \frac{\iint df\, d\theta\, f\, E(f,\theta)}{\iint df\, d\theta\, E(f,\theta)}$$

Le paramètre f_{FM} est par défaut fixé à 2.5 (BJA) ou 10 (R&A), mais sa valeur peut être modifiée. Si on veut étudier les distributions directionnelles de vagues courtes de manière convenable, il est donc nécessaire de s'affranchir de ce comportement diagnostic, ce qui peut être fait en fixant par exemple $f_{\mathrm{FM}} = 100$. Cette configuration sera adoptée par la suite.

4.1.3 Description du cas test

On s'intéresse à la résolution du cas test d'intégration des termes sources ts1 de la distribution 5.16 de WW3. Ce cas test consiste à résoudre l'équation :

$$\partial_t N = \frac{S}{\sigma}$$

où le terme source est réduit aux trois termes essentiels :

$$S = S_{\mathrm{in}} + S_{\mathrm{nl}} + S_{\mathrm{ds}}$$

La même configuration serait utilisée dans le cas d'un océan infiniment grand en géométrie cartésienne où le forçage est par conséquent homogène. Le spectre des vagues, initialisé à 0 est alors soumis à un vent de vitesse et de direction constantes. À la différence de la configuration par défaut du cas test de la distribution de WW3, le paramètre f_{FM} est fixé à 100.

4.2 Diagnostic du modèle existant

On se propose ici de tester l'impact du choix des termes sources sur les distributions directionnelles de vagues courtes modélisées au moyen du cas test précédemment décrit. On laisse le champ de vagues évoluer à partir du repos jusqu'à son développement complet pendant 48 h sous l'effet d'un vent $U_{10} = 12\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$. De cette manière, on peut considérer que le spectre atteint un régime stationnaire à la fin de la simulation, le développement complet étant théoriquement atteint lorsque le fetch adimensionnel $t^\star = tg/U_{10}^2 \sim 10^5$. La grille spectrale est composée de 60 fréquences entre 0.04 et 2.3 Hz et divisée en 36 directions. Le pas de temps minimal d'intégration du terme source est réduit pour ces simulations à 0.1 s, particulièrement pour avoir une précision optimale sur le calcul complet des interactions non-linéaires.

L'évolution du spectre en fréquence pour les différentes combinaisons de termes sources est présentée en figure 4.1. Les distributions directionnelles qui accompagnent ces spectres sont présentées en figure 4.2. Comme on pouvait s'y attendre, les distributions directionnelles dépendent du choix des paramétrisations employées pour l'apport d'énergie par le vent et la dissipation. Lorsque les interactions non-linéaires sont calculées de manière exacte, les distributions directionnelles présentent de la bimodalité, jusqu'à des fréquences de l'ordre de de 3 à $6f_p$ pour le cas présent. La bimodalité à des

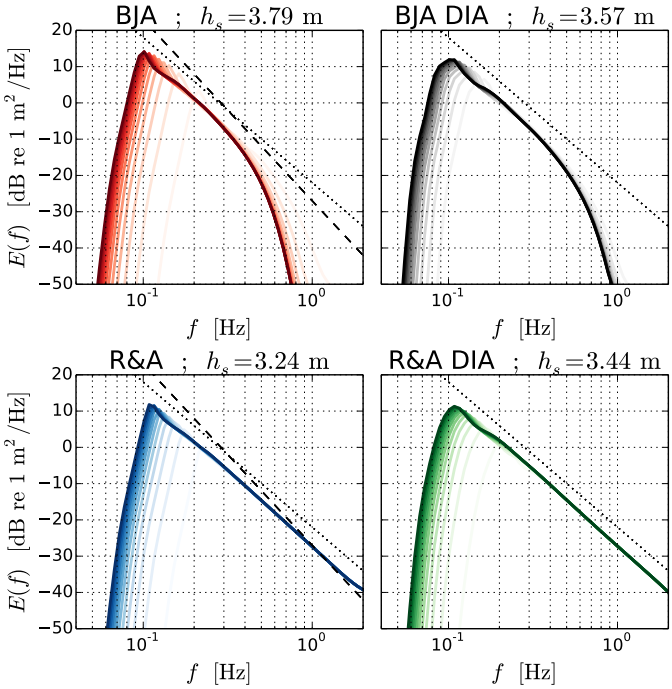

FIGURE 4.1 – Évolution du spectre en fréquence toutes les 4 heures de $t = 4\,\mathrm{h}$ à $t = 48\,\mathrm{h}$ pour les différents configurations de termes sources testées (du clair au foncé). Les asymptotes indiquées correspondent à une décroissance en f^{-4} ou f^{-5}. La hauteur significative indiquée est celle obtenue après 48 h de simulation.

échelles relativement grandes par rapport aux mesures, à savoir autour de $1.1f_p$ (BJA) ou $1.5f_p$ (R&A) après 12 h d'évolution depuis le repos. Il faut également noter que la bimodalité se renforce aux fréquences proches du pic, en d'autres termes le creux dans la direction du vent est amplifié au cours du temps.

Aux fréquences plus élevées, on observe un phénomène de redirectionnalisation pour toutes les combinaisons de termes sources, en d'autres termes, la distribution directionnelle redevient unimodale. Cette redirectionnalisation n'est pas anticipée par les mesures de stéréo-vidéo mais on en trouve des traces dans les mesures d'acoustique du chapitre 2 (voir figure 2.17), à des fréquences un peu plus élevées (au-delà de $f \simeq 10f_{\mathrm{PM}}$). Lorsque le calcul d'interactions non-linéaires est effectué au moyen du DIA, la bimodalité est bien plus discrète voire finit par disparaitre complètement, comme c'est le cas pour le cas test R&A DIA au bout de 12 h par exemple. L'incapacité du DIA à reproduire de manière satisfaisante la bimodalité est bien connue [76].

Les caractéristiques intégrées de ces distributions directionnelles sont ensuite analysées après 48 h de simulations en figures (4.3) à 4.7. La distribution directionnelle à $f = 0.7\,\mathrm{Hz}$ ($f \simeq 7f_{PM}$) est tracée en figure 4.3 à titre indicatif. Les caractéristiques de la bimodalité que sont la position des pics et les ratios des lobes sont tracés respectivement en figures 4.4 et 4.5. Les positions des pics sont similaires entre BJA et R&A. L'écartement maximal n'atteint que 75 à 80° contre plus de 160° dans les mesures du chapitre précédent. De plus, la redirectionnalisation des distributions directionnelles modélisées intervient bien plus tôt. Les ratios des lobes prévus par BJA sont plus forts que ceux de R&A. Ils semblent pouvoir suivre les mesures du chapitre 3 mais n'atteignent pas les valeurs précédemment mesurées (jusqu'à $10 - 12$, voir figure 3.17).

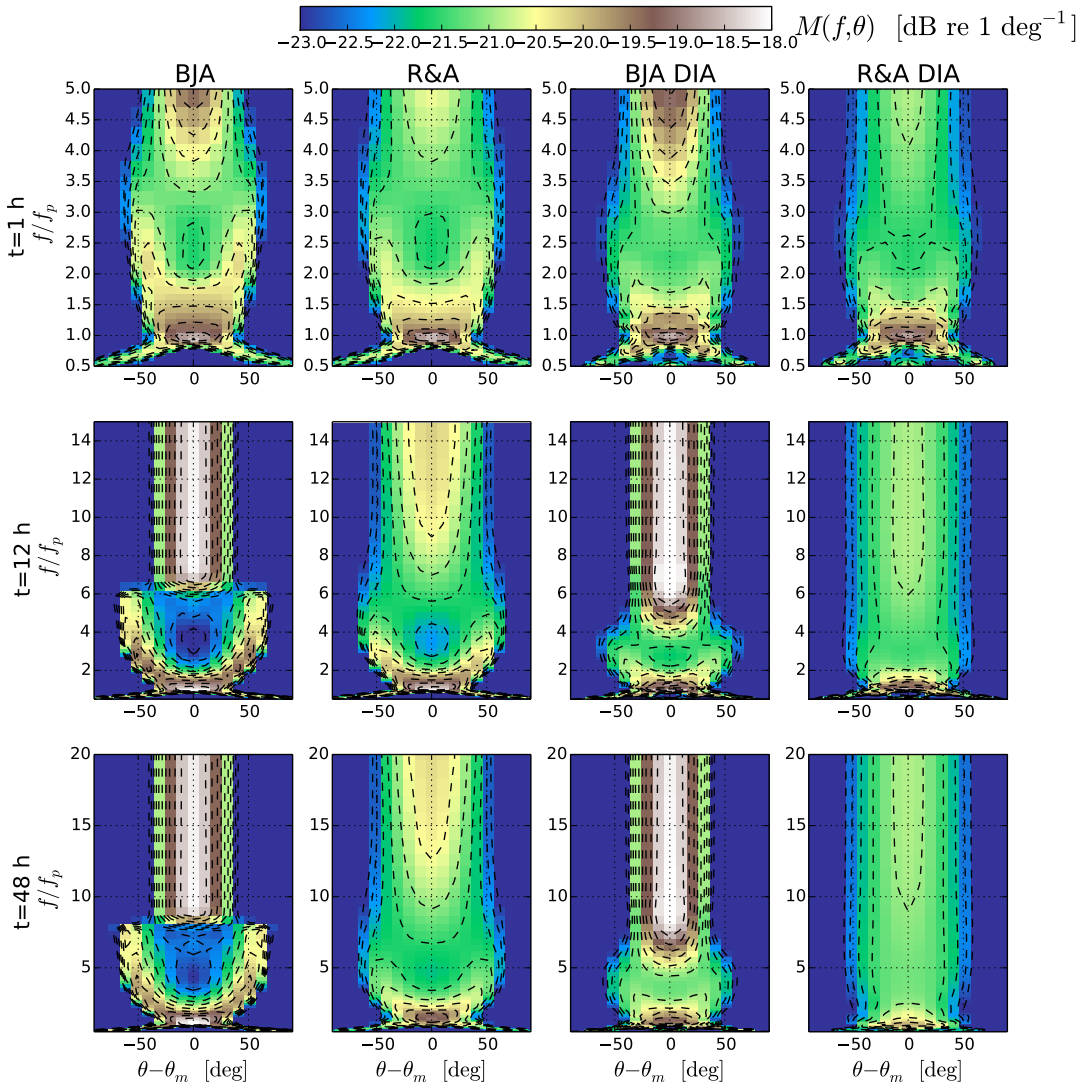

FIGURE 4.2 – Distributions directionnelles $M(f,\theta)$ pour différentes combinaisons de termes sources à différents instants depuis le repos en $t = 0$.

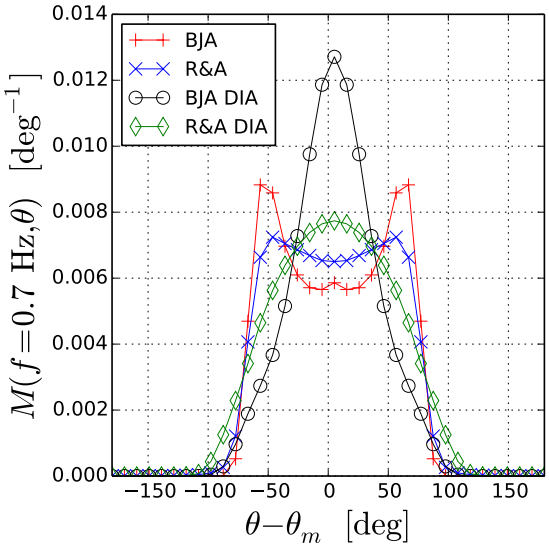

FIGURE 4.3 – Distribution directionnelle d'énergie à $f = 0.7\,\mathrm{Hz}$ pour les différentes combinaisons de termes sources utilisées.

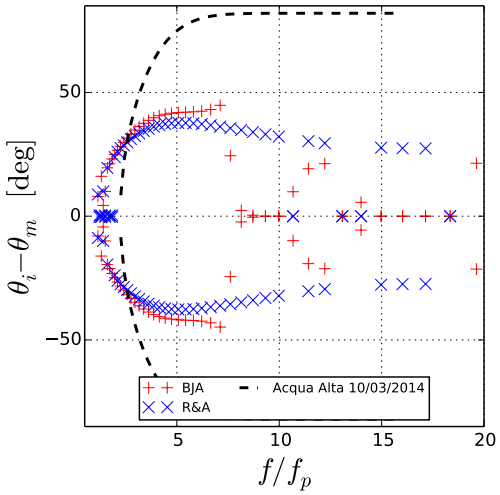

FIGURE 4.4 – Position des pics de bimodalité pour les différentes configurations employant le calcul complet des interactions non-linéaires.

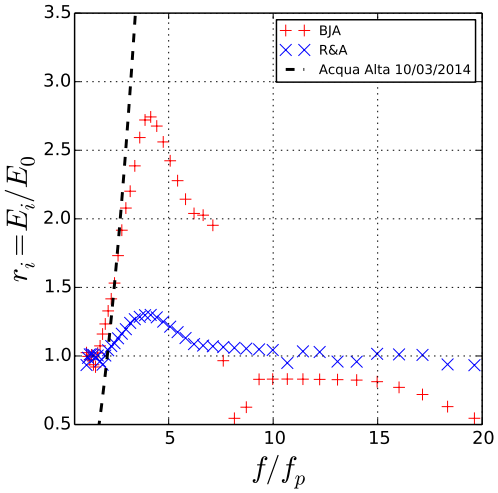

FIGURE 4.5 – Ratios des lobes pour les différentes configurations employant le calcul complet des interactions non-linéaires.

Il est également intéressant de tracer l'intégrale de recouvrement (figure 4.6) ainsi que la forme du spectre de variance des pentes (figure 4.7, à titre indicatif) issus de ces configurations. L'intégrale de recouvrement, pour toutes les configurations, est quantitativement très loin de ce qu'elle devrait être (en prenant la paramétrisation de Duennebier et al. mise en évidence au chapitre 2 comme référence, équation (2.22)). Une sous-estimation de 10 à 20 dB est constatée en particulier, pour les configurations employant le calcul d'interactions non-linéaires approchées. Les configurations employant les calculs complets du terme source d'interactions non-linéaires fournissent des valeurs de l'intégrale de recouvrement bien en-deçà de ce que le calcul approché prévoit. Ce dernier fournit des distributions directionnelles plus étalées que celles prévues par le calcul exact (voir figure 4.3), en particulier, il prévoit de l'énergie à ±90° de la direction des vagues dominantes.

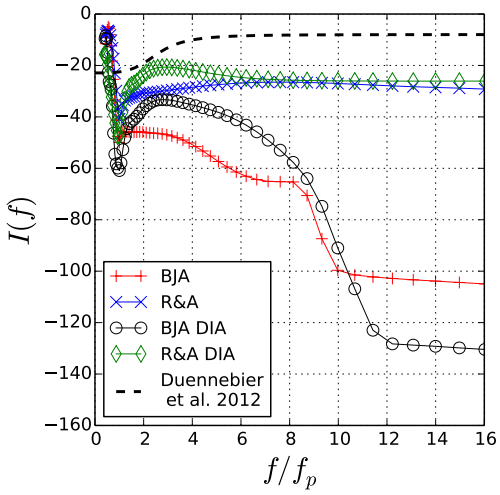

FIGURE 4.6 – Intégrales de recouvrement obtenues à l'issue des cas tests pour les différentes combinaisons de termes sources.

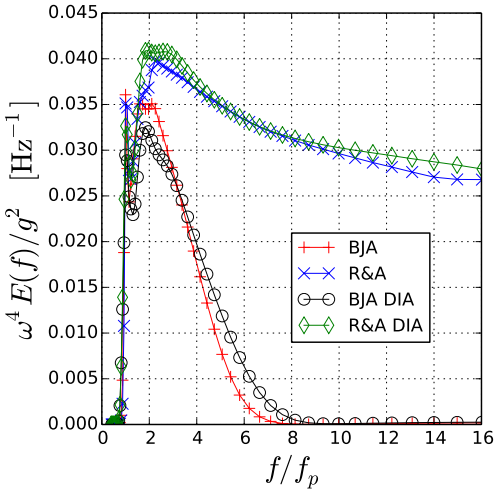

FIGURE 4.7 – Spectres de variance des pentes obtenus à l'issue des cas tests pour les différentes combinaisons de termes sources (voir équation (**??**)).

En conclusion, les distributions directionnelles prévues par deux paramétrisations de WW3 prévoient bien l'existence de bimodalité, mais n'anticipent pas ses caractéristiques, c'est-à-dire que la bimodalité directionnelle prévue est bien moins prononcée que celle mesurée : creux dans la direction du vent bien moins important et pics d'énergie plus rapprochés. Le calcul approché des interactions non-linéaires appelé DIA est particulièrement adapté à la modélisation de la répartition de l'énergie en fonction des échelles mais prévoit des biais importants sur les distributions directionnelles : bimodalité pratiquement absente, distributions directionnelles plus étalées. Il faut en conclure que des mécanismes doivent manquer qui expliqueraient les mesures des chapitres précédents.

On remarque au passage à quel point les intégrales de recouvrement sont sous-estimées par rapport aux mesures en l'absence de terme source additionnel. On peut alors se remémorer l'un des constats faits au chapitre 2, en particulier figure 2.13. Il a été conclu à partir de la variabilité temporelle du bruit sismo-acoustique fond de mer à une fréquence de 1 Hz, que l'intégrale de recouvrement était probablement sous-estimée aux vents faibles et sur-estimée aux vents forts. La paramétrisation de Duennebier et al. est comparée aux résultats des simulations réalisées ici avec le calcul approché des interactions non-linéaires (DIA), en figure 4.8 pour des vagues de fréquence 1 Hz. L'intégrale de recouvrement est bien sous-estimée par le modèle à tous les instants et à toutes les vitesses de vent. Plus le vent croît, plus la sous-estimation de l'intégrale de recouvrement est sous-estimée. Ceci vient quelque peu pondérer les conclusions du chapitre 2 car un tel biais sur les estimations de l'intégrale de recouvrement n'avait pas été envisagé.

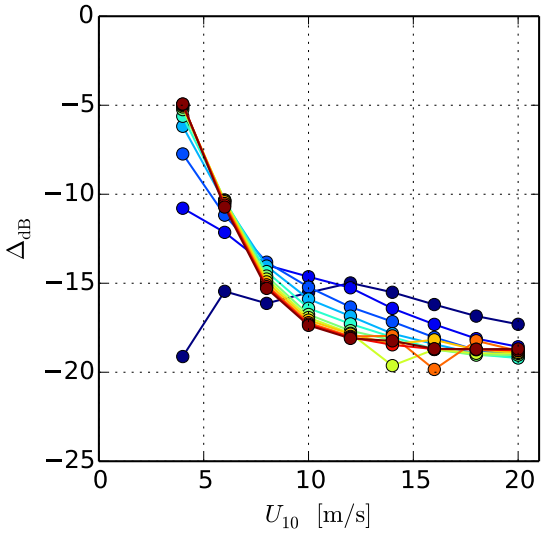

FIGURE 4.8 – Différence en décibels entre les prédictions du modèle de vagues avec formulation R&A et la paramétrisation de Duennebier et al. pour des vagues de 1 Hz. les calculs sont réalisés dans la configuration la plus proche de la modélisation du chapitre 2 (à savoir une formulation R&A des termes sources et un calcul approché des interaction non-linéaires). L'erreur est tracée de $t = 4\,\mathrm{h}$ (bleu) jusqu'à $t = 48\,\mathrm{h}$ (rouge) toutes les 4 h.

4.3 Termes sources de génération de vagues courtes

Dans cette section, on s'intéresse à de possibles termes sources additionnels spécifiques aux vagues courtes, sous la forme du terme source S_{sw} :

$$S = S_{\mathrm{in}} + S_{\mathrm{nl}} + S_{\mathrm{ds}} + S_{\mathrm{sw}}$$

où le terme source S_{sw} admet comme dimensionnalité $\mathrm{L}^3\mathrm{T}$.

Le terme source ici testé concerne la génération de turbulence par le déferlement des vagues longues. L'intégrale de recouvrement modélisée au paragraphe précédent est très faible par rapport aux mesures des chapitres 2 et 3. Une possibilité pour l'accroitre est d'ajouter des sources de vagues dans des directions obliques ($|\theta - \theta_m| \gtrsim 90°$). Parmi les sources de vagues courtes à ces angles non prises en compte, il est connu que le déferlement des vagues longues génère de la turbulence qui se traduit en rugosité de surface, c'est-à-dire en vagues courtes. Ce terme a déjà été étudié par Kudryavtsev et Johannessen [99] ainsi que par Kudryavtsev et al. [98].

Pour répondre à cette question, Kudryavtsev et Johannessen [99] partent du principe que l'énergie dissipée par déferlement des vagues longues se transforme au moins pour partie en turbulence (à l'origine de rugosités) dans l'eau qui génère des vagues de manière isotrope. La difficulté réside dans la forme du spectre des vagues courtes ainsi générées. Ils supposent alors que le spectre de ces vagues courtes est saturé (décroissance du spectre omnidirectionnel en k^{-3}, voir section 1.3.2). On se retrouve ainsi avec une source d'énergie des vagues faisant intervenir la fonction $\Lambda(\boldsymbol{K})$ de Phillips [135], qui quantifie le nombre la longueur de crêtes déferlantes par unité de surface (unité m) :

$$S_{\mathrm{sw}}(k) = c_0 k^{-3} \iint_{K<K_m} d\boldsymbol{K}\, C\Lambda(\boldsymbol{K}) \tag{4.1}$$

où $c_0 \simeq a/(2\pi)$ en reprenant les notations de l'article original. Ici, il faut remarquer qu'on a supposé l'isotropie de la source de vagues courtes, raison pour laquelle la dépendance en θ a été mise de côté. Cette forme est prête pour l'implémentation, car Λ est une variable calculée dans la routine. $K_m(k)$ est le nombre d'onde minimal des vagues qu'on peut considérer comme correspondant aux vagues longues. Ici, sur la base des mesures de Walker [169] :

$$K_m = \min\left(\frac{k}{10}, \frac{2\pi}{0.3}\right)$$

En pratique, la fonction Λ peut être difficile à calculer. Comme une alternative à son calcul, Kudryavtsev et Johannessen se basent ensuite l'hypothèse de Phillips [135] de proportionnalité de l'apport d'énergie par le vent avec le terme de dissipation par déferlement, menant à :

$$\Lambda(\boldsymbol{K}) \propto K^{-1}\beta(\boldsymbol{K})\, B(\boldsymbol{K})$$

(leur équation (10)), où β est le taux de croissance des vagues sous l'effet du vent choisi par Kudryavtsev et al. [98] :

$$\beta(\boldsymbol{K}) = C_\beta \left(\frac{u_\star}{c}\right)^2 \cos(\theta - \theta_U)\,|\cos(\theta - \theta_U)|$$

avec

$$C_\beta = 1.5\frac{\rho_a}{\rho_0}\left[\frac{1}{\kappa}\ln\left(\frac{\pi}{kz_0}\right) - \frac{c}{u_\star}\right]$$

issu de la paramétrisation de Stewart [155] et $B(\boldsymbol{K})$ est le spectre de saturation de la composante $\boldsymbol{K}$. Les termes composants ces formulations sont :

— $u_\star$, la vitesse de friction

— ρ_a, la masse volumique de l'air

— $\kappa = 0.4$, la constante de von Karman

— z_0, la longueur de rugosité

Une version alternative du terme source

$$S_{\mathrm{sw}}(k) = c_1 k^{-3} \iint_{K<K_m} C\beta(\boldsymbol{K}) B(\boldsymbol{K}) dK d\varphi \tag{4.2}$$

ou encore, sous la forme implémentée dans la modèle :

$$S_{\mathrm{sw}}(k) = c_1 k^{-3} \iint_{K<K_m} \sigma^2(K) K^2 \beta(\boldsymbol{K}) A(K,\varphi) dK d\varphi \tag{4.3}$$

avec $c_1 \propto c_0$. On pourra vérifier que ces deux termes affectent davantage les petites échelles que les grandes. Ces deux paramètres sont les seuls ajustements possibles a postériori.

4.3.1 Tests

Les deux termes sources précédents, équations (4.1) et (4.3), ont été implémentés dans WW3 en complément de la formulation R&A. Les deux termes sources sont testés sur le même cas d'intégration que celui exposé au paragraphe 4.2, avec les mêmes paramètres, particulièrement l'absence de queue diagnostic imposée par $f_{FM} = 100$.

Chacun de ces termes présente un paramètre ajustable sous la forme d'un coefficient scalaire devant chaque terme source. La première étape consiste donc à déterminer la *meilleure* valeur de ce coefficient. La valeur de l'intégrale de recouvrement de Duennebier et al., équation (2.22), sert ici de diagnostic pour cette valeur. Les résultats des tests pour différentes valeurs des coefficients d'ajustement et différentes vitesses de vent sont présentés en figures 4.9 à 4.12 en fonction de f/f_{PM} à la manière de l'intégrale de

recouvrement du chapitre 2. Il est à noter que les deux types de calculs des interactions non-linéaires sont ici employés, à savoir le calcul complet exact et le DIA. Les valeurs des coefficients qui donnent des intégrales de recouvrement satisfaisantes sont $c_0 \sim 0.01$ (figures 4.9 et 4.10) et $c_1 \sim 0.1$ (figures 4.11 et 4.12) quel que soit le type de calcul des interactions non-linéaires employé. On peut noter que le terme source (4.3) présente une dispersion des données en fonction du vent plus faible que le terme (4.1).

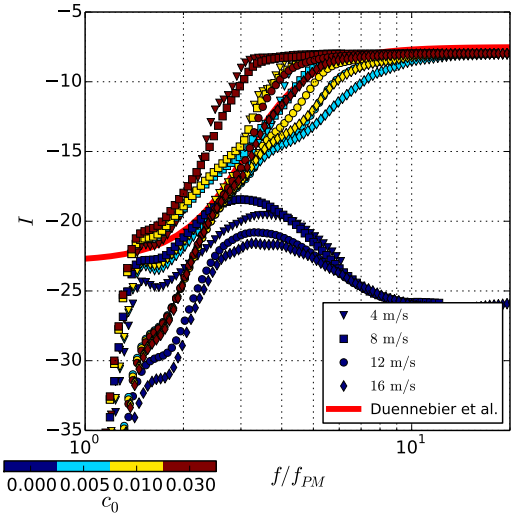

FIGURE 4.9 – Calibration du terme source (4.1) pour différentes vitesses de vent avec un calcul approché des interactions non-linéaires.

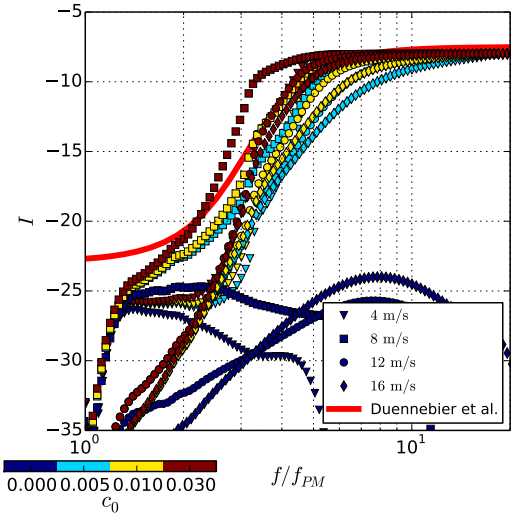

FIGURE 4.10 – Calibration du terme source (4.1) pour différentes vitesses de vent avec un calcul exact des interactions non-linéaires.

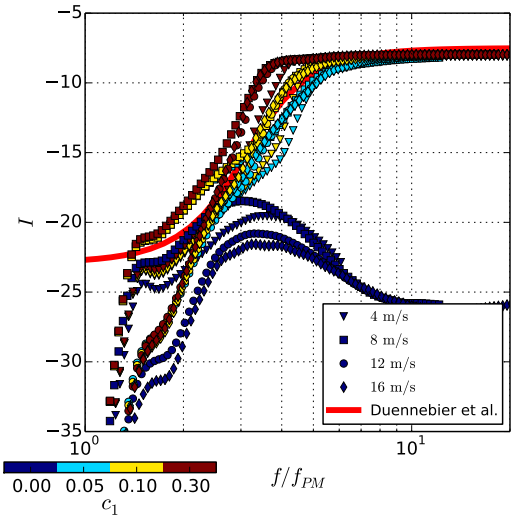

FIGURE 4.11 – Calibration du terme source (4.3) pour différentes vitesses de vent avec un calcul approché des interactions non-linéaires .

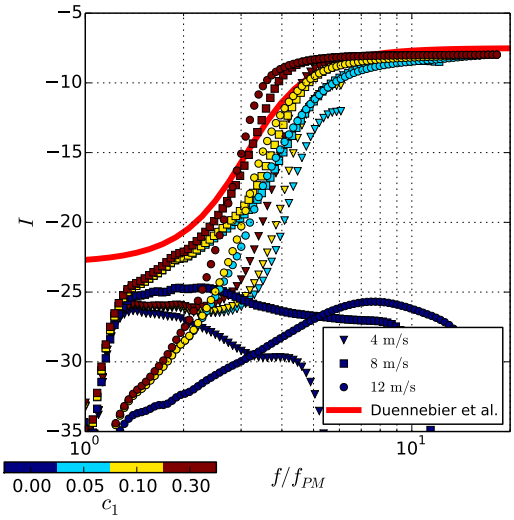

FIGURE 4.12 – Calibration du terme source (4.3) pour différentes vitesses de vent avec un calcul exact des interactions non-linéaires .

Une fois les premiers ajustements effectués sur l'intégrale de recouvrement, voyons les distributions directionnelles résultantes. Elles sont présentées en même temps que la forme du terme source et l'intégrale de recouvrement en figures 4.13 à 4.15. Par rapport aux simulations sans terme source, les distributions directionnelles présentent beaucoup d'énergie dans des directions obliques, atteignant pratiquement 60% du niveau d'énergie dans la direction du vent à 180°de cette direction. De telles distributions directionnelles sont aberrantes du fait du taux de vagues se propageant dans des directions opposées à celle du vent.

4.4 Conclusions

Des simulations de distributions directionnelles sur des configurations idéalisées avec le calcul exact des interactions non-linéaires renseignent de l'incapacité des modèles

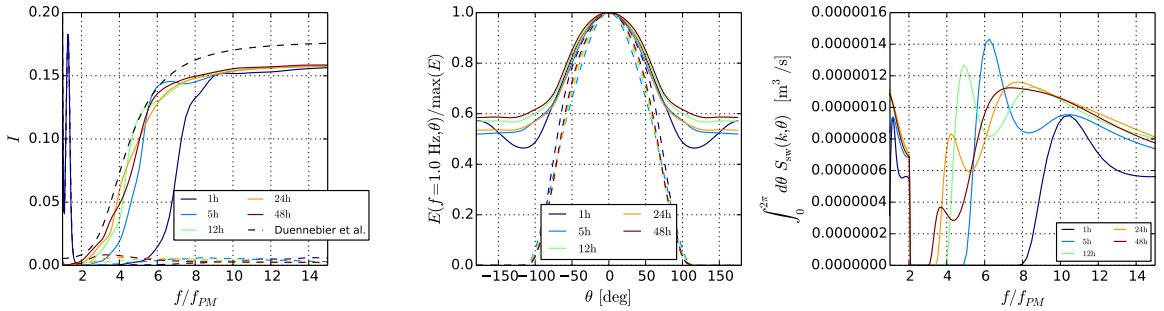

FIGURE 4.13 – Évolution temporelle de l'intégrale de recouvrement, de la distribution directionnelle à $f = 1\,\mathrm{Hz}$ et du terme source de création de vagues courtes (4.1) en fonction de f/f_{PM} lorsque les interactions non-linéaires sont calculées de manière approchée, à un vent $U_{10} = 12\,\mathrm{m} \cdot \mathrm{s}^{-1}$. Sont représentés en traits pleins, les résultats de la configuration donnant la meilleure intégrale de recouvrement ($c_0 = 0.01$), et en pointillés ceux de la simulation de référence sans terme source de vagues courtes ($c_0 = 0$).

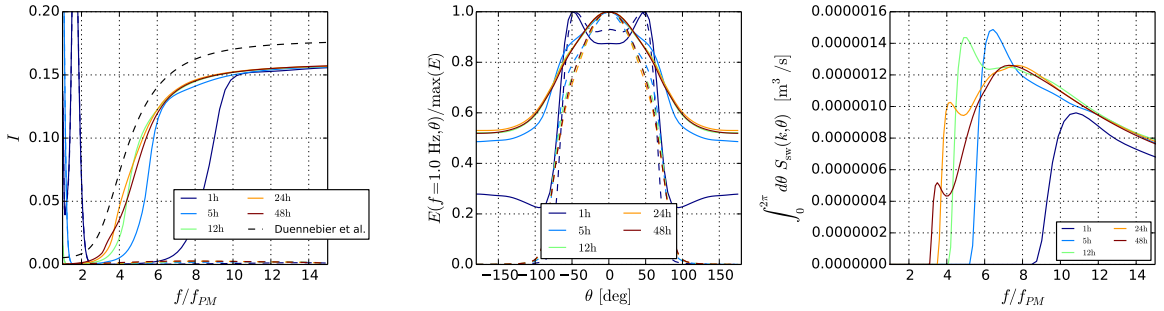

FIGURE 4.14 – Idem figure 4.13 lorsque les interactions non-linéaires sont calculées de manière exacte.

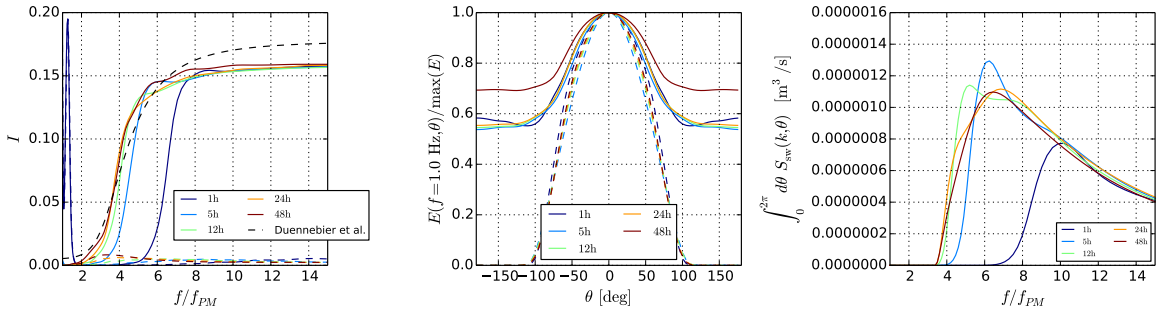

FIGURE 4.15 – Évolution temporelle de l'intégrale de recouvrement, de la distribution directionnelle à $f = 1\,\mathrm{Hz}$ et du terme source de création de vagues courtes en fonction de f/f_{PM} pour le terme source (4.3) lorsque les interactions non-linéaires sont calculées de manière approchée à un vent $U_{10} = 12\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$. Sont représentés en traits pleins, les résultats de la configuration donnant la meilleure intégrale de recouvrement ($c_1 = 0.1$), et en pointillés ceux de la simulation de référence sans terme source de vagues courtes ($c_1 = 0$).

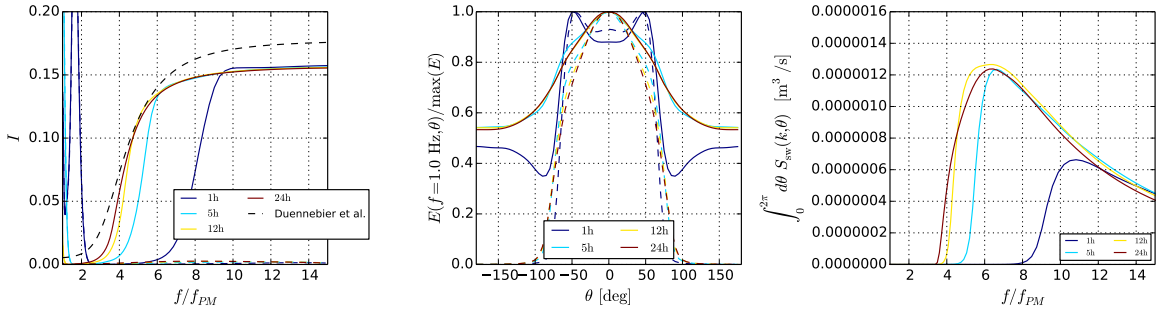

FIGURE 4.16 – Idem figure 4.15 lorsque les interactions non-linéaires sont calculées de manière exacte.

numériques de vagues à rendre compte des comportements observés de l'intégrale de recouvrement et de la bimodalité des chapitres précédents. Bien que des distributions d'énergie bimodales puissent être observées, leur bimodalité n'est que peu prononcée. D'autre part l'intégrale de recouvrement est très sous-estimée, ceci étant probablement causé par des distributions directionnelles d'énergie trop étroites. Il faut donc envisager d'autres termes sources et phénomènes physiques pour rendre compte de manière réaliste de la distribution directionnelle des vagues.

Un premier type de terme source envisagé ici repose sur la génération de vagues courtes sous l'effet du déferlement de vagues plus longues. Ce terme a été calibré sur la base de l'intégrale de recouvrement de Duennebier et al.[51]. Ce terme source seul ne peut pas expliquer la forme de l'intégrale de recouvrement et d'autres mécanismes doivent être envisagés.

Chapitre 5

Conclusions

5.1 Bilan de l'étude

Dans les trois chapitres de cette thèse, les distributions directionnelles de vagues courtes sont étudiées de trois manières différentes.

Au chapitre 2, l'analyse du bruit sismo-acoustique de fond de mer au large de la côte Ouest américaine a permis de mesurer l'intégrale de recouvrement de la distribution directionnelle des vagues courtes entre 0.5 et 5 Hz. Il a été conclu que le comportement de l'intégrale de recouvrement est bien décrit par une paramétrisation du type de celle fournie par Duennebier et al. [51], cette dernière étude ayant été effectuée à partir d'un jeu de données et d'une méthode différents.

Au chapitre 3, les spectres tridimensionnels de vagues obtenus par reconstruction stéréo-vidéo de la surface lors de trois campagnes de mesures effectuées à bord de plateformes océanographiques côtières ont été analysés. Pour un certain nombre d'enregistrements, les vagues vérifiant la relation de dispersion des ondes de gravité en présence de courant (ondes libres) présentent des distributions directionnelles fortement bimodales.

Pour ces enregistrements, certains paramètres de la distribution directionnelle peuvent être paramétrisés de manière satisfaisante. Cette étude constitue la première quantification de la bimodalité du champ de vagues courtes au moyen de la stéréo-vidéo. Elle permet d'étendre le domaine des vagues mesurables vers de plus petites échelles que ce qui avait été mesuré auparavant.

Enfin, dans le chapitre 4, on s'intéresse aux distributions directionnelles de vagues modélisées par WW3, en particulier au regard des résultats des deux chapitres précédents. Il en ressort que le modèle de vagues en l'état actuel ne parvient pas à reproduire les observations des chapitres 2 et 3. Ces résultats permettent d'affirmer que l'ajout de termes sources dans les modèles numériques de vagues actuels est nécessaire si l'on veut pouvoir reproduire avec fidélité les observations des chapitres 2 et 3. Le simple effet du terme source d'interaction non-linéaire n'est pas suffisant à lui tout seul.

5.2 Discussion générale

Les résultats des chapitres précédents ne permettent pas de conclure quant à la forme générale des distributions directionnelles de vagues courtes. En particulier, la question de l'universalité et des origines de la bimodalité n'a pas pu être tranchée. On peut néanmoins au regard de ces résultats commencer à rassembler quelques indices et/ou questionnements.

L'image d'un spectre directionnel complètement unimodal est à abandonner. La bimodalité est probablement une étape parmi d'autres. À partir des résultats du chapitre 3, il est difficile de généraliser les conditions d'apparition de la bimodalité. On peut alors se poser la question de la généralité de la bimodalité. Celle-ci n'est pas tout le temps observée, particulièrement sous la forme des distributions sélectionnées pour leur

symétrie.

Au final, si on voulait prendre en compte la directionnalité correctement, il faudrait d'abord identifier les mécanismes qui lui donnent naissance afin de les inclure dans un modèle de vagues. Hasselmann et al. [69] constatent que le caractéristiques des distributions directionnelles peuvent être ramenées aux grandeurs caractéristiques du pic (vitesse de phase, fréquence) selon qu'on étudie l'évolution de la distribution directionnelle en fonction du vent, ou de la fréquence :

$$M = M\left(\frac{U_{10}}{c_p}, \frac{f}{f_p}\right)$$

L'âge inverse des vagues peut être décomposé en

$$\frac{U_{10}}{c_p} = \frac{U_{10}}{c}\frac{c}{c_p} = \frac{U_{10}}{c}\left(\frac{f}{f_p}\right)^{-1}$$

où on voit que toute distribution directionnelle peut être paramétrée en fonction de U_{10}/c, associé aux mécanismes d'apport d'énergie par le vent, et f/f_p, associée aux interactions vagues-vagues non-linéaires. Les mesures de stéréo indiquent que le comportement en $k/k_p = (f/f_p)^2$ domine la forme des distributions directionnelles. En revanche, le comportement en $U_{10}/c = f/f_{PM}$ est indiqué par les mesures du chapitre 2 de l'intégrale de recouvrement. Il est probable que les états de mer enregistrés à Cascadia contiennent de la bimodalité directionnelle, auquel cas on peut supposer une dépendance secondaire en k/k_p de la distribution directionnelle à Cascadia, ce qui est très certainement l'origine de la dispersion des données de bruit. Le comportement en f/f_{PM} des données d'acoustique est fortement suggéré par le comportement universel du spectre de Holu (en fonction du vent). Il est à noter que les paramétrisations en f/f_p et U_{10}/c ne sont équivalentes que lorsque l'état de mer atteint un développement

complet, comme c'est le cas à Cascadia, auquel cas la correspondance entre vitesse du vent et fréquence pic des vagues est univoque, c'est-à-dire $f_p \to f_{PM} = 0.13g/U_{10}$. Il est intéressant par ailleurs de constater que l'extrapolation de l'intégrale de recouvrement mesurée par stéréo pour des vagues jeunes à un développement plus avancé ne contredit pas les mesures de Duennebier et al. (voir figure 5.1). D'autre part, comme cela a été discuté en conclusion du chapitre 2, la saturation de l'intégrale de recouvrement autour d'une valeur proche de sa valeur isotrope peut être causée ou bien par une distribution directionnelle quasi-isotrope ou bien par une distribution bimodale comme cela a été vérifié au chapitre 3.

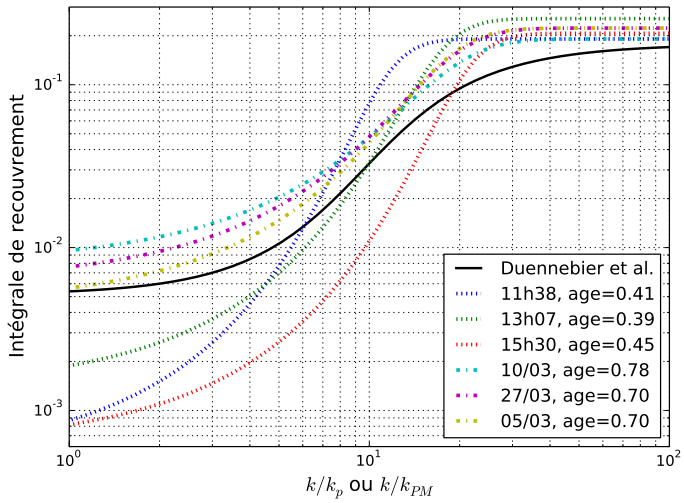

FIGURE 5.1 – Paramétrisations de l'intégrale de recouvrement dans le cas d'une mer développée.

5.3 Perspectives

Cette étude laisse la porte ouverte à de nombreuses investigations. Une des questions centrales est celle des conditions d'émergence de la bimodalité. Cette question pourra

certainement être clarifiée en analysant un ensemble de données ne présentant pas le même type de défauts que pour la campagne de Crimée 2013, de préférence sous forme d'évènements suivis dans le temps. Il faudrait pouvoir répondre à toutes sortes de questions notamment investiguer les origines de la bimodalité plus en détails : effets du vent, des courants (qui peuvent eux-même être mesurés par stéréo-vidéo), impact du fetch, de l'âge des vagues, du spectre des vagues dominantes, du déferlement des vagues dominantes etc ... Des efforts sont actuellement entrepris au laboratoire afin de permettre la mesure de stéréo-vidéo à bord de navires afin de couvrir plus de conditions météorologiques.

Ce n'est qu'à la lumière de ces éventuelles évidences expérimentales que les mécanismes intervenant dans la bimodalité en complément des interactions non-linéaires pourront être désignés. La bimodalité peut être le résultat d'un ou plusieurs phénomène eux-même bimodaux, ou bien celui d'une différence de directionnalité entre un phénomène de génération et un phénomène de dissipation. Parmi les phénomènes bimodaux, on peut citer les travaux de Lee [103] sur le transfert d'énergie du vent aux vagues, qui présenterait un maximum non pas dans la direction du vent, mais dans des directions obliques. Dans le deuxième cas, on peut également supposer qu'une dissipation accrue dans la direction des vagues dominantes est à l'origine des importants ratios des lobes observés ainsi que de la saturation du bruit acoustique. Banner et Phillips [19] expliquent l'origine d'un tel comportement associé à un mécanisme de déferlement incipient des vagues courtes. On pourrait de cette manière prendre en compte l'accroissement du taux de déferlement des vagues courtes sous l'effet des courants orbitaux des vagues longues. Tout est ensuite à trouver dans la directionnalité du phénomène. Après le choix des phénomènes, leur mise en équation suivrait et leur implémentation sous forme de termes sources.

L'obtention d'un comportement de l'intégrale de recouvrement sous la forme observée au chapitre 2 est également un point important. La bimodalité intervient-elle dans cette évaluation ? En particulier, le champ de vagues aux vents forts devient-il isotrope ou bien bimodal ? Il se pourrait que la bimodalité soit plus courante qu'on ne l'imagine actuellement, également pour les raisons qui font que certaines données de télédétection sont mal comprises en considérant le champ de vagues unimodal (voir Introduction notamment). Obtenir de meilleures formes pour l'intégrale de recouvrement permettra par ailleurs d'améliorer les prévisions de bruit sismo-acoustique.

À des fréquences plus élevées, une redirectionnalisation semble avoir lieu. Ce phénomène est observé à plusieurs reprises (voir figure 2.17 et 4.2). Il est connu que le spectre présente une redirectionnalisation à l'approche de la transition gravité-capillaire. Cette transition est anticipée par la forme du delta ratio d'Elfouhaily et al. [52]. Cette transition est ici observée au chapitre 2 (chute progressive de l'intégrale de recouvrement aux vents forts, voir figure 2.17, aux alentours de $f/f_{PM} \simeq 10$) ainsi qu'au chapitre 4 (autour de $f/f_{PM} \simeq 8$ au développement complet, voir figure 4.2), sans qu'on sache si ces deux phénomènes ont la même origine. Cette transition pourra en particulier être observée au moyen de caméras polarimétriques [185, 100] qui permettraient une meilleure résolution que celle actuellement atteinte.

Annexe A

Pression sous une vague monochromatique 1D

Soit un champ d'élévation de surface 1D :

$$\zeta\left(x,t\right) = a\cos\psi \tag{A.1}$$

où

$$\psi = kx - \sigma t$$

obéissant à la relation de dispersion

$$\sigma = \sqrt{gk}$$

On cherche à calculer la variation de pression engendrée par le passage de cette vague dans la colonne d'eau. La pression peut être calculée à partir du potentiel des vitesses

suivant la relation de Bernoulli [22] :

$$\frac{p}{\rho_0} = -\partial_t \phi - \frac{1}{2} \left| \boldsymbol{\nabla} \phi \right|^2$$

où sa composante hydrostatique ($-\rho_0 g z$) a été amputée à la pression, celle-ci étant stationnaire. Aux vitesses de propagation correspondant aux vagues, le fluide peut être considéré comme incompressible. La condition de non-divergence du flot qui en découle peut être traduite au niveau du potentiel des vitesses :

$$\boldsymbol{\nabla}^2 \phi = 0, \; z \leq \zeta \tag{A.2}$$

avec les conditions aux limites bien connues [22] :

$$\partial_t \zeta - \partial_z \phi = -\boldsymbol{\nabla} \phi \cdot \boldsymbol{\nabla} \zeta \quad z = \zeta \tag{A.3}$$

$$\partial_t \phi + g \zeta = -\tfrac{1}{2} \left(\boldsymbol{\nabla} \phi \right)^2 \quad z = \zeta \tag{A.4}$$

$$\phi \to 0 \qquad z \to -\infty \tag{A.5}$$

Les solutions de cette équation peuvent être approchées de manière analytique au moyen d'un développement perturbatif en puissances du paramètre de cambrure $\epsilon = ak$ [24] :

$$\zeta = \zeta_1 + \zeta_2 + ... \tag{A.6}$$

$$\phi = \phi_1 + \phi_2 + ... \tag{A.7}$$

$$p = p_1 + p_2 + ... \tag{A.8}$$

où $\zeta_n = \mathcal{O}(\epsilon^n)$ et de même pour les autres variables. A l'ordre ϵ^1, les équations vérifiées sont :

$$\boldsymbol{\nabla}^2\phi_1 = 0 \qquad z \leq 0 \tag{A.9}$$

$$\partial_t\zeta_1 - \partial_z\phi_1 = 0 \quad z = 0 \tag{A.10}$$

$$\partial_t\phi_1 + g\zeta_1 = 0 \quad z = 0 \tag{A.11}$$

$$\phi_1 \to 0 \qquad z \to -\infty \tag{A.12}$$

En supposant (A.1) pour la solution de premier ordre d'élévation de surface, on résout les équations pour le potentiel :

$$\phi_1(x,z,t) = \frac{a\sigma}{k}e^{kz}\sin\psi$$

A l'ordre ϵ^2, les équations vérifiées sont :

$$\boldsymbol{\nabla}^2\phi_2 = 0 \qquad z \leq 0 \tag{A.13}$$

$$\partial_t\zeta_2 - \partial_z\phi_2 = -\boldsymbol{\nabla}\phi_1\cdot\boldsymbol{\nabla}\zeta_1 + \zeta_1\partial_z^2\phi_1 \quad z = 0 \tag{A.14}$$

$$\partial_t\phi_2 + g\zeta_2 = -\tfrac{1}{2}\left(\boldsymbol{\nabla}\phi_1\right)^2 - \zeta_1\partial_{zt}^2\phi_1 \quad z = 0 \tag{A.15}$$

$$\phi_2 \to 0 \qquad z \to -\infty \tag{A.16}$$

et :

$$\phi_2(x,z,t) = -\frac{a^2\sigma}{2}e^{2kz}\sin 2\psi$$

Le champ de pression associé est alors :

$$p = p_1 + p_2 + \mathcal{O}\left(\epsilon^2\right) \tag{A.17}$$

$$p_1\left(x,z,t\right) = -\rho_0 \partial_t \phi_1 = \rho_0 g a \cos\psi e^{kz} \tag{A.18}$$

$$p_2\left(x,z,t\right) = -\rho_0 \partial_t \phi_2 - \frac{\rho_0}{2}\left(\boldsymbol{\nabla}\phi_1\right)^2 = -\rho_0 a^2 \sigma^2 \left(1+\cos 2\psi\right) e^{2kz} \tag{A.19}$$

Le résultat remarquable ici est la décroissance exponentielle de la pression de second ordre avec la profondeur.

Annexe B

Coefficients de réflexion

Dans cette annexe, les expressions des coefficients de réflexion intervenant dans la structure verticale du spectre tridimensionnel de pression secondaire, équation (2.4), sont explicitées. Bien que l'appellation de coefficient de réflexion puisse être discutée, les valeurs de ce coefficient de réflexion correspondent aux calculs effectués pour la transmission d'ondes acoustiques à une interface liquide/solide . L'avantage de cette notation est de fournir une interprétation simple de calculs qui peuvent devenir complexes. On commence par le cas le plus général, celui d'une croûte terrestre surplombée d'une couche de sédiments et de la couche d'eau de mer. Cet exemple est illustré en figure B.1. L'eau de mer est caractérisé par sa masse volumique ρ_0, la vitesse du son dans l'eau c_0, les sédiments et la croûte par leurs masses volumiques $\rho^{(\prime)}$ainsi que par les vitesses d'ondes de compression $\alpha^{(\prime)}$ et de cisaillement $\beta^{(\prime)}$.

Le coefficient de réflexion R défini par l'expression (2.4) est :

$$R\left(K,\omega_s\right) = -\frac{e^{lH}D_{12}}{e^{-lH}D_{11}} \tag{B.1}$$

où D_{ij} est la déterminant de la matrice B.1 amputée de sa ligne i et de sa colonne j (le

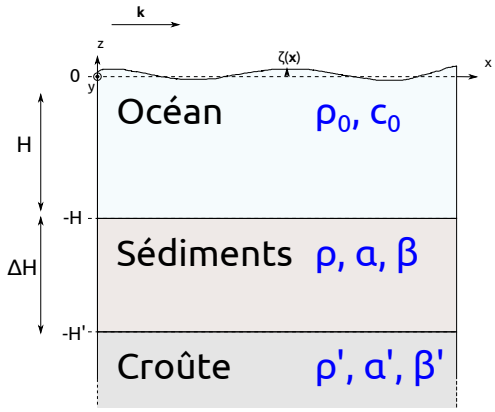

FIGURE B.1 – Configuration en géométrie plane étudiée et grandeurs caractéristiques.

premier indice portant le numéro 1) et

$$l = \sqrt{K^2 - \frac{\omega_s^2}{c_0^2}} \quad m = \sqrt{K^2 - \frac{\omega_s^2}{\alpha^2}} \quad n = \sqrt{K^2 - \frac{\omega_s^2}{\beta^2}}$$

$$m' = \sqrt{K^2 - \frac{\omega_s^2}{\alpha'^2}} \qquad n' = \sqrt{K^2 - \frac{\omega_s^2}{\beta'^2}}$$

$$r = \omega_s^2 - 2K^2\beta^2 \qquad r' = \omega_s^2 - 2K^2\beta'^2$$

La matrice M_3 est obtenue au cours de la résolution du problème de propagation des ondes sismo-acoustiques avec conditions aux limites, d'une manière analogue à Ardhuin et al. 2013 [8]. Dans le cas où le modèle de Terre considéré n'est constitué que d'une couche semi-infinie (ρ, α et β), la matrice M_2 se réduit à la matrice carrée constituée des 4 premières lignes et colonnes de la matrice M_3. On se trouve alors dans le cas

$$M_3 = \begin{bmatrix} -i\omega_s & -i\omega_s & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ le^{-lH} & -le^{lH} & i\omega_s m & -\omega_s K & -i\omega_s m & -\omega_s K & 0 & 0 \\ -i\omega_s \rho_0 e^{-lH} & -i\omega_s \rho_0 e^{lH} & \rho r & -2iKn\rho\beta^2 & \rho r & 2iKn\rho\beta^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -2iKm\rho\beta^2 & -\rho r & 2iKm\rho\beta^2 & -\rho r & 0 & 0 \\ 0 & 0 & me^{-m\Delta H} & iKe^{-n\Delta H} & -me^{m\Delta H} & iKe^{n\Delta H} & -m' & -iK \\ 0 & 0 & -\rho re^{-m\Delta H} & 2iKn\rho\beta^2 e^{-n\Delta H} & -\rho re^{m\Delta H} & -2iKn\rho\beta^2 e^{n\Delta H} & \rho' r' & -2iKn'\rho'\beta'^2 \\ 0 & 0 & 2iKm\rho\beta^2 e^{-m\Delta H} & \rho re^{-n\Delta H} & -2iKm\rho\beta^2 e^{m\Delta H} & \rho re^{n\Delta H} & -2iKm'\rho'\beta'^2 & \rho' r' \\ 0 & 0 & iKe^{-m\Delta H} & -ne^{-n\Delta H} & iKe^{m\Delta H} & ne^{n\Delta H} & -iK & n' \end{bmatrix}$$

TABLE B.1 – Matrice de transfert du système eau-sédiments-croute.

envisagé par Ardhuin et Herbers [7] et Guralnik et al. [65]. On obtient alors :

$$R = \frac{M-1}{M+1}$$

où

$$M = \frac{\rho l \left(r^2 - 4K^2\beta^4 mn\right)}{\rho_0 m \omega_s^4}$$

On peut vérifier que cette valeur de R est égale au ratio ir'/q' de Ardhuin et Herbers [7] (en remarquant au passage la différence de convention pour le nombre d'onde vertical). L'expression ainsi obtenue est consistente avec l'expression du coefficient de réflexion de Guralnik et al. [65] (équation (53)), et correspond à l'expression plus générale donnée par Brekhovskikh et Lysanov [35]. La cohérence avec Ardhuin et Herbers [7] peut être vérifiée au niveau de la fonction de transfert de la pression de surface vers le déplacement de la croûte, entre l'équation du manuscrit ici présent et leurs équations (4.25) et (4.26). Enfin, lorsque le fond est totalement réfléchissant, la matrice carrée associée M_1 n'est constituée que des 2 premières lignes et colonnes de la matrice M_3. On peut alors vérifier que $R = 1$. Ceci est notamment vrai lorsque la vitesse verticale dans l'eau s'annule en $z = -H$. On retrouve alors les résultats de la théorie linéaire des vagues [156]. Enfin $R = 0$ correspond au cas sans fond.

Bibliographie

[1] 2-minute gridded global relief data (etopo2v2), 2006.

[2] Abramovici, F. Diagnostic diagrams and transfer functions for oceanic waveguides. *Bull. Seismol. Soc. Am. 58*, 1 (1968), 427–456.

[3] Alpers, W., Ross, D. B., and Rufenard, C. L. On the dectability of ocean surface waves by real and synthetic aperture radar. *J Geophys. Res. 86*, C7 (1981), 6481–6498.

[4] Alves, J. H. G. M., and Banner, M. L. Performance of a saturation-based dissipation-rate source term in modeling the fetch-limited evolution of wind waves. *J. Phys. Oceanogr. 33*, 6 (Jun 2003), 1274–1298.

[5] Andrews, D. G., and Mcintyre, M. E. An exact theory of nonlinear waves on a lagrangian-mean flow. *J. Fluid Mech. 89*, 04 (Dec 1978), 609.

[6] Appel, W. *Mathematics for Physics and Physicists*. Princeton University Press, 2007.

[7] Ardhuin, F., and Herbers, T. H. C. Noise generation in the solid earth, oceans and atmosphere, from nonlinear interacting surface gravity waves in finite depth. *J. Fluid Mech. 716* (Jan 2013), 316–348.

[8] Ardhuin, F., Lavanant, T., Obrebski, M., Marié, L., Royer, J.-Y., d´ Eu, J.-F., Howe, B. M., Lukas, R., and Aucan, J. A numerical model for ocean ultra-low frequency noise : Wave-generated acoustic-gravity and Rayleigh modes. *J. Acous. Soc. Am. 134*, 4 (2013), 3242–3260.

[9] Ardhuin, F., Marié, L., Rascle, N., Forget, P., and Roland, A. Observation and estimation of lagrangian, stokes, and Eulerian currents induced by wind and waves at the sea surface. *J. Phys. Oceanogr. 39*, 11 (Nov 2009), 2820–2838.

[10] Ardhuin, F., Rogers, E., Babanin, A. V., Filipot, J.-F., Magne, R., Roland, A., van der Westhuysen, A., Queffeulou, P., Lefevre, J.-M., Aouf, L., and Collard, F. Semiempirical dissipation source functions for ocean waves. part i : Definition, calibration, and validation. *J. Phys. Oceanogr. 40*, 9 (Sep 2010), 1917–1941.

[11] Ardhuin, F., and Roland, A. Coastal wave reflection, directional spread, and seismoacoustic noise sources. *J. Geophys. Res. 117* (2012).

[12] Ardhuin, F., Stutzmann, E., Schimmel, M., and Mangeney, A. Ocean wave sources of seismic noise. *J. Geophys. Res. 116*, C9 (2011).

[13] Ardhuin, F., Viroulet, S., Filipot, J.-F., Benetazzo, A., Dulov, V., and Fedele, F. Measurement of directional wave spectra using a wave acquisition stereo system : a pilot experiment. In *Celebrating the 30th anniversary of the oceanographic platform in Kaciveli - results and perspectives* (2010), Marine Hydrophysics Institute, Sebastopol, Ukraine, pp. 252–258.

[14] Aubourg, Q., and Mordant, N. Nonlocal resonances in weak turbulence of gravity-capillary waves. *Phys. Rev. Lett. 114*, 14 (Apr 2015).

[15] Badulin, S., and Zakharov, V. E. Ocean swell within the kinetic equation for water waves. *Nonlin. Proc. Geophys. 24*, 2 (2017), 237–253.

[16] Badulin, S. I., Pushkarev, A. N., Resio, D., and Zakharov, V. E. Self-similarity of wind-driven seas. *Nonlin. Processes Geophys. 12*, 6 (2005), 891–945.

[17] Banner, M. L., Gemmrich, J. R., and Farmer, D. M. Multiscale measurements of ocean wave breaking probability. *J. Phys. Oceanogr. 32* (2002), 3364–374.

[18] Banner, M. L., Jones, I. S. F., and Trinder, J. C. Wavenumber spectra of short gravity waves. *J. Fluid Mech. 198* (Jan 1989), 321.

[19] Banner, M. L., and Phillips, O. M. On the incipient breaking of small scale waves. *J. Fluid Mech. 65*, 04 (Oct 1974), 647.

[20] Banner, M. L., and Young, I. R. Modeling spectral dissipation in the evolution of wind waves. part i : Assessment of existing model performance. *J. Phys. Oceanogr. 24*, 7 (Jul 1994), 1550–1571.

[21] Barber, N. F. Finding the direction of travel of sea waves. *Nature 174*, 4440 (dec 1954), 1048–1050.

[22] Batchelor, G. K. *Introduction to Fluid Mechanics*. Cambridge University Press, 2000.

[23] Belcher, S. E., and Vassilicos, J. C. Breaking waves and the equilibrium range of wind-wave spectra. *J. Fluid Mech. 342* (1997), 377–401.

[24] Bellman, R. *Perturbation Techniques in Mathematics, Physics and Engineering*. Holt, Rinehart and Winston, Inc., 1964.

[25] Benetazzo, A. Measurements of short water waves using stereo matched image sequences. *Coast. Eng. 53*, 12 (Dec 2006), 1013–1032.

[26] Benetazzo, A., Barbariol, F., Bergamasco, F., Carniel, S., and S., M. Space-time extreme wind waves : Analysis and prediction of shape and height. *Ocean Modelling 113* (May 2017), 201–216.

[27] Benetazzo, A., Barbariol, F., Bergamasco, F., Torsello, A., Carniel, S., and Sclavo, M. Observation of extreme sea waves in a space–time ensemble. *J. Phys. Oceanogr. 45*, 9 (sep 2015), 2261–2275.

[28] Benetazzo, A., Fedele, F., Gallego, G., Shih, P.-C., and Yezzi, A. Offshore stereo measurements of gravity waves. *Coast. Eng. 64* (jun 2012), 127–138.

[29] Berger, J., Davis, P., and Ekström, G. Ambient earth noise : A survey of the global seismographic network. *J. Geophys. Res. : Solid Earth 109*, B11 (Nov 2004), n/a–n/a.

[30] Bernard, P. Relation entre la houle sur la côte nord du Maroc et l'agitation microséismique en Europe occidentale. *C. R. Acad. Sci. Paris 205* (1937), 163–165.

[31] Bernard, P. Sur certaines propriétés de la houle étudiées à l'aide des enregistrements seismographiques. *Bull. Inst. Oceanogr. Monaco* (1941).

[32] Bidlot, J., Janssen, P., and Abdalla, S. A revised formulation for ocean wave dissipation in CY25R1. Tech. Rep. Memorandum R60.9/JB/0516, Research Department, ECMWF, Reading, U. K., 2005.

[33] Bidlot, J.-R., Li, J.-G., Fauchon, M., Chen, H., Lefèvre, J.-M., Bruns, T., Greenslade, D., Ardhuin, F., Kohno, N., Park, S., and Gomez, M. Inter-comparison of operational wave forecasting systems. In *10th International*

Workshop on Wave Hindcasting and Forecasting and Coastal Hazard Symposium (2007).

[34] Brekhovskikh, L. M. Underwater sound waves generated by surface waves in the ocean. *Izv. Acad. Sci. USSR Atmos. Oceanic Phys. 2* (1966), 970–980.

[35] Brekhovskikh, L. M., and Lysanov, Y. P. *Fundamentals of Ocean Acoustics.* Springer, 2003.

[36] Bréon, F. M., and Henriot, N. Spaceborne observations of ocean glint reflectance and modeling of wave slope distributions. *J. Geophys. Res. 111*, C6 (2006).

[37] Bretherton, F. P., and Garrett, C. J. R. Wavetrains in inhomogeneous moving media. *Proc. R. Soc. A 302*, 1471 (Jan 1968), 529–554.

[38] Bromirski, P. D., Duennebier, F. K., and Stephen, R. A. Mid-ocean microseisms. *Geochem. Geophys. Geosyst. 6*, 4 (Apr 2005), Q04009.

[39] Cartwright, D. E., and Longuet-Higgins, M. S. The statistical distribution of the maxima of a random function. *Proc. R. Soc. A 237*, 1209 (Oct 1956), 212–232.

[40] Cato, D. H. Sound generation in the vicinity of the sea surface : Source mechanisms and the coupling to the received sound field. *J. Acous. Soc. Am. 89*, 3 (1991), 1076.

[41] Cato, D. H. Theoretical and measured underwater noise from surface wave orbital motion. *J. Acous. Soc. Am. 89*, 3 (1991), 1096.

[42] Chapron, B., Kerbaol, V., Vandemark, D., and Elfouhaily, T. Importance of peakedness in sea surface slope measurements and applications. *J. Geophys. Res. 105*, C7 (2000), 17195.

[43] Charnock, H. Wind stress on a water surface. *Q. J. R. Meteorol. Soc. 81* (1955), 639–640.

[44] Chase, J. *The directional spectrum of a wind generated sea as determined from data obtained by the Stereo Wave Observation Project / by Joseph Chase ... [et al.].* Smithsonian Institution, 1957.

[45] Cooper, R. I. B., and Longuet-Higgins, M. S. An experimental study of the pressure variations in standing water waves. *Proc. R. Soc. A 206*, 1086 (May 1951), 424–435.

[46] Cox, C., and Munk, W. Measurement of the roughness of the sea surface from photographs of the sun s glitter. *J. Opt. Soc. Am. A 44*, 11 (1954), 838.

[47] Cox, C. S., and Jacobs, D. C. Cartesian diver observations of double frequency pressure fluctuations in the upper levels of the ocean. *Geophys. Res. Lett. 16*, 8 (Aug 1989), 807–810.

[48] Deane, G. B., and Stokes, M. D. Model calculations of the underwater noise of breaking waves and comparison with experiment. *J. Acous. Soc. Am. 127*, 6 (2010), 3394.

[49] DeLeonibus, P. S., Simpson, L. S., and Mattie, M. G. Equilibrium range in wave spectra observed at an open-ocean tower. *J. Geophys. Res. 79*, 21 (1974), 3041–3053.

[50] Donelan, M. A., Hamilton, J., and Hui, W. H. Directional spectra of wind-generated waves. *Philos. Trans. Royal Soc. A 315*, 1534 (Sep 1985), 509 ?562.

[51] Duennebier, F. K., Lukas, R., Nosal, E.-M., Aucan, J., and Weller, R. A. Wind, waves, and acoustic background levels at station aloha. *J. Geophys. Res. 117*, C3 (2012).

[52] Elfouhaily, T., Chapron, B., Katsaros, K., and Vandemark, D. A unified directional spectrum for long and short wind-driven waves. *J. Geophys. Res. 102*, C7 (1997), 15781.

[53] Ewans, K. C. Observations of the directional spectrum of fetch-limited waves. *J. Phys. Oceanogr. 28*, 3 (Mar 1998), 495–512.

[54] Farmer, D. M., and Lemon, D. D. The influence of bubbles on ambient noise in the ocean at high wind speeds. *J. Phys. Oceanogr. 14*, 11 (Nov 1984), 1762–1778.

[55] Farrell, W. E., and Munk, W. What do deep sea pressure fluctuations tell about short surface waves ? *Geophys. Res. Lett. 35*, 19 (2008).

[56] Farrell, W. E., and Munk, W. Booms and busts in the deep. *J. Phys. Oceanogr. 40*, 9 (Sep 2010), 2159–2169.

[57] Farrell, W. E., and Munk, W. Surface gravity waves and their acoustic signatures, 1-30 hz, on the mid-pacific sea floor. *J. Acous. Soc. Am. 134*, 4 (2013), 3134.

[58] Fieux, M. *L´Océan Planétaire*. Les presses de l'ENSTA, 2010.

[59] Forristall, G. Z. Measurements of a saturated range in ocean wave spectra. *J. Geophys. Res. 86*, C9 (1981), 8075.

[60] Gagnaire-Renou, E., Benoit, M., and Forget, P. Ocean wave spectrum properties as derived from quasi-exact computations of nonlinear wave-wave interactions. *J. Geophys. Res. 115*, C12 (dec 2010).

[61] Gain, L. La prédiction des houles au Maroc. *Annales Hydrographiques* (1918), 65–75.

[62] Gelci, R., Cazalé, H., and Vassal, J. Prévision de la houle. la méthode des densités spectroangulaires. *Bulletin d'information du Comité d'Océanographie et d'étude des côtes 9* (1957), 416–435.

[63] Gimbert, F., and Tsai, V. C. Predicting short-period, wind-wave-generated seismic noise in coastal regions. *Earth Planet. Sci. Lett. 426* (Sep 2015), 280–292.

[64] Gualtieri, L., Stutzmann, E., Farra, V., Capdeville, Y., Schimmel, M., Ardhuin, F., and Morelli, A. Modelling the ocean site effect on seismic noise body waves. *Geophys. J. Int. 197*, 2 (May 2014), 1096–1106.

[65] Guralnik, Z., Bourdelais, J., Zabalgogeazcoa, X., and Farrell, W. E. Wave-wave interactions and deep ocean acoustics. *J. Acous. Soc. Am. 134*, 4 (2013), 3161.

[66] Hansen, C., Katsaros, K. B., Kitaigorodskii, S. A., and Larsen, S. E. The dissipation range of wind-wave spectra observed on a lake. *J. Phys. Oceanogr. 20*, 9 (1990), 1264–1277.

[67] Hara, T., and Belcher, S. E. Wind profile and drag coefficient over mature ocean surface wave spectra. *J. Phys. Oceanogr. 34*, 11 (Nov 2004), 2345–2358.

[68] Hara, T., Bock, E. J., and Donelan, M. Frequency-wavenumber spectrum of wind-generated gravity-capillary waves. *J. Geophys. Res. 102*, C1 (jan 1997), 1061–1072.

[69] Hasselmann, D. E., Dunckel, M., and Ewing, J. A. Directional wave spectra observed during JONSWAP 1973. *J. Phys. Oceanogr. 10*, 8 (aug 1980), 1264–1280.

[70] Hasselmann, K. On the non-linear energy transfer in a gravity-wave spectrum part 1. general theory. *J. Fluid Mech. 12*, 04 (Apr 1962), 481.

[71] Hasselmann, K. A statistical analysis of the generation of microseisms. *Rev. Geophys. 1*, 2 (1963), 177.

[72] Hasselmann, K., Barnett, T. P., Bouws, E., Carlson, H., Cartwright, D. E., Enke, K., Ewing, J. A., Gienapp, H., Hasselmann, D. E., Kruseman, P., Meerburg, A., MÃŒller, P., Olbers, D. J., Richter, K., Sell, W., and Walden, H. Measurements of wind-wave growth and swell decay during the joint north sea wave project. *Deut. Hydrogr. Z. 8* (1973), 1–95.

[73] Hasselmann, S., Hasselmann, K., Allender, J. H., and Barnett, T. P. Computations and parameterizations of the nonlinear energy transfer in a gravity-wave specturm. part ii : Parameterizations of the nonlinear energy transfer for application in wave models. *J. Phys. Oceanogr. 15*, 11 (Nov 1985), 1378–1391.

[74] Heron, M., Skirving, W., and Michael, K. Short-wave ocean wave slope models for use in remote sensing data analysis. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing 44*, 7 (jul 2006), 1962–1973.

[75] Hillers, G., Graham, N., Campillo, M., Kedar, S., Landès, M., and Shapiro, N. Global oceanic microseism sources as seen by seismic arrays and predicted by wave action models. *Geochem. Geophys. Geosyst. 13*, 1 (Jan 2012).

[76] Hisaki, Y. Directional distribution of the short wave estimated from HF ocean radars. *J. Geophys. Res. 112*, C10 (oct 2007).

[77] Holthuijsen, L. H. Observations of the directional distribution of ocean-wave energy in fetch-limited conditions. *J. Phys. Oceanogr. 13*, 2 (feb 1983), 191–207.

[78] Hughes, B. Estimates of underwater sound (and infrasound) produced by non-linearly interacting ocean waves. *J. Acous. Soc. Am. 60*, 5 (1976), 1032.

[79] Hwang, P. A., and Wang, D. W. Directional distributions and mean square slopes in the equilibrium and saturation ranges of the wave spectrum. *J. Phys. Oceanogr. 31*, 5 (May 2001), 1346–1360.

[80] Hwang, P. A., Wang, D. W., Walsh, E. J., Krabill, W. B., and Swift, R. N. Airborne measurements of the wavenumber spectra of ocean surface waves. part ii : Directional distribution. *J. Phys. Oceanogr. 30* (1999).

[81] Jackson, F. C., Walton, W. T., and Peng, C. Y. A comparison of in situ and airborne radar observations of ocean wave directionality. *J. Geophys. Res. 90*, C1 (1985), 1005.

[82] Janssen, P. A. E. M. *The Interaction of Ocean Waves and Wind*. Cambridge University Press, 2009.

[83] Janssen, P. A. E. M. On some consequences of the canonical transformation in the hamiltonian theory of water waves. *J. Fluid Mech. 637* (Sep 2009), 1.

[84] Jeffreys, H. On the formation of water waves by wind. *Roy. Soc. Proc. A 107*, 4 (1924), 189–206.

[85] Joseps, D., Funada, T., and Wang, J. *Potential flows of viscous and viscoelastic fluids*. Cambridge University Press, 2008.

[86] Kedar, S., Longuet-Higgins, M., Webb, F., Graham, N., Clayton, R., and Jones, C. The origin of deep ocean microseisms in the north atlantic ocean. *Proc. R. Soc. A 464*, 2091 (Mar 2008), 777–793.

[87] Kenyon, K. E. Stokes drift for random gravity waves. *J. Geophys. Res. 74*, 28 (dec 1969), 6991–6994.

[88] Kibblewhite, A. C., and Wu, C. Y. The theoretical description of wave-wave interactions as a noise source in the ocean. *J. Acous. Soc. Am. 89*, 5 (1991), 2241–2252.

[89] Kibblewhite, A. C., and Wu, C. Y. *Wave Interactions as a Seismo-acoustic Source*. Springer-Verlag Berlin And Heidelberg Gmbh & Co. K, 1996.

[90] Kitaigordskii, S. A., Krasitskii, V. P., and Zaslavskii, M. M. On phillips theory of equilibrium range in the spectra of wind-generated gravity waves. *J. Phys. Oceanogr. 5*, 3 (Jul 1975), 410 ?420.

[91] Kitaigorodskii, S. A. On the theory of the equilibrium range in the spectrum of wind-generated gravity waves. *J. Phys. Oceanogr. 13*, 5 (may 1983), 816–827.

[92] Kitaigorodskii, S. A. A general explanation of the quasi-universal form of the spectra of wind-generated gravity waves at different stages of their development. *APL technical digest 8* (1987), 11–14.

[93] Klebba, A. Details of shore-based wave recorder and ocean wave analyzer. *Ann. N. Y. Acad. Sci. 51*, 3 (1949), 533–544.

[94] Komen, G. J., Cavaleri, L., Donelan, M., Haseelmann, K., Hasselmann, S., and Janssen, P. A. E. M. *Dynamics and Modelling of ocean waves*. Cambridge University Press, 1994.

[95] Korotkevich, A., Pushkarev, A., Resio, D., and Zakharov, V. Numerical verification of the weak turbulent model for swell evolution. *Eur. J. Mech. B/Fluids 27*, 4 (Jul 2008), 361–387.

[96] Kosnik, M. V., and Dulov, V. A. Extraction of short wind wave spectra from stereo images of the sea surface. *Meas. Sci. Technol. 22*, 1 (dec 2010), 015504.

[97] Krogstad, H. E., and Trulsen, K. Interpretations and observations of ocean wave spectra. *Ocean Dynam. 60*, 4 (May 2010), 973–991.

[98] Kudryavtsev, V., Akimov, D., Johannessen, J., and Chapron, B. On radar imaging of current features : 1. model and comparison with observations. *J. Geophys. Res. 110*, C7 (2005).

[99] Kudryavtsev, V., and Johannessen, J. On effect of wave breaking on short wind waves. *Geophys. Res. Lett. 31*, 20 (2004).

[100] Laxague, N. J. M., Haus, B. K., D., B., and T., O. Spectral characterization of fine-scale wind waves using shipboard optical polarimetry. *J. Geophys. Res. 120* (2015).

[101] Leckler, F. *Observation et Modélisation du déferlement des vagues*. PhD thesis, Université de Bretagne Occidentale, 2014.

[102] Leckler, F., Ardhuin, F., Peureux, C., Benetazzo, A., Bergamasco, F., and Dulov, V. Analysis and interpretation of frequency-wavenumber spectra of young wind waves. *J. Phys. Oceanogr. 45*, 10 (Oct 2015), 2484–2496.

[103] Lee, S. S. Nonlinear interaction of wind-driven oblique surface waves and parametric growth of lower frequency modes. *J. Fluid Mech. 707* (Jul 2012), 150–190.

[104] Lenain, L., and Melville, W. K. Measurements of the directional spectrum across the equilibrium saturation ranges of wind-generated surface waves. *J. Phys. Oceanogr. 47*, 8 (2017), 2123–2138.

[105] Leykin, I. A., and Rozenberg, A. D. Sea-tower measurements of wind-wave spectra in the caspian sea. *J. Phys. Oceanogr. 14*, 1 (1984), 168–176.

[106] Lighthill, M. J. On sound generated aerodynamically. i. general theory. *Proc. R. Soc. A 211*, 1107 (Mar 1952), 564–587.

[107] Liu, P. On the slope of the equilibrium range in the frequency spectrum of wind waves. 5017–5023.

[108] Lloyd, S. P. Underwater sound from surface waves according to the lighthill-ribner theory. *J. Acous. Soc. Am. 69*, 2 (1981), 425.

[109] Loewen, M. R., and Melville, W. K. A model of the sound generated by breaking waves. *J. Acoust. Soc. Am. 90*, 4 (1991), 2075.

[110] Long, C. E., and Resio, D. T. Wind wave spectral observations in currituck sound, north carolina. *J. Geophys. Res. 112*, C5 (2007).

[111] Longuet-Higgins, M. S. A theory of the origin of microseisms. *Philos. Trans. Royal Soc. A 243*, 857 (Sep 1950), 1–35.

[112] Longuet-Higgins, M. S. The statistical analysis of a random, moving surface. *Philos. Trans. Royal Soc. A 249*, 966 (Feb 1957), 321–387.

[113] Longuet-Higgins, M. S. The effect of non-linearities on statistical distributions in the theory of sea waves. *J. Fluid Mech. 17*, 03 (Nov 1963), 459.

[114] Longuet-Higgins, M. S., Cartwright, D. E., and Smith, N. D. Observations of the directionnal spectrum of sea waves using the motions of a floating buoy. In *Ocean Wave Spectra* (1963), Prentice-Hall, Ed., pp. 111–136.

[115] Longuet-Higgins, M. S., and Stewart, R. W. The changes in amplitude of short gravity waves on steady non-uniform currents. *J. Fluid Mech. 10*, 04 (Jun 1961), 529.

[116] Lygre, A., and Krogstad, H. E. Maximum entropy estimation of the directional distribution in ocean wave spectra. *J. Phys. Oceanogr. 16*, 12 (dec 1986), 2052–2060.

[117] Makin, V. K., Kudryavtsev, V. N., and Mastenbroek, C. Drag of the sea surface. *Boundary Layer Meteorol. 73*, 1-2 (1995), 159–182.

[118] Mardia, K. V. *Statistics of directional data.* 1972.

[119] McCreery, C. S. Correlation of deep ocean noise (0.4-30 hz) with wind, and the holu spectrum - a worldwide constant. *J. Acous. Soc. Am. 93*, 5 (1993), 2639.

[120] Miche, A. Mouvements ondulatoires de la mer en profondeur croissante ou décroissante. première partie. mouvements ondulatoires périodiques et cylindriques en profondeur constante. *Annales des Ponts et Chaussées 114* (1944), 42–78.

[121] Miles, J. W. On the generation of surface waves by shear flows. *J. Fluid Mech. 3* (1957), 185–204.

[122] Mitsuyasu, H., Tasai, F., Suhara, T., Mizuno, S., Ohkusu, M., Honda, T., and Rikiishi, K. Observations of the directional spectrum of ocean waves using a cloverleaf buoy. *J. Phys. Oceanogr. 5*, 4 (oct 1975), 750–760.

[123] Munk, W. An inconvenient sea truth : Spread, steepness, and skewness of surface slopes. *Annu. Rev. Marine. Sci. 1*, 1 (Jan 2009), 377 ?415.

[124] Munk, W. H. Origin and generation of waves. In *Proceedings 1st International Conference on Coastal Engineering* (1950), pp. 1–4.

[125] Nan, Q. L., Prosperetti, A., and Yoon, S. W. Underwater noise emissions from bubble clouds. *IEEE J. Oceanic Eng. 15*, 4 (1990), 275–281.

[126] Neale, J., Harmon, N., and Srokosz, M. Source regions and reflection of infragravity waves offshore of u.s. ?s pacific northwest. *J. Geophys. Res. : Oceans 120*, 9 (Sep 2015), 6474–6491.

[127] Obrebski, M. J., Ardhuin, F., Stutzmann, E., and Schimmel, M. How moderate sea states can generate loud seismic noise in the deep ocean. *Geophys. Res. Lett. 39*, 11 (Jun 2012).

[128] Peterson, J. Observations and modelling of seismic background noise. Tech. rep., US Department of Interior Geological Survey, 1993.

[129] Peureux, C., and Ardhuin, F. Ocean bottom pressure records from the cascadia array and short surface gravity waves. *J. Geophys. Res. Oceans 121*, 5 (may 2016), 2862–2873.

[130] Peureux, C., Ardhuin, F., and Royer, J.-Y. Near field ocean surface waves acoustic radiation observation and modeling. In *EGU General Assembly Conference Abstracts* (2017), vol. 19.

[131] Peureux, C., Benetazzo, A., and Ardhuin, F. Note on the directional properties of meter-scale gravity waves. *Ocean Science Discussions 2017* (2017), 1–18.

[132] Phillips, O. M. The equilibrium range in the spectrum of wind-generated waves. *J. Fluid Mech. 4*, 04 (Aug 1958), 426.

[133] Phillips, O. M. On some properties of the spectrum of wind-generated ocean waves. *J. Mar. Res. 16* (1958), 231–240.

[134] Phillips, O. M. *The Dynamics of the Upper Ocean*. Cambridge University Press, 1980.

[135] Phillips, O. M. Spectral and statistical properties of the equilibrium range in wind-generated gravity waves. *J. Fluid Mech. 156* (Jul 1985), 505–531.

[136] Pierson, W. J., and Moskowitz, L. A proposed spectral form for fully developed wind seas based on the similarity theory of s. a. kitaigorodskii. *J. Geophys. Res. 69*, 24 (Dec 1964), 5181–5190.

[137] Pierson, W. J., Neumann, G., and James, R. W. *Practical methods for observing and forecasting ocean waves by means of wave spectra and statistics*. U. S. Hydrographic Office, 1955.

[138] Plant, W. J., and Keller, W. C. The two-scale radar wave probe and SAR imagery of the ocean. 9776–9784.

[139] Rascle, N., and Ardhuin, F. Drift and mixing under the ocean surface revisited : Stratified conditions and model-data comparisons. *J. Geophys. Res. 114*, C2 (feb 2009).

[140] Rascle, N., and Ardhuin, F. A global wave parameter database for geophysical applications. part 2 : Model validation with improved source term parameterization. *Ocean Modell. 70* (Oct 2013), 174–188.

[141] Rawat, A., Ardhuin, F., Ballu, V., Crawford, W., Corela, C., and Aucan, J. Infragravity waves across the oceans. *Geophys. Res. Lett. 41*, 22 (Nov 2014), 7957–7963.

[142] Rayleigh, L. On waves propagated along the plane surface of an elastic solid. *Proc. London Mat. Soc.* (Nov 1885).

[143] Renzi, E., and Dias, F. Hydro-acoustic precursors of gravity waves generated by surface pressure disturbances localised in space and time. *J. Fluid Mech. 754* (Jul 2014), 250–262.

[144] Resio, D., and Perrie, W. Implications of an f -4 equilibrium range for wind-generated waves. *J. Phys. Oceanogr. 19*, 2 (feb 1989), 193–204.

[145] Resio, D., and Perrie, W. A numerical study of nonlinear energy fluxes due to wave-wave interactions part 1. methodology and basic results. *J. Fluid Mech. 223*, -1 (feb 1991), 603.

[146] Resio, D. T. Equilibrium-range constant in wind-generated wave spectra. *J. Geophys. Res. 109*, C1 (2004).

[147] Resio, D. T., Long, C. E., and Perrie, W. The role of nonlinear momentum fluxes on the evolution of directional wind-wave spectra. *J. Phys. Oceanogr. 41*, 4 (Apr 2011), 781–801.

[148] Rice, S. O. Mathematical analysis of random noise. *Bell Syst. Tech. J. 23*, 3 (Jul 1944), 282 ?332.

[149] Romero, L., and Melville, W. K. Airborne observations of fetch-limited waves in the gulf of tehuantepec. *J. Phys. Oceanogr. 40*, 3 (Mar 2010), 441–465.

[150] Schumacher, A. Stereophotogrammetrische Wellenaufnahmen. Wiss. Ergeb. Dtsch. Atlant. Exped. Forschungs Vermessung. Meteor 1925-1927. Tech. rep., 1939.

[151] Schumacher, A. Stereophotogrammetrische wellenaufnahmen mit schneller bildfolge. *Dtsch. Hydrogr. Z. 3* (1950), 78–82.

[152] Schumacher, A. Results of exact wave measurements (by stereophotogrammetry) with special reference to more recent theoretical investigations. In *Proc. NBS Semicentennial Symp. on Gravity Waves* (1952), NBS.

[153] Senet, C., Seemann, J., and Ziemer, F. The near-surface current velocity determined from image sequences of the sea surface. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing 39*, 3 (mar 2001), 492–505.

[154] Simanesew, A., Krogstad, H. E., Trulsen, K., and Borge, J. C. N. Development of frequency-dependent ocean wave directional distributions. *Appl. Ocean Res. 59* (sep 2016), 304–312.

[155] Stewart, R. W. The air-sea momentum exchange. *Bound.-Layer Meteor. 6*, 1 (Mar 1974), 151–167.

[156] Stokes, G. G. *Mathematical and Physical Papers*, vol. 1. Cambridge University Press, 1880.

[157] Stoneley, R. The effect of the ocean on Rayleigh waves. *Geophys. J. Int. 1* (Jun 1926), 349–356.

[158] Stopa, J. E., Ardhuin, F., Babanin, A., and Zieger, S. Comparison and validation of physical wave parameterizations in spectral wave models. *Ocean Modelling 103* (2016), 2 – 17. Waves and coastal, regional and global processes.

[159] Stutzmann, E. Geoscope station noise levels. *Bull. Seismol. Soc. Am. 90*, 3 (Jun 2000), 690–701.

[160] Stutzmann, E., Ardhuin, F., Schimmel, M., Mangeney, A., and Patau, G. Modelling long-term seismic noise in various environments. *Geophys. J. Int. 191*, 2 (Sep 2012), 707–722.

[161] Sumy, D. F., Lodewyk, J. A., Woodward, R. L., and Evers, B. Ocean-bottom seismograph performance during the cascadia initiative. *Seismol. Res. Lett. 86*, 5 (Aug 2015), 1238–1246.

[162] Sverdrup, H. U., and Munk, W. H. Wind, sea and swell : Theory of relations for forecasting. Tech. rep., U. S. Hydrograhpic Office, 1947.

[163] Tayfun, M. A. Narrow-band nonlinear sea waves. *J. Geophys. Res. 85*, C3 (1980), 1548.

[164] Ting, C.-H., Babanin, A. V., Chalikov, D., and Hsu, T.-W. Dependence of drag coefficient on the directional spreading of ocean waves. *J. Geophys. Res. 117* (Jun 2012).

[165] Toba, Y. Local balance in the air-sea boundary processes, iii. on the spectrum of wind waves. *J. Oceanogr. Soc. Japan 29*, 5 (Sep 1973), 209 ?220.

[166] Toffoli, A., Onorato, M., Bitner-Gregersen, E. M., and Monbaliu, J. Development of a bimodal structure in ocean wave spectra. *J. Geophys. Res. 115*, C3 (2010).

[167] Toomey, D., Allen, R., Barclay, A., Bell, S., Bromirski, P., Carlson, R., Chen, X., Collins, J., Dziak, R., Evers, B., and et al. The cascadia initiative : A sea change in seismological studies of subduction zones. *Oceanography 27*, 2 (Jun 2014), 138–150.

[168] Tracy, b. A., and Resio, D. T. Theory and calculation of the nonlinear energy transfer between sea waves in deep water. Tech. rep., U.S. Army Engineer Waterways Experiment Station, 1982.

[169] Walker, D. T., Lyzenga, D. R., Ericson, E. A., and Lund, D. E. Radar backscatter and surface roughness measurements for stationary breaking waves. *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences 452*, 1952 (1996), 1953–1984.

[170] Wang, D. W., and Hwang, P. A. Evolution of the bimodal directional distribution of ocean waves. *J. Phys. Oceanogr. 31*, 5 (May 2001), 1200–1221.

[171] Wang, D. W., and Hwang, P. A. The dispersion relation of short wind waves from space-time wave measurements*. *J. Atmos. Oceanic Technol. 21*, 12 (Dec 2004), 1936–1945.

[172] Webb, D. Non-linear transfers between sea waves. *Deep Sea Research 25*, 3 (mar 1978), 279–298.

[173] Webb, S. C. The equilibrium oceanic microseism spectrum. *J. Acous. Soc. Am. 92*, 4 (1992), 2141.

[174] Welch, P. D. The use of fast Fourier transform for the estimation of power spectra : a method based on time averaging over short, modified periodograms. *IEEE Trans. Audio and Electroacoustics 15*, 2 (1967), 70–73.

[175] Whitham, G. B. A general approach to linear and non-linear dispersive waves using a lagrangian. *J. Fluid Mech. 22*, 02 (Jun 1965), 273.

[176] Whittle, P., Moyal, J. E., Bartlett, M. S., and Kendall, D. G. Symposium on stochastic processes : Stochastic processes and statistical physics. *Biometrika 38*, 1/2 (jun 1951), 263.

[177] Wilcock, W. S. D., Webb, S. C., and Bjarnason, I. T. The effect of local wind on seismic noise near 1 hz at the melt site and in iceland. *Bull. Seismol. Soc. Am. 89*, 6 (1999), 1543–1557.

[178] Wilson, D. K., Frisk, G. V., Lindstrom, T. E., and Sellers, C. J. Measurement and prediction of ultralow frequency ocean ambient noise off the eastern u.s. coast. *J. Acous. Soc. Am. 113*, 6 (2003), 3117.

[179] (WW3DG), T. W. D. G. User manual and system documentation of wavewatch ® iii, version 5.16. Tech. Note 329, NOAA/NWS/NCEP/MMAB, College Park, MD, USA, 2016.

[180] Wyatt, L. R. The effect of fetch on the directional spectrum of celtic sea storm waves. *J. Phys. Oceanogr. 25*, 6 (jun 1995), 1550–1559.

[181] Young, I. The form of the asymptotic depth-limited wind-wave spectrum. *Coast. Eng. 57*, 1 (Jan 2010), 30–40.

[182] Young, I. R., Verhagen, L. A., and Banner, M. L. A note on the bimodal directional spreading of fetch-limited wind waves. *J. Geophys. Res. 100*, C1 (1995), 773.

[183] Yueh, S. H., Tang, W., Fore, A. G., Neumann, G., Hayashi, A., Freedman, A., Chaubell, J., and Lagerloef, G. S. E. L-band passive and active microwave geophysical model functions of ocean surface winds and applications to aquarius retrieval. 4619–4632.

[184] Zakharov, V. Stability of periodic waves of finite amplitude on the surface of a deep fluid. *J. Appl. Mech. Tech. Phys. 9*, 2 (1968), 190–194.

[185] Zappa, C. J., Banner, M. L., Schultz, H., Corrada-Emmanuel, A., Wolff, L. B., and Yalcin, J. Retrieval of short ocean wave slope using polarimetric imaging. *Meas. Sci. Technol. 19*, 5 (Apr 2008), 055503.

OBSERVATION ET MODÉLISATION DES PROPRIÉTÉS DIRECTIONNELLES DES ONDES DE GRAVITÉ COURTES

Résumé : Les vagues courtes sont omniprésentes à la surface de océans, avec des longueurs de quelques dizaines de mètres au mètre typiquement. Connaitre leurs directions de propagation en mer est important à plusieurs titres, notamment pour la compréhension de la dynamique de l'état de mer, des échanges air-mer ou de la dérive de particules en surface.

Ces distributions directionnelles sont étudiées ici au regard des progrès récents réalisés en techniques d'instrumentation. L'analyse du bruit sismo-acoustique enregistré en grandes profondeurs permet d'extraire un comportement quasi-universel qui dépend indirectement de cette distribution à travers la-dite intégrale de recouvrement. Il est cohérent avec des observations directes du champ de vagues obtenues à partir de reconstructions tridimensionnelles de la surface de l'océan. Alors que la direction de propagation des vagues longues s'aligne avec celle du vent, les vagues courtes s'en détachent d'autant plus à mesure que leurs échelles diminuent (bimodalité).

La comparaison de ces observations avec les prédictions d'un modèle numérique de vagues, basé sur l'environnement WAVEWATCH®III, permet de constater que ces modèles sont qualitativement valables mais encore quantitativement incorrects. Une des possibilités explorées pour corriger cet effet est la prise en compte de sources de vagues courtes à ±90° de la direction du vent, qui pourraient être associées au déferlement des vagues longues. Une telle source à elle seule n'explique pas les formes des distributions directionnelles observées. D'autres mécanismes pourraient intervenir que de futures investigations pourront tenter de clarifier.

Mots-clés : vagues courtes, bruit sismo-acoustique, stéréo-vidéo, modélisation numérique, intégrale de recouvrement, bimodalité.

OBSERVATION AND MODELLING OF SHORT OCEAN SURFACE GRAVITY WAVES DIRECTIONAL PROPERTIES

Abstract : Short surface gravity waves are ubiquitous at the ocean surface, with lengths from a few tens of meters to a meter typically. Knowing their propagation directions at sea is important in several respects, especially for the understanding of sea-state dynamics, air-sea interactions and particles surface drift.

Their directional distributions are here investigated in the light of the recent progress made in instrumentation techniques. The analysis of ocean bottom seismo-acoustic noise records allows for the extraction of a quasi-universal behavior which indirectly depends on this distribution through the so-called overlap integral. It is coherent with direct observations of the wave field obtained from tri-dimensional reconstructions of the ocean surface elevation field. While the propagation direction of long waves aligns with the wind direction, short waves progressively detach from it towards small scales (bimodality).

Comparing those measurements with the predictions of a spectral numerical wave model, based on WAVEWATCH®III environment, allows to realize that they provide qualitatively correct but quantitatively incorrect predictions. One of the possibilities here explored to correct for it, is by accounting for the sources of energy at ±90° to the wind direction, which could be associated with the breaking of long waves. This source term on its own does not explain the shapes of the observed directional distributions. Other mechanisms could come into play that future investigations will help clarify.

Key words : short ocean surface waves, seismo-acoustic noise, stereo-video, numerical modelling, overlap integral, bimodality.